

Univerzita Palackého v Olomouci

Bakalářská práce

Olomouc 2014

Dominik Špilák

Univerzita Palackého v Olomouci

Přírodovědecká fakulta

Katedra optiky



Měření vlastností tekutých krystalů

Meranie vlastností tekutých kryštálov

Bakalářska práce

Dominik Špilák

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Přístrojová optika

Vedoucí práce: Mgr. Radek Čelechovský Ph.D.

Olomouc 2014

Prehlasujem, že bakalársku prácu som vypracoval samostatne s podporou školiteľa Mgr. Radka Čelechovského Ph.D. a použitím literatúry citovanej v závere práce.

V Olomouci 04.05.2014

.....

## **Abstrakt**

Tekuté kryštály sú látky, ktorých častice sa v elektromagnetickom poli chovajú ako dipóly a orientujú sa v smere jeho pôsobenia. Táto vlastnosť ponúka mnohé využiteľné optické aplikácie. Bakalárska práca je zameraná na meranie vlastností tekutých kryštálov. Popisuje závislosť priloženého napätia na fázovom oneskorení v dvoch prípadoch. V prvom je retardér z nematických tekutých kryštálov vložený do jednej vetvy Mach-Zenderovho interferometra, kde je vyhodnotenie fázového posunu na základe vzniknutých interferenčných prúžkov. V druhom prípade je meranie fázového posunu pomocou polarimetra a prepočte zo Stoksových parametrov.

## **Kľúčové slová**

tekuté kryštály, fázový posun, modulátor svetla, interferencia, polarimeter

## **Abstract**

Liquid crystals are substances which parts of the electromagnetic field and behave as dipoles oriented in the direction of his tenure. This property offers many useful optical applications. Thesis is aimed at measuring the properties of liquid crystals. Describes the dependence of applied voltage on the phase delay in the two cases. The first is a nematic liquid crystal retarder inserted into one branch Mach-Zender's interferometer, which is based on the evaluation phase difference of interference fringes generated. In the latter case, the measurement of the phase retardance at the polarimeter and translation from Stokes parameters.

## **Key words**

liquid crystals, the phase retardance, the light modulator, interferometry, polarimetry

Pod'akovanie:

Ďakujem Mgr. Radkovi Čelechovskému Ph.D. za profesionálne vedenie pri bakalárskej práci, cenné rady a metodické, ako aj teoretické pripomienky. Pomoc pri realizácii experimentálnej časti práce a odborné praktické rady.

## Obsah

Úvod.....	8
<b>1. Popis činností tekutých kryštálov.....</b>	<b>9</b>
<b>2. Typy tekutých kryštálov .....</b>	<b>10</b>
2.1. Smektická fáza .....	10
2.2. Nematická fáza .....	11
2.3. Cholestrická fáza .....	12
<b>3. Kryštalová optika .....</b>	<b>13</b>
3.1. Anizotropné prostredie kryštálov .....	13
3.2. Šírenie svetla v jednoosých kryštáloch .....	14
<b>4. Polarizačné vlastnosti svetla.....</b>	<b>17</b>
4.1. Poincarého sféra .....	18
4.2. Meranie Stokesových parametrov svetla.....	19
<b>5. Elektro-optická modulácia .....</b>	<b>21</b>
5.1. Základy elektro-optickej modulácie .....	21
5.2. Elektro-optické vlastnosti nematických tekutých kryštálov .....	22
5.2.1. Amplitúdová modulácia.....	23
5.2.2. Fázová modulácia .....	26
<b>6. Experimentálna časť.....</b>	<b>28</b>
6.1. Princíp funkcie modulátoru z nematických tekutých kryštálov .....	28
6.2. Napájanie modulátoru z nematických tekutých kryštálov .....	28
6.3. Časová odozva v tekutých kryštáloch .....	29
6.4. Závislosť fázového posunu na priloženom napätí.....	30
6.4.1. Interferometrická metóda .....	30
6.4.2. Polarimetrická metóda.....	32
6.5. Porovnanie.....	33
<b>7. Aplikácie využívajúce nematické tekuté kryštály.....</b>	<b>35</b>
7.1. Displeje s tekutými kryštálmi.....	35
7.2. Polarizátory a retardačné doštičky .....	35
7.3. Ostatné aplikácie využívajúce tekuté kryštály .....	36
Záver .....	37
Zoznam použitej literatúry .....	38

## Úvod

Bakalárska práca sa zaoberá problematikou vlastností tekutých kryštálov a ich využitie v rôznych aplikáciách. Teoretická časť obsahuje kapitoly s prehľadom a rozdelením tekutých kryštálov, ďalej popisuje polarizačné vlastnosti svetla, zahŕňa úvod do optiky kryštálov, kde je o modulátore z nematických tekutých kryštálov uvažované ako o jednoosom kryštáli.

Hlavnou úlohou v experimentálnej časti je zmerať dvoma meracími metódami fázový posun, ktorý je závislý na priloženom napätí. Metóda interferometrická je založená na princípe amplitúdovej modulácie. V tomto prípade je modulátor z nematických tekutých kryštálov vložený do jednej vetvy Mach-Zenderovho interferometra. V druhom prípade ide o meranie pomocou polarimetra, kde sa využíva princíp merania Stokesových parametrov a polarizačných vlastností svetla.

V závere práce sa nachádzajú grafy závislostí, popis oboch metód, ich porovnanie a vyhodnotenie.

## 1. Popis činností tekutých kryštálov

Tekuté kryštály sú z fyzikálneho hľadiska organické látky, ktoré svojimi vlastnosťami tvoria prechod medzi pevnými a kvapalnými látkami.[1] Molekuly týchto látok sa nazývajú mezogény, tie sú rozpustené v kvapaline a vytvárajú homogénny roztok. Ten je svojimi vlastnosťami podobný kryštálu. Sú tekuté podobné ako kvapaliny, ale ich molekuly sú usporiadané pravidelne, podobne ako majú pevné látky. U týchto látok je snaha udržať pravidelné vnútorné usporiadanie tak veľká, že ich kryštalická forma neprechádza ohrevom priamo do kvapalného stavu, ale prechádza istým medzistavom, označovaným ako mezomorfný, alebo parakryštalický.[28] Tekuté kryštály sú anizotropné látky pozostávajúce z dlhých molekulových reťazcov v tvare tyčíniek, doštičiek alebo diskov, ktoré sú vzájomne voči sebe orientované podľa rôznych pravidiel a zorganizované do väčších klastrov. [27] Svetlo sa totiž v takejto látke nešíri vo všetkých smeroch rovnako, t.j. látka nemá rovnakú priepustnosť a rovnaký index lomu.

Správanie roztoku je zapríčinené vplyvom vnútorného usporiadania a tvarom molekúl, tie sú dlhé a úzke. Usporiadanie a orientácia molekúl spôsobuje mnoho optických javov. Dochádza k zmene polarizácie svetla, v závislosti na orientácii molekúl materiálu. Jednou z ďalších využívaných vlastností je reakcia molekúl tekutých kryštálov na elektromagnetické pole. Molekuly sú neutrálne, ale elektrický náboj v jednotlivých častiach molekúl môže byť značne rozdielny. Molekula sa stáva dipólom ak je jedná časť molekuly nabitá kladne a druhá časť záporne, potom sa ma dipól snahu natáčať v elektromagnetickom poli v jeho smere. Ich rýchle preorientovanie pod vplyvom mierneho elektrického poľa je výsledok ich tekutej povahy.

Fyzikálne vlastnosti taktiež závisia aj od teploty a tlaku, ako aj od typu tekutých kryštálov a stupňa usporiadania v tekutom kryštalickom stave. Ďalšou ich vlastnosťou je dvojlom, ktorý je zvyčajne spájaný s priehľadnými kryštálmi s nesymetrickou mriežkovou štruktúrou ako napríklad u islandského vápenca a kremeňa.[5] Hodnota dvojlomu je pritom premenlivá v závislosti na veľkosti priloženého elektrického napätia alebo magnetického poľa.[26] Preto priepustnosť svetla v takýchto materiáloch sa mení s orientáciou molekulových reťazcov.

## 2. Typy tekutých kryštálov

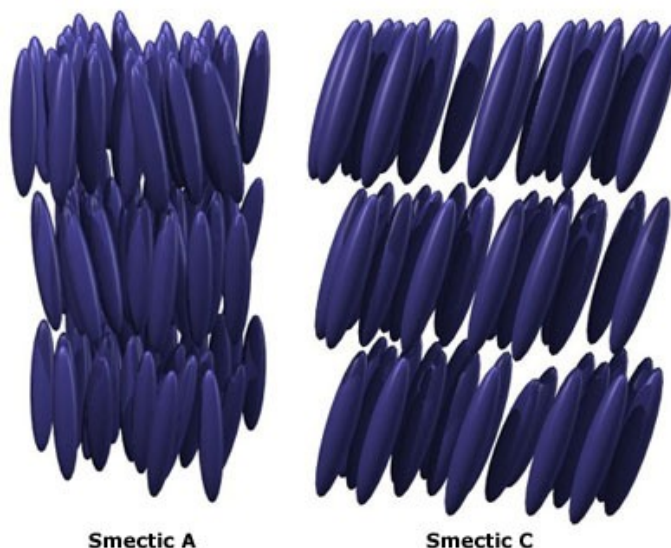
Tekuté kryštály rozdeľujeme podľa usporiadania molekúl :

### 2.1. Smektická fáza

Smektické kryštály majú najbližšie k tuhým látkam vďaka vysokej viskozite a vrstevnatej textúre. Smektická fáza je tvorená podlhovastými vrstvami molekúl, ktoré sú pomerne tuhé a môžu po sebe veľmi ľahko klzať. Hlavnou črtou, ktorou sa líšia od nematickej fázy je jej rozvrstvenie. Táto fáza sa vyznačuje podlhovastými lineárnymi molekulami uloženými v rovnobežných vrstvách. Dlhšie osi molekúl s rozmerom asi 2 nm majú vzhľadom na povrch kryštálu stálu orientáciu. Najčastejšie sú na povrch kolmé. V praxi však majú minimálne využitie a nenašli preto žiadne širšie uplatnenie. [26]

Tie sa ďalej delia na:

