

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA

KATEDRA OPTIKY



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Experimentální ověření optických vlastností
prostorových modulátorů světla**

Autor:

Lenka Fialová

Studijní obor:

Přístrojová optika

Vedoucí práce:

Prof. RNDr. Zdeněk Bouchal, Dr.

Abstrakt

Práce je zaměřena na polarizační a difrakční vlastnostmi prostorových modulátorů světla. Vstupní polarizační stav vlnění určuje, jestli bude modulátor pracovat v režimu amplitudové nebo fázové modulace. Z toho důvodu jsem ověřovala polarizační vlastnosti kapalných krystalů, které tvoří funkční část modulátoru. Z difrakčních vlastností jsem se zaměřila na difrakci na periodické struktuře, přičemž hlavním cílem bylo určit difrakční účinnosti různých druhů prostorových modulátorů.

Klíčová slova: prostorová modulace světla, kapalně krystaly, elektrooptický jev, polarizace, difrakční účinnost.

Abstract

The work is focused on the polarization and diffraction properties of spatial light modulators. The input polarization state of waves determines whether it will work as an amplitude or phase modulation. For this reason, I have verified the polarization properties of liquid crystals that form a functional part of the modulator. I have focused on the diffraction of the periodic structure, so the main goal was to determine the diffraction efficiency of different types of spatial modulators.

Key words: spatial light modulation, liquid crystals, electro-optical effect, polarization, diffraction efficiency.

Poděkování

Ráda bych poděkovala mému vedoucímu Prof. RNDr. Zdeňku Bouchalovi, Dr. za ochotu, poskytnutý čas a veškerou pomoc, která vedla ke vzniku mé bakalářské práce.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci „Experimentální ověření optických vlastností prostorových modulátorů světla“ napsala zcela samostatně s využitím zdrojů uvedených v seznamu literatury.

V Olomouci dne 13. května 2011

.....

Obsah

1.	Úvod	6
2.	Teoretický základ	7
2.1.	Polarizace světla	7
2.1.1.	Polarizace rovinné vlny.....	7
2.1.2.	Jonesův vektor	9
2.1.3.	Polarizační zařízení a jejich maticový popis.....	10
2.2.	Difrakce světla	12
2.2.1.	Difrakce na mřížce	14
2.3.	Princip prostorové modulace světla.....	15
2.3.1.	Kapalné krystaly a popis anizotropních prostředí	15
2.3.2.	Elektrooptický jev.....	17
2.3.3.	Amplitudová modulace.....	18
2.3.4.	Fázová modulace	19
3.	Teoretické předpoklady k experimentu.....	20
3.1.	Difrakční účinnost optických mřížek.....	20
3.2.	Stáčení polarizace v nematických kapalných krystalech	22
3.3.	Simulace průchodu světla buňkou kapalného krystalu.....	24
4.	Vlastní experiment	28
4.1.	Měření difrakční účinnosti.....	28
4.2.	Polarizační měření.....	31
4.2.1.	Neadresovaný prostorový modulátor.....	31
4.2.2.	Adresovaný prostorový modulátor	34
4.2.3.	Adresovaný modulátor s fázovým klínem	35
5.	Závěr.....	38
	Seznam použité literatury.....	39
	Příloha.....	40
A.	Difrakční účinnost modulátoru Holoeye.....	40
B.	Difrakční účinnost modulátoru Hamamatsu a CRL OPTO	44
C.	Neadresovaný prostorový modulátor Holoeye	48
D.	Neadresovaný prostorový modulátor Hamamatsu.....	49
E.	Adresovaný prostorový modulátor Holoeye	50
F.	Adresovaný modulátor Hamamatsu s fázovým klínem	51

1. Úvod

Prostorový modulátor světla je optický prvek, který se skládá z mnoha buněk (pixelů) kapalných krystalů. Ty jsou elektricky řízené signálem z počítače. Pomocí softwaru ovládáme velikost napětí, které je přiváděno na jednotlivé buňky. Můžeme tedy ovlivňovat propustnost nebo optickou dráhu každého pixelu zvlášť.

Tato vlastnost modulátoru je výhodná pro mnohé aplikace, neboť jsme schopni měnit amplitudu nebo fázi dopadajícího záření podle našich požadavků. Jedním z využití prostorových modulátorů je konstrukce optické pinzety, která umožňuje manipulaci s mikročásticemi. V běžném životě se ale spíše setkáváme s LCD (Liquid Crystal Display), který využívá polarizačních vlastností kapalných krystalů.

V úvodní části bakalářské práce jsou uvedeny elementární zákonitosti teorie polarizace a difrakce, které tvoří teoretický základ pro vlastní měření. Je zde také objasněn princip prostorové modulace světla. Jeho součástí jsou režimy amplitudové a fázové modulace, ve kterých prostorový modulátor světla pracuje.

Následující kapitola obsahuje teoretickou průpravu k určení difrakční účinnosti prostorového modulátoru světla. Jsou zde stanoveny difrakční účinnosti amplitudové binární mřížky a fázové blejzované mřížky. Dalším námětem kapitoly je maticový popis jedné buňky modulátoru. Tato matice zahrnuje informace o stáčení roviny polarizace pomocí kapalných krystalů. Polarizační vlastnosti buňky jsou simulovány v programu OSLO.

V závěru práce jsou obsaženy postupy a výsledky měření vlastností prostorových modulátorů světla. Experiment zahrnuje polarizační měření, kdy je zkoumána intenzita svazku při různém vstupním a výstupním polarizačním stavu. Další součástí je určení difrakční účinnosti různých druhů prostorových modulátorů.

2. Teoretický základ

Prostorový modulátor světla je dynamický prvek, jehož optické vlastnosti ovládáme pomocí vnějšího elektrického pole. Abychom porozuměli jeho chování, musíme nejprve objasnit základní principy polarizace, difrakce a prostorové modulace světla, které jsou uvedeny v této kapitole.

2.1. Polarizace světla

Polarizace světla je pro nás významná z toho důvodu, že ovlivňuje amplitudovou a fázovou modulaci světla. Vhodným výběrem polarizačního stavu můžeme měnit amplitudu nebo fázi dopadajícího záření, a to díky kapalným krystalům, jejichž vlastnosti budou nastíněny později. V následujících podkapitolách jsou uvedeny základní druhy polarizace, jejich popis pomocí Jonesových vektorů a vlastností primárních polarizačních prvků.

2.1.1. Polarizace rovinné vlny

Při popisu polarizace světla [1], [6] se omezíme na rovinnou monochromatickou vlnu, jejíž vektory elektrického a magnetického pole jsou kolmé na směr šíření a velikost amplitudy této vlny je konstantní.

Polarizace světla je definována vektorem elektrické intenzity \vec{E} a jeho orientací v prostoru v daném čase. Pokud jej zavedeme do souřadného systému a osa z bude představovat směr šíření elektromagnetického vlnění, pak vektor \vec{E} můžeme rozložit na dvě vzájemně kolmé složky E_x a E_y , pro které platí:

$$E_x = a_x \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_x), \quad (1)$$

$$E_y = a_y \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_y), \quad (2)$$

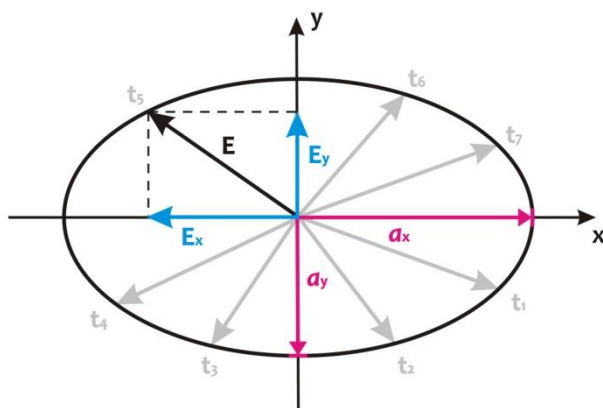
kde a_x a a_y jsou velikosti amplitud, ω je úhlová frekvence, t je čas, k je vlnový vektor, r je polohový vektor a φ_x , φ_y jsou fáze vlny. Polarizační stav poté určíme pomocí amplitud jednotlivých složek vektoru \vec{E} a rozdílu fází $\Delta\varphi$, pro který platí:

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x. \quad (3)$$

Parametr $\omega t - kr$ popisuje okamžitou polohu koncového bodu vektoru elektrické intenzity, který v obecném případě opisuje dobře definovanou křivku – elipsu. Jeho vyloučením z rovnic (1) a (2) dostaneme tvar polarizační elipsy:

$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi, \quad (4)$$

kde vektor elektrické intenzity leží v rovině $x - y$.



Obr. 1: Polarizační elipsa

Pokud bude velikost amplitud obou dílčích složek elektrické intenzity stejná, tedy $a_x = a_y = a$, a rozdíl fází bude roven $\pm \pi/2$, pak se jedná o kruhovou polarizaci popsanou rovnicí:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{a^2} = 1. \quad (5)$$

Z pohledu proti směru šíření elektromagnetické vlny a při fázovém rozdílu $\Delta\varphi = +\pi/2$ se vektor polarizace otáčí ve směru hodinových ručiček a jedná se tedy o pravotočivou kruhovou polarizaci. Jestliže je fázový rozdíl $\Delta\varphi = -\pi/2$, kruhová polarizace je levotočivá a vektor elektrické intenzity se otáčí proti směru hodinových ručiček.

U lineární polarizace je rozdíl fází roven 0 nebo celistvým násobkům π . V tomto případě se jedná o rovnici přímky:

$$\frac{E_x}{a_x} \pm \frac{E_y}{a_y} = 0. \quad (6)$$

Je-li např. $a_x = a_y$, pak rovina polarizace svírá s osou x úhel 45° . Pokud je $a_x = 0$ je rovina polarizace shodná s rovinou $y - z$.

2.1.2. Jonesův vektor

Pro maticový popis polarizace budeme opět uvažovat monochromatickou rovinnou vlnu šířící se ve směru osy z .

Roku 1941 zavedl R. C. Jones popis polarizovaného světla pomocí vektoru, který obsahuje informace o amplitudě a fázi navzájem kolmých složek vektoru elektrické intenzity. Nazýváme jej Jonesův vektor [1], [2] a zapisujeme jej ve tvaru sloupcové matice:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x e^{i\varphi_x} \\ a_y e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Celková intenzita světla I je úměrná součtu druhých mocnin absolutních hodnot složek Jonesova vektoru. Je vhodné pro zjednodušení normovat tento člen intenzity tak, aby byl roven jedné a fázi x -ové složky stanovit hodnotu nula. Potom platí:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} a_x \\ a_y e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix} = \frac{a_x}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{a_y}{a_x} \cdot e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Dosažením příslušných hodnot amplitud a fází do rovnice (8) získáme Jonesovy vektory pro různé polarizační stavy, které jsou uvedeny v následující tabulce.

Tabulka 1: Jonesovy vektory

Polarizační stav	Jonesův vektor
▪ Lineární polarizace v ose x	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
▪ Lineární polarizace v ose y	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
▪ Lineární polarizace, kde polarizační rovina svírá s osou x úhel α	$\begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$
▪ Pravotočivá kruhová polarizace	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$
▪ Levotočivá kruhová polarizace	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$
▪ Eliptická polarizace, kde $a_x > a_y$	$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{bmatrix} 1 \\ 2i \end{bmatrix}$
▪ Eliptická polarizace, kde $a_x < a_y$	$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{bmatrix} 2 \\ -i \end{bmatrix}$

2.1.3. Polarizační zařízení a jejich maticový popis

Polarizační zařízení [1] mohou měnit polarizační stav dopadající vlny. Pro jejich popis se využívá Jonesova matice 2×2 , která nám stanoví změnu polarizačního stavu vlny šířící se soustavou. Tato změna polarizace je popsána rovnicí:

$$\vec{J}_2 = T \cdot \vec{J}_1. \quad (9)$$

\vec{J}_1 a \vec{J}_2 jsou Jonesovy vektory, které určují vstupní a výstupní stav vlny, T je Jonesova matice popisující optickou soustavu.

Jedním z polarizačních prvků je polarizátor, který propouští tu složku elektrické intenzity, která je rovnoběžná se směrem propustnosti polarizátoru a odfiltruje složku kolmou. Můžeme tedy získat z nepolarizovaného světla světlo lineárně polarizované.

Matice polarizátoru propustného ve směru osy $x - P_x$ a osy $y - P_y$ mají tvar:

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, P_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Matici polarizátoru, který propouští světlo v určitém úhlu α od směru osy x , získáme roznásobením matic $R_{-\alpha}$, P_x a R_α , kde R_α je matice otočení a $R_{-\alpha}$ je matice k ní inverzní. Matice rotace je definována jako:

$$R_\alpha = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Matice obecného polarizátoru má potom tvar:

$$P_\alpha = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Dalším polarizačním zařízením je fázová destička, která je tvořena jednoosým anizotropním materiálem. Její maticový tvar je vyjádřen součinem $R_{-\alpha} \cdot W_0 \cdot R_\alpha$, kde W_0 je definováno jako:

$$W_0 = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\Delta\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Delta\Gamma}{2}} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

$\Delta\Gamma$ je fázové zpoždění, které nám fázová destička zavádí mezi x -ovou a y -ovou složkou vektoru elektrické intenzity. Pro $\Delta\Gamma$ platí:

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d(n_e - n_o), \quad (14)$$

kde λ je vlnová délka, d je tloušťka destičky, n_e je mimořádný index lomu a n_o je řádný index lomu.

Podle velikosti fázového zpoždění, můžeme fázové destičky rozdělit na:

- *Půlvlňná fázová destička:* $\Delta\Gamma = \pi$. Pokud na destičku dopadá světlo lineárně polarizované v ose x , bude na výstupu polarizované v ose y a naopak. V případě kruhové polarizace nám půlvlňná fázová destička mění pravotočivou polarizaci na levotočivou a také obráceně levotočivou kruhovou polarizaci na pravotočivou.
- *Čtvrtvlňná fázová destička:* $\Delta\Gamma = \pi/2$. Mění lineárně polarizované světlo na kruhově polarizované a naopak.

Jestliže z rovnice (14) vyjádříme tloušťku fázové destičky a dosadíme příslušná fázová zpoždění, potom pro půlvlňnou destičku bude platit:

$$d = \frac{\lambda}{2(n_e - n_o)}. \quad (15)$$

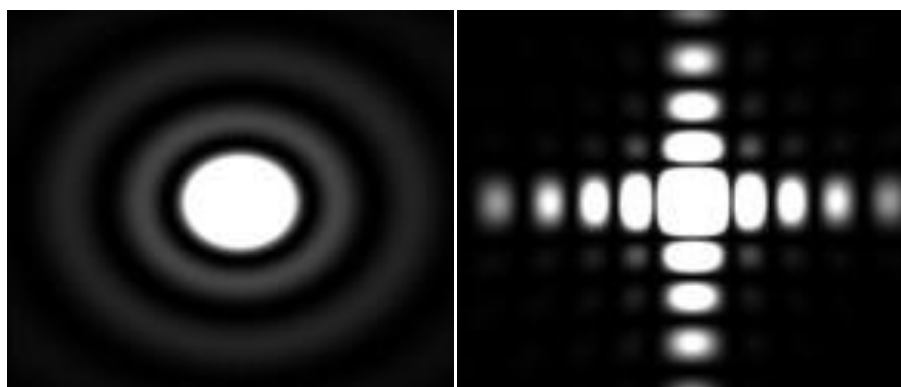
Vidíme tedy, že závisí na polovině vlnové délky světla, proto ji nazýváme půlvlňnou. Obdobný vztah bychom dostali pro čtvrtvlňnou fázovou destičku.

2.2. Difrakce světla

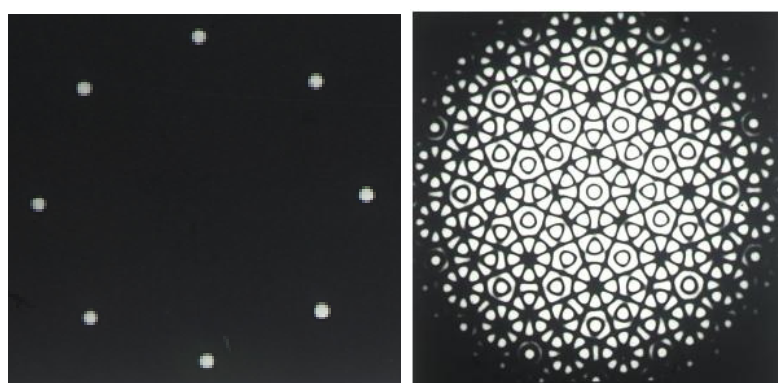
K difrakci neboli ohybu světla [6] dochází v okamžiku, kdy elektromagnetické vlnění prostorově omezíme nějakou překážkou. Při pozorování takto ohraničeného svazku zjistíme, že se světlo nešíří přímočaře, ale dopadá i za hranice geometrického stínu předmětu.

