



## **Bakalářská práce**

# **Využití přístroje Axiscope v optických laboratořích KFY**

*Studijní program:*

B0114A300074 Fyzika se zaměřením na vzdělávání

*Studijní obory:*

Fyzika se zaměřením na vzdělávání  
Matematika se zaměřením na vzdělávání

*Autor práce:*

**Ing. Petr Truhlář**

*Vedoucí práce:*

Ing. Štěpán Kunc, Ph.D.  
Katedra fyziky

Liberec 2023



## Zadání bakalářské práce

# Využití přístroje Axiscope v optických laboratořích KFY

<i>Jméno a příjmení:</i>	<b>Ing. Petr Truhlář</b>
<i>Osobní číslo:</i>	P20000705
<i>Studijní program:</i>	B0114A300074 Fyzika se zaměřením na vzdělávání
<i>Specializace:</i>	Fyzika se zaměřením na vzdělávání Matematika se zaměřením na vzdělávání
<i>Zadávací katedra:</i>	Katedra fyziky
<i>Akademický rok:</i>	2021/2022

### Zásady pro vypracování:

1. Seznamte se s přístrojem Axiscope od firmy B. Halle.
2. Popište fyzikální principy přístroje Axiscope a jeho využití.
3. Sestavte experimentální zařízení pro určování optických os fázových desek pomocí přístroje Axiscope.
4. Navrhněte studentský experiment s využitím přístroje Axiscope pro optickou laboratoř KFY.

*Rozsah grafických prací:* podle potřeby  
*Rozsah pracovní zprávy:* 40-50 stran  
*Forma zpracování práce:* tištěná/elektronická  
*Jazyk práce:* Čeština

### **Seznam odborné literatury:**

1. Saleh, B. E. A. – Teich, M. C. : Základy fotoniky I,II,III,IV MATFYZPRESS, Praha 1994-95
2. Malý P., Optika , Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420
3. Malacara, D. Optical Shop Testing (3rd Edition) , John Wiley & Sons, 2007, ISBN: 978-0-471-48404-2
4. Časopisecká literatura dle zadání vedoucího BP

*Vedoucí práce:* Ing. Štěpán Kunc, Ph.D.  
Katedra fyziky

*Datum zadání práce:* 18. února 2022  
*Předpokládaný termín odevzdání:* 18. února 2023

L.S.

prof. RNDr. Jan Pícek, CSc.  
děkan

prof. Mgr. Jiří Erhart, Ph.D.  
vedoucí katedry

## Prohlášení

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

Jsem si vědom toho, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

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

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

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

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

## **Poděkování**

Děkuji své Mamičce a všem lidem kol mne a panu Mgr. Štěpánu Kuncovi, Ph.D.

## **Anotace**

Bakalářská práce se zabývá optickou anizotropií krystalických látek. První část se věnuje úvodu do problematiky o optice, polarizaci světla, optických členech a anizotropii. Praktická část se zabývá experimentálním stanovením optických os jednoosých anizotropních materiálů pomocí optického přístroje Axiscope firmy B. Halle. Prakticky se prověřilo několi fázových desek, rozlišily se jejich optické osy a potvrdily se předpoklady. Vše se zaznamenalo pomocí fotek a nakonec se vytvořilo zadání pro laboratorní úlohu na Katedře fyziky TUL.

### **Klíčová slova**

optické osy, anizotropie, Berek

## **Annotation**

The bachelor work deals with the optical anisotropy of crystalline substances. The first part is devoted to an introduction to optics, light polarization, optical elements and anisotropy. The practical part deals with the experimental determination of the optical axes of uniaxial anisotropic materials using the B. Halle Axiscope optical device. Several phase plates were experimentally examined, their optical axes were distinguished and the assumptions were confirmed. Everything was recorded by a camera and finally the laboratory task for students at the Department of Physics in TUL was created.