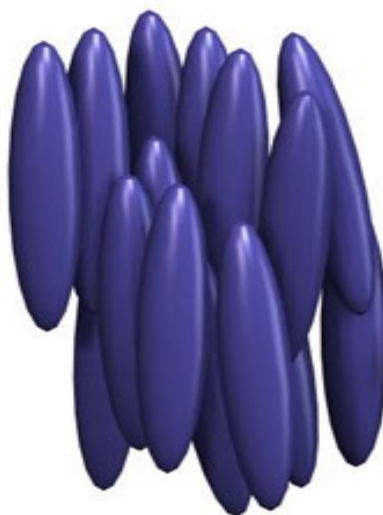
- *smektické A*- Podlhovasté molekuly sú usporiadané vo vrstvách, rovnobežné s normálou k vrstve.
- *smektické C* - Podlhovasté molekuly vo vrstvách sú odklonené od normály k vrstvám a zvierajú nenulový uhol.



obr.2.1-1. Smektické A a smektické C usporiadanie tekutých kryštálov [32]

## 2.2. Nématická fáza

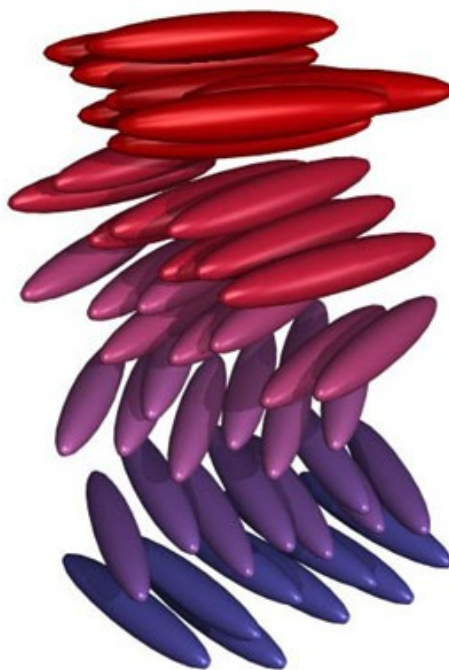
Podlhovasté molekuly tekutých kryštálov sa majú snahu orientovať usporiadane, prevažne v jednom smere a ich orientácia sa mení vplyvom mechanických, alebo elektrických síl. Väčšina nematických kryštálov má jednu os. Molekuly nematických kryštálov sú vysoko anizotropné a zvyčajne vytvárajú pevné elipsoidné častice. Nie sú usporiadané do konkrétnych vrstiev, ale svoje ťažiská majú rozdelené podobne ako v kvapaline, teda náhodne. Molekuly sú tyčinkovitého tvaru a vyznačujú sa chaotickým pohybom. Medzimolekulové interakcie, ktoré sú za to zodpovedné majú tendenciu vyrovnávať dlhé molekuly rovnobežne spoločným smerom. Nematická fáza je najjednoduchšia z kvapalných kryštálov. Tieto kryštály majú najbližšie ku kvapalnej fáze, preto majú najširšie praktické využitie. [26] Využívajú sa najčastejšie na výrobu elektro-optických súčiastok.



obr. 2.2-1 Nematické usporiadanie tekutých kryštálov [32]

### 2.3. Cholestrická fáza

Fáza bola prvýkrát pozorovaná pri derivátoch cholesterolu. Je tvorená podlhovastými molekulami, ktoré sú chirálne. To znamená, že sa vyskytujú v dvoch modifikáciách ako pravotočivé a ľavotočivé. Špirálovito zatočené kryštály zodpovedajú stavu s najmenšou energiou. Považujú sa za špeciálny prípad nematických kryštálov [9]. Molekuly týchto kryštálov sú usporiadané do paralelných vrstiev vzdialených od seba približne 200 nm. V každej vrstve majú molekuly zhodnú orientáciu, odlišnú od dvoch susedných vrstiev o určitý uhol. V závislosti na type materiálu môže byť tento uhol rôzny, ale vo všeobecnosti sa pohybuje okolo hodnoty  $0,18^\circ$ . [26]



obr.2.3-1 Cholestrické usporiadanie tekutých kryštálov[32]

### 3. Kryštalová optika

Pre modulátor z nematických tekutých kryštálov je použitý model, o ktorom sa uvažuje ako jednoosovom kryštáli. V anizotropných prostrediach závisí rýchlosť svetla na smere jeho šírenia a polarizácií. Svetelný lúč sa rozdelí na dva, nastane dvojlom a každý lúč má rôzne vlastnosti. Kryštály s kubickou štruktúrou sú najrozšírenejšou skupinou s prirodzene anizotropnými vlastnosťami. Výrazný dvojlom je pozorovateľný v kryštáli islandského vápenca (kalcit,  $\text{CaCO}_3$ ). Prirodzené svetlo dopadá na celú, pri jej prechode vzniknú dva lúče, riadny a mimoriadny. Tie sa šíria rôznymi smermi, na výstupe sú obidva vzájomne posunuté a rovnobežné so vstupným lúčom. Riadny lúč sa šíri rovnako ako v izotropnom prostredí, jeho rýchlosť nezávisí na smere šírenia, splňuje zákon lomu. Mimoriadny sa neriadi zákonom lomu a je posunutý. V kryštáloch existujú jeden, alebo dva smery, v ktorých nedochádza k dvojlomu. Tento prípad nastáva v oblasti optických osí. Podľa ich počtu v kryštáloch sa radia do skupín jednoosých a dvojosých. Optická os a dopadajúci lúč určujú rovinu hlavného rezu. [7]

#### 3.1. Anizotropné prostredie kryštálov

Normála plochy je jednoznačne ohraničená hlavnými indexmi lomu  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$ . Zvyčajne keď sú všetky tri určujúce indexy lomu  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  rozdielne, nachádzajú sa tu dve optické osi. V tomto prípade sa jedná o dvojosý kryštál. V mnohých optických materiáloch sa stáva, že dva z hlavných indexov sú rovnaké. V tomto prípade je rovnica pre normálu plochy určená ako:

$$\left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{n_e^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \left(\frac{k^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right) = 0 \quad (3.1-1)$$

kde  $n_o^2 = \epsilon_x/\epsilon_0 = \epsilon_y/\epsilon_0$ ,  $n_e^2 = \epsilon_z/\epsilon_0$ . Normála plochy v tomto prípade pozostáva zo sféry a rotačného elipsoidu. Tieto dve zložky normály plochy sa dotýkajú v dvoch bodoch osi z. Os z je preto určite optická os a kryštálu sa hovorí jednoosí. Ak sú všetky tri hlavné indexy rovnaké, dve strany normály plochy splynú do jednej sféry a kryštál je optický izotropný. Je zrejmé, že optická symetria kryštálov to tej miery súvisí s jedným bodom skupiny kryštálov. V kubických kryštáloch sú tri hlavné osi fyzikálne rovnocenné. Taktiež sa očakáva, že kubické kryštály sú opticky izotropné. V dvojosých kryštáloch je hlavné usporiadanie osí označené v takom smere, že tri hlavné indexy sú v nasledujúcom poradí:

$$n_x < n_y < n_z . \quad (3.1-2)$$

V mimooosom kryštáli, index lomu zodpovedá dvom rovnakým zložkám,  $n_0^2 = \epsilon_x/\epsilon_0 = \epsilon_y/\epsilon_0$  sa nazýva riadny index  $n_0$ , ďalší index zodpovedá  $\epsilon_z$ , ten sa nazýva mimoriadny index  $n_e$ . Ak  $n_0 < n_e$ , nazýva sa pozitívny, ak je  $n_0 > n_e$  nazýva sa negatívny. [3]

### 3.2. Šírenie svetla v jednoosých kryštáloch

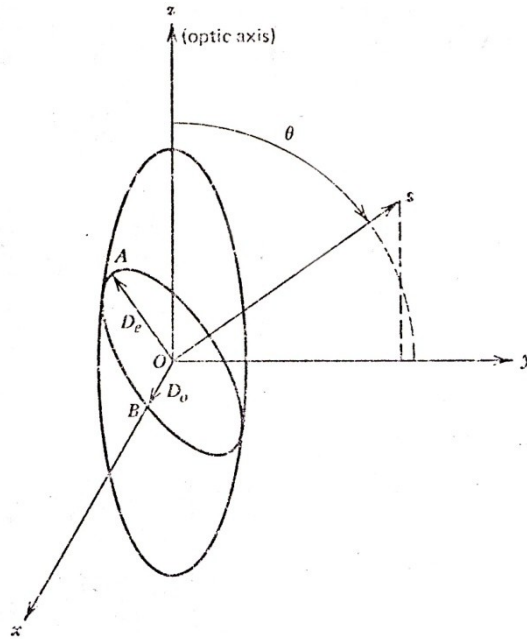
Kryštál rozdeľuje dopadajúce svetlo na dva špecifické polarizované lúče s rozdielnym polarizačným stavom, ktoré sa šíria rôznymi rýchlosťami. Ak je kryštál absorpčný, tak s rozdielnymi absorpčnými koeficientmi.[39] V anizotropnom prostredí sa svetlo šíri tak, že v každom smere postupujú dve vlny s rôznymi fázovými rýchlosťami, tie sú lineárne polarizované v navzájom kolmých rovinách. V jednoosých látkach je riadna vlna, ktorej index lomu nezávisí na smere šírenia, polarizovaná kolmo na rovinu hlavného rezu, mimoriadna vlna je polarizovaná v rovine hlavného rezu. Jednoosé kryštály používa veľa optických zariadení. Niektoré spoločné znaky majú kremeň, kalcit a lítium niobia. V týchto kryštáloch je rovnica elipsoidu indexu lomu zjednodušená na

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (3.2-1)$$

kde osi symetrie boli vybrané, nasledujúcou dohodou ako  $z$  os. (obr. 3.2-1) ukazuje elipsoid indexu lomu pre kladný jednoosí kryštál. Smer šírenia je pozdĺž  $\mathbf{s}$ . Pretože je v tomto prípade elipsoid invariantný podľa rotácie okolo  $z$  osi, zobrazenie vektoru  $\mathbf{s}$  na  $xy$  súradniciach je vybrané bez straty väčšiny splývať s  $y$  osou. Najskôr je potrebné nájsť priesečník roviny cez počiatok, ktorého normála na  $\mathbf{s}$  s elipsoidom indexu lomu. Priesečník je na elipse, ktorej rovina je na obrázku. Dĺžka vedľajšej osi  $OA$  je rovnaká ako index lomu  $n_e(\theta)$  mimoriadného lúča, ktorého elektrický posun vektoru  $\mathbf{D}_e(\theta)$  je rovnobežný s  $OA$ . Mimoriadny lúč je polarizovaný pozdĺž  $OB$  a jeho index lomu je rovnaký ako  $n_0$ . Ak  $\mathbf{k}$  bude vlnový vektor a  $\mathbf{c}$  bude jednotkový vektor v smere osi  $z$ , polarizácie pre tento posun vektorov sú dané

$$d_0 = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{c}}{|\mathbf{k} \times \mathbf{c}|}, \quad (3.2-2)$$

$$d_e = \frac{d_0 \times k}{|d_0 \times k|} \quad (3.2-3)$$



obr. 3.2-1 Elipsoid indexu lomu [3]