V běžném životě není difrakce jasně zřetelná. Dobře můžeme pozorovat tento jev až v případě, kdy je velikost překážky srovnatelná s vlnovou délkou záření. Další důležitou podmínkou je koherence. Koherentní zdroj vyzařuje vlnění o stejné frekvenci, jejichž fázový rozdíl je stále stejný (v čase neměnný). Splní-li se tyto předpoklady, vidíme na stínítku difrakční obrazec, který je charakteristický různým rozložením intenzity světla.

Ohybový obrazec vzniká interferencí jednotlivých vln. Jeho podoba závisí na tvaru a velikosti překážky. Jestliže je redukcujícím předmětem hrana, můžeme na stínítku vidět interferenční proužky. Pokud se vlnění ohýbá na kruhovém otvoru, je difrakční obrazec tvořen soustřednými kružnicemi, přičemž centrální kruh je vždy světlý a reprezentuje hlavní maximum. Různé příklady ohybových obrazců můžeme vidět na obrázcích 2, 3 a 4.



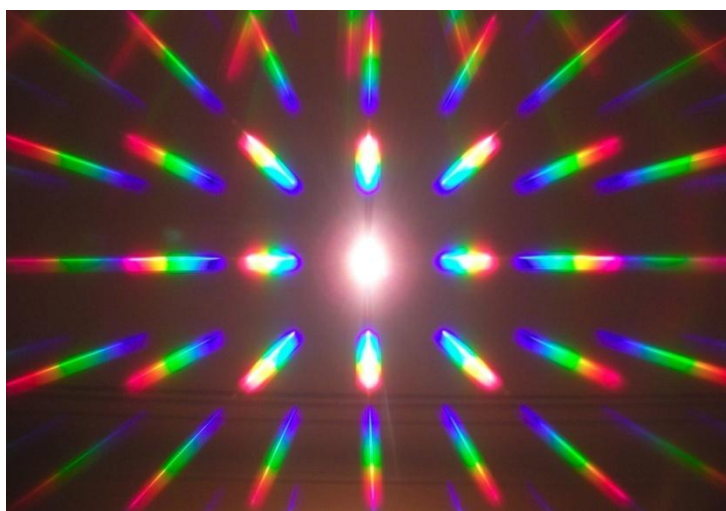
Obr. 2: Difrakce na kruhovém a obdélníkovém otvoru (převzato z [2])



Obr. 3: Difrakce na osmi otvorech rozmístěných podél kružnice (převzato z [3])

Difrakce je pozorovatelná i v bílém světle, jak je vidět na obrázku 5. Ohybový obrazec vzniká interferencí vln o stejné frekvenci. Jelikož je bílé světlo složeno z mnoha frekvencí, interferuje každá z nich zvlášť. Z toho důvodu jsou jednotlivé difrakční řády tvořeny barevným spektrem viditelného záření a ne pouze jedinou barvou.

Z obrázku je patrná i závislost difrakce na vlnové délce. Čím delší je vlnová délka, tím větší je i úhel odklonění vlnění od přímého směru. Proto vidíme fialovou barvu vždy nejbližší centrálnímu maximu, které je v tomto případě bílé (složené z jednotlivých frekvencí), a červenou barvu nejdále.



Obr. 4: Difrakce v bílém světle (převzato z [4])

Rozeznáváme dva druhy difrakce, a to Fraunhoferovu a Fresnelovu [6]. Rozdíl spočívá ve vzdálenosti zdroje záření od překážky, která světlo ohraničuje. V prvním případě je zdroj dostatečně daleko, a tudíž je dopadající vlna rovinná. V druhém případě na překážku dopadá vlna kulová, což je zapříčiněno blízkou vzdáleností od zdroje záření.

Pro rozeznání těchto dvou druhů ohybů vycházíme z Fresnelova čísla:

$$N_F = \frac{b^2}{\lambda \cdot l}, \quad (16)$$

kde b je maximální rozměr otvoru, na kterém dochází k difrakci, λ je vlnová délka dopadajícího světla a l je vzdálenost mezi překážkou a rovinou pozorování. Pokud je Fresnelovo číslo mnohem menší než 1, pak se jedná o Fraunhoferův ohyb. Jestliže je N_F srovnatelné s 1, potom mluvíme o Fresnelově difrakci.

2.2.1. Difrakce na mřížce

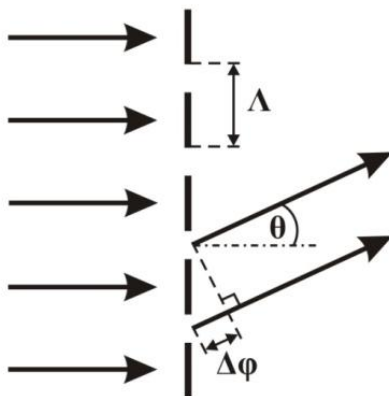
Prostorový modulátor světla se skládá z velkého množství buněk kapalných krystalů. Ty jsou tvořeny propustnými a nepropustnými oblastmi, které dohromady vytvářejí periodickou strukturu. Díky tomuto uspořádání se modulátor světla chová jako difrakční mřížka [6], která je složena z mnoha malých štěrbin.

Pokud na difrakční mřížku necháme dopadat rovinnou vlnu, každý z otvorů se stane novým zdrojem vlnění, které se šíří všemi směry. Na stínítku poté můžeme pozorovat difrakční řády vzniklé interferencí těchto elementárních vln. Ke skládání dochází díky dráhovému rozdílu $\Delta\varphi$, který vzniká při ohybu dopadajícího vlnění na propustných částech mřížky.

Při popisu difrakčního obrazce je pro nás důležitá vzdálenost štěrbin Λ (tj. mřížková konstanta nebo také perioda mřížky) a úhel θ , který svírá difraktovaný paprsek s osou mřížky. Úhlová poloha difrakčních řádů je potom dána mřížkovou rovnicí:

$$\Lambda \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda, \quad (17)$$

kde m je celé číslo, které udává difrakční řád a λ je vlnová délka dopadajícího světla.



Obr. 5: Difrakce na mřížce

Z rovnice (17) vyplývá závislost difrakce na velikosti otvoru. Čím menší je perioda mřížky (a tedy i velikost propustné části), tím větší je vzdálenost mezi jednotlivými maximy difrakčního obrazce.

2.3. Princip prostorové modulace světla

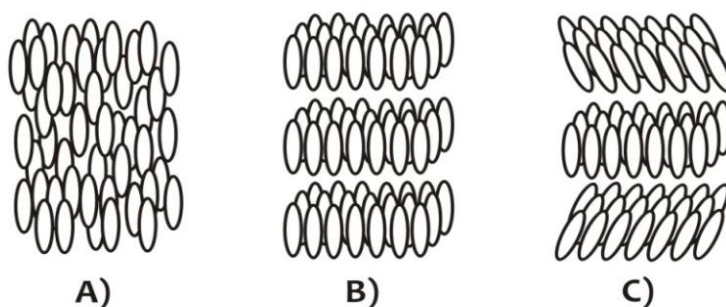
V této kapitole jsou popsány vlastnosti a jevy, které souvisí s prostorovou modulací světla. Jsou zde uvedeny druhy kapalných krystalů, jejich charakteristické vlastnosti a obecně popis anizotropních prostředí. Dále je zde objasněn elektrooptický jev, na jehož principu jsou založeny prostorové modulátory. Ty dokážou měnit propustnost nebo optickou tloušťku každé buňky, a díky tomuto můžeme ovlivňovat amplitudu nebo fázi elektromagnetického vlnění. V závěru kapitoly je popsán princip amplitudové a fázové modulace.

2.3.1. Kapalně krystaly a popis anizotropních prostředí

Kapalně krystaly [1] jsou látky, které se nacházejí ve stavu mezi kapalným a pevným skupenstvím. Jejich molekuly jsou podlouhlé a úzké a jejich poloha v prostoru je náhodná, tak jako u kapalin. Existuje ovšem orientační uspořádání, ve kterém jsou podélné osy molekul rovnoběžné.

Kapalně krystaly můžeme rozdělit do tří skupin:

- *Nematické* - vyznačují se tím, že jejich molekuly nemají jednotné rozmístění v prostoru. Jejich rozložení je zcela náhodné a nejsou uspořádány do vrstev.
- *Smektické* - jsou rozděleny do jednotlivých řad. V každé z nich jsou molekuly umístěny kolmo k rovině vrstvy.
- *Cholesterické* - molekuly jsou také rozděleny do vrstev, ale na rozdíl od smektických kapalných krystalů je prostorová orientace každé řady jiná.



Obr. 6: Typy kapalných krystalů: A - nematické, B - smektické, C - cholesterické

Díky prostorovému rozmístění a orientaci molekul řadíme kapalně krystaly mezi anizotropní látky. To jsou takové látky, jejichž optické vlastnosti závisí na směru procházejícího záření.

Při popisu anizotropních prostředí [1], [2] se vychází z materiálových vztahů Maxwellových rovnic. Jedná se o závislosti mezi vektory elektrického a magnetického pole, kde konstantami úměrnosti jsou permitivita a permeabilita dané látky. Nás budou zajímat pouze dielektrické vlastnosti, které jsou určeny složkami vektoru elektrické indukce \vec{D} :

$$D_x = \varepsilon_{xx}E_x + \varepsilon_{xy}E_y + \varepsilon_{xz}E_z, \quad (18)$$

$$D_y = \varepsilon_{yx}E_x + \varepsilon_{yy}E_y + \varepsilon_{yz}E_z, \quad (19)$$

$$D_z = \varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z. \quad (20)$$

Převedením vztahů (18), (19) a (20) do maticového zápisu získáme tenzor permitivity, jehož prvky jsou symetrické. Vhodným výběrem souřadné soustavy vůči struktuře látky definujeme hlavní osy a hlavní rovinu anizotropního prostředí a získáme tenzor, který bude obsahovat pouze tři diagonální prvky:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Jelikož index lomu můžeme vyjádřit pomocí permitivity prostředí, můžeme prvky tenzoru (21) nahradit indexy lomu, které označujeme za hlavní a pro které platí:

$$n_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}, \quad n_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}}, \quad n_3 = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_0}}, \quad (22)$$

kde ε_0 je permitivita vakua.

Podle vzájemných závislostí hlavních indexů lomů můžeme dielektrika rozdělit do tří skupin:

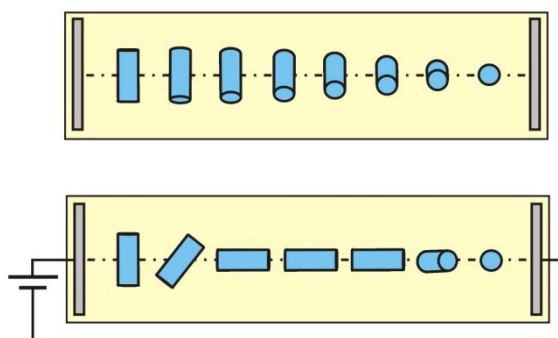
- *Jednoosé krystaly* – dva indexy lomu jsou si rovny a třetí je různý, tj. $n_1 = n_2 \equiv n_o$, $n_3 \equiv n_e$, kde n_o je řádný index lomu a n_e je mimořádný index lomu. Rozlišujeme také kladné jednoosé krystaly, pro které platí: $n_o < n_e$ a záporné jednoosé, kde $n_o > n_e$. Jednoosé krystaly mají jednu optickou osu a obě vlny šířící se podél ní mají stejnou rychlost. To znamená, že tímto směrem se může šířit i nepolarizované světlo.
- *Dvouosé krystaly* – hlavní indexy lomu jsou různé, tj. $n_1 \neq n_2 \neq n_3$. Mají dvě optické osy.
- *Izotropní látky* – všechny hlavní indexy lomu jsou si rovny: $n_1 = n_2 = n_3$.

2.3.2. Elektrooptický jev

Kapalné krystaly jsou v prostorovém modulátoru světla uloženy mezi skleněné destičky, na jejichž vnitřních stranách jsou umístěny průhledné elektrody. Pokud na elektrody přivedeme napětí, můžeme měnit orientaci molekul kapalných krystalů, a tím i měnit polarizační stav prošlého světla.

V případě nestočené verze kapalných krystalů dochází po přiložení napětí ke sklápění většiny molekul do směru elektrického pole. Na molekuly, které jsou v těsné blízkosti skleněných destiček, působí elastické síly, proto nedochází k vychýlení jejich os. Jestliže elektrické pole zanikne, molekuly na povrchu skla ovlivní směr ostatních molekul a ty se vrátí do své původní polohy.

Buňky, jejichž stěny jsou leštěny v různých směrech, obsahují stočené kapalné krystaly. Jejich molekuly se postupně šroubovitě stáčí kolem osy kolmé ke skleněným destičkám. Rovina lineárně polarizovaného světla, která prochází tímto prostředím, se bude stáčet společně s osami molekul. Pokud přivedené elektrické pole bude dostatečně velké tak, že úhel naklonění kapalných krystalů bude 90° , ztratí molekuly svůj stočený charakter, a tím i schopnost stáčet rovinu polarizace.

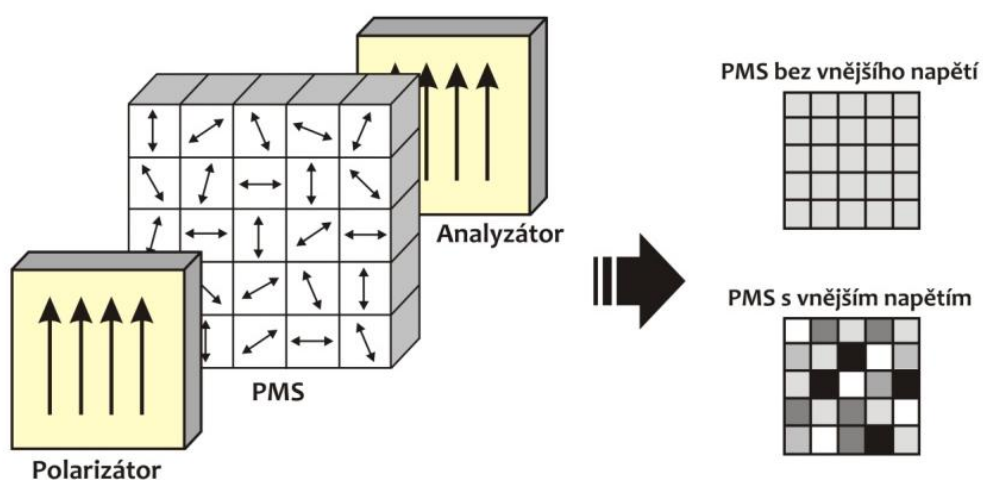


Obr. 7: Stočená verze kapalných krystalů při zapnutém a vypnutém elektrickém poli

Jelikož kapalné krystaly tvoří anizotropní prostředí, změnou polarizace ovlivníme rychlost procházejícího světla a tudíž i index lomu látky. Závislosti indexu lomu na přiloženém elektrickém poli říkáme elektrooptický jev [1], [2].

2.3.3. Amplitudová modulace

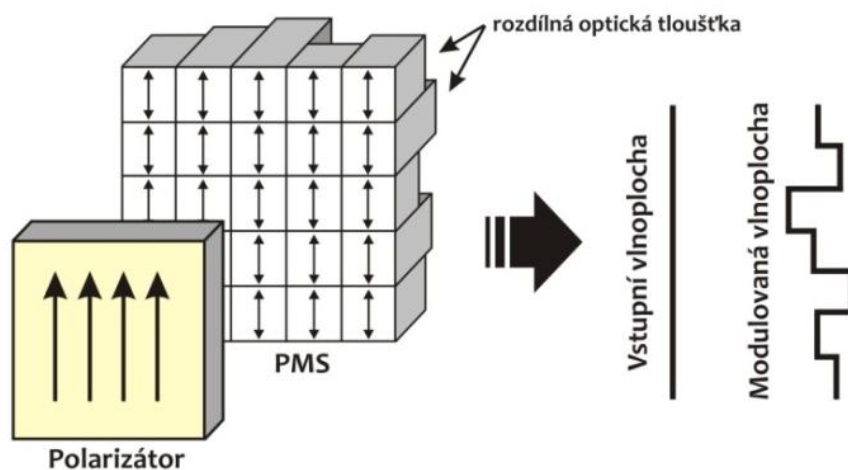
Amplitudové modulátory světla nám umožňují měnit intenzitu dopadajícího vlnění. Jestliže na každou buňku modulátoru přivedeme různou velikost elektrického napětí, pak se molekuly kapalných krystalů začnou stáčet. Jejich odklon od původního stavu bude tím větší, čím větší bude intenzita elektrické pole. Pokud na takto adresovaný modulátor necháme dopadat lineárně polarizované světlo, každý pixel nám stočí rovinu polarizace o jiný úhel a analyzátozem poté určíme směr, pro který bude výstupní intenzita vlnění maximální [4].