### **Keywords**

optical axes, anisotropy, Berek

# Obsah

	<b>Seznam obrázků.....</b>	<b>9</b>
	<b>Seznam použitých zkratk a symbolů .....</b>	<b>12</b>
<b>1</b>	<b>Úvod.....</b>	<b>13</b>
1.1	Optika a světlo jako vlna.....	13
1.2	Světlo jako vlna .....	13
1.3	Huygensův princip .....	15
<b>2</b>	<b>Světlo v izotropním prostředí .....</b>	<b>17</b>
2.1	Odraz a lom světla .....	17
2.2	Index lomu .....	18
2.3	Rozklad světla hranolem.....	19
2.4	Interference světla.....	20
2.5	Ohyb světla .....	21
<b>3</b>	<b>Polarizace světla .....</b>	<b>22</b>
3.1	Termín polarizace světla.....	23
3.2	Popis polarizovaného světla .....	24
3.3	Matematický popis polarizace.....	28
<b>4</b>	<b>Světlo v anizotropním prostředí .....</b>	<b>31</b>
4.1	Anizotropní látky.....	31
4.2	Vyjádření indexu lomu.....	33
4.3	Směr šíření světla.....	37
4.4	Vlna polarizace a postup vlny .....	39
4.5	Dvojlom světla .....	41
4.6	Polarizační zařízení .....	43
4.7	Užití polarizace v mikroskopii .....	52
<b>5</b>	<b>Praktická část.....</b>	<b>54</b>
5.1	Popis přístroje Axiscope .....	54
5.2	Funkce přístroje Axiscope.....	55
5.3	Stanovení vlastností desek pomocí Axiscope .....	58
5.4	Laboratorní experimenty.....	62

5.5	Laboratorní úloha – Optická anizotropie látek.....	67
<b>6</b>	<b>Závěr .....</b>	<b>80</b>
	<b>Seznam literatury.....</b>	<b>81</b>



## Seznam obrázků

Obr. 1: Rovinná vlnoplocha .....	15
Obr. 2: Kulová vlnoplocha.....	15
Obr. 3: Konstrukce rovinné vlnoplochy dle Huygensova principu .....	16
Obr. 4: Konstrukce kulové vlnoplochy dle Huygensova principu .....	16
Obr. 5: Zákon odrazu v izotropním prostředí [23].....	17
Obr. 6: Zákon lomu v izotropním prostředí [23].....	18
Obr. 7: Disperze světla ve skle [24].....	19
Obr. 8: Rozklad světla hranolem.....	19
Obr. 9: Interference světla na tenké vrstvě [28] .....	21
Obr. 10: Ohybový jev, interference světla na mřížce – vznik interference světla [29] .....	21
Obr. 11: Ohybový jev, interference světla na mřížce – skládání extrémů intenzit vlnění [29] .....	22
Obr. 12: Časový průběh vektoru intenzity elektrického pole v různých podobách a) libovolná vlna, b) rovinná vlna šířící se ve směru osy z [2].....	23
Obr. 13: Nepolarizované paraxiální světlo (přirozené světlo je obecně nepolarizované) [9] .....	24
Obr. 14: Kmitosměry polarizovaného světla [10].....	24
Obr. 15: a) Rotace koncového bodu vektoru el. intenzity el. pole v rovině x – y v dané poloze z, b) momentka trajektorie koncového bodu vektoru v daném čase t [2] .....	25
Obr. 16: Trajektorie koncového bodu vektoru elektrického pole pro kruhově polarizované rovinné vlny různé otáčivosti [12] .....	27
Obr. 17: Trajektorie koncového bodu vektoru elektrického pole pro lineárně polarizované rovinné vlny [14] .....	28
Obr. 18: Jonesovy vektory [2].....	28
Obr. 19: Optický systém měnící polarizaci světla [17].....	29
Obr. 20: Lineární polarizátor [2] .....	29