Uhol  $\theta$  medzi optickými osami a smerom šírenia  $s$  je zmenený, smer polarizácie riadneho lúča ostane zastavený a jeho index lomu je vždy rovný  $n_0$ . Smer  $D_e$  závisí na uhle  $\theta$ . Index lomu sa mení od  $n_e(\theta) = n_0$  pre  $\theta = 0^\circ$  k  $n_e(\theta) = n_e$  pre  $\theta = 90^\circ$ . Index lomu  $n_e(\theta)$  mimoriadneho lúča je rovný  $OA$ , podľa ktorého na obr. 3.2-1 je dané

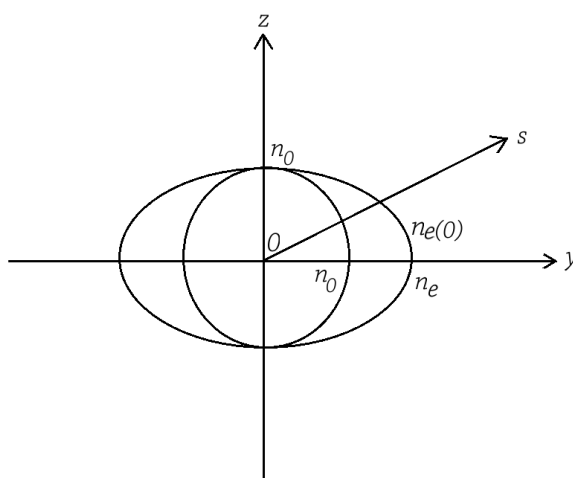
$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \quad (3.2-4)$$

Index lomu pre prípad šírenia svetla v jednoosom kryštáli môže byť ohraničený priamo normálami plôch 3.1-1. Ak je nahradené  $k_z = n(\omega/c)\cos\theta$ ,  $k_x = 0$ ,  $k_y^2 = [(\omega c)n]^2 - k_z^2$  v rovnici 3.1-1 dostávame 3.2-4 z prvého faktoru a riadny index lomu  $n_0$  z druhého faktoru. Smer polarizácie pre mimoriadne elektrické pole je dané rovnicou 3.2-5,

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\sin\theta}{n_e^2(\theta) - n_0^2} \\ \frac{\cos\theta}{n_e^2(\theta) - n_e^2} \end{pmatrix}, \quad (3.2-5)$$

kde  $n_e(\theta)$  je index lomu mimoriadnej vlny. Treba si všimnúť, že vektor elektrického poľa všeobecne nie je kolmý na vektor šírenia. Priesečník  $yz$  roviny s normálovými

plochami pre kladný jednoosí kryštál ( $n_e > n_o$ ) je na obr.3.2-2 Šírenie svetla v jednoosovom kryštáli sa skladá s riadnej vlny a mimoriadnej vlny. Vektor elektrického poľa  $E$  a posunutý vektor  $D$  pre riadnu vlnu je vždy kolmý na obe  $c$  osi a vektor šírenia. Fázová rýchlosť pre riadnu vlnu je vždy  $c/n_o$ , bez ohľadu na smer šírenia. Posun vektora  $D$  mimoriadnej vlny je kolmý na vektor šírenia ako je vektor elektrického poľa  $E$  riadnej vlny. Vektor elektrického poľa  $E$  mimoriadnej vlny napriek tomu nie je všeobecne kolmý na smer šírenia. Leží v rovine tvorenej vektorom šírenia a posunutým vektorom. Vektory elektrického poľa týchto dvoch vln sú navzájom ortogonálne. [3]

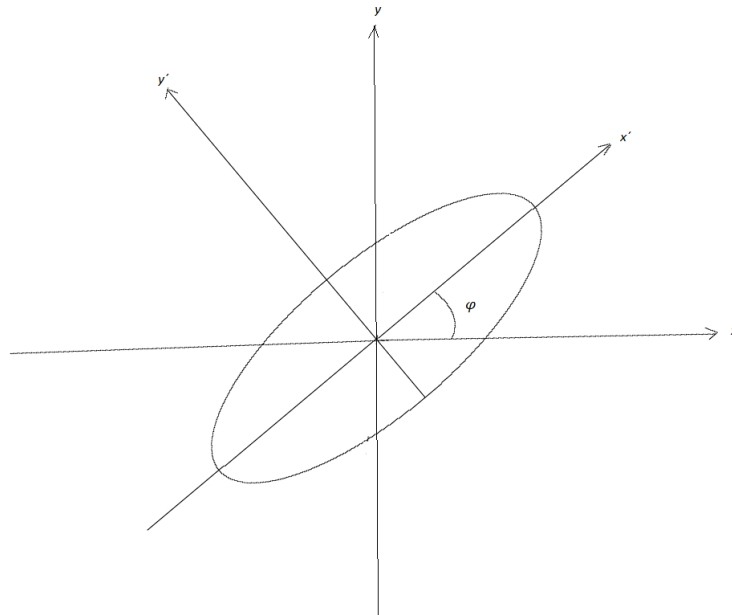


obr.3.2-2 Priesečník roviny  $yz$  s normálou plochy v kladnom jednoosovom kryštáli[3]

#### 4. Polarizačné vlastnosti svetla

Svetlo je transverzálna elektromagnetická vlna a charakter kmitania elektrického presunu vektoru v normálovej rovine na smer šírenia vlny určuje polarizačný stav svetelného lúča. Znamená to, že vektor elektrickej intenzity leží v rovine kolmej k smeru šírenia. Polarizácia svetla je daná smerom vektoru elektrického poľa v tejto rovine.[29] V úplne polarizovanom svetle môže byť buď lineárny v každom azimute na hlavné uhly smeru šírenia, alebo eliptický s hlavnou osou ktoréhokoľvek azimutu. Stupeň osi elipsy môže nadobudnúť ľubovoľnú hodnotu a význam elipsy môže byť opäť pravo, alebo ľavo točivý. Existujú dva limitné prípady eliptických kmitov, a to lineárne a kruhové kmity. Takže sa dá o svetelnom lúči povedať, že môže byť eliptický, lineárne alebo kruhovo polarizovaný.

Všeobecný polarizačný stav môže byť teda popisovaný dvoma veličinami. Orientáciou hlavných osí elipsy, ktoré môžu byť určené uhlom  $\varphi$ , ktorý vytvára daný smer čela vlny, alebo stupňom osi elipsy. Význam elipsy môže byť určujúci vytváraním kladného stupňa osi pre ľavotočivú elipsu a záporného pre pravotočivé elipsy. Podmienky pravo a ľavo točivosti sú s ohľadom na pozorovateľa sledujúceho smerom na svetelný zdroj.



obr.4-1 Polarizačná elipsa[30]

#### 4.1. Poincarého sféra

Polarizačné stavy svetelného lúča môžu byť jednoznačne reprezentované bodom na ploche sféry jednotkového rádiusu, ktorého rovnobežka a poludník majú hodnoty  $2\omega$ ,  $2\lambda$ . Toto zobrazenie je označované ako Poincarého reprezentácia sféry- Poincarého sféra. Rozsah hodnôt  $2\omega$  a  $2\lambda$  potrebný pre popis všetkých polarizačných stavov je potom  $2\lambda = 0$  do  $2\pi$  a  $2\omega = -\pi/2$  do  $\pi/2$ , ktorých úplne pokrýva plochy sféry. Tak sú všetky možné polarizačné stavy reprezentované bodmi na sfére, je tam zhoda jedna k jednej medzi bodmi na sfére a rôznymi polarizačnými stavmi. Opačný smer hlavnej osi mení  $\lambda$  na  $\pi - \lambda$  a potom  $2\lambda$  na  $2\pi - 2\lambda$ . Je to rovnaký stav ako predtým a je reprezentovaný tým istým bodom na Poincarého sfére. Obrázok 4.1-1 [30] zobrazuje Poincarého sféru. Body  $H$  a  $V$  predstavujú horizontálne a vertikálne lineárne polarizované svetlo. Oba sú na rovníku ( $2\omega = 0$ ) a sú pod uhlom  $\pi/2$  oddelené.  $L$  a  $R$  sú póly sféry a predstavujú ľavé a pravé kruhové kmity. Všetky lineárne polarizačné stavy predstavujú body na rovníku  $HCVD$ , rovnobežky sú rovné dvojnásobku uhla zvierajúcim s horizontálnym. Body  $C$  a  $D$ , ktoré sú  $\pi/2$  posunuté od  $H$  a  $V$  sa tak zhodujú s lineárnym kmitaním  $\pm\pi/4$ . Všetky eliptické stavy majúce rovnakú orientáciu ( $\lambda$ ) svojich hlavných osí sú reprezentované bodmi na meridiáne ( $LPR$ ) s rovnobežkou  $2\lambda$ . Všetky elipsy majúce rovnaký osový pomer  $b/a = \tan \omega$  sú znázornené bodmi na poludníkovej kružnici  $EPF$  s poludníkom  $2\omega$ .