Obr. 8: Princip amplitudové modulace světla

2.3.4. Fázová modulace

Pro změnu fáze záření musíme nejdříve zajistit, aby byl vstupní svazek světla polarizován ve stejném směru jako hlavní osa kapalného krystalu. Ta není vnějším elektrickým polem stáčena. Proto po přivedení napětí na buňky fázového modulátoru neměníme polarizační stav prošlého světla, ale index lomu prostředí, kterým se šíří. Rozdílná optická tloušťka na jednotlivých pixelech způsobuje deformaci vlnoplochy, kterou můžeme řídit podle potřeby [4].



Obr. 9: Princip fázové modulace světla

3. Teoretické předpoklady k experimentu

Následující část práce se věnuje teoretickému rozboru difrakční účinnosti a stáčení polarizačního stavu v nematických kapalných krystalech. Jsou zde uvedeny závislosti, ze kterých jsem vycházela při měření optických vlastností prostorového modulátoru světla. Konec kapitoly obsahuje simulaci průchodu světla jednou buňkou modulátoru, kterou jsem provedla v programu OSLO.

3.1. Difrakční účinnost optických mřížek

Difrakční účinnost η_e se udává pro určitý difrakční řád a je definována jako:

$$\eta_e = \frac{I_d}{I_0}, \quad (23)$$

kde I_d je intenzita světla v daném řádu a I_0 je intenzita světla dopadajícího na difrakční element. Pomocí vztahu (23) lze určit difrakční účinnost v případě, že můžeme jednotlivé intenzity změřit pomocí příslušného přístroje. Jestliže tuto možnost nemáme, musíme ji dopočítat pomocí daných parametrů difrakční mřížky.

Důležitým faktorem mřížky je její propustnost a s ní související koeficient zaplnění. Jelikož je difrakční mřížka tvořena řadou šterbin, můžeme propustnost $\tau(x)$ zapsat do periodické funkce danou Fourierovským rozvojem:

$$\tau(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \cdot e^{-i \frac{m \cdot 2\pi \cdot x}{\Lambda}}, \quad (24)$$

kde c_m jsou koeficienty Fourierovy řady, pro které platí:

$$c_m = \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \tau(x) \cdot e^{i \frac{m \cdot 2\pi \cdot x}{\Lambda}} dx. \quad (25)$$

Teoretická difrakční účinnost pro m -tý difrakční řád je poté dána vztahem:

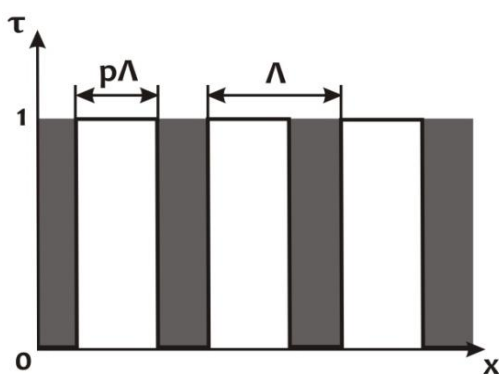
$$\eta_m = |c_m|^2. \quad (26)$$

Buňky prostorového modulátoru světla, který nejsou ovlivněny vnějším elektrickým polem, tvoří periodickou strukturu, kterou můžeme přirovnat k amplitudové difrakční mřížce [4]. Pro jednoduchost bude dále zmíněna jen binární mřížka, která je tvořena propustnými a nepropustnými částmi znázorněné na obrázku 10.

Amplitudová binární mřížka je definována koeficientem c_m ve tvaru:

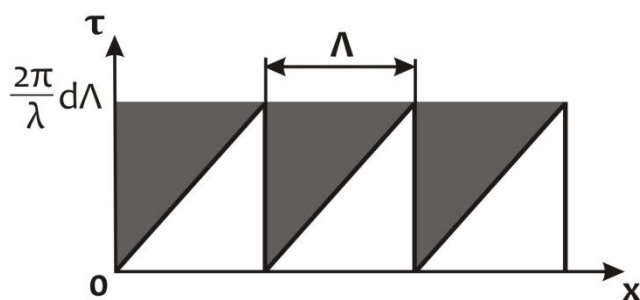
$$c_m = p \cdot \frac{\sin(\pi \cdot m \cdot p)}{\pi \cdot m \cdot p}, \quad (27)$$

kde p je právě koeficient zaplnění, který udává rozložení intenzity do jednotlivých difrakčních řádů. Jeho hodnota se pohybuje v rozmezí mezi 0 a 1 a určuje, jaká část periody mřížky propouští světlo.



Obr. 10: Propustnost binární amplitudové mřížky

Dalším pro nás důležitým typem mřížky je blejzovaná fázová mřížka [4]. Její význam tkví v tom, že při vhodném nastavení parametrů mřížky vůči vlnové délce záření, dokáže většinu intenzity difraktovat do jediného difrakčního řádu. Fázové skoky z 2π na 0, které tato mřížka vytváří, nastávají v situaci, kdy $d = \lambda/\Lambda$, přičemž parametr d je koeficient fázového zdvihu.



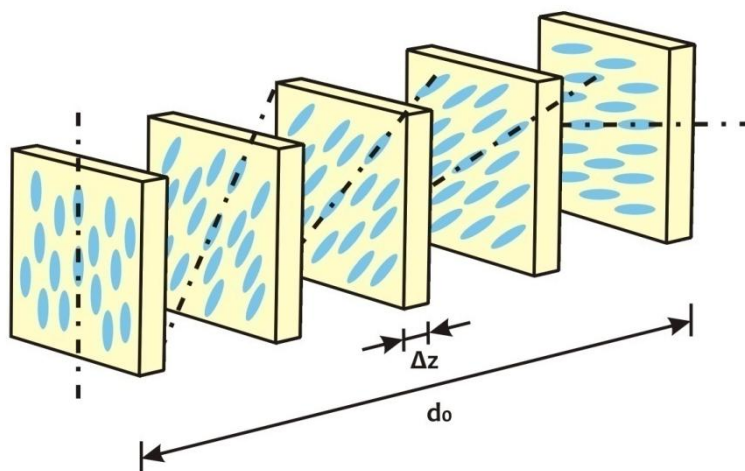
Obr. 11: Propustnost ideální blejzované fázové mřížky

Koeficient Fourierovy řady ideální blejzované fázové mřížky pro m -tý difrakční řád je určen vztahem:

$$c_m = \frac{\sin\left(m + d \cdot \frac{\Lambda}{\lambda}\right)}{m + d \cdot \frac{\Lambda}{\lambda}}. \quad (28)$$

3.2. Stáčení polarizace v nematických kapalných krystalech

Prostorový modulátor světla je složen z velkého množství pixelů tvořené nematickými kapalnými krystaly. Ty se postupně šroubovitě stácejí podél osy rovnoběžné ke směru šíření světla. Orientace molekul kapalných krystalů je určena podélnou osou, která představuje optickou osu anizotropní látky. Její stáčení lineárně roste společně s rostoucí vzdáleností od počátku buňky. Konstantou úměrnosti je stáčivost, kterou označujeme řeckým písmenem δ .



Obr. 12: Jednotlivé vrstvy buňky s kapalnými krystaly

Pro popis chování molekul kapalných krystalů je vhodné určit matici jedné celé modulátoru. Pro její získání musíme nejprve rozdělit buňku na jednotlivé vrstvy, jejichž počet označíme M . Orientace optické osy pro m -tou vrstvu ψ_m je potom dána vztahem:

$$\psi_m = m \cdot \delta \cdot \Delta z = \delta \cdot d_0, \quad (29)$$

kde d_0 je délka buňky a Δz je tloušťka jedné vrstvy.

Kromě úhlu, který svírá optická osa s horizontální rovinou cely, musíme znát fázové zpoždění, která nám každá jedna vrstva zavede. Pro fázové zpoždění $\Delta\Gamma$ platí:

$$\Delta\Gamma = \frac{\omega}{c} (n_e - n_o) \cdot \Delta z = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_e - n_o) \cdot \Delta z, \quad (30)$$

kde ω je úhlová rychlost, c je rychlost světla, n_e je mimořádný index lomu, n_o je řádný index lomu a λ je vlnová délka záření.

Maticе m -té vrstvy W_m je charakterizována součinem:

$$W_m = R(-\psi_m) \cdot W_0 \cdot R(\psi_m), \quad (31)$$

kde $R(\psi_m)$ je matice rotace a $R(-\psi_m)$ je matice k ní inverzní, tzn. matice zpětné rotace.

Pro matici W_0 platí:

$$W_0 = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Delta\Gamma}{2}} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Jestliže již známe matici jedné vrstvy buňky, můžeme stanovit matici celé buňky modulátoru, a to roznásobením matic jednotlivých vrstev, jejichž počet bude M . Nejprve začneme určením výsledné matice dvou sousedních vrstev:

$$W_m \cdot W_{m-1} = R(-\psi_m) \cdot W_0 \cdot R(\Delta\psi) \cdot W_0 \cdot R(\psi_{m-1}), \quad (33)$$

kde $\Delta\psi$ je rozdíl orientací optických os těchto dvou vrstev, tedy platí:

$$\Delta\psi = \psi_m - \psi_{m-1} = \delta \cdot \Delta z. \quad (34)$$

Matici celý modulátoru, kterou jsme rozdělili do M vrstev, určíme následovně:

$$W = R(-M \cdot \Delta\psi) \cdot [W_0 \cdot R(\Delta\psi)]^{M-1} \cdot W_0 \cdot R(\Delta\psi). \quad (35)$$

V případě, že použijeme aproximaci, kdy stáčivost δ bude mnohem menší než fázové zpoždění Γ_0 vztažené na jednotku délky (37), tj. $\delta \ll \Delta\Gamma_0$, pak matici $R(\Delta\psi)$ můžeme považovat za přibližně jednotkovou matici. Matici jedné buňky kapalných krystalů potom získáme ve tvaru:

$$W = R(-\delta \cdot d) \cdot \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Delta\Gamma}{2}} \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Pro Γ_0 platí:

$$\Delta\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_e - n_o). \quad (37)$$

3.3. Simulace průchodu světla buňkou kapalného krystalu

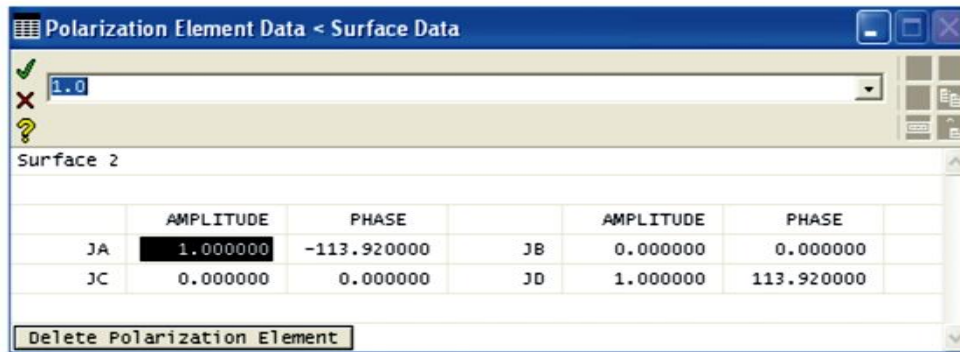
Simulaci průchodu světla jednou buňkou prostorového modulátoru světla provedeme v programu OSLO. Její zadání bude vycházet z předchozí podkapitoly, kdy jsme buňku rozdělili na M vrstev. Pro náš model budeme zadávat 5 vrstev, přičemž použijeme opět přiblížení, kdy $\delta \ll \Delta\Gamma_0$.

Pro zadání všech vrstev budeme vycházet ze vztahu (31). Pro každou z nich tedy musíme vytvořit tři matice, a to matici otočení $R(\psi_m)$, matici W_0 a matici pro zpětného otočení $R(-\psi_m)$. Celkem budeme zadávat 15 optických ploch, které jsou zobrazeny na obrázku 13.

SRF	RADIUS	THICKNESS	APERTURE RADIUS	GLASS	SPECIAL
OBJ	0.000000	1.0000e+20	1.0000e+14	AIR	
AST	0.000000	0.000000	1.000000	AS	Z
2	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
3	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
4	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
5	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
6	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
7	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
8	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
9	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
10	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
11	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
12	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
13	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
14	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
15	0.000000	0.000000	1.000000	S	Z
IMS	0.000000	0.000000	1.000000	S	

Obr. 13: Zadání jednotlivých vrstev buňky modulátoru

Pro vytvoření matice W_0 , musíme nejprve znát fázové zpoždění, které nám každá vrstva zavede. Vyjdeme ze vztahu (30), kde $\lambda = 632 \text{ nm}$, $(n_e - n_o) = 0,2$ a $\Delta z = 2 \mu\text{m}$. Zadání matice W_0 do programu je znázorněno na obrázku 14, přičemž její tvar je pro každou vrstvu stejný. Vycházíme ze vztahu (32).

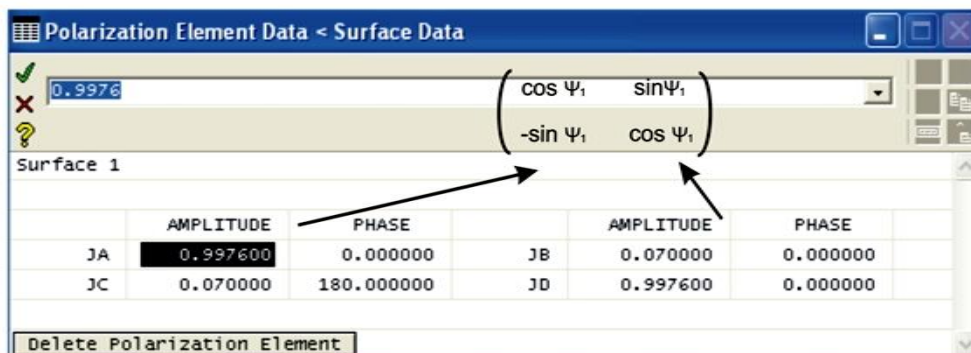


Obr. 14: Zadání matice W_0

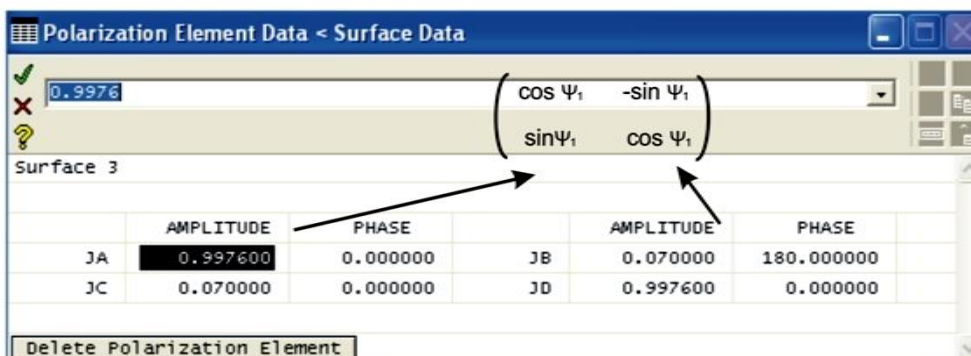
Zadání matice rotace a matice zpětné rotace je zobrazeno na obrázcích 15 a 16. Orientaci optické osy ψ_m získáme z rovnice:

$$\psi_m = \frac{\Delta\gamma}{d_0} \cdot \Delta z \cdot m, \quad (38)$$

kde $\Delta\gamma$ je úhel otočení polarizačního stavu po průchodu buňkou kapalných krystalů, m je číslo vrstvy. Pro náš příklad modulace bude $\Delta\gamma = 20^\circ$ a $d_0 = 10 \mu m$.