Obr. 21: Působení čtvrtvlnové a půlvlnové fázové destičky. F a S představují rychlé a pomalé osy fázové destičky [17].....	30
Obr. 22: Polohové a orientační uspořádání v různých druzích látek [2] .....	32
Obr. 23: Osa symetrie islandského vápence [4] .....	32
Obr. 24: Osa symetrie islandského vápence [16] .....	32
Obr. 25: Optické osy látek dle krystalických soustav [21] .....	35
Obr. 26: Geometrická interpretace vektoru a) a tenzoru b) [2] .....	36
Obr. 27: Indexový elipsoid. Souřadnice (x, y, z) jsou hlavními osami a $n_i$ jsou hlavními složkami tenzoru [2] .....	36
Obr. 28: Mody šíření lineárně polarizovaného světla [2] .....	37
Obr. 29: Šíření světla podél libovolného směru [2] .....	37
Obr. 30: Vektory toku energie a šíření vlny v anizotropním materiálu [2].....	38
Obr. 31: Normálová plocha šíření vlny v anizotropním jednoosém materiálu [2].....	39
Obr. 32: Paprsky a vlnoplochy v různých materiálech (izo a neizotropní) [20][2] .....	40
Obr. 33: Polarizace paprsků neizotropního materiálu [20] .....	41
Obr. 34: Určení úhlu lomu v neizotropním materiálu [20].....	42
Obr. 36: Dvojlom v neizotropním materiálu. Dělení polarizace [20] .....	43
Obr. 37: Amplitudová propustnost světla při polarizaci s dichroickou látkou [2].....	44
Obr. 38: Optické zařízení s filtry na polarizaci světla [21] .....	45
Obr. 39: Rochonův polarizační hranol [25].....	46
Obr. 40: Wollastonův polarizační hranol [25] .....	46
Obr. 41: Glan-Thompsonův polarizační hranol [25] .....	47
Obr. 42: Řízení intenzity světla užitím fázové destičky s proměnným fázovým zpožděním [2] .....	48
Obr. 43: Schéma Babinetova kompenzátoru [2] .....	49
Obr. 44: Schéma Soleilova kompenzátoru [25] .....	50
Obr. 45: Zobrazení funkce Berekova kompenzátoru [30] .....	50
Obr. 46: Identifikace smyslu otáčení kruhově polarizovaného světla [30] .....	52
Obr. 47: Krystalografický výstup se zkříženými polarizátory [33] .....	53
Obr. 48: Michel-Levy barevná škála [33] .....	53
Obr. 49: Optický přístroj Axiscope [31] .....	54

Obr. 50: Vytváření interferenčních kruhových obrazců.....	56
Obr. 51: Výsledný interferenční obrazec Axiscope.....	57
Obr. 52: Reálný interferenční obrazec Axiscope pro bílé světlo .....	57
Obr. 53: Práce s přístrojem Axiscope.....	58
Obr. 54: Nalezení rychlé nebo pomalé osy fázové desky pomocí Axiscope.....	59
Obr. 55: Identifikace os fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit) .....	61
Obr. 56: Identifikace os fázové desky z materiálu s kladnou anizotropií (křemen) .....	61
Obr. 57: Určení řádu fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit) .....	62

## Seznam použitých zkratk a symbolů

b	apertura, vzdálenost otvorů/vrypů v mřížce (u difrakce)	m
B	indukce magnetického pole	T
D	elektrická indukce	C/m <sup>2</sup>
E	intenzita elektrického pole	V/m
H	intenzita magnetického pole	A/m
J (T)	Jonesův vektor (matice)	-
k	vlnový vektor	rad/m
n	index lomu	-
r	polohový vektor	m
S	Poyntingův vektor	W/m <sup>2</sup>
s	směr přírůstku fáze	-
t	čas	s
t	směr Poyntingova vektoru	-
t	tloušťka klínu (u kompenzátorů)	m
u	výchylka intenzity elektrického pole	V/m
v	rychlost	m/s
w	hustota energie elektromagnetického pole	W/m <sup>2</sup>
x	vzdálenost	m
x, y, z	označení ortog. os, vzdálenost	-, m
X, Y, Z	maxima vzdálenosti	m
$\Delta$	dráhový rozdíl	m
$\Delta\varphi$	fázový rozdíl	rad
$\Gamma$	posun fáze	rad
$\alpha, \theta$	úhel	rad
$\varepsilon$	permitivita	F/m
$\varphi$	fázový posun	rad
$\lambda$	vlnová délka	m
$\omega$	kruhová frekvence	rad/s

### Seznam indexů

1, 2	označení prostředí
e	mimořádný
m	maximální hodnota
o	řádny
s	Snellův zákon lomu
x, y, z	složky vektory

# 1 Úvod

Tato bakalářská práce pojednává o dvojlomu krystalických látek. Úkolem bakalářské práce bylo sestavit laboratorní úlohu pro výuky předmětu Fyzikální praktika na Katedře fyziky PF TUL. Úloha měla téma zjištění optických os předložených fázových desek a stanovení jejich řádu pomocí přístroje Axiscope.