Všeobecne sa nazýva lúč polarizovaného svetla, ktorého stav je znázornený bodom  $P$  na Poincarého sfére ako svetlo s polarizačným stavom  $P$ . Jednoduché zariadenie, ktoré vytvára polarizované svetlo so stavom  $P$  sa nazýva *polarizátor  $P$* . Zariadenie, ktoré prepúšťa kompletne svetlo s polarizačným stavom  $P$  je potom *analyzátor  $P$* . V kryštálovej optike sa sledujú zmeny vytvárané v polarizačnom stave svetelného lúča prechádzajúceho anizotropným prostredím. Poincarého interpretácia je najviac vyhovujúca pre tento účel.[30]



$$S_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 = I,$$

$$S_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 = I \cos 2\alpha \cos 2\omega = I \cos 2\beta \quad (4.2-1)$$

$$S_2 = E_x^* E_y + E_x E_y^* = I \sin 2\alpha \cos 2\omega = I \sin 2\beta \cos 2\delta$$

$$S_3 = -i(E_x^* E_y - E_x E_y^*) = I \sin 2\omega = I \sin 2\beta \sin 2\delta,$$

kde  $I$  je celková intenzita  $|\mathbf{E}|^2$ ,  $\alpha$  a  $\omega$  sú parametre elipsy a  $\beta$  a  $\delta$  pár ekvivalentných parametrov. [31] Komplexný vektor elektrického poľa  $\mathbf{E} = (E_x E_y)$  popisuje polarizačná elipsa parametricky svojou celkovou veľkosťou (intenzitou), uhlom hlavnej osi  $\alpha$  a tvarovým parametrom  $\omega$ , definovaným, že  $|\tan \omega|$  stupeň vedľajšej a hlavnej osi elipsy a znak  $\omega$  je priorita elipsy. Až do fázového faktoru, je potom polarizačný vektor

$$\mathbf{E} = \sqrt{I(\cos \omega \cos \alpha - i \sin \omega \sin \alpha, \cos \omega \sin \alpha + i \sin \omega \cos \alpha)} \quad (4.2-2)$$

$$= \sqrt{I}(\cos \beta \exp(-i\delta), \sin \beta \exp(i\delta)). [9]$$

## 5. Elektro-optická modulácia

Elektro-optický modulátor je zariadenie fungujúce na báze elektricky indukovanej zmeny v indexe lomu, alebo prirodzenej zmene dvojlomom. V závislosti od konfigurácie zariadení, môžu byť vlastnosti svetelnej vlny modulované zmenou: fázy, polarizácie, amplitúdy, frekvencie, alebo smeru šírenia. Zariadenie je spravidla určené pre optimálny výkon pre jednu vlnovú dĺžku. Elektro-optické zariadenia môžu byť použité v analógových alebo digitálnych modulačných formátoch. Ich voľba je daná, systémovými požiadavkami a vlastnosťami dostupných komponentov (optickými vláknami, zdrojmi, detektormi, atď.). Analógová modulácia vyžaduje veľký odstup signálu od šumu, čím obmedzuje jeho použitie na úzku šírku pásma, využíva sa na aplikácie na krátku vzdialenosť. Digitálna modulácia je vhodnejšia pre veľké šírky pásma, stredná u diaľkových systémov.

### 5.1. Základy elektro-optickej modulácie

Uvažujeme s elektro-optickou spínačovo/modulačnou schémou znázornenou na (obr. 5.1-1), po výstupe z vstupného polarizátora, môžu byť lineárne polarizované rovinné vlny vyjadrené ako

$$E = A_i \exp_i(\omega t - kz) \quad (5.1-1)$$

kde  $A$  je amplitúda,  $(\omega t - kz)$  je fáza,  $\omega$  je frekvencia svetla,  $k$  je vlnový vektor  $k = 2\pi n/\lambda$  a  $n$  je index lomu. Polarizačný vektor je orientovaný pod uhlom  $45^\circ$  vzhľadom ku kryštálovým osám  $x$  a  $y$ .

$$E_x = (A_i \cos 45^\circ) \exp_i(\omega - k_x z) = A \exp_i \varphi_x, \quad (5.1-2)$$

$$E_y = (A_i \cos 45^\circ) \exp_i(\omega - k_y z) = A \exp_i \varphi_y \quad (5.1-3)$$

kde  $k_x = 2\pi n_x/\lambda$  a  $k_y = 2\pi n_y/\lambda$ . [25]

Na výstupnej rovine kryštálu s dĺžkou  $l$ , sa stavajú tieto komponenty elektrického poľa,

$$E_x(l) = A \cos(\omega t - k_x l), \quad (5.1-4)$$

$$E_y(l) = A \cos(\omega t - k_y l)$$

$$= A \cos(\omega t - k_x l - \Gamma_{crystal}), \quad (5.1-5)$$

kde  $\Gamma_{crystal} = \varphi_x - \varphi_y$  je fázový rozdiel medzi  $x$  a  $y$ ,

$$\Gamma_{crystal} = (n_y - n_x) \frac{l 2\pi}{z}. \quad (5.1-6)$$

Účinok retardačnej doštičky na elektro-optický kryštál je zabezpečiť ďalší fázový posun napríklad o  $\pi/2$  fázový posun na  $\lambda/4$  vlnovej doštičke na  $y$  komponentu. Celkový fázový posun medzi  $x$  a  $y$  komponentami sa tak stáva

$$\Gamma = \Gamma_{crystal} + \text{fázový posun retardačnej doštičky}. \quad (5.1-7)$$

Komponenty elektrického poľa sa po prechode fázovou doštičkou stávajú

$$E_x(l) = A \cos(\omega t - k_x l), \quad (5.1-8)$$

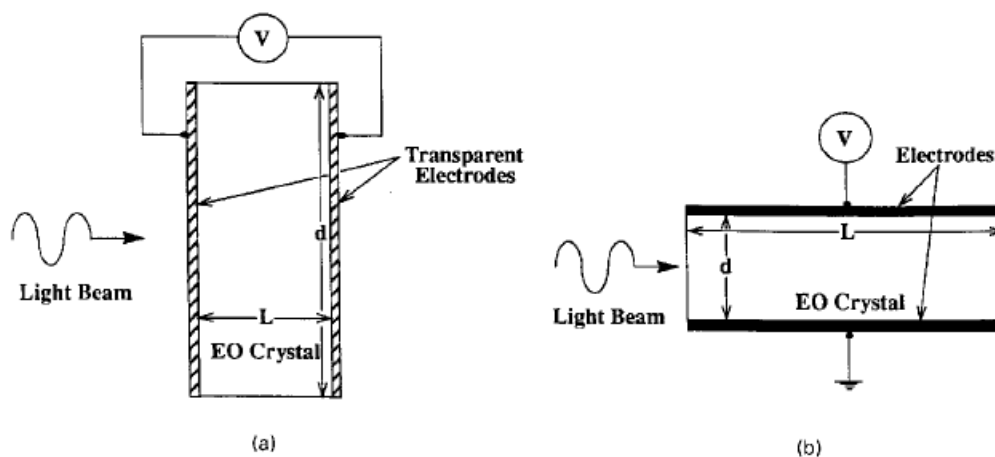
$$E_y(l) = A \cos(\omega t - k_x l - \Gamma) \quad (5.1-9)$$

V závislosti na hodnote, polarizačný stav výsledného vektora elektrického poľa  $E = E_x + E_y$  na výstupe z retardačnej doštičky môže byť eliptický, lineárny, alebo kruhový. [24]

## 5.2. Elektro-optické vlastnosti nematických tekutých kryštálov

Od objavu vplyvu elektrického poľa na molekulovú orientáciu tekutých kryštálov(LC) [19], sú fázové modulátory z tekutých kryštálov široko používané ako elektricky laditeľné vlnové doštičky. Niektoré z týchto modulátorov boli založené na klasickej bipolárnej konfigurácii využívajúcej širokú škálu štruktúr tekutých kryštálov napríklad planárne nematické, špirálovito nematické[20] riadené dvojlomom, alebo smektické elektrokinetické. Tekuté kryštály, ktoré sa používajú na výrobu elektrooptických prvkov majú obvykle dostatočne veľký elektrický odpor, aby mohli byť používané ako ideálne dielektriká. [21] Usporiadanie podlhovastých molekúl sa prejavuje v

anizotropií dielektrických vlastností s jednoosou symetriou. Pôsobením statického alebo nízkofrekvenčného elektrického poľa sa indukujú elektrické dipóly a výsledné elektrické sily nakláňajú molekuly do takého smeru, aby bola minimálna voľná elektrostatická energia. Rovnaký efekt má aj striedavé elektrické pole.[9]



obr.5.2-1 Pozdĺžny a priečny modulátor. [19]

### 5.2.1. Amplitúdová modulácia

Intenzitu optickej energie zo svetelné vlny je možné modulovať viacerými spôsobmi. Niektoré možnosti sú použitie dynamickej konfigurácie, retardér so skríženým polarizátorom na výstupe, dynamickú konfiguráciu retardér s paralelným polarizátorom na výstupe, konfigurácia fázový modulátor v jednej vetve Mach-Zehnderovho interferometra, alebo dynamický retardér s push-pull elektródami. Dôležitý parameter intenzívnej modulácie je priepustnosť. Tá je vyjadrená ako pomer medzi výstupom ku vstupu optickej intenzity. Intenzitný modulátor svetla využívajúci dynamický retardér so skríženým polarizátorom je vyjadrený ako:

$$T(V) = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\Gamma_0}{2} + \frac{\pi V}{2V_{\pi}}\right) \quad (5.2.1-1)$$

Pre lineárnu moduláciu, kde výstup je kópia modulovaného napät'ového signálu, pevne vychyl'uje  $\Gamma_0 = \pi/2$ , je nutné pridať ďalší fázový retardér,  $\lambda/4$  vlnová doštička, na výstup elektro-optického kryštálu, alebo použitie ďalšieho prídavného jednosmerného napätia  $V_{\pi}/2$ . Táto výchylka spôsobuje priepustnosť  $T=0,5$  pri neprítomnosti modulačného napätia. Ak má prierez kryštálu vlastný dvojlom, potom každý kompenzátor, alebo

napätie menšie ako  $V_\pi/2$  musí byť na vyladenie dvojlomu, aby mal pevný posun o  $\pi/2$ . [9]