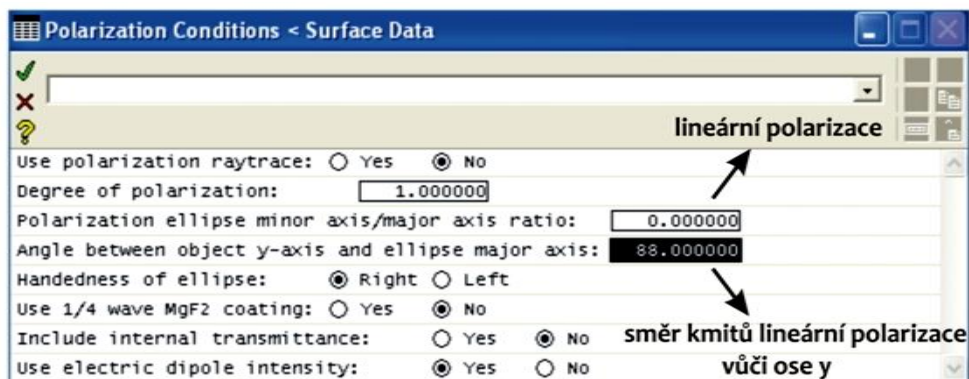


Obr. 15: Zadání matice rotace pro první vrstvu

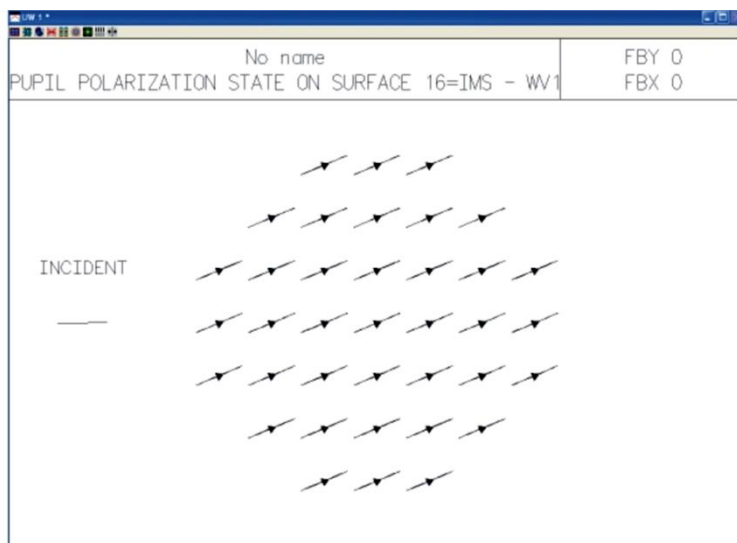


Obr. 16: Zadání matice zpětné rotace pro první vrstvu

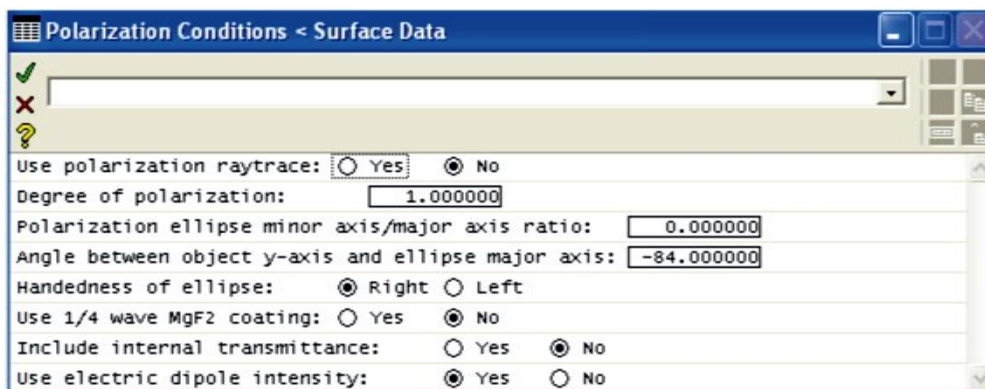
Pro vykreslení stočení polarizačního stavu, musíme nejprve určit podmínky polarizace. Do tabulky, která je znázorněna na obrázcích 17 a 19, zadáváme druh polarizace a její kmitoměry vůči ose y . Na obrázku 18 vidíme, že nám buňka zavádí nepatrnou eliptickou polarizaci. Čím více se bude lišit úhel vstupní lineární polarizace od orientace kapalných krystalů v první vrstvě buňky, tím více bude růst i excentricita eliptické polarizace. Na obrázku 20 můžeme vidět stočení polarizačního stavu pro jiné parametry vstupního polarizačního stavu.



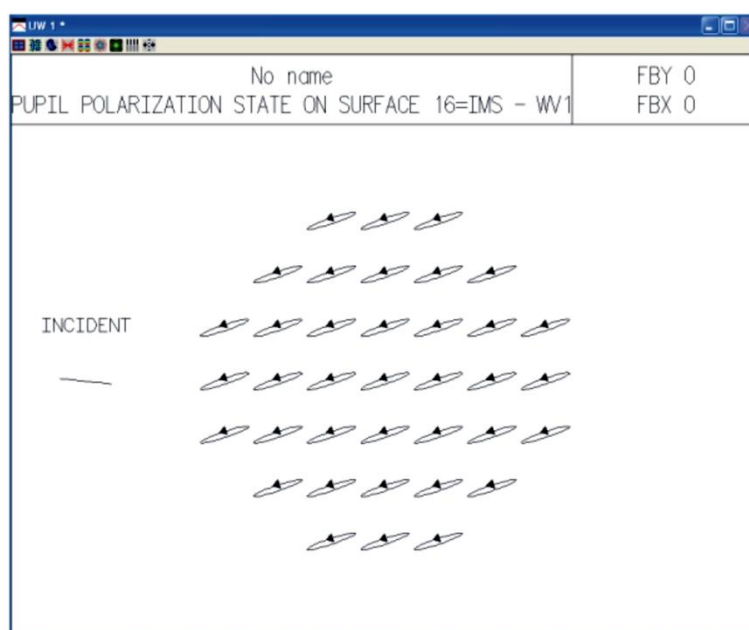
Obr. 17: Zadání polarizačních podmínek



Obr. 18: Vykreslení stočení polarizačního stavu po průchodu buňkou modulátoru



Obr. 19: Polarizační podmínky pro jiný úhel vstupní polarizace



Obr. 20: Vykreslení stočení polarizačního stavu

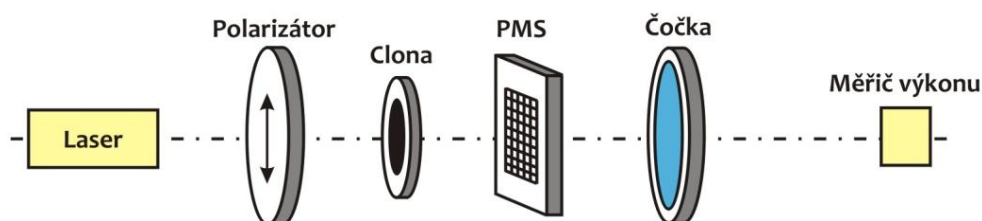
4. Vlastní experiment

V předchozích kapitolách jsme se zabývali optickými vlastnostmi, které byly důležité pro pochopení principu činnosti prostorového modulátoru světla a jeho využití. Následující část je věnována měření polarizačních a difrakčních vlastností tohoto přístroje. Jsou zde uvedeny postupy a výsledky experimentů, které jsou pro názornost vyneseny v grafech. Číselné hodnoty všech měření jsou uvedeny v příloze.

4.1. Měření difrakční účinnosti

Při určování difrakční účinnosti vycházíme ze vztahu (23), kdy musíme změřit výkon v daném difrakčním řádu, který nám prostorový modulátor světla vytvoří a také výkon záření bez modulátoru. Abychom mohli určit, zda takto zjištěné hodnoty jsou věrohodné či nikoliv, musíme je s něčím porovnat. Z toho důvodu zjišťujeme teoretickou difrakční účinnost pro daný řád, kterou vypočítáme ze vztahů (26) a (27).

Toto měření jsem prováděla pro tři různé prostorové modulátory světla – modulátor firmy Holoeye, amplitudový modulátor firmy CRL OPTO a reflexní modulátor firmy Hamamatsu.



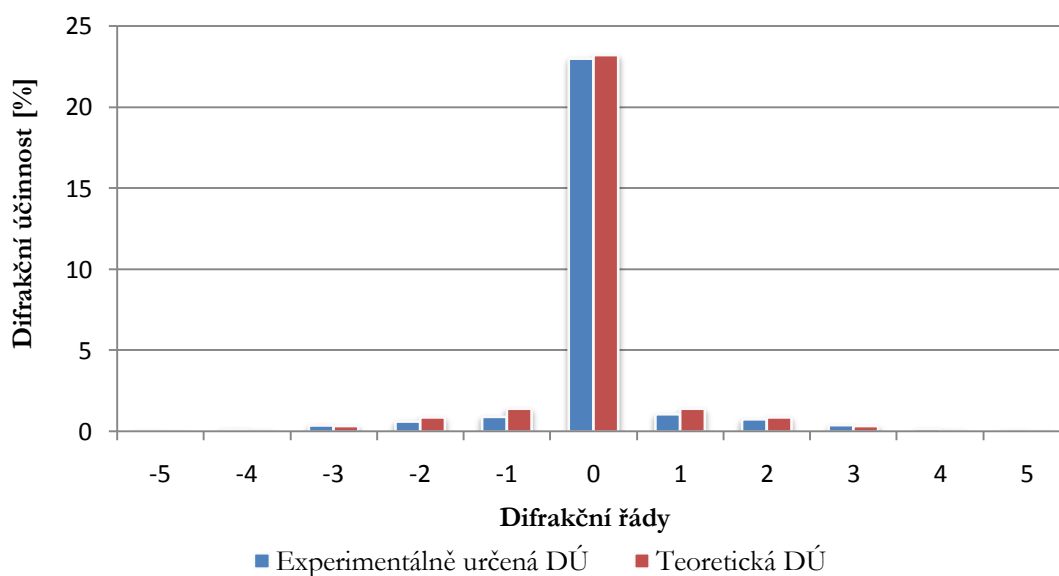
Obr. 21: Schéma měření difrakční účinnosti

Měřicí sestava byla se všemi více méně stejná. Základem byl zdroj záření, kdy jsem využila laserovou diodu o vlnové délce 650 nm nebo He-Ne laser s vlnovou délkou 632 nm. Následoval polarizátor, který sloužil pro vytvoření čistě lineárně polarizovaného světla, clona pro vymezení svazku, prostorový modulátor světla a konečně spojná čočka, která fokusovala jednotlivé difrakční řády do bodů.

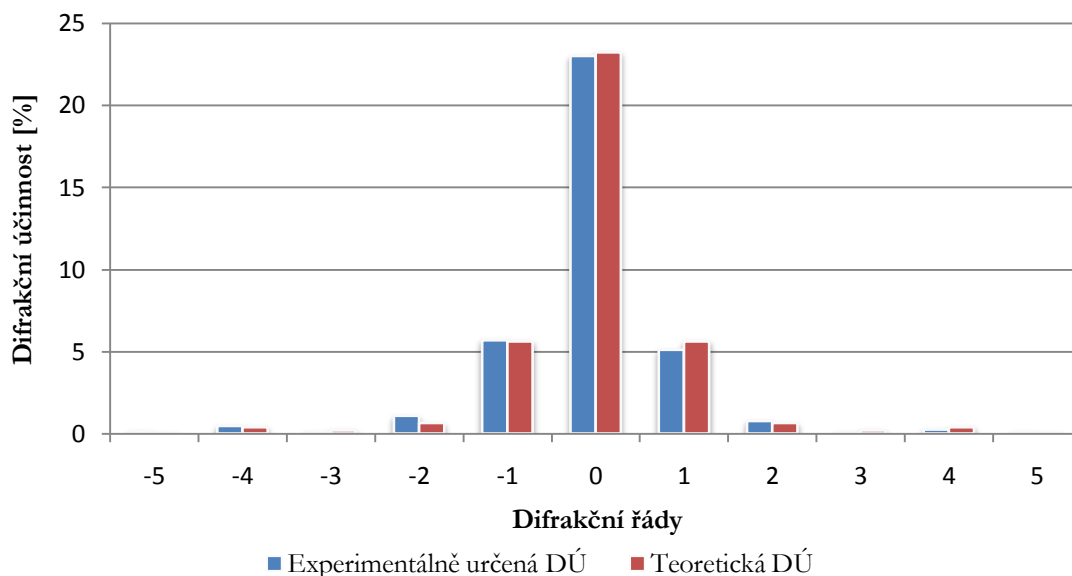
Odrasný prostorový modulátor Hamamatsu měl nejvyšší difrakční účinnost v nultém řádě oproti zbývajícím modulátorům, které jsem měřila. Jeho teoretická hodnota byla 90 %, kterou jsem ovšem při měření nedosáhla. Mnou zjištěná účinnost byla 76,77 %. Jelikož téměř veškerá energie připadla na nultý řád, další difrakční řády se již nedaly měřit.

Prostorový modulátor Holoeye má teoretickou difrakční účinnost v nultém řádu 23,22 %. Měřením jsem zjistila hodnotu o něco málo menší, a to 23 %. V grafech 1 a 2 jsou znázorněny rozdíly mezi teoretickými a experimentálními hodnotami pro další difrakční řády v horizontálním a vertikálním směru. Můžeme si všimnout, že rozdělení intenzity není v obou směrech stejné. To je způsobeno strukturou buněk s kapalnými krystaly. Propustná část pixelu má obdélníkový tvar, a tudíž není koeficient propustnosti pro vodorovný a svislý směr stejný.

Graf 1: Difrakční účinnost modulátoru Holoeye v horizontálním směru

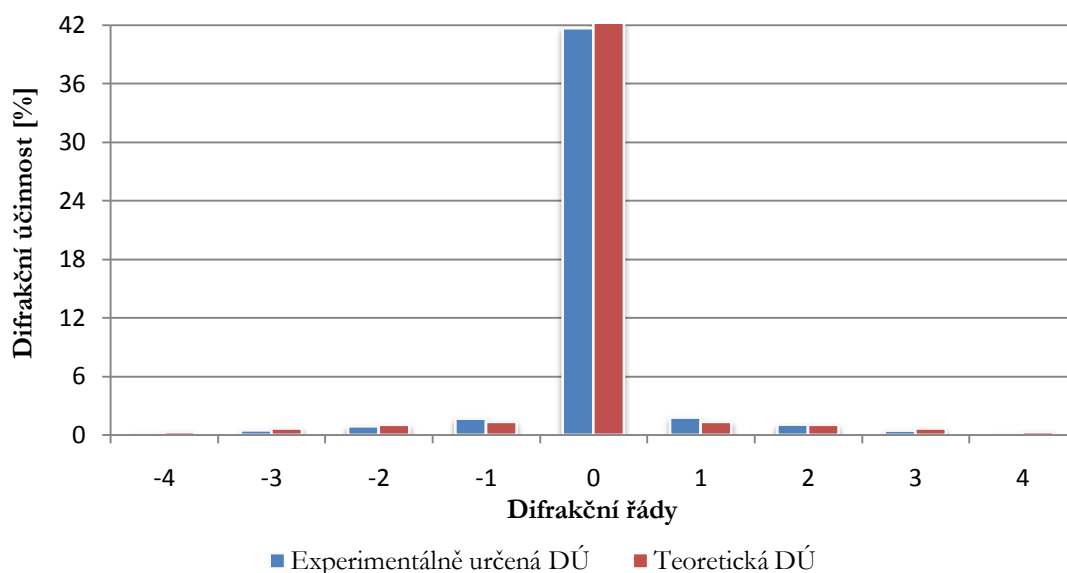


Graf 2: Difrakční účinnost modulátoru Holoeye ve vertikálním směru

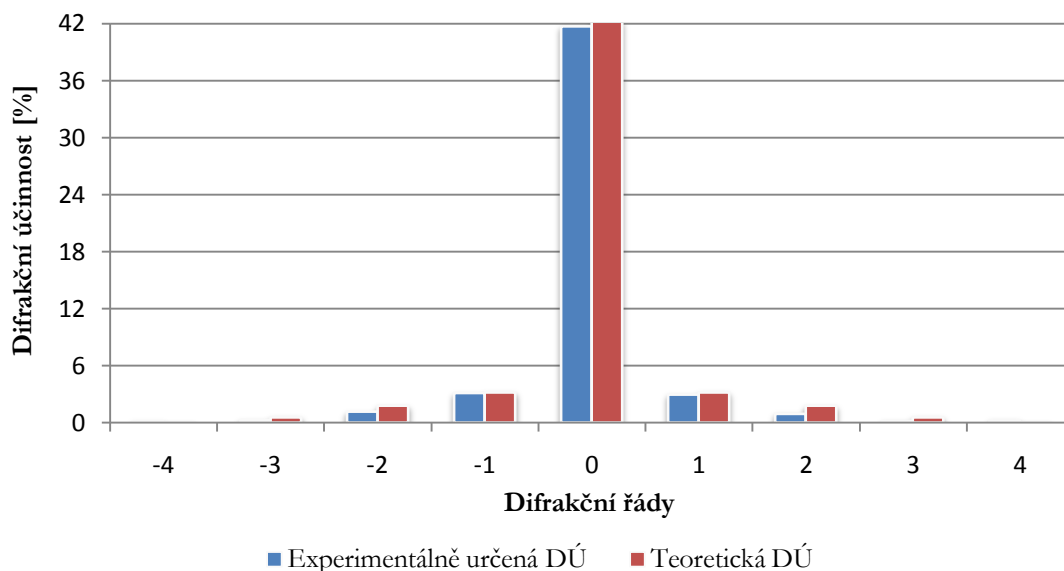


V případě amplitudového modulátoru CRL OPTO jsem v sestavě využila fázovou destičku, kterou jsem nahradila polarizátor, a to z toho důvodu, že polarizátor byl již součástí modulátoru. Difrakční účinnost nultého řádu byla vyšší než v předchozím případě. Velikost teoretické hodnoty byla 42,25 %, naměřená hodnota byla 41,67 %. Rozdělení intenzity bylo opět odlišné pro vodorovný a svislý směr, ale nebylo tak výrazné.