## 1.1 Optika a světlo jako vlna

Spolu s mechanikou je optika (z řečtiny nauka o vidění) nejstarším oborem fyziky. Počátek jejího rozvoje se odhaduje před více než dva tisíce let.

Optika zkoumá povahu světla, zabývá se světelnými jevy, světelnými zákonitostmi a vzájemným působením světla a látek. Světlo je nositelem jistého druhu energie, které se říká zářivá energie a která je energií postupného příčného elektromagnetického vlnění. Elektromagnetické vlnění pokrývá rozmezí vlnových délek (frekvencí) od jednotek Hz (vlny dlouhé rádiové) po  $10^{20}$  Hz (vlny Gamma jader atomů). V závislosti na vlnové délce záření (frekvenci) má záření různé fyzikální vlastnosti a v interakci s okolím účinky. Oblast elektromagnetického vlnění v rozmezí vlnových délek od cca 400 po 760 nm, na které je citlivá sítnice oka člověka a která tak může vyvolávat u člověka optické vjemy, se nazývá světlo.

## 1.2 Světlo jako vlna

Světlo jako elektromagnetická vlna se šíří prostředím jako vlna z místa (z bodu), kterému se říká zdroj světla. Energií pro šíření světla ze zdroje jsou různé přeměny energie jako chemické, elektrické, jaderné apod. Cestou šíření může světlo osvětlit i jiná tělesa, od kterých se odráží do prostoru (např. Měsíc). Cestě, kterou prochází světlo od zdroje, se říká optické prostředí, např. vzduch, vakuum, sklo, voda, minerál ...

Z řešení čtyř Maxwellových rovnic, popisujících elektromagnetické pole, pro šíření světla vyplývá, že v jakémkoli okamžiku jsou vektory elektrické a magnetické intenzity na sebe kolmé a jsou zároveň oba kolmé na směr šíření světla [7]. Při tom platí, že jsou tyto dvě intenzity vzájemně vůči sobě fázově posunuty o čtvrtinu kružnice (vlnovou délku záření). Když je ve statickém maximu intenzita elektrická (zároveň ale v jejím dynamickém

minimu), je ve statickém minimu (zároveň ale v maximální dynamické změně / časové derivaci intenzity) intenzita magnetického pole. A naopak. Tato představa umožňuje vysvětlit fakt šíření vlnění a přenos energie vlněním do nekonečné vzdálenosti i v prostředí bez hmoty, ve vakuu.

Veličiny popisující průběh šíření vlnění se dají matematicky vyjádřit jako průběhy goniometrických funkcí [3]. Goniometrické funkce jsou funkce cyklické, tudíž okamžiky, kdy se uvažuje daná veličiny na stejné pozici kružnici goniometrické funkce, se uvažují jako okamžiky ve stejné fázi. Rovnice pro popis vlny světla [6]:

$$E = E_m \cdot \sin(k \cdot x - \omega \cdot t) \text{ a} \quad (1)$$

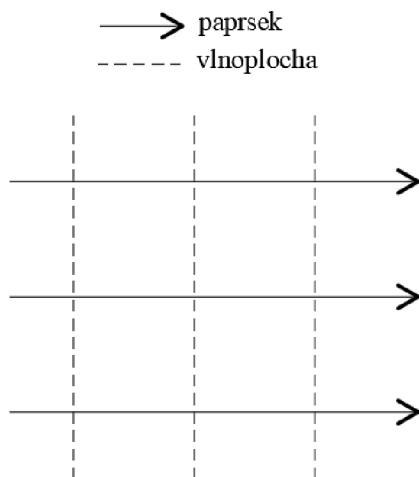
$$B = B_m \cdot \sin(k \cdot x - \omega \cdot t). \quad (2)$$