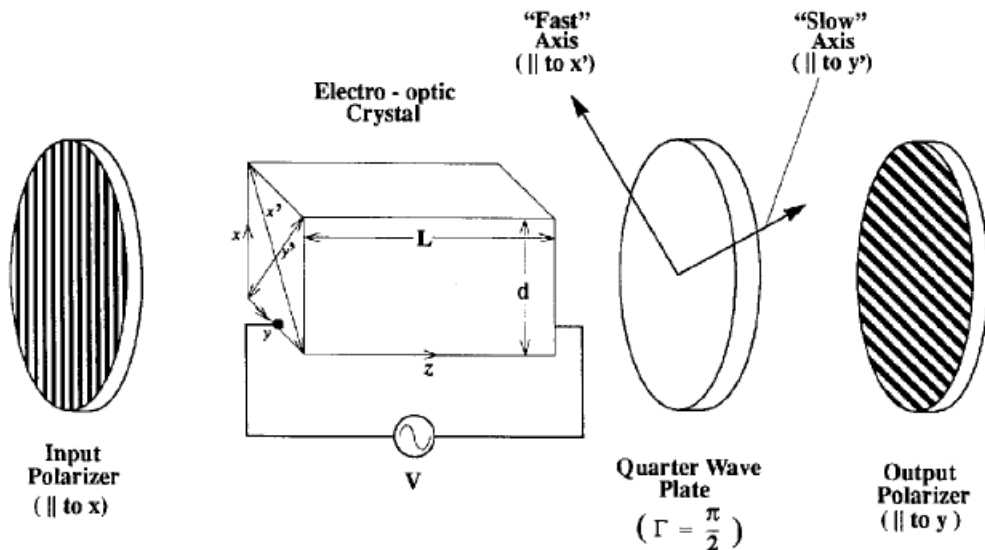
Pre sínusovú moduláciu napätia  $V = V_m \sin \omega_m t$ , je retardácia na výstupe kryštálu, zodpovedajúca výchylku je

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_i = \frac{\pi}{2} \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (5.2.1-2)$$

kde  $\Gamma_m = \pi V_m / V_\pi$  je amplitúdový modulačný index, alebo hĺbka amplitúdovej modulácie a  $V_\pi$  je pólvné napätie. [13] Priepustnosť je potom

$$T(V) = \sin^2 \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma_m}{2} \sin \omega_m t \right) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos \left( \frac{\pi}{2} + \Gamma_m \sin \omega_m t \right) \right] \quad (5.2.1-3)$$

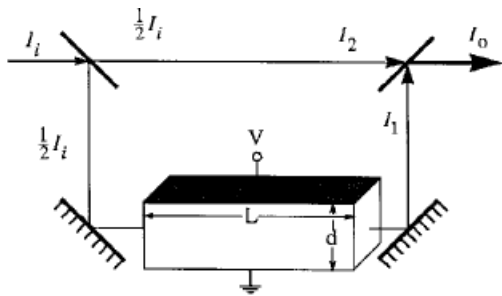
Na obr.5.2-1 je pozdĺžny intenzitný modulátor použitý so skríženými polarizátormi so vstupnou polarizáciou pozdĺž hlavnej osi x. [14] Vlnová doštička  $\lambda/4$  je použitá na otočenie a vznik lineárnej modulácie. [3]



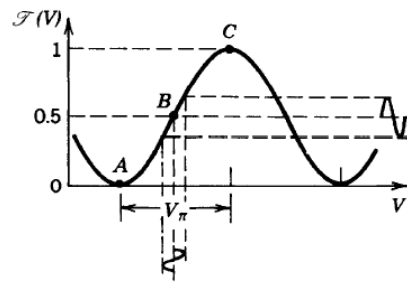
obr.5.2-1 [19]

Na obrázku obr. 4.1-2 je fázový modulátor umiestnený v jednej vetve Mach-Zenderovho interferometra, ktorý môže pracovať ako intenzitný modulátor. Priepustnosť interferometra  $T(V) = \frac{I_0}{I_1}$  sa mení periodicky s priloženým napätím ako je na obr.5.2-3. V obmedzenej oblasti okolo pracovného bodu B funguje toto zariadenie ako lineárny

intenzitný modulátor. Pri prepínaní medzi bodmi A a C pracuje ako optický spínač. [9]



obr.5.2-2[9]



obr.5.2-3[9]

Dynamický retardér s rovnobežnými polarizátormi má priepustnosť

$$T = \cos^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma_m}{2} \sin\omega_m t\right)$$

$$= \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Gamma_m \sin\omega_m t\right) \right] \quad (5.2.1-4)$$

Tak isto výstup na Mach-Zenderovom interferometri je daný

$$I_0 = I_1 + I_2 = \frac{1}{2} I_i + \frac{1}{2} I_i \cos\Gamma_0 = I_i \cos^2 \frac{\Gamma_0}{2} \quad (5.2.1-5)$$

kde  $\Gamma_0$  je relatívny fázový posun medzi dvoma vetvami.[16] Celkové fázový posun je  $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_i$ . Priepustnosť je

$$T = \frac{I_0}{I_1} = \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (5.2.1-6)$$

Puss-pull modulátor je založený na princípe Mach-Zenderovho interferometra. Vtedy je fázový modulátor umiestnený do jednej vetvy s opačnou polaritou napätia aká je použitá v ramenách, takže fázové modulátory sú riadené  $180^\circ$  mimofázovo. Táto konfigurácia vyžaduje nižšie riadiace napätie a umožňuje kratší čas presunu svetla pre určený stupeň modulácie.[15]

### 5.2.2. Fázová modulácia svetla

Fázový modulátor je jedným z najjednoduchších elektro-optických modulátorov. Pri prechode svetla retardérom z nematických tekutých kryštálov, ktorý má dĺžku  $L$  a je na neho priložené elektrické pole  $E$ . Dochádza k zmene fáze o

$$\varphi = n(E)k_0L = 2\pi n(E)L/\lambda_0, \quad (5.2.2.-1)$$

kde  $\lambda_0$  je vlnová dĺžka vo vákuu, potom

$$\varphi \approx \varphi_0 - \pi \frac{\tau n^3 EL}{\lambda_0}, \quad (5.2.2-2)$$

a  $\varphi_0 = 2\pi nL/\lambda_0$ . Elektrické napätie  $V$  je medzi stenami cely a ich vzdialenosť je  $d$ , potom

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}. \quad (5.2.2-3)$$

Parameter  $V_\pi$  sa nazýva pólvlňové napätie, pri ňom je hodnota fázového posunu  $\pi$ . Je závislý na vlastnostiach materiálu  $n$  a  $\tau$ , na vlnovej dĺžke a na  $d/L$ .

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\tau n^3} \quad (5.2.2-4)$$

Modulovanie fáze optickej vlny je možné pomocou zmeny napätia k priloženému materiálu, cez ktorý prechádza svetlo. [9] Elektródy slúžia ako prenosové vedenie. Modulátory zvyčajne pracujú na frekvenciách niekoľko sto MHz, ale dá sa dosahovať aj modulačných rýchlostí niekoľko GHz. Riadny a mimoriadny index lomu majú parametre  $n_o$  a  $n_e$ . Cela s hrúbkou spôsobí fázový posun

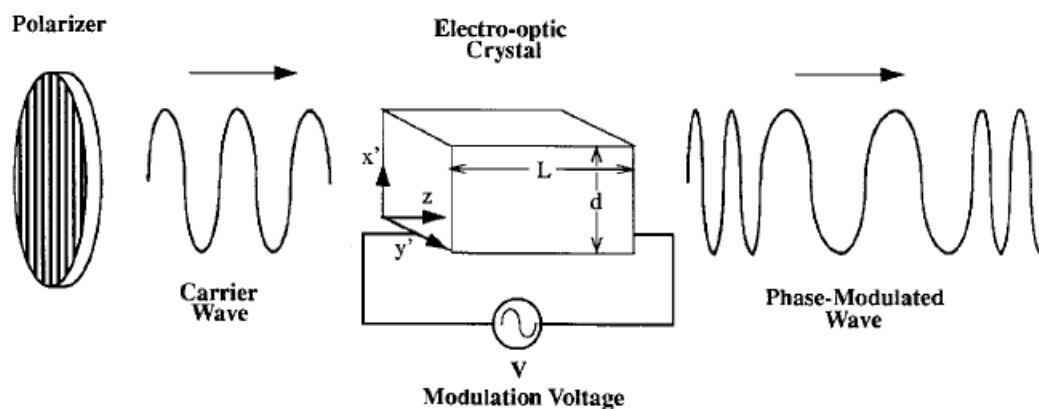
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o + \Delta n_e)L' = \varphi_o + \Delta\varphi_e \quad [11] \quad (5.2.2-5)$$

Ďalšie možnosti ako využiť fázovú moduláciu je pôsobenie elektrického poľa pozdĺž jednej z hlavných osí.[2] Modulácia polarizačného stavu, z lineárneho na eliptický, z optického lúča pomocou elektro-optického efektu môže byť uskutočnená pomocou polarizátorov, ktoré riadia intenzitu prechádzajúceho svetla. Svetelná vlna môže byť fázovo modulovaná, a to bez zmeny polarizácie, alebo za použitia elektro-optického kryštálu na vstupne s polarizátorom v správnej konfigurácii. Všeobecne platí, že použité napätie  $V$  otočí hlavné osi naprieč kryštálom. Pre fázovú moduláciu, musí byť vstupný

polarizátor rovnobežný k jednej z hlavných osí, kedy je napätie zapnuté, alebo vypnuté. Na obrázku(obr.5.2.2-1) je znázornený polarizátor pozdĺž osi  $x'$  a vstupným elektrickým poľom  $Ei_{x'}(t) = Ei \cos \omega t$ . Optická vlna na výstupe kryštálu v  $z = L$  je

$$E_0(t) = E_i \cos (\omega t - \varphi), \quad (5.2.2-6)$$

kde je celkový fázový posun  $\phi_0 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) Ln_{x'}$ , s  $n_{x'}$  nenarušený indexom v smere  $x'$  a elektricky indukovaná fáza  $\Delta\phi_{x'} = \frac{2\pi}{\lambda} L\Delta n_{x'}$  pre polarizáciu pozdĺž  $x'$ . Zmena indexu je  $\Delta n_{x'} \approx \frac{1}{2} n_{x'}^3 r E$ , kde r zodpovedá elektro-optickému koeficientu. [10]



obr.5.2.2-1 Fázová modulácia svetla [33]

## 6. Experimentálna časť

### 6.1. Princíp funkcie modulátoru z nematických tekutých kryštálov

V experimente použitý premenný retardér (LCVR), ktorý používa celu z nematických tekutých kryštálov, plní funkciu premennej vlnovej doštičky. Tenká vrstva roztoku nematického tekutého kryštálu je vložená medzi dve rovnobežné sklenené doštičky. Obidve paralelné bunkové steny sú potiahnuté priesvitnou vodivou fóliou, aby na ne mohlo byť priložené napätie. Orientácia molekúl tekutých kryštálov bez použitého napätia je taká, že sú molekuly usporiadané vo vrstvách. Takáto cela pôsobí ako jednoosí kryštál s optickou osou rovnobežnou s osami molekúl. Vlny šíriace sa v smere kolmom na sklenené doštičky majú módy lineárne polarizované vo smere rovnobežne a kolmo na smer molekúl.