Graf 3: Difrakční účinnost modulátoru CRL OPTO pro horizontální směr

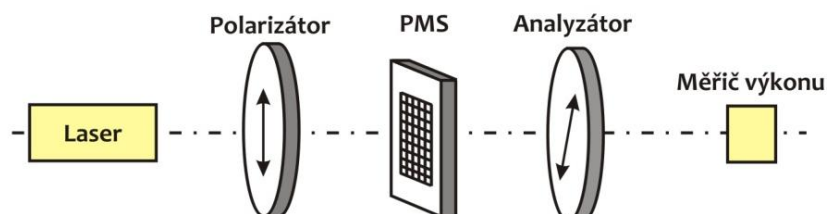


Graf 4: Difrakční účinnost modulátoru CRL OPTO pro vertikální směr



4.2. Polarizační měření

Pro většinu polarizační měření jsem využila dvojici polarizátorů, které jsou opatřeny úhlovou stupnicí. Prvním z nich jsem stanovila směr vstupní lineární polarizace a druhým analyzátořem jsem postupně otáčela (celkem o 190°) a měřila výstupní intenzitu svazku. Schéma měření je vyobrazeno na obrázku 22.



Obr. 22: Schéma polarizačního měření s prostorovým modulátorem světla

4.2.1. Neadresovaný prostorový modulátor

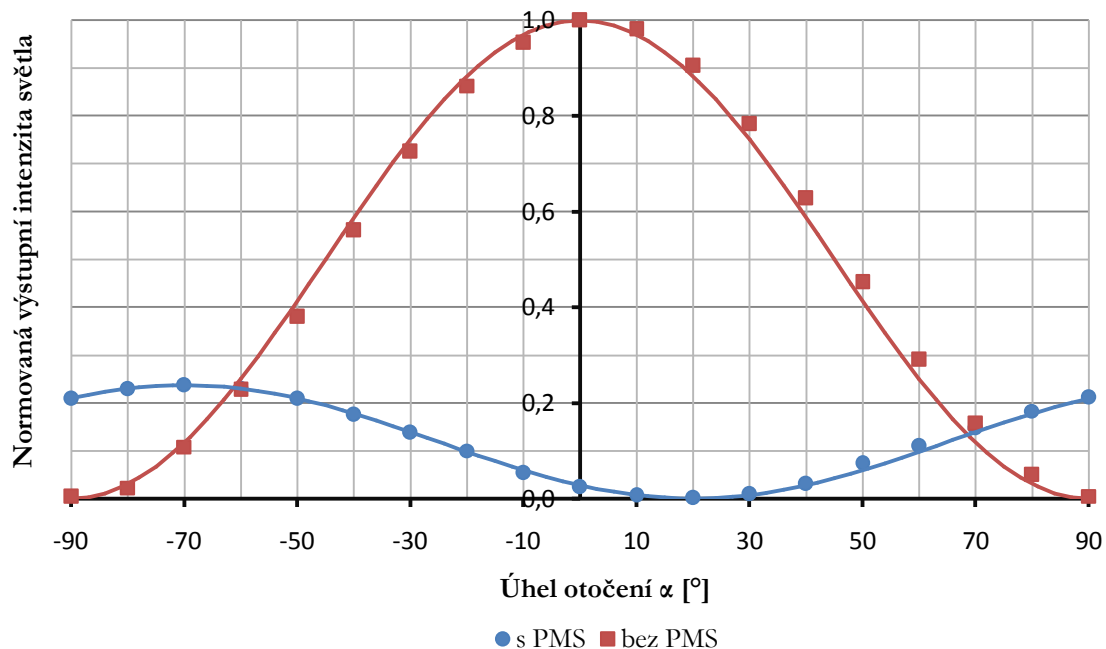
Pokud na buňky kapalných krystalů není přivedeno žádné napětí, potom mluvíme o neadresovaném prostorovém modulátoru. Zjistíme tak optické vlastnosti, které jsou dány čistě strukturou přístroje.

Při tomto měření jsem si nejprve nastavila polarizátor s analyzátořem tak, aby pro 0° na stupnici byla výstupní intenzita světla maximální. Poté jsem analyzátořem otáčela vždy o 10° v kladném (ve směru hodinových ručiček) i v záporném směru (proti směru hodinových ručiček) a měřila výslednou intenzitu. Výsledkem tohoto měření bez modulátoru bylo ověření Mallusova zákona, který říká, že intenzita záření je úměrná funkci $\cos^2 \alpha$, kdy α je úhel otočení analyzátořem. Křivka této závislosti je vykreslena v grafu 5 červenou barvou.

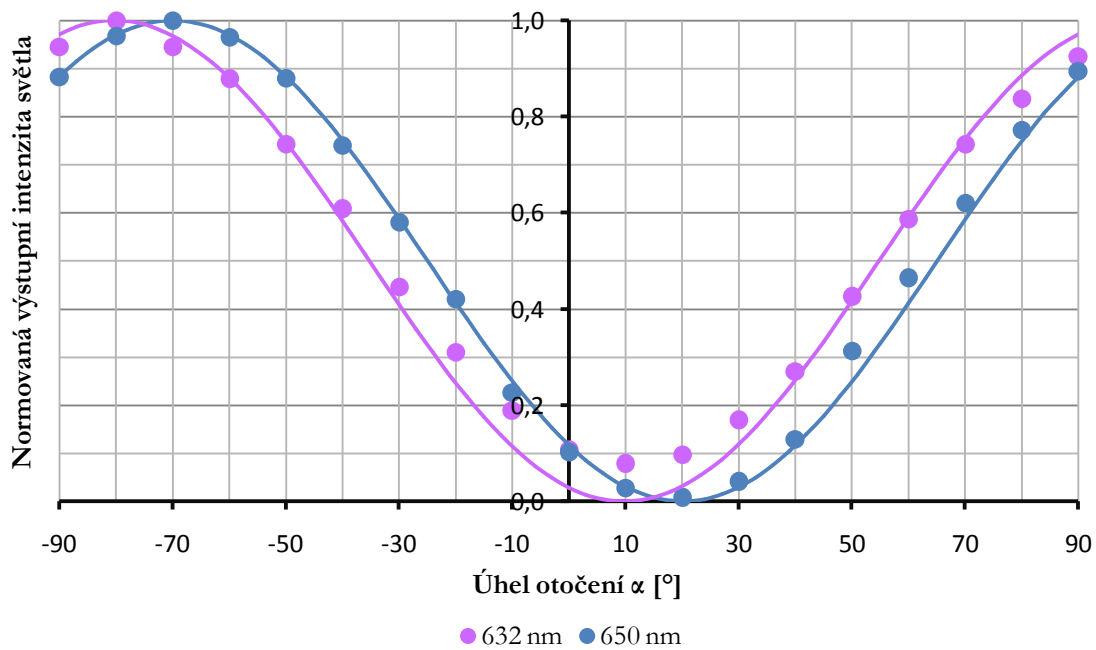
Dalším krokem bylo vložení prostorového modulátoru světla firmy Holoeye mezi polarizátory. Postup měření jsem opakovala jako v předchozím případě. Výsledky jsou zobrazeny v grafu 5 modrou barvou. Je zřejmé, že maximální intenzita klesla na 25 % původní hodnoty a také došlo k posunutí maxima křivky z původních 0° na -70° . To je způsobeno kapalnými krystaly, které se postupně šroubovitě stáčí kolem osy rovnoběžné se směrem šíření světla. Prostorový modulátor Holoeye tedy stáčí rovinu polarizace o 70° při použití zdroje o vlnové délce 650 nm.

Polarizace světla je závislá na indexu lomu, který se mění při použití různé vlnové délky. Z toho důvodu jsem toto měření prováděla vždy pro dvojici vlnových délek: 632 nm a 650 nm. Rozdíl posunutí je 10° . Výsledky jsou znázorněny v grafu 6.

Graf 5: Polarizační závislost úhlu otočení na výstupní intenzitě světla

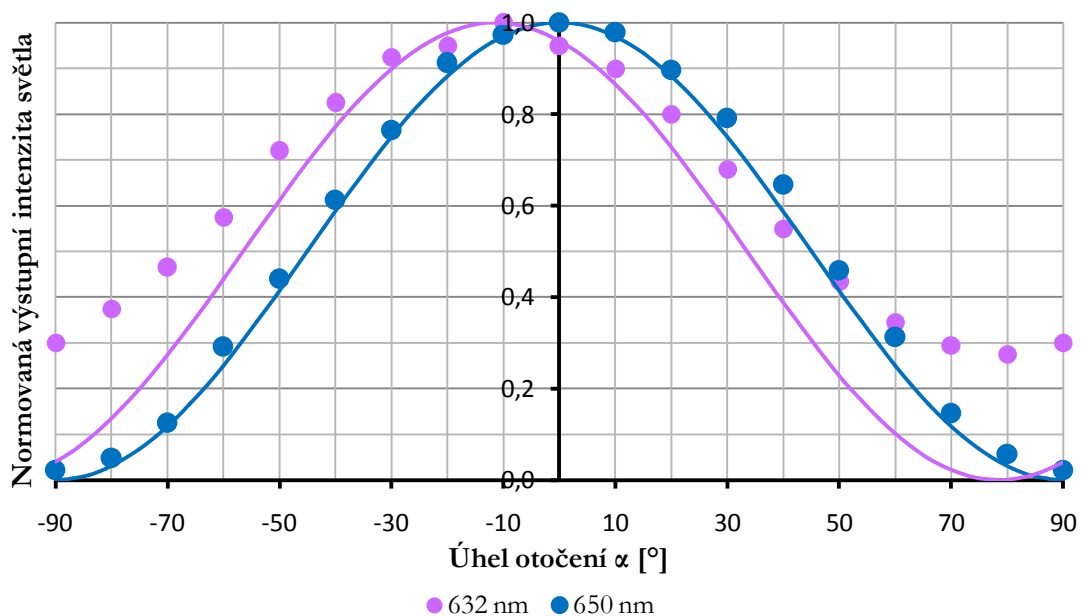


Graf 6: Závislost polarizačního stavu na vlnové délce světla pro modulátor Holoeye



Další modulátor, jehož vlastnosti jsem měřila, byl reflexní modulátor Hamamatsu. Výsledky měření jsou vyobrazeny v grafu 7. Rozdíl stočení molekul kapalných krystalů pro dané vlnové délky bylo opět 10° . Vidíme však, že oproti modulátoru Holoeye nedošlo v konečné fázi k stočení roviny polarizace (pro 650 nm). Příčinou je neprůchodnost modulátoru. Laserový svazek, který se šíří prostředím kapalných krystalů, je díky zrcadlu odražen zpět. Kapalně krystaly tudíž stáčí rovinu polarizace dvakrát, a to jednou v kladném a poté v záporném směru.

Graf 7: Závislost polarizačního stavu na vlnové délce světla pro modulátor Hamamatsu



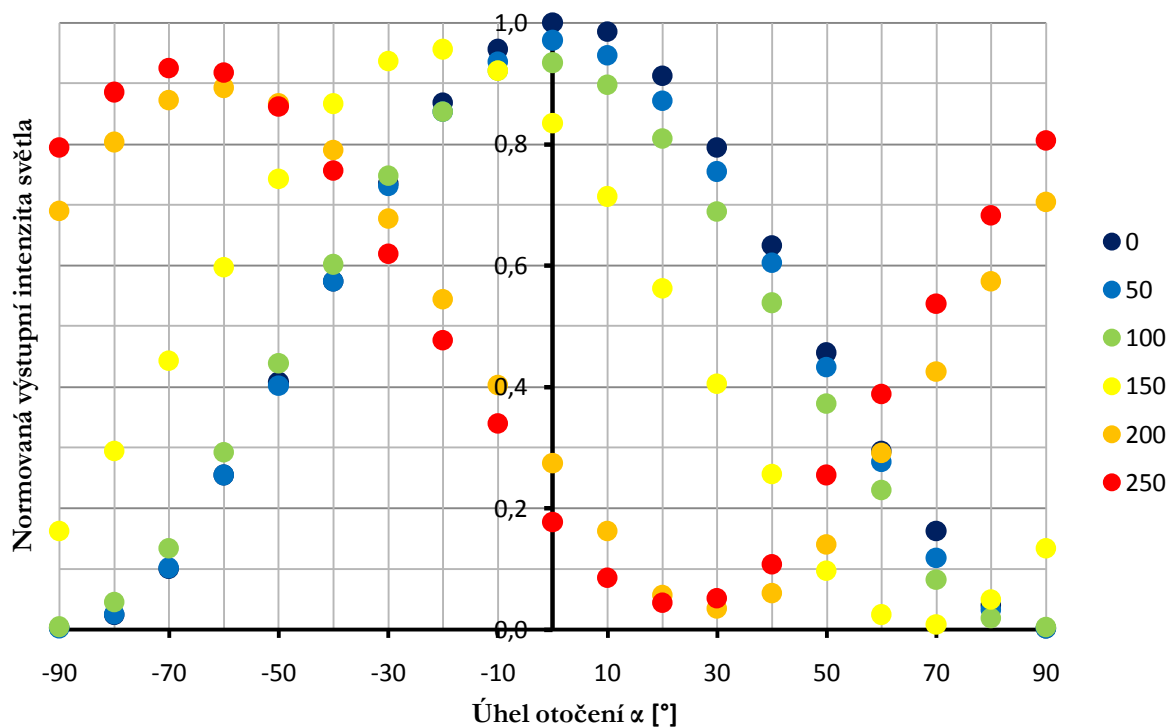
4.2.2. Adresovaný prostorový modulátor

Adresovaný prostorový modulátor je takový modulátor, který je ovlivněn vnějším elektrickým polem.

Toto měření jsem prováděla pouze s modulátorem firmy Holoeye s využitím laserové diody o vlnové délce 650 nm. Nejdříve jsem si nastavila polarizátor s analyzátozem tak, aby propouštěly maximální možnou intenzitu záření soustavou polarizátor, prostorový modulátor a analyzátozem. Těto intenzitě jsem určila hodnotu 0° . Poté jsem pomocí programu nastavovala různé úrovně fáze, které byly odškálovány od 0 do 256 a měřila výstupní intenzitu světla pro různé natočení analyzátozem. Výsledky jsou vykresleny v grafu 8.

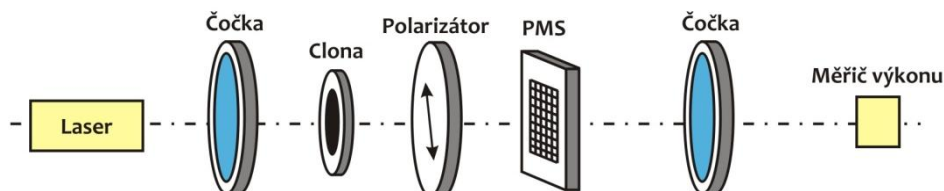
Pokud nastavíme úroveň fáze na 0, pak získáme stejné výsledky jako v případě neadresovaného modulátoru. Postupným zvyšováním úrovně dochází k posouvání maxima intenzity, a to až na -70° pro úroveň fáze 250. To znamená, že úhel otočení kapalných krystalů mezi neadresovaným a maximálně adresovaným modulátorem je 70° . Z grafu můžeme taktěž vypočítat, že se kapalně krystaly začnou stáčet až při úrovni fáze > 100 . To je způsobeno tím, že elektrické pole do té doby ještě není dostatečně velké na to, aby dokázalo vychýlit kapalně krystaly ze své původní polohy.

Graf 8: Polarizační vlastnosti adresovaného modulátoru Holoeye



4.2.3. Adresovaný modulátor s fázovým klínem

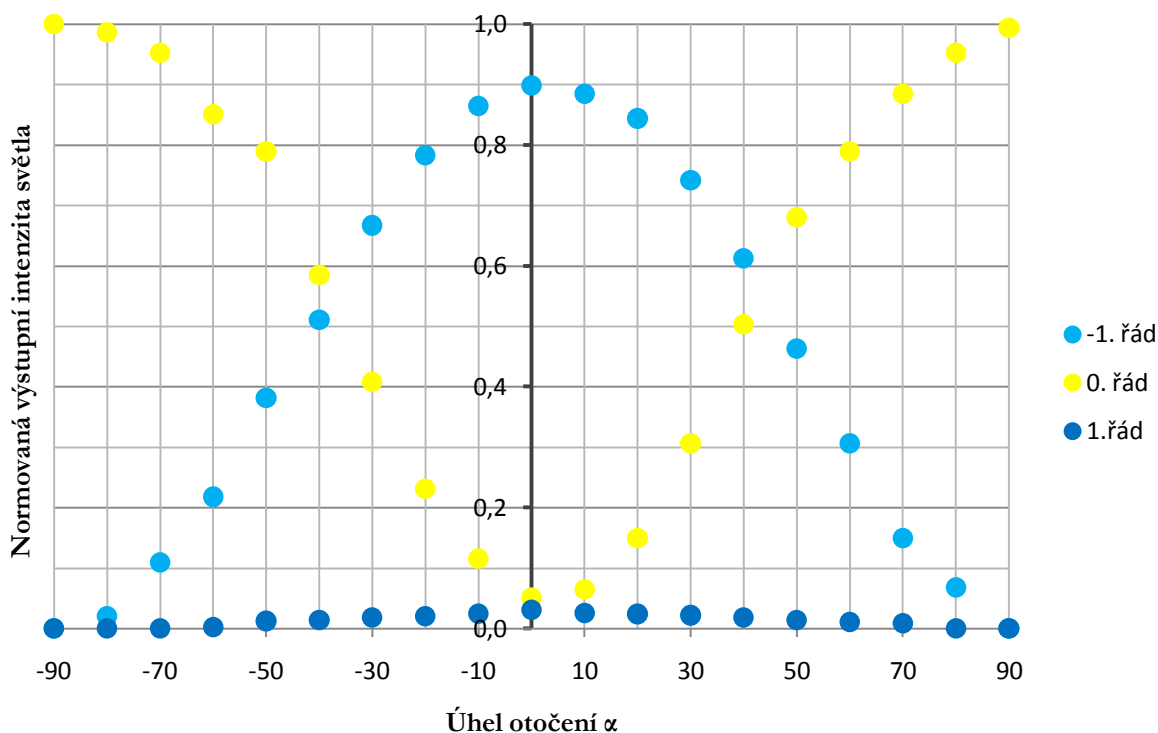
Toto měření jsem prováděla s reflexním modulátorem Hamamatsu se zdrojem o vlnové délce 632 nm. V sestavě jsem tentokrát nepoužila analyzátor, ale pouze polarizátor, kterým jsem otáčela v kladném a záporném směru. Měřící soustavu můžeme vidět na obrázku 23.