Šíření světla se popisuje krom využití goniometrických funkcí i pomocí komplexního zápisu [5]:

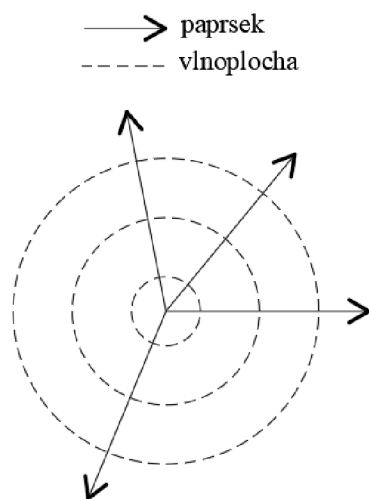
$$E = E_m \cdot \exp(i\omega \cdot (t - x/c)), \text{ kde} \quad (3)$$

$t$  je čas,  $x$  je vzdálenost od zdroje světla a  $c$  je rychlost světla.

Vlnění se ze zdroje šíří všemi směry. Za určitý okamžik dospěje vlnění z daného bodu zdroje vlnění do jiných míst. Pokud uvažujeme místa dosažená z jistého zdroje vlnění, která jsou ve stejné fázi pro dané vlnění šířící se od zdroje, hovoříme o vytvoření prostorového obalu vlnění, vlnoploše. V závislosti na vlastnostech optického prostředí má vytvořená vlnoplocha různý tvar. Nejjednodušší tvar vlnoplochy je vlnoplocha kulová, která vzniká šířením vlnění z bodového zdroje izotropním prostředím. V případě, že se šíří vlna z rovinného zdroje, jedná se o rovinnou vlnu (vlnoplochu).



Obr. 1: Rovinná vlnoplocha

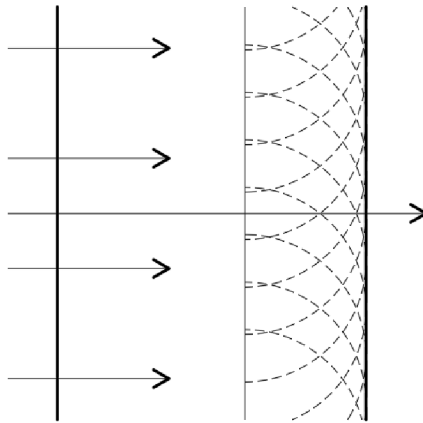


Obr. 2: Kulová vlnoplocha

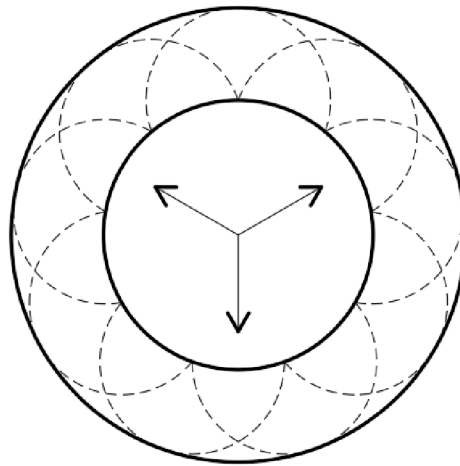
Při kontaktu/dopadu světelných vln na překážku dochází k odrazu nebo lomu. V případě, kdy je velikost překážky srovnatelná s vlnovou délkou překážky, dochází i k ohybu světelných vln.

### 1.3 Huygensův princip

Zdrojem vlnění je jakýkoli bod, kam světlo při svém šíření dospěje, čili jakýkoli bod na jakékoli vlnoploše. Nová vlnoplocha se poté v následujícím okamžiku skládá interferencí z vlnoploch vzniklých z jiných bodů na jiných vlnoplochách. Toto postihuje Huygensův princip, který slouží ke konstrukcím vlnoploch, v příkladu níž je uveden vznik kulové a rovinné vlnoplochy.