Neprítomnosť pohyblivých častí umožňuje rýchle časy odozvy, radovo v milisekundách. Obsahujú antireflexné povrchy pre použitie v troch rôznych rozmedziach vlnových dĺžok a to: 350 - 700 nm, 650 - 1050 nm, alebo 1050 - 1620 nm. Tieto premenné retardéry z tekutých kryštálov poskytujú vynikajúcu rovnomernosť, nízke optické straty a nízke skreslenie čela vlny.

### 6.2. Napájanie modulátoru z nematických tekutých kryštálov

Nematické LC modulátory musia byť napájané striedavým napätím, aby sa zabránilo nabitíu a spáleniu prístroja. Pri použití striedavého napätia molekuly zmenia orientáciu zo svojej východiskovej, ktorá je závislá od veľkosti efektívnej hodnoty napájaného napätia. Fázový posun lineárne polarizovaného svetla je preto možné ovládať zmenou použitého napätia.

Prikladané napätie ma najčastejšie obdĺžnikový priebeh s frekvenciou desiatok Hz až niekoľko kHz a amplitúdou, ktorá môže nadobúdať hodnoty efektívneho napätia od 0 do 25 V. Na zdroji obr.6.4.1-2 sa nastavujú dve hodnoty napätia  $V_1$  a  $V_2$ . Ak regulátor pracuje v modulačnom režime, bude mať výstup 2 kHz. Elektromechanické javy pri nižších frekvenciách narúšajú molekulárne usporiadanie a znižujú dobu života. Pri frekvenciách väčších ako 100 Hz rastie spotreba energie následkom rastúcej vodivosti. Typické hodnoty kritického napätia sú niekoľko voltov. Obdĺžnikový priebeh je

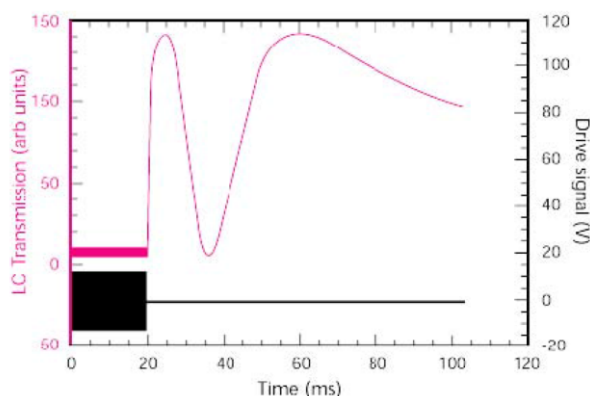
modulovaný amplitúdou medzi dvoma nastaveniami napätia s modulačným kmitočtom, ktoré môže byť nastavené a musí byť v rozmedzí 0,5 a 150 Hz. Modulovaný režim môže byť použitý pre meranie času odozvy LC modulátora.[6]

### 6.3. Časová odozva v tekutých kryštáloch

Čas odozvy tekutých kryštálov závisí na viacerých faktoroch, a to hrúbky vrstvy LC kryštálov, viskozity, teploty a povrchovej úpravy, ako aj prechádzajúcej formy vlny. Doba odozvy je taktiež citlivá aj na zmenu smeru fázového posunu, ako aj absolútnej hodnote LC fázového posunu.

Všeobecne platí, že doba odozvy retardérov z tekutých kryštálov je oveľa rýchlejšia pri použití vyššej hodnoty napätia. Ak je elektrické pole zoslabené, alebo vypnuté, interakcie medzi molekulami LC zabezpečujú dominantné vratné sily. Interaktívne sily sú oveľa slabšie, než je krútiaci moment v dôsledku vonkajšieho elektrického poľa, čo vedie k pomalšej relaxačnej dobe.

Relaxačná doba molekúl dominuje celú dobu odozvy modulátorov z variabilných tekutých kryštálov. Nie všetky molekuly reagujú na slabé sily po odstránení vonkajšieho elektrického poľa. Molekuly pospájané v blízkosti povrchu reagujú najväčšou silou a majú najrýchlejšiu časovú odozvu. Taktiež vyžadujú najvyššie napätie na prepnutie. obr.6.3-1 ukazuje priepustnosť LVCR umiestneného medzi skríženým polarizátorom s pozdĺžnymi osami molekúl o  $45^\circ$  voči osám polarizátoru. K minimálnej priepustnosti dochádza pri prechode celých vlnových bodov a maximálnej ak je fázový posun pólvalných bodov.



obr.6.3-1 Graf závislosti priepustnosti na napätí a času odozvy[6]

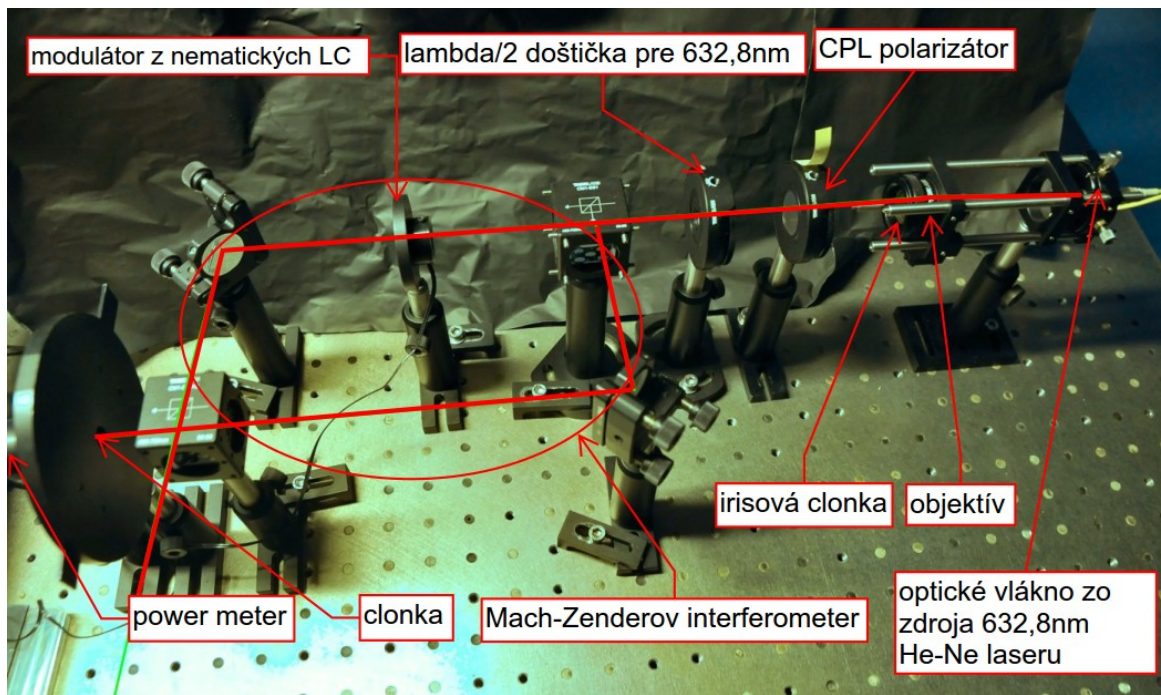
Použitá elektrická pole asi 12 V je dostatočné na riadenie prenosu v bunke takmer k nulovej hodnote, kedy je fázový posun taktiež blízko nule. Potom, čo je pole vypnuté, zmena fázového posunu od pól vlny je približne 5 ms, to je čas na dosiahnutie prvého maxima. Čas potrebný na prenos zdvihu druhej pól vlny je 10 ms. Ďalšia polovica vlny vyžaduje čas takmer 25 ms. Molekuly v blízkosti povrchu spínajú rýchlejšie viac ako päťkrát ako molekuly v strede tejto konkrétnej bunky.

#### **6.4. Závislosť fázového posunu na priloženom napätí**

##### **6.4.1. Interferometrická metóda**

Modulátor z nematických kryštálov bol vložený do jednej vetvy Mach-Zenderovho interferometra. Modulátor bol napájaný zdrojom obr.6.4.1-2 so striedavým napätím 2 kHz, obdĺžnikovým priebehom a pomocou amplitúdovej modulácie boli menené hodnoty priloženého napätia na maximálnu hodnotu  $\sim 0-15 V_{\text{rms}}$ . Výsledný interferenčný obrazec, z ktorého bola časť vybratá clonkou s malým priemerom a zachytený pomocou power- metra. Pri zmene napätia dochádzalo k fázovému posunu cez  $3\lambda$ . Ako svetelný zdroj bol použitý 632,8 nm He-Ne laser, ktorého výstupný polarizačný stav bol upravený polarizátorom a  $\lambda/2$  vlnovou doštičkou. Na modulátor bolo privádzane lineárne polarizované svetlo obr.6.3-4.