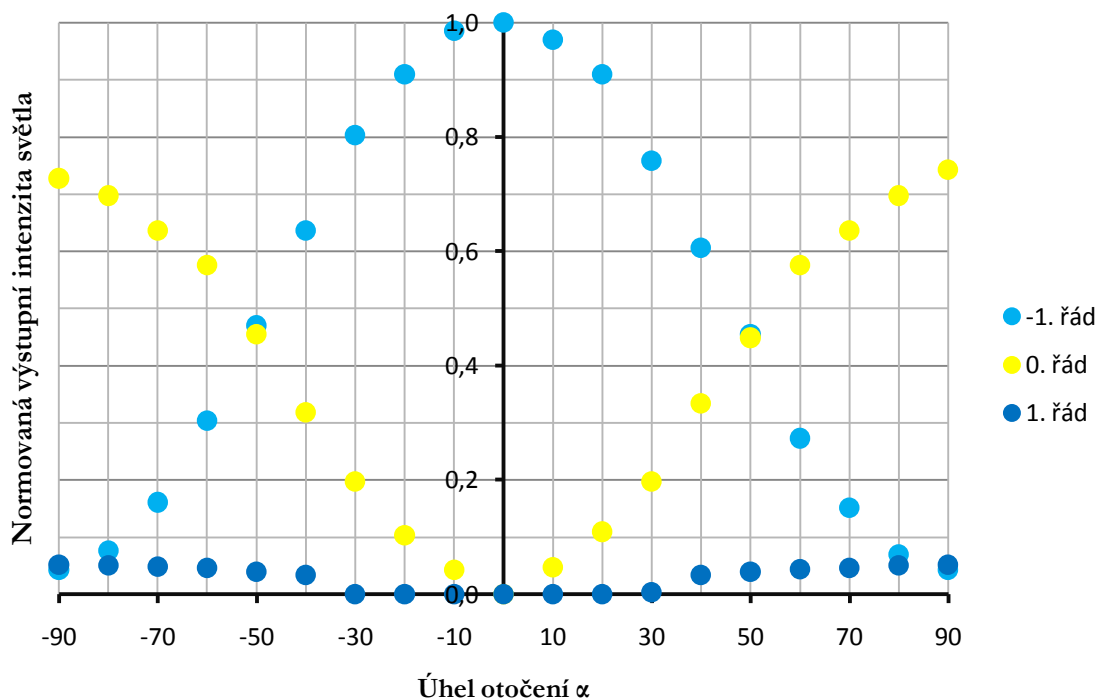
Obr. 23: Schéma měření adresovaného modulátoru s fázovým klínem

Na pixely modulátoru jsem zasílala dva různé fázové klíny a pomocí kamery snímala tři difrakční řády: -1. řád, 0. řád a 1. řád. Při otáčení polarizátoru se energie z 0. řádu začala přelévát do -1. řádu. Pro 0° jsem nastavila hodnotu, kdy bylo nejvíce energie právě v -1. řádu a s postupnou rotací jsem zaznamenávala výkon ve všech třech řádech. Výsledky jsou znázorněny v grafech 9 a 10.

Graf 9: Rozdělení intenzity pro fázový klín s rozlišením 12 č/mm



Graf 10: Rozložení intenzity pro fázový klín s rozlišením 25 č/mm

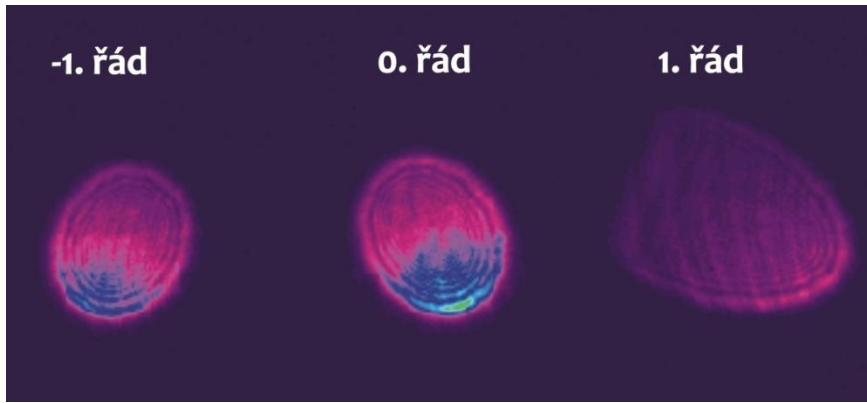


Fázová modulace závisí na vstupním polarizačním stavu, což dokazují naměřené výsledky. V případě, že ztotožníme vstupní kmitosměr polarizace s natočením kapalných krystalů na vstupu modulátoru, pak se veškerá energie přelije do prvního řádu (v našem případě do -1. řádu) a bude docházet ke správné fázové modulaci. Příklad správného nastavení je zobrazen na obrázku 26.

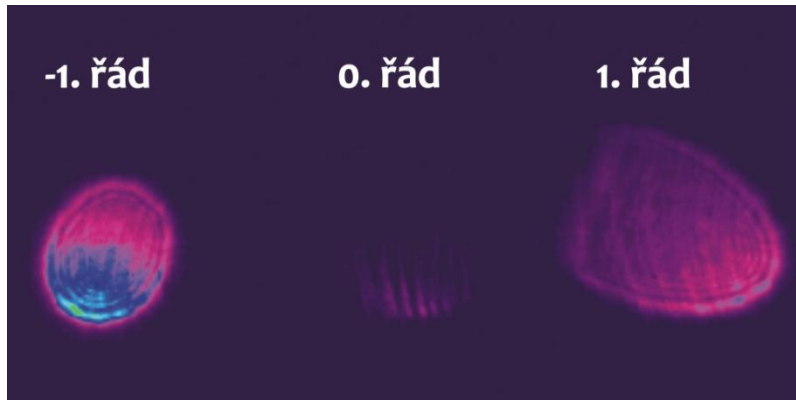
Na obrázcích 24 a 25 je znázorněno nevhodné nastavení pro fázovou modulaci, kdy směr lineární polarizace není shodný s orientací molekul kapalných krystalů.



Obr. 24: Špatné nastavení vstupní polarizace



Obr. 25: Nesprávné nastavení vstupní polarizace



Obr. 26: Správné nastavení vstupní polarizace pro fázovou modulaci

5. Závěr

Cílem bakalářské práce bylo experimentálně ověřit polarizační a difrakční vlastnosti prostorových modulátorů světla. Nejprve jsme prošli teoretickou přípravou, kdy jsme získali základní informace o polarizaci, difrakci a prostorové modulaci světla. Zjistili jsme, že optické vlastnosti modulátoru jsou dány kapalnými krystaly, které jsou uloženy v jednotlivých buňkách opatřené elektrodami. Pomocí vnějšího elektrického pole potom můžeme ovládat vlastnosti každé buňky. To dělá z prostorových modulátorů cennou technologii, které se dostává zajímavého uplatnění.

Kapalné krystaly v modulátoru mají schopnost stáčet rovinu polarizace. To lze snadno dokázat měřením intenzity záření pro různý výstupní polarizační stav v případě, kdy modulátor vložíme mezi dva polarizátory. Měřením jsem zjistila, že čím kratší vlnovou délku záření použijeme, tím bude stočení kapalných krystalů větší. Opačná závislost plyne z měření adresovaného modulátoru. Čím více roste intenzita elektrického pole, tím větší je i stáčitost kapalných krystalů.

Polarizační stav hraje důležitou roli v režimu amplitudové a fázové modulace. Pokud chceme správně modulovat fázi vlnění, musíme přizpůsobit polarizační stav orientaci molekul kapalných krystalů. Při měření jsem adresovala na buňky modulátoru fázový klín a snímala výkon v difrakčních řádech. Při správné fázové modulaci se energie z 0. řádu přelila do -1. řádu. V případě, že směr kmitů lineární polarizace nepřizpůsobíme orientaci kapalných krystalů, pak energie zůstává v 0. řádě případně v 0. a -1. řádě.

Buňky prostorového modulátoru tvoří matici, kterou lze přirovnat k difrakční mřížce. Rozložení intenzity v difrakčním obrazci závisí na koeficientu zaplnění. Při měření jsem zjistila, že koeficienty zaplnění pro modulátory Holoeye a CRL OPTO jsou pro vertikální a horizontální směr různé. To samozřejmě ovlivnilo difrakční účinnost v těchto dvou směrech, přičemž vertikální směr měl difrakční účinnost vždy větší.

Seznam použité literatury

- [1] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Základy fotoniky*, MATFYZPRESS, Praha 1994-96
- [2] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystal*, John Wiley 2003
- [3] F. Chlup, *Metody pro ovládání prostorových modulátorů světla*, Diplomová práce UP Olomouc 2007
- [4] Z. Doležel, *Teoretická a experimentální posouzení energetické účinnosti prostorových modulátorů světla*, Diplomová práce UP Olomouc 2007
- [5] A. Hermerschmidt, *OPTIXPLOER, Laboratory Tutorials, Hardware Operating Instructions, Software Operating Instructions*, Holoeye 2007
- [6] P. Malý, *Optika*, Nakladatelství Karolinum, Praha 2008

OBRÁZKY

- [1] <http://www.diffractionlab.com/>
- [2] Difraktografické album Prof. RNDr. J. Komrsky, Csc.
- [3] <http://dansdata.blogsome.com/2006/12/19/light-bulb-diffraction/>

Příloha

A. Difrakční účinnost modulátoru Holoeye

- Celkový výkon bez prostorového modulátoru světla (PMS): $P_{cel} = 3,8mW$
- Koeficienty zaplnění: $p_x = 0,79$; $p_y = 0,61$

Naměřené hodnoty výkonu v jednotlivých difrakčních řádech $[P(x, y)] = \mu W$

P(-5,0)	P(-4,0)	P(-3,0)	P(-2,0)	P(-1,0)	P(0,0)	P(1,0)	P(2,0)	P(3,0)	P(4,0)	P(5,0)
1,200	5,700	15,000	24,100	35,000	880,000	41,000	29,200	15,500	7,000	1,600

P(-5,1)	0,473	P(-5,2)	0,002	P(-5,3)	0,000	P(-5,4)	0,000	P(-5,5)	0,000
P(-4,1)	1,500	P(-4,2)	0,255	P(-4,3)	0,025	P(-4,4)	0,000	P(-4,5)	0,010
P(-3,1)	3,000	P(-3,2)	0,840	P(-3,3)	0,085	P(-3,4)	0,129	P(-3,5)	0,138
P(-2,1)	6,000	P(-2,2)	1,300	P(-2,3)	0,370	P(-2,4)	0,415	P(-2,5)	0,070
P(-1,1)	8,700	P(-1,2)	2,600	P(-1,3)	0,381	P(-1,4)	0,568	P(-1,5)	0,235
P(0,1)	195,400	P(0,2)	29,000	P(0,3)	1,600	P(0,4)	9,300	P(0,5)	3,800
P(1,1)	9,000	P(1,2)	2,600	P(1,3)	0,405	P(1,4)	0,643	P(1,5)	0,245
P(2,1)	5,200	P(2,2)	1,700	P(2,3)	0,363	P(2,4)	0,240	P(2,5)	0,215
P(3,1)	4,400	P(3,2)	0,875	P(3,3)	0,205	P(3,4)	0,317	P(3,5)	0,090
P(4,1)	1,700	P(4,2)	0,225	P(4,3)	0,175	P(4,4)	0,065	P(4,5)	0,055
P(5,1)	0,405	P(5,2)	0,105	P(5,3)	0,015	P(5,4)	0,000	P(5,5)	0,031

P(-5,-1)	0,200	P(-5,-2)	0,000	P(-5,-3)	0,000	P(-5,-4)	0,000	P(-5,-5)	0,000
P(-4,-1)	1,400	P(-4,-2)	0,422	P(-4,-3)	0,085	P(-4,-4)	0,027	P(-4,-5)	0,000
P(-3,-1)	3,600	P(-3,-2)	1,000	P(-3,-3)	0,250	P(-3,-4)	0,245	P(-3,-5)	0,116
P(-2,-1)	7,000	P(-2,-2)	1,200	P(-2,-3)	0,468	P(-2,-4)	0,567	P(-2,-5)	0,048
P(-1,-1)	9,400	P(-1,-2)	2,500	P(-1,-3)	0,567	P(-1,-4)	0,785	P(-1,-5)	0,327
P(0,-1)	216,000	P(0,-2)	41,200	P(0,-3)	3,100	P(0,-4)	17,300	P(0,-5)	4,500
P(1,-1)	9,200	P(1,-2)	3,000	P(1,-3)	0,713	P(1,-4)	0,817	P(1,-5)	0,215
P(2,-1)	7,400	P(2,-2)	1,200	P(2,-3)	0,465	P(2,-4)	1,000	P(2,-5)	0,328
P(3,-1)	3,700	P(3,-2)	0,839	P(3,-3)	0,405	P(3,-4)	0,500	P(3,-5)	0,013
P(4,-1)	1,700	P(4,-2)	0,280	P(4,-3)	0,225	P(4,-4)	0,228	P(4,-5)	0,011
P(5,-1)	0,355	P(5,-2)	0,069	P(5,-3)	0,055	P(5,-4)	0,000	P(5,-5)	0,000

Experimentálně zjištěná difrakční účinnost $[\eta_e(x, y)] = \%$

$\eta_e(-5,0)$	$\eta_e(-4,0)$	$\eta_e(-3,0)$	$\eta_e(-2,0)$	$\eta_e(-1,0)$	$\eta_e(0,0)$	$\eta_e(1,0)$	$\eta_e(2,0)$	$\eta_e(3,0)$	$\eta_e(4,0)$	$\eta_e(5,0)$
0,032	0,150	0,390	0,630	0,920	23,000	1,080	0,770	0,410	0,180	0,042

$\eta_e(-5,1)$	0,012	$\eta_e(-5,2)$	0,000	$\eta_e(-5,3)$	0,000	$\eta_e(-5,4)$	0,000	$\eta_e(-5,5)$	0,000
$\eta_e(-4,1)$	0,040	$\eta_e(-4,2)$	0,007	$\eta_e(-4,3)$	0,001	$\eta_e(-4,4)$	0,000	$\eta_e(-4,5)$	0,000
$\eta_e(-3,1)$	0,079	$\eta_e(-3,2)$	0,022	$\eta_e(-3,3)$	0,002	$\eta_e(-3,4)$	0,003	$\eta_e(-3,5)$	0,004
$\eta_e(-2,1)$	0,158	$\eta_e(-2,2)$	0,034	$\eta_e(-2,3)$	0,010	$\eta_e(-2,4)$	0,011	$\eta_e(-2,5)$	0,002
$\eta_e(-1,1)$	0,230	$\eta_e(-1,2)$	0,068	$\eta_e(-1,3)$	0,010	$\eta_e(-1,4)$	0,015	$\eta_e(-1,5)$	0,006
$\eta_e(0,1)$	5,100	$\eta_e(0,2)$	0,760	$\eta_e(0,3)$	0,042	$\eta_e(0,4)$	0,240	$\eta_e(0,5)$	0,100
$\eta_e(1,1)$	0,240	$\eta_e(1,2)$	0,068	$\eta_e(1,3)$	0,010	$\eta_e(1,4)$	0,017	$\eta_e(1,5)$	0,006
$\eta_e(2,1)$	0,137	$\eta_e(2,2)$	0,045	$\eta_e(2,3)$	0,010	$\eta_e(2,4)$	0,006	$\eta_e(2,5)$	0,006
$\eta_e(3,1)$	0,116	$\eta_e(3,2)$	0,023	$\eta_e(3,3)$	0,005	$\eta_e(3,4)$	0,008	$\eta_e(3,5)$	0,002
$\eta_e(4,1)$	0,045	$\eta_e(4,2)$	0,006	$\eta_e(4,3)$	0,005	$\eta_e(4,4)$	0,002	$\eta_e(4,5)$	0,001
$\eta_e(5,1)$	0,011	$\eta_e(5,2)$	0,003	$\eta_e(5,3)$	0,000	$\eta_e(5,4)$	0,000	$\eta_e(5,5)$	0,001