*Obr. 3: Konstrukce rovinné vlnoplochy dle Huygensova principu*



*Obr. 4: Konstrukce kulové vlnoplochy dle Huygensova principu*

Pokud uvažujeme v jistém bodě vlnoplochy tečnou plochu/rovinu k vlnoploše, bude v tečném bodě kolmice k tečné rovině určovat směr šíření světla. Její směr se nazývá světelný paprsek. Tento pojem je pouze geometrický. V izotropním (stejnorodém) prostředí se bude světlo šířit ve směru paprsků přímočaře.

Přirozené bílé světlo jako výsek elektromagnetického spektra je složeno z vlnění mnoha vlnových délek, tzv. polychromatické světlo. Světlo o jedné vlnové délce se nazývá monochromatické záření, jedná se kupříkladu o laser. Lidské oko vnímá světlo o různých vlnových délkách/frekvencích (od 400 do 760 nm) v různých barvách. Barva světla je tedy dána vlnovou délkou/frekvencí záření. Pokud hovoříme o vlastnostech a jevech spojených se zářením, je vhodnější uvažovat závislost záření na frekvenci než na vlnové délce, jelikož vlnová délka je závislá na materiálech, jimiž se záření šíří.

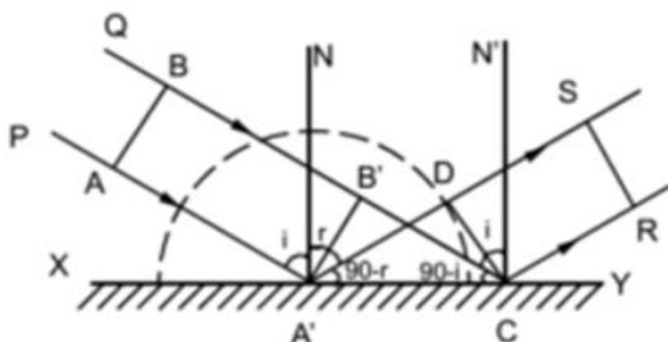


## 2 Světlo v izotropním prostředí

### 2.1 Odraz a lom světla

Pokud na rovinné rozhraní dopadá světelná rovinná vlna, pak se jednotlivé body při dopadu na rozhraní stávají postupně rozruchy/zdroji vln, z nichž se dle Huygensova principu šíří elementární vlnoplochy. Výsledná odražená vlnoplocha RS se dostane jako obálka vlnoploch vycházejících z bodů rozhraní (viz. níže Obr. 5). Z podobnosti trojúhelníků  $A'B'C$  a  $A'DC$  vyplývá zákon odrazu. Odražené světlo se vrací do původního prostředí a nemění se tak jeho rychlost. Protože se při odrazu nezměnila vlnová délka paprsku světla, nezměnila se ani barva světla. Pro odraz světla tedy platí následující:

- úhel odrazu se rovná úhlu dopadu,
- odražený paprsek zůstává v dopadové rovině,
- úhel odrazu nezávisí na barvě světla.



Obr. 5: Zákon odrazu v izotropním prostředí [23]

Když na rovinné rozhraní dvou prostředí dopadá šikmo světelná rovinná vlna a v prvním prostředí se šíří světlo rychlostí větší než v druhém prostředí, potom nastává lom světla ke kolmici (opticky hustší prostředí je prostředí, kam se paprsek lomí). Rovněž bude platit, že úhel dopadu (lomící se paprsek - kolmice) bude větší než úhel lomu (lomený paprsek - kolmice). Toto je znázorněno níže na Obr. 6.

V případě, že bude rychlost světla v prvním prostředí menší, nastane lom od kolmice.