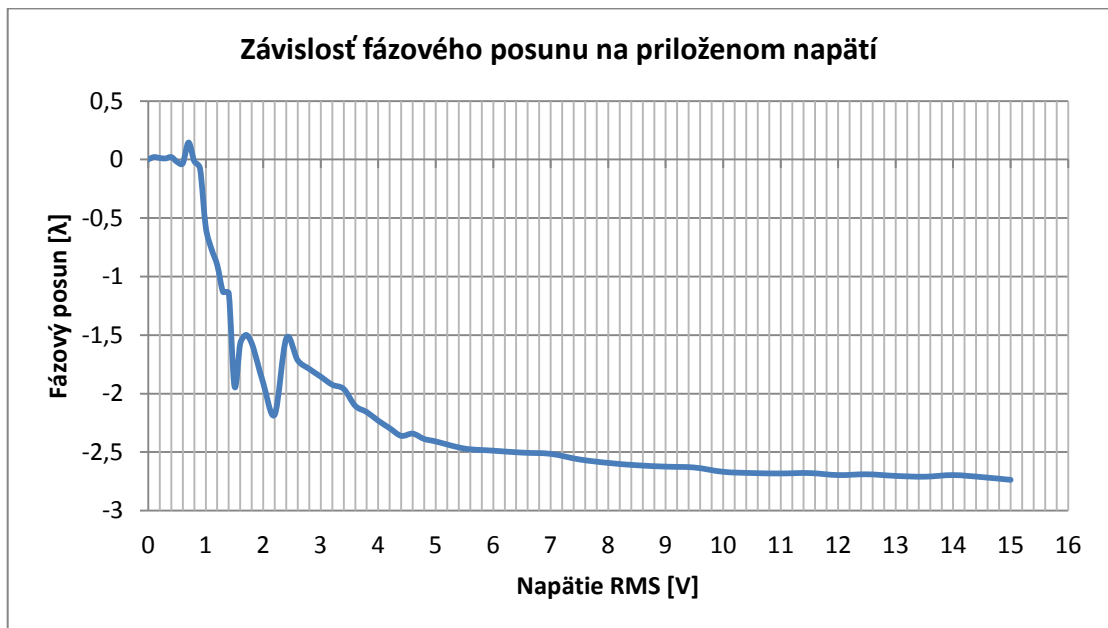
Táto metóda je náročná na zabezpečenie stabilných podmienok v laboratóriu. Časová odozva tekutých kryštálov je náchylná aj na teplotu a teplotné výkyvy.



obr.6.4.1-1 Schéma zapojenia modulátora v jednej vetve Mach-Zenderovho interferometra



obr.6.4.1-2 Zdroj, ktorým bol napájaný modulátor z nematických kryštálov.[6]



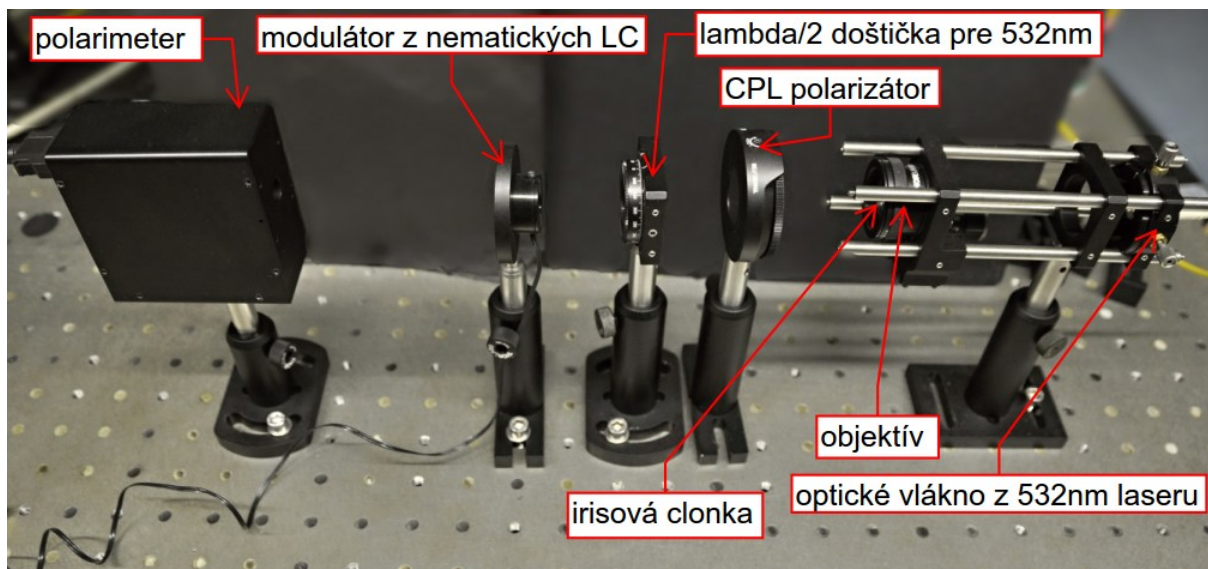
obr.6.4.1-3 Graf závislosti fázového posunu na priloženom napätí

#### 6.4.2. Polarimetrická metóda

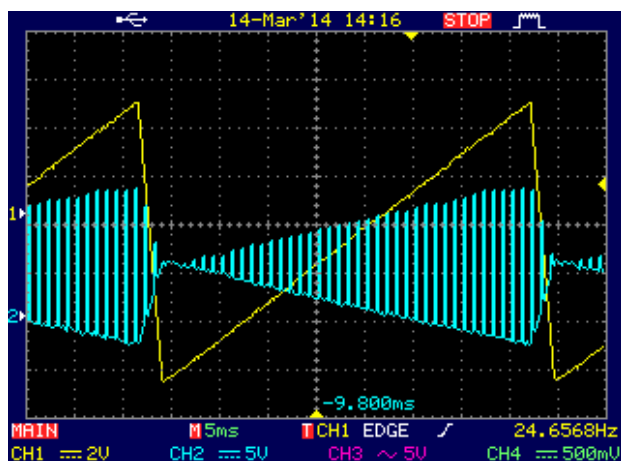
Meranie bolo uskutočnené pomocou zapojenia na obr. 6.4.2-1. Na modulátor z nematických LC kryštálov bol privedený lineárne polarizovaný lúč otočený o uhol  $45^\circ$  voči hlavnej osi. Ako svetelný zdroj bol použitý zelený 532nm laser. Príkladané napätie malo obdĺžnikový priebeh a hodnotu napätia  $\sim 0-15_{\text{rms}}$ . Výstupný lúč bol detekovaný pomocou polarimetra, ktorého polarizačný stav bol určený pomocou softwaru na prepočet Stokesových parametrov.

Pri zmene polarizačného stavu sa menila poloha bodu na Poincarého sfére. Získané dáta z polarimetra obsahovali fázový posun. Z vyhodnotených dát vznikol graf závislosti fázového posunu na priloženom napätí (obr.6.4.2-3).

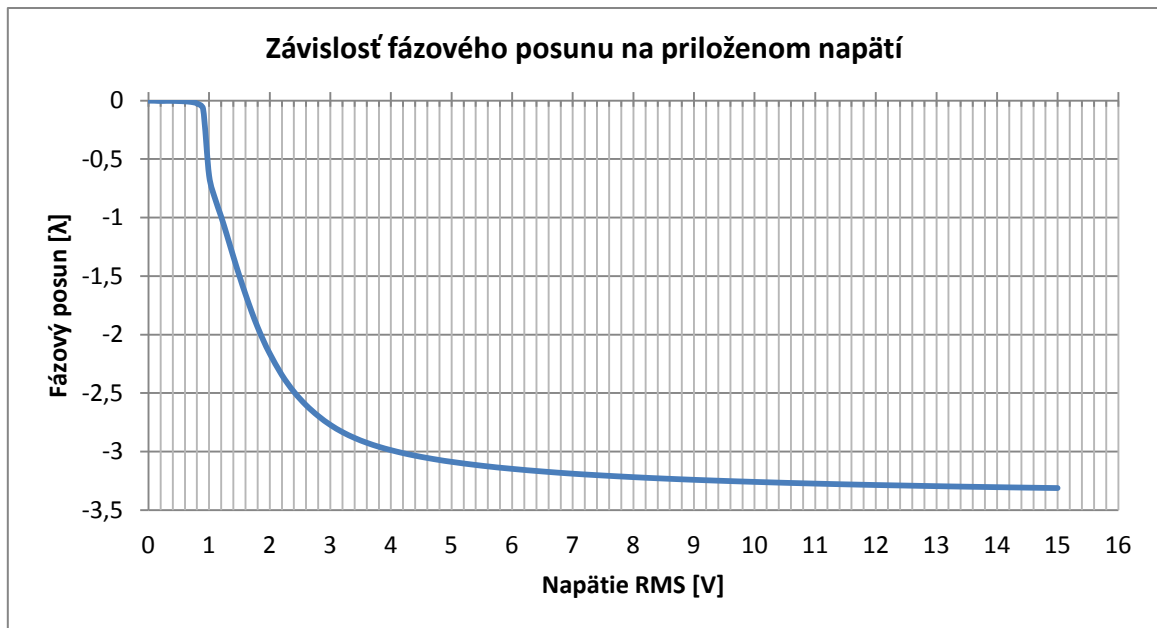
Montáž a justáž experimentu s použitím polarimetra je pomerne jednoduchá a menej náchylná na stabilitu celého systému.



obr. 6.4.2-1 Zapojenie s polarimetrom



obr. 6.4.2-2 Priebeh striedavého napätia, ktorým bol napájaný modulátor



Obr. 6.4.2-3 Graf závislosti fázového posunu na priloženom napätí

## 6.5. Porovnanie

Porovnaním výsledných grafov závislosti fázového posunu na priloženom napätí obr.6.4.1-3 v prípade metódy interferometrickej a polarimetrickej obr.6.4.2-3 je možné vidieť, že grafy majú v určitých hodnotách vzájomné odchýlky. Každá použitá meracia metóda je založená na inom princípe. Interferometer je zariadenie citlivé na teplotné výkyvy, prúdenie vzduchu a mnoho ďalších faktoroch. Meranie prebiehalo v laboratórnych podmienkach, ale aj napriek tomu dochádzalo k miernemu prúdeniu vzduchu, čo malo značný vplyv na stabilite interferenčného obrazca. Power-meter zaznamenal intenzitu interferenčných prúžkov, na ich kontraste mal vplyv aj šum detektoru a parazitné svetlo z okolia. Ako svetelný zdroj pri interferometrickej metóde bol použitý 632,8nm He-Ne laser, z dôvodu väčšej koherenčnej dĺžky a lepšej stability interferenčného obrazca. Predtým bol pri tejto metóde použitý zelený laser, ktorý sa ukázal ako nevyhovujúci.

Pri polarimetrickej metóde, bol fázový posun získaný na základe prepočte zo Stokesových parametrov. Manipulácia s polarimetrom je oproti interferometru v laboratórnych podmienkach jednoduchšia na justáž a obsluhu. Polarimetrická metóda dávala presnejšie výsledky, krivka z grafu 6.4.2-3 mala plynulejší priebeh. Ten je možné považovať za referenčný a hodnovernejší oproti interferometru.