$\eta_e(-5,-1)$	0,005	$\eta_e(-5,-2)$	0,000	$\eta_e(-5,-3)$	0,000	$\eta_e(-5,-4)$	0,000	$\eta_e(-5,-5)$	0,000
$\eta_e(-4,-1)$	0,037	$\eta_e(-4,-2)$	0,011	$\eta_e(-4,-3)$	0,002	$\eta_e(-4,-4)$	0,001	$\eta_e(-4,-5)$	0,000
$\eta_e(-3,-1)$	0,095	$\eta_e(-3,-2)$	0,026	$\eta_e(-3,-3)$	0,007	$\eta_e(-3,-4)$	0,006	$\eta_e(-3,-5)$	0,003
$\eta_e(-2,-1)$	0,180	$\eta_e(-2,-2)$	0,030	$\eta_e(-2,-3)$	0,012	$\eta_e(-2,-4)$	0,015	$\eta_e(-2,-5)$	0,001
$\eta_e(-1,-1)$	0,247	$\eta_e(-1,-2)$	0,066	$\eta_e(-1,-3)$	0,015	$\eta_e(-1,-4)$	0,021	$\eta_e(-1,-5)$	0,009
$\eta_e(0,-1)$	5,680	$\eta_e(0,-2)$	1,080	$\eta_e(0,-3)$	0,080	$\eta_e(0,-4)$	0,460	$\eta_e(0,-5)$	0,120
$\eta_e(1,-1)$	0,242	$\eta_e(1,-2)$	0,080	$\eta_e(1,-3)$	0,019	$\eta_e(1,-4)$	0,022	$\eta_e(1,-5)$	0,006
$\eta_e(2,-1)$	0,195	$\eta_e(2,-2)$	0,030	$\eta_e(2,-3)$	0,012	$\eta_e(2,-4)$	0,026	$\eta_e(2,-5)$	0,009
$\eta_e(3,-1)$	0,097	$\eta_e(3,-2)$	0,022	$\eta_e(3,-3)$	0,010	$\eta_e(3,-4)$	0,013	$\eta_e(3,-5)$	0,000
$\eta_e(4,-1)$	0,045	$\eta_e(4,-2)$	0,007	$\eta_e(4,-3)$	0,006	$\eta_e(4,-4)$	0,006	$\eta_e(4,-5)$	0,000
$\eta_e(5,-1)$	0,009	$\eta_e(5,-2)$	0,002	$\eta_e(5,-3)$	0,001	$\eta_e(5,-4)$	0,000	$\eta_e(5,-5)$	0,000

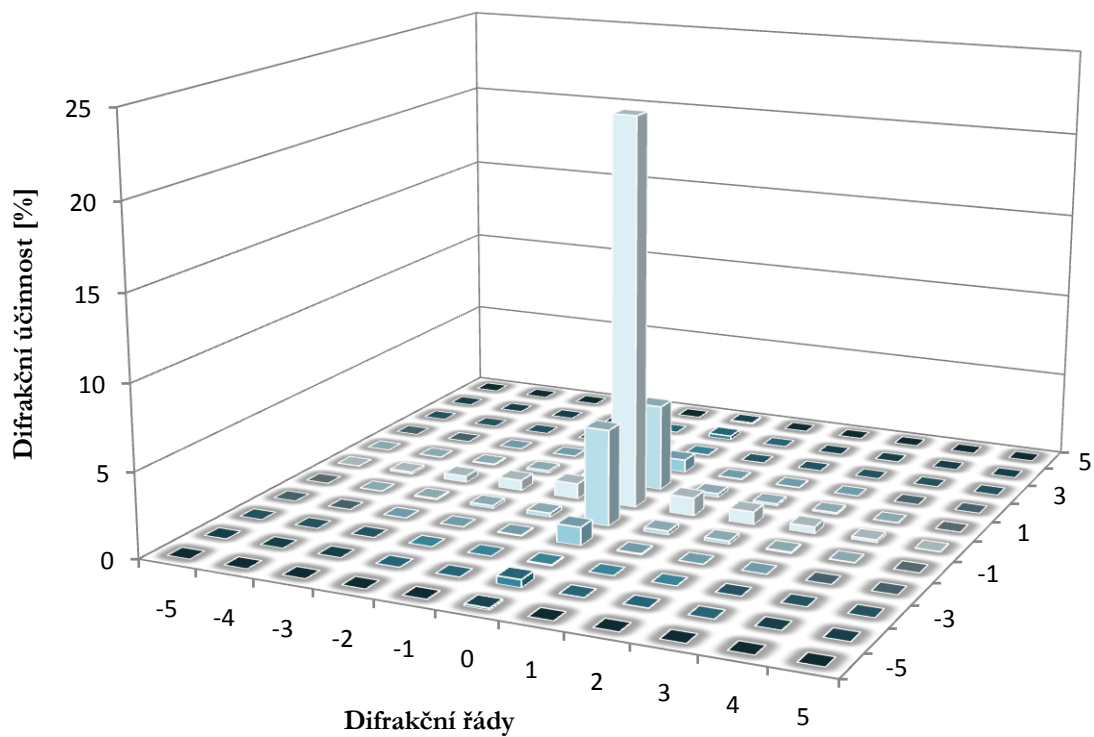
Teoretická difrakční účinnost $[\eta_t(x, y)] = \%$

$\eta_t(-5,0)$	$\eta_t(-4,0)$	$\eta_t(-3,0)$	$\eta_t(-2,0)$	$\eta_t(-1,0)$	$\eta_t(0,0)$	$\eta_t(1,0)$	$\eta_t(2,0)$	$\eta_t(3,0)$	$\eta_t(4,0)$	$\eta_t(5,0)$
0,004	0,054	0,352	0,886	1,422	23,220	1,422	0,886	0,352	0,054	0,004

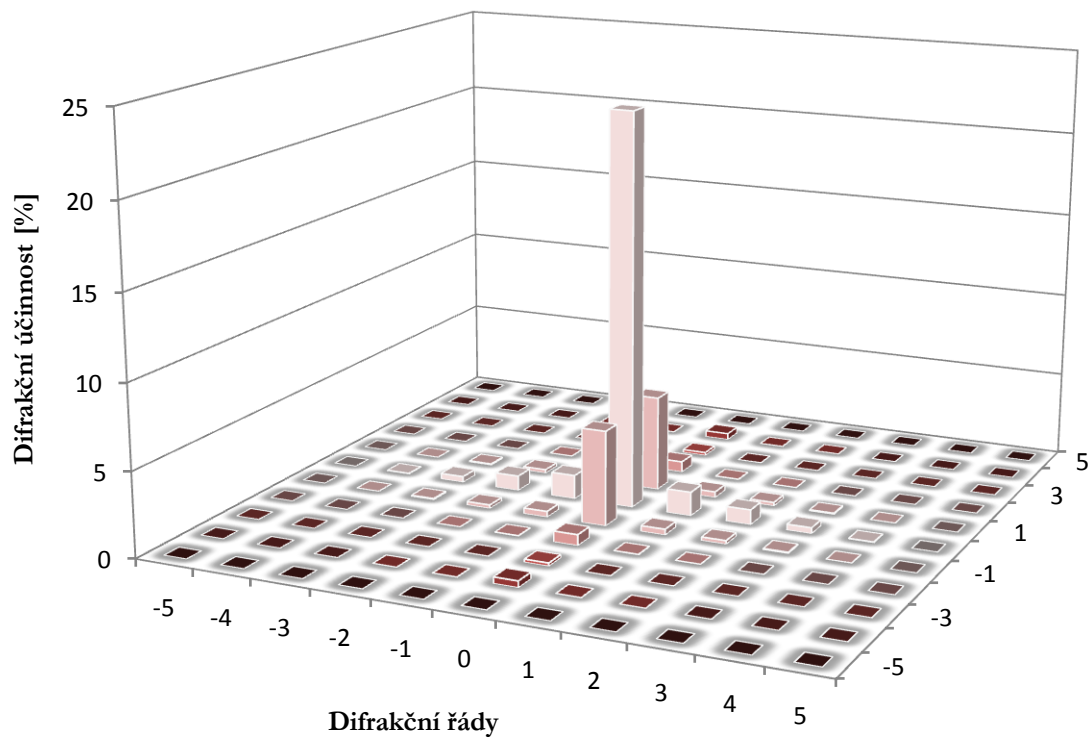
$\eta_t(-5,1)$	0,001	$\eta_t(-5,2)$	0,000	$\eta_t(-5,3)$	0,000	$\eta_t(-5,4)$	0,000	$\eta_t(-5,5)$	0,000
$\eta_t(-4,1)$	0,013	$\eta_t(-4,2)$	0,001	$\eta_t(-4,3)$	0,000	$\eta_t(-4,4)$	0,001	$\eta_t(-4,5)$	0,000
$\eta_t(-3,1)$	0,085	$\eta_t(-3,2)$	0,010	$\eta_t(-3,3)$	0,003	$\eta_t(-3,4)$	0,006	$\eta_t(-3,5)$	0,000
$\eta_t(-2,1)$	0,214	$\eta_t(-2,2)$	0,024	$\eta_t(-2,3)$	0,007	$\eta_t(-2,4)$	0,015	$\eta_t(-2,5)$	0,000
$\eta_t(-1,1)$	0,343	$\eta_t(-1,2)$	0,039	$\eta_t(-1,3)$	0,011	$\eta_t(-1,4)$	0,023	$\eta_t(-1,5)$	0,000
$\eta_t(0,1)$	5,607	$\eta_t(0,2)$	0,640	$\eta_t(0,3)$	0,184	$\eta_t(0,4)$	0,381	$\eta_t(0,5)$	0,006
$\eta_t(1,1)$	0,343	$\eta_t(1,2)$	0,039	$\eta_t(1,3)$	0,011	$\eta_t(1,4)$	0,023	$\eta_t(1,5)$	0,000
$\eta_t(2,1)$	0,214	$\eta_t(2,2)$	0,024	$\eta_t(2,3)$	0,007	$\eta_t(2,4)$	0,015	$\eta_t(2,5)$	0,000
$\eta_t(3,1)$	0,085	$\eta_t(3,2)$	0,010	$\eta_t(3,3)$	0,003	$\eta_t(3,4)$	0,006	$\eta_t(3,5)$	0,000
$\eta_t(4,1)$	0,013	$\eta_t(4,2)$	0,001	$\eta_t(4,3)$	0,000	$\eta_t(4,4)$	0,001	$\eta_t(4,5)$	0,000
$\eta_t(5,1)$	0,001	$\eta_t(5,2)$	0,000	$\eta_t(5,3)$	0,000	$\eta_t(5,4)$	0,000	$\eta_t(5,5)$	0,000

$\eta_t(-5,-1)$	0,001	$\eta_t(-5,-2)$	0,000	$\eta_t(-5,-3)$	0,000	$\eta_t(-5,-4)$	0,000	$\eta_t(-5,-5)$	0,000
$\eta_t(-4,-1)$	0,013	$\eta_t(-4,-2)$	0,001	$\eta_t(-4,-3)$	0,000	$\eta_t(-4,-4)$	0,001	$\eta_t(-4,-5)$	0,000
$\eta_t(-3,-1)$	0,085	$\eta_t(-3,-2)$	0,010	$\eta_t(-3,-3)$	0,003	$\eta_t(-3,-4)$	0,006	$\eta_t(-3,-5)$	0,000
$\eta_t(-2,-1)$	0,214	$\eta_t(-2,-2)$	0,024	$\eta_t(-2,-3)$	0,007	$\eta_t(-2,-4)$	0,015	$\eta_t(-2,-5)$	0,000
$\eta_t(-1,-1)$	0,343	$\eta_t(-1,-2)$	0,039	$\eta_t(-1,-3)$	0,011	$\eta_t(-1,-4)$	0,023	$\eta_t(-1,-5)$	0,000
$\eta_t(0,-1)$	5,607	$\eta_t(0,-2)$	0,640	$\eta_t(0,-3)$	0,184	$\eta_t(0,-4)$	0,381	$\eta_t(0,-5)$	0,006
$\eta_t(1,-1)$	0,343	$\eta_t(1,-2)$	0,039	$\eta_t(1,-3)$	0,011	$\eta_t(1,-4)$	0,023	$\eta_t(1,-5)$	0,000
$\eta_t(2,-1)$	0,214	$\eta_t(2,-2)$	0,024	$\eta_t(2,-3)$	0,007	$\eta_t(2,-4)$	0,015	$\eta_t(2,-5)$	0,000
$\eta_t(3,-1)$	0,085	$\eta_t(3,-2)$	0,010	$\eta_t(3,-3)$	0,003	$\eta_t(3,-4)$	0,006	$\eta_t(3,-5)$	0,000
$\eta_t(4,-1)$	0,013	$\eta_t(4,-2)$	0,001	$\eta_t(4,-3)$	0,000	$\eta_t(4,-4)$	0,001	$\eta_t(4,-5)$	0,000
$\eta_t(5,-1)$	0,001	$\eta_t(5,-2)$	0,000	$\eta_t(5,-3)$	0,000	$\eta_t(5,-4)$	0,000	$\eta_t(5,-5)$	0,000

Experimentálně určená difrakční účinnost modulátoru Holoeye



Teoretická difrakční účinnost modulátoru Holoeye



B. Difrakční účinnost modulátoru Hamamatsu a CRL OPTO

PMS Hamamatsu:

- Celkový výkon bez PMS: $P_{cel} = 4,22mW$
- Koeficient zaplnění: $p = 0,9487$
- Výkon svazku v 0 -tém řádě: $P(0,0) = 3,24mW$
- Experimentálně zjištěná difrakční účinnost: $\eta_e(0,0) = 76,778\%$
- Teoretická difrakční účinnost: $\eta_t(0,0) = 90\%$

PMS CRL OPTO:

- Celkový výkon bez PMS: $P_{cel} = 0,36mW$
- Koeficienty zaplnění: $p_x = 0,844$; $p_y = 0,77$

Naměřené hodnoty výkonu v jednotlivých difrakčních řádech $[P(x, y)] = \mu W$

P(-4,0)	P(-3,0)	P(-2,0)	P(-1,0)	P(0,0)	P(1,0)	P(2,0)	P(3,0)	P(4,0)
0,470	1,680	3,180	6,000	150,000	6,400	3,800	1,590	0,400

P(-4,1)	0,041	P(-4,2)	0,000	P(-4,3)	0,000	P(-4,4)	0,000
P(-3,1)	0,440	P(-3,2)	0,000	P(-3,3)	0,000	P(-3,4)	0,000
P(-2,1)	1,260	P(-2,2)	0,046	P(-2,3)	0,000	P(-2,4)	0,000
P(-1,1)	2,450	P(-1,2)	0,880	P(-1,3)	0,000	P(-1,4)	0,060
P(0,1)	10,600	P(0,2)	3,300	P(0,3)	0,590	P(0,4)	0,772
P(1,1)	1,760	P(1,2)	0,800	P(1,3)	0,040	P(1,4)	0,060
P(2,1)	2,040	P(2,2)	0,140	P(2,3)	0,220	P(2,4)	0,000
P(3,1)	0,860	P(3,2)	0,000	P(3,3)	0,000	P(3,4)	0,000
P(4,1)	0,000	P(4,2)	0,000	P(4,3)	0,000	P(4,4)	0,000

P(-4,-1)	0,000	P(-4,-2)	0,000	P(-4,-3)	0,000	P(-4,-4)	0,000
P(-3,-1)	0,580	P(-3,-2)	0,000	P(-3,-3)	0,000	P(-3,-4)	0,000
P(-2,-1)	1,640	P(-2,-2)	0,073	P(-2,-3)	0,000	P(-2,-4)	0,000
P(-1,-1)	1,670	P(-1,-2)	0,770	P(-1,-3)	0,000	P(-1,-4)	0,062
P(0,-1)	11,200	P(0,-2)	4,150	P(0,-3)	0,980	P(0,-4)	0,380
P(1,-1)	1,950	P(1,-2)	0,970	P(1,-3)	0,008	P(1,-4)	0,150
P(2,-1)	1,340	P(2,-2)	0,050	P(2,-3)	0,042	P(2,-4)	0,000
P(3,-1)	0,440	P(3,-2)	0,000	P(3,-3)	0,000	P(3,-4)	0,000
P(4,-1)	0,110	P(4,-2)	0,000	P(4,-3)	0,000	P(4,-4)	0,000