## **7. Aplikácie využívajúce tekuté kryštály**

### **7.1. Displeje s tekutými kryštálmi**

Displej s tekutými kryštálmi, LCD-liquid crystal display, je zložený z priehľadných elektród, umiestnených na sklenenej doštičke reflexnej cely s tekutým kryštálom- nematickým, stočeným nematickým alebo feroelektrickým. Použitím napätia na vybrané elektródy sa vytvorí obrazec z odrážajúcich a neodrážajúcich častí plochy displeja. Väčšie množstvo elektród je ovládané sekvenčne, napríklad pomocou nábojom viazaných prvkov CCD. Rozlíšenie displeja závisí na počte segmentov- pixlov na plošnej jednotke. Displeje LCD sú využívané v digitálnych hodinkách, kalkulačkách, počítačových monitoroch a mnohých ďalších. Oproti luminiscenčným diódam LED je najväčšou výhodou nižšia spotreba elektrickej energie. [23] Displeje s využitím LCD technológie majú aj množstvo nevýhod:

- Nematické tekuté kryštály sú pomerne pomalé.
- Polarizátory obmedzujú ich optickú účinnosť, tie absorbujú aspoň 50% dopadajúceho nepolarizovaného žiarenia.
- Sú to pasívne prvky modulujúce žiarenie, nevyžarujú vlastné svetlo, takže sa nedajú využívať v tme.
- S rastúcim uhlom dopadu a odrazu klesá kontrast a zorný uhol je obmedzený.

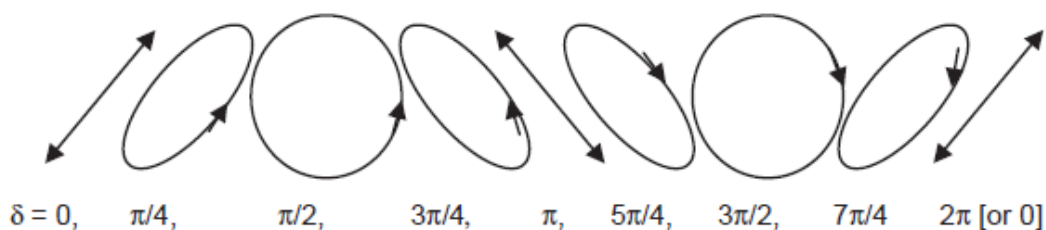
### **7.2. Polarizátory a retardačné doštičky**

Väčšina optických prístrojov s tekutými kryštálmi využíva dvojlom tekutého kryštálu v kombinácií s množstvom optických prvkov na riadenie, moduláciu, alebo na prepínanie svetla. Obvyklé elektro-optické nastavenie modulácie intenzity svetla je také, kde je elektro-optický kryštál vložený medzi polarizátory a retardačnú fázovú doštičku. Lineárne polarizátory sú zvyčajne vyrobené z anizotropných absorpčných látok, v ktorých je absorpcia pozdĺž osi kryštálu omnoho silnejšia na ortogonálnych osiach. Tie sa označujú zvyčajne ako transmisné osi. Nepolarizované svetlo dopadajúce na polarizačný filter sa javí ako svetlo polarizované v smere osi prenosu. Teda, ak prechádza svetlo cez dva skrížené polarizátory, svetlo bude vypnuté, zatiaľ čo k maximálnej

priepustnosti dôjde, ak sú dva polarizátory orientované svojou priepustnosťou paralelne navzájom k sebe.

Cirkulačné polarizátory sú zvyčajne vyrábané spolu s lineárnym polarizátorom a dvojlomnou fázovou doštičkou s polarizačným vektorom deliacim na takzvané rýchle a pomalé osi fázovej doštičky. Po vstupe na fázovú doštičku bude lineárne polarizované svetlo rozdelené na dve komponenty pozdĺž týchto osí. V dôsledku rozdielu v indexe lomu spojeným s rýchlymi a pomalými osami, budú tieto zložky zaznamenané ako odlišné fázové posuvy.

Svetlo prechádzajúce cez fázové doštičky získa rôzne polarizačné stavy v závislosti na fázovom posuve. Obrázok 7.2-1 ukazuje na elektro-optické pole, na lineárne polarizačnej retardačnej doštičke pre rôzne príkladové hodnoty fázového posunu medzi rýchlymi a pomalými osovými zložkami. Pre  $\frac{\pi}{2}$  lebo  $-\frac{\pi}{2}$  to je štvrtvlnný fázový posun obom zložkám pribúda kruhovo polarizované svetlo. Pre fázový posun  $\pi$  alebo  $-\pi$  je svetlo opäť lineárne polarizované, ale pozdĺž smeru, ktorý je o  $90^\circ$  otočený k smeru lineárnej polarizácie. Pre iné hodnoty fázového rozdielu nadobúda svetlo eliptickú polarizáciu.



obr.7.2-1 Polarizačný stav pre jednotlivé hodnoty fázového posunu. [43]

### 7.3. Ostatné aplikácie využívajúce tekuté kryštály

- variabilné tmiče
- priestorové svetelné modulátory
- variabilné deliče lúčov
- optické kompenzátory
- rotátory
- nemechanické uzávery
- polarimetre

## **Záver**

Táto práca mala oboznámiť čitateľa so základnými princípmi, typmi tekutých kryštálov, ich fungovaním a správaním v elektromagnetickom poli, amplitúdovou a fázovou moduláciou svetla.

Dvoma metódami bola overovaná závislosť fázového posunu na prikladanom napätí. Z nameraných hodnôt je zrejmé, že každá z použitých metód vyžaduje špeciálne podmienky merania, ktoré zabezpečia čo najpresnejšie výsledky.

Bolo overené, že polarizačný stav svetla súvisí s fázovým posunom vzniknutým po prechode modulátoru z nematických tekutých kryštálov.

## Zoznam použitej literatúry:

- [1] D. Demus, J. W. Goodby, G. W. Gray, H.-W. Spiess, and V. Vill. Eds., "Handbook of Liquid Crystals." Wiley, New York, 1997.
- [2] Born, M.; Wolf, E. 1980. Principles of Optics. Oxford: Pergamon Press.
- [3] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York, 1984.
- [4] Internetová stránka: Oddelení fyziky biomolekul, Fyzikální ústav UK, zdroj dostupný na: [http://biomolecules.mff.cuni.cz/files/courses/Svetlo\\_v\\_anizotropnim\\_prostredi.pdf](http://biomolecules.mff.cuni.cz/files/courses/Svetlo_v_anizotropnim_prostredi.pdf)
- [5] P.G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford, 1974.
- [6] Internetový katalóg firmy Thorlabs, zdroj dostupný na: [http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=4182](http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4182)
- [7] Khoo. *Liquid Crystals*. Second ed. N.p.: John Wiley & Sons, (2007), 124-50. Print. ISBN 978-0-471-75153
- [8] T. A. Maldonado and T. K. Gaylord, "Electro-optic Effect Calculations: Simplified Procedure for Arbitrary Cases," *Appl. Opt.* **27**: 5051 – 5066 (1988).
- [9] A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York, 1991, chap. 18.
- [10] D. E. Sands, *Vectors and Tensors in Crystallography*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1982.
- [11] D. R. Hartree, *Numerical Analysis*, Clarendon Press, Oxford, 1952.
- [12] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *Optical Electronics*, Cambridge Univ. Press, New York, 1989.
- [13] E. Hecht, *Optics*, 2d ed., Addison-Wesley, Reading, MA, 1990.
- [14] R. C. Alferness, in T. Tamir (ed.), *Guided - Wave Optoelectronics*, Springer-Verlag, New York, 1990, chap. 4.
- [15] W. H. Steier, "A Push-Pull Optical Amplitude Modulator," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-3 (12): 664 – 667 (1967).
- [16] C. F. Buhner, D. Baird, and E. M. Conwell, "Optical Frequency Shifting by Electro-optic Effect," *Appl. Phys. Lett.* **1** (2): 46 – 49 (1962).
- [17] V. J. Fowler and J. Schlafer, "A Survey of Laser Beam Deflection Techniques," *Appl. Opt.* **5**: 1675 – 1682 (1966).

- [18] F. S. Chen, et al., "Light Modulation and Beam Deflection with Potassium Tantalate Niobate Crystals," *J. Appl. Phys.* **37**: 388–398 (1966).
- [19] Bass, Michael, Jay M. Enoch, Van Stryland Eric W., David R. Williams, and William L. Wolfe. "13." *Handbook of Optics*. 2nd Ed. New York: McGraw-Hill, (1995). ISBN 0-07-047974-7 N. Pag. Print.
- [20] S. E. Gilman, T. G. Baur, D. J. Gallagher, and N. K. Shankar, "Properties of tunable nematic liquid-crystal retarders," *Proc. SPIE* **1166**, 461–471 (1990).
- [21] M. Hareng, G. Assouline, and E. Leiba, "La birefringence électriquement contrôlée dans les cristaux liquides nématiques," *Appl. Opt.* **11**, 2920–2925 (1972).
- [22] Khoo, I. C., Y. Z. Williams, B. Lewis, and T. Mallouk. (2005). Photorefractive CdSe and gold nanowire-doped liquid crystals and polymer-dispersed-liquid-crystal photonic crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **446**:233–244.
- [23] Lueder, E.. *Liquid Crystal Displays: Addressing Schemes and Electro-optical Effects*. (2001) New York: Wiley.
- [24] Xue, J. Z., M. A. Handschy, and N. A. Clark. (1987). Electrooptical switching properties of uniform layer tilted surface stabilized ferroelectric liquid crystal devices. *Liq. Cryst.* **2**:707.
- [25] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, (1965) New York,.
- [26] MIHÁLKA P.: Optoelektronika. Alfa, Bratislava, (1981), ISBN 63-114-81.
- [27] GENNES P. G., PROST J.: The Physics of Liquid Crystals. 2nd edition, Oxford University Press, (1995), ISBN 0198517858.
- [28] MOORE W. J.: Fyzikální chemie. 4. vydanie, SNTL, Praha, (1979), ISBN 04-608-79.
- [29] P. Malý, Optika, Karolinum Praha, (1998), ISBN 978-80-246-1342-0.
- [30] G.N. Ramachandran and S. Ramasehan, *Crystal Optics*, Handbuch der Physik **V25**, (1961) sect 1.
- [31] Florian Flossmann, Ulrich T. Schwarz and Max Maier, Stokes parameters in the unfolding of an optical vortex through a birefringent crystal, 13 November 2006 / Vol. 14, No. 23 / OPTICS EXPRESS 11411
- [32] Strey, H.H.; Wang, J.; Podgornik, R.; Rupprecht, A.; Yu, L.; Parsegian, V.A.; Sirota, E.B. *Phys. Rev. Lett.* **2000**, *84*, 3105.