Experimentálně zjištěná difrakční účinnost $[\eta_e(x, y)] = \%$

$\eta_e(-4,0)$	$\eta_e(-3,0)$	$\eta_e(-2,0)$	$\eta_e(-1,0)$	$\eta_e(0,0)$	$\eta_e(1,0)$	$\eta_e(2,0)$	$\eta_e(3,0)$	$\eta_e(4,0)$
0,131	0,467	0,883	1,667	41,667	1,778	1,056	0,442	0,111

$\eta_e(-4,1)$	0,011	$\eta_e(-4,2)$	0,000	$\eta_e(-4,3)$	0,000	$\eta_e(-4,4)$	0,000
$\eta_e(-3,1)$	0,122	$\eta_e(-3,2)$	0,000	$\eta_e(-3,3)$	0,000	$\eta_e(-3,4)$	0,000
$\eta_e(-2,1)$	0,350	$\eta_e(-2,2)$	0,013	$\eta_e(-2,3)$	0,000	$\eta_e(-2,4)$	0,000
$\eta_e(-1,1)$	0,681	$\eta_e(-1,2)$	0,244	$\eta_e(-1,3)$	0,000	$\eta_e(-1,4)$	0,017
$\eta_e(0,1)$	2,944	$\eta_e(0,2)$	0,917	$\eta_e(0,3)$	0,164	$\eta_e(0,4)$	0,214
$\eta_e(1,1)$	0,489	$\eta_e(1,2)$	0,222	$\eta_e(1,3)$	0,011	$\eta_e(1,4)$	0,017
$\eta_e(2,1)$	0,567	$\eta_e(2,2)$	0,039	$\eta_e(2,3)$	0,061	$\eta_e(2,4)$	0,000
$\eta_e(3,1)$	0,239	$\eta_e(3,2)$	0,000	$\eta_e(3,3)$	0,000	$\eta_e(3,4)$	0,000
$\eta_e(4,1)$	0,000	$\eta_e(4,2)$	0,000	$\eta_e(4,3)$	0,000	$\eta_e(4,4)$	0,000

$\eta_e(-4,-1)$	0,000	$\eta_e(-4,-2)$	0,000	$\eta_e(-4,-3)$	0,000	$\eta_e(-4,-4)$	0,000
$\eta_e(-3,-1)$	0,161	$\eta_e(-3,-2)$	0,000	$\eta_e(-3,-3)$	0,000	$\eta_e(-3,-4)$	0,000
$\eta_e(-2,-1)$	0,456	$\eta_e(-2,-2)$	0,020	$\eta_e(-2,-3)$	0,000	$\eta_e(-2,-4)$	0,000
$\eta_e(-1,-1)$	0,464	$\eta_e(-1,-2)$	0,214	$\eta_e(-1,-3)$	0,000	$\eta_e(-1,-4)$	0,017
$\eta_e(0,-1)$	3,111	$\eta_e(0,-2)$	1,153	$\eta_e(0,-3)$	0,272	$\eta_e(0,-4)$	0,106
$\eta_e(1,-1)$	0,542	$\eta_e(1,-2)$	0,269	$\eta_e(1,-3)$	0,002	$\eta_e(1,-4)$	0,042
$\eta_e(2,-1)$	0,372	$\eta_e(2,-2)$	0,014	$\eta_e(2,-3)$	0,012	$\eta_e(2,-4)$	0,000
$\eta_e(3,-1)$	0,122	$\eta_e(3,-2)$	0,000	$\eta_e(3,-3)$	0,000	$\eta_e(3,-4)$	0,000
$\eta_e(4,-1)$	0,031	$\eta_e(4,-2)$	0,000	$\eta_e(4,-3)$	0,000	$\eta_e(4,-4)$	0,000

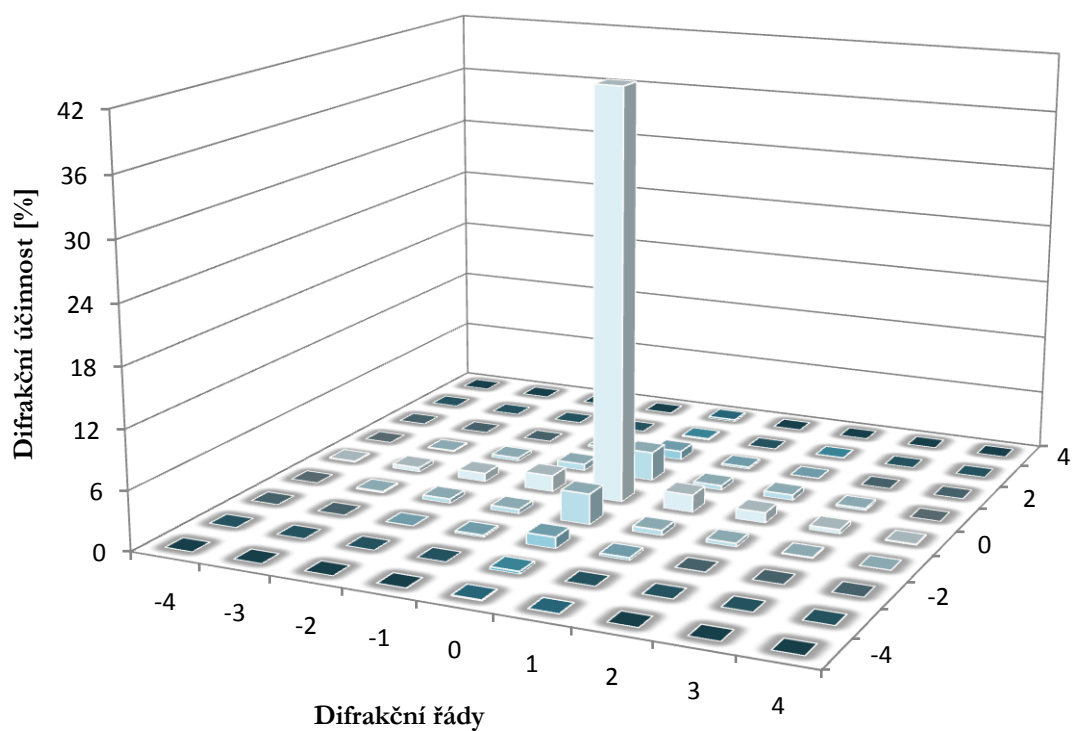
Teoretická difrakční účinnost $[\eta_t(x, y)] = \%$

$\eta_t(-4,0)$	$\eta_t(-3,0)$	$\eta_t(-2,0)$	$\eta_t(-1,0)$	$\eta_t(0,0)$	$\eta_t(1,0)$	$\eta_t(2,0)$	$\eta_t(3,0)$	$\eta_t(4,0)$
0,320	0,662	1,041	1,339	42,25	1,339	1,041	0,662	0,320

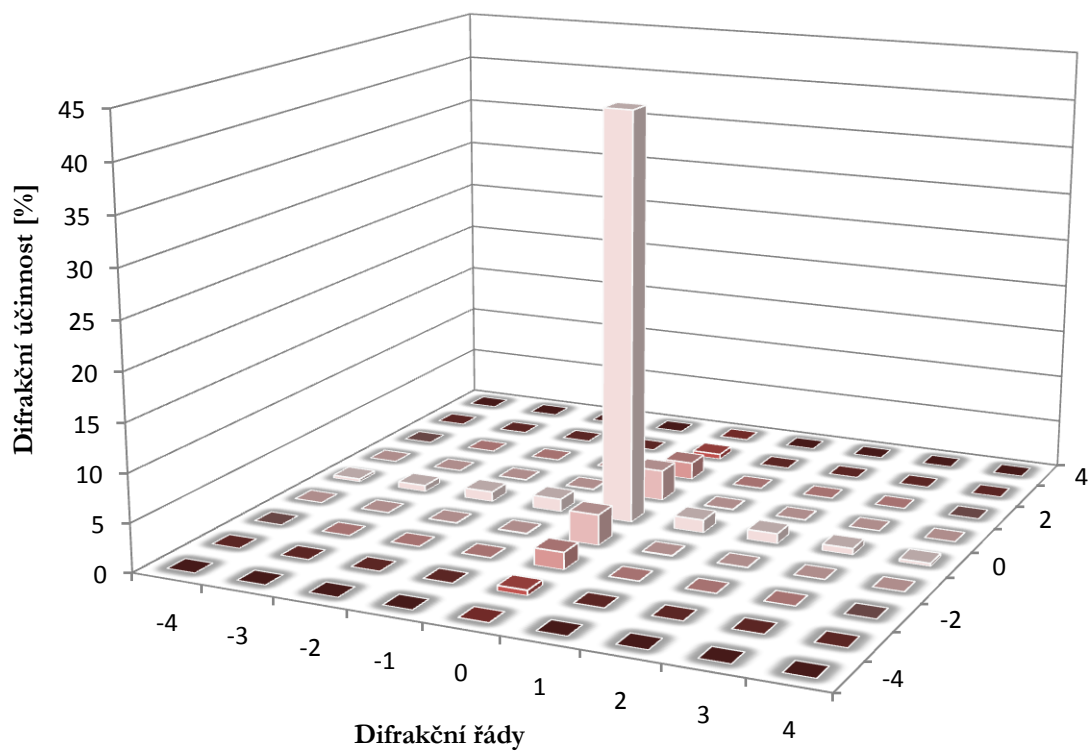
$\eta_t(-4,1)$	0,024	$\eta_t(-4,2)$	0,013	$\eta_t(-4,3)$	0,004	$\eta_t(-4,4)$	0,000
$\eta_t(-3,1)$	0,050	$\eta_t(-3,2)$	0,028	$\eta_t(-3,3)$	0,009	$\eta_t(-3,4)$	0,000
$\eta_t(-2,1)$	0,078	$\eta_t(-2,2)$	0,044	$\eta_t(-2,3)$	0,013	$\eta_t(-2,4)$	0,001
$\eta_t(-1,1)$	0,100	$\eta_t(-1,2)$	0,056	$\eta_t(-1,3)$	0,017	$\eta_t(-1,4)$	0,001
$\eta_t(0,1)$	3,168	$\eta_t(0,2)$	1,779	$\eta_t(0,3)$	0,546	$\eta_t(0,4)$	0,027
$\eta_t(1,1)$	0,100	$\eta_t(1,2)$	0,056	$\eta_t(1,3)$	0,017	$\eta_t(1,4)$	0,001
$\eta_t(2,1)$	0,078	$\eta_t(2,2)$	0,044	$\eta_t(2,3)$	0,013	$\eta_t(2,4)$	0,001
$\eta_t(3,1)$	0,050	$\eta_t(3,2)$	0,028	$\eta_t(3,3)$	0,009	$\eta_t(3,4)$	0,000
$\eta_t(4,1)$	0,024	$\eta_t(4,2)$	0,013	$\eta_t(4,3)$	0,004	$\eta_t(4,4)$	0,000

$\eta_t(-4,-1)$	0,024	$\eta_t(-4,-2)$	0,013	$\eta_t(-4,-3)$	0,004	$\eta_t(-4,-4)$	0,000
$\eta_t(-3,-1)$	0,050	$\eta_t(-3,-2)$	0,028	$\eta_t(-3,-3)$	0,009	$\eta_t(-3,-4)$	0,000
$\eta_t(-2,-1)$	0,078	$\eta_t(-2,-2)$	0,044	$\eta_t(-2,-3)$	0,013	$\eta_t(-2,-4)$	0,001
$\eta_t(-1,-1)$	0,100	$\eta_t(-1,-2)$	0,056	$\eta_t(-1,-3)$	0,017	$\eta_t(-1,-4)$	0,001
$\eta_t(0,-1)$	3,168	$\eta_t(0,-2)$	1,779	$\eta_t(0,-3)$	0,546	$\eta_t(0,-4)$	0,027
$\eta_t(1,-1)$	0,100	$\eta_t(1,-2)$	0,056	$\eta_t(1,-3)$	0,017	$\eta_t(1,-4)$	0,001
$\eta_t(2,-1)$	0,078	$\eta_t(2,-2)$	0,044	$\eta_t(2,-3)$	0,013	$\eta_t(2,-4)$	0,001
$\eta_t(3,-1)$	0,050	$\eta_t(3,-2)$	0,028	$\eta_t(3,-3)$	0,009	$\eta_t(3,-4)$	0,000
$\eta_t(4,-1)$	0,024	$\eta_t(4,-2)$	0,013	$\eta_t(4,-3)$	0,004	$\eta_t(4,-4)$	0,000

Experimentálně určená difrakční účinnost modulátoru CRL OPTO



Teoretická difrakční účinnost modulátoru CRL OPTO



C. Neadresovaný prostorový modulátor Holoeye

Výkon soustavy

bez PMS:

α [°]	P [mW]
90	0,075
80	0,730
70	2,320
60	4,300
50	6,700
40	9,300
30	11,600
20	13,400
10	14,520
0	14,800
-10	14,110
-20	12,770
-30	10,740
-40	8,300
-50	5,630
-60	3,370
-70	1,600
-80	0,330
-90	0,060

Soustava s PMS,

$\lambda = 650nm$

α [°]	P [mW]
90	3,140
80	2,710
70	2,180
60	1,630
50	1,100
40	0,456
30	0,144
20	0,027
10	0,101
0	0,360
-10	0,797
-20	1,480
-30	2,040
-40	2,600
-50	3,090
-60	3,390
-70	3,510
-80	3,400
-90	3,100

Soustava s PMS,

$\lambda = 632nm$

α [°]	P [mW]
90	0,014
80	0,012
70	0,011
60	0,009
50	0,006
40	0,004
30	0,003
20	0,001
10	0,001
0	0,002
-10	0,003
-20	0,005
-30	0,007
-40	0,009
-50	0,011
-60	0,013
-70	0,014
-80	0,015
-90	0,014

D. Neadresovaný prostorový modulátor Hamamatsu

Soustava s PMS, $\lambda = 650\text{nm}$

α [°]	P [mW]
90	3,140
80	2,710
70	2,180
60	1,630
50	1,100
40	0,456
30	0,144
20	0,027
10	0,101
0	0,360
-10	0,797
-20	1,480
-30	2,040
-40	2,600
-50	3,090
-60	3,390
-70	3,510
-80	3,400
-90	3,100

Soustava s PMS, $\lambda = 632\text{nm}$

α [°]	P [mW]
90	0,014
80	0,012
70	0,011
60	0,009
50	0,006
40	0,004
30	0,003
20	0,001
10	0,001
0	0,002
-10	0,003
-20	0,005
-30	0,007
-40	0,009
-50	0,011
-60	0,013
-70	0,014
-80	0,015
-90	0,014

E. Adresovaný prostorový modulátor Holoeye

Výkon P [μW] při různých úrovních fáze

α [°]	Úroveň fáze					
	0	50	100	150	200	250
90	1	1	3	91	479	548
80	27	22	13	34	390	464
70	110	80	56	6	289	365
60	200	188	156	17	198	264
50	310	294	253	66	95	173
40	430	411	366	174	41	73
30	540	513	468	275	24	35
20	620	592	550	382	39	30
10	670	643	610	485	110	58
0	680	660	635	567	186	120
-10	650	636	626	626	274	231
-20	590	580	580	650	370	324
-30	500	497	509	637	460	421
-40	390	390	409	589	537	514
-50	277	273	298	505	589	586
-60	173	173	199	406	607	624
-70	68	69	91	301	593	629
-80	16	17	31	200	546	602
-90	2	1	3	110	469	540

F. Adresovaný modulátor Hamamatsu s fázovým klínem

- Fázový klín s rozlišením 12 č/mm:

Výkon P [μ W]

α [°]	-1. řád	0. řád	1. řád
90	0,00	14,60	0,00
80	1,00	14,00	0,00
70	2,20	13,00	0,12
60	4,50	11,60	0,15
50	6,80	10,00	0,20
40	9,00	7,40	0,26
30	10,90	4,50	0,32
20	12,40	2,20	0,35
10	13,00	0,95	0,38
0	13,20	0,75	0,45
-10	12,70	1,70	0,36
-20	11,50	3,40	0,30
-30	9,80	6,00	0,27
-40	7,50	8,60	0,20
-50	5,60	11,60	0,18
-60	3,20	12,50	0,03
-70	1,60	14,00	0,00
-80	0,30	14,50	0,00
-90	0,00	14,70	0,00

- Fázový klín s rozlišením 25 č/mm:

Výkon P [μW]

α [°]	-1. řád	0. řád	1. řád
90	1,40	24,50	1,70
80	2,30	23,00	1,65
70	5,00	21,00	1,50
60	9,00	19,00	1,45
50	15,00	14,80	1,30
40	20,00	11,00	1,10
30	25,00	6,50	0,10
20	30,00	3,60	0,00
10	32,00	1,55	0,00
0	33,00	0,00	0,00
-10	32,50	1,40	0,00
-20	30,00	3,40	0,00
-30	26,50	6,50	0,00
-40	21,00	10,50	1,10
-50	15,50	15,00	1,30
-60	10,00	19,00	1,50
-70	5,30	21,00	1,60
-80	2,50	23,00	1,65
-90	1,40	24,00	1,70