Pro lom světla tedy platí následující:

- světlo se lomí z opticky řidšího (hustšího) do hustšího (řidšího) ke kolmici (od kolmice),

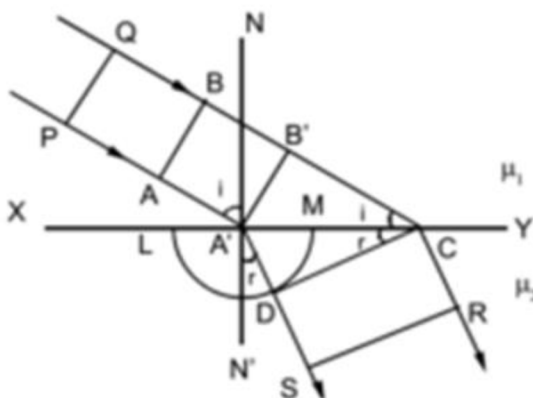
- lomený paprsek zůstává v rovině dopadu,
- úhel lomu světla fialového je při lomu ke kolmici menší než pro světlo fialové.

Zákon lomu paprsku se dá vyjádřit jako stálost poměru sinů úhlů dopadu v obou prostředích a podílu rychlostí světla v daných prostředích.

Snellův zákon lomu se zapisuje rovnicí [1]:

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}, \text{ kde} \quad (4)$$

$v$  je rychlost světla v daném prostředí,  $n$  je index lomu světla a  $\alpha$  je úhel od kolmice.



Obr. 6: Zákon lomu v izotropním prostředí [23]

## 2.2 Index lomu

Aby se vztáhla rychlost světla v prostředí k jistému prostředí (nemuseli se tabelovat kombinace veškerých prostředí), zavádí se veličina tzv. index lomu látky ( $n$ ), která představuje rychlost světla v dané látce ( $v$ ) v poměru k rychlosti světla ve vakuu ( $c$ ).

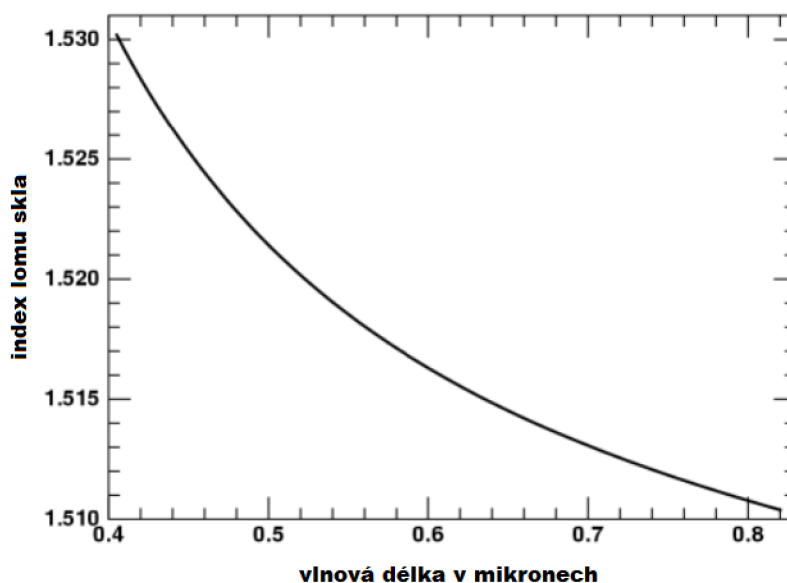
$$n = \frac{c}{v} \quad (5)$$

Ze zavedené veličiny indexu lomu vyplývá, že:

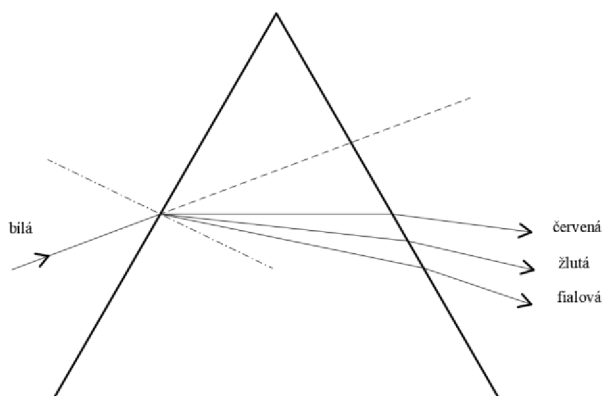
- index lomu je vždy větší než jedna (pro vakuum je 1),
- pro větší index lomu je rychlost menší, čili větší index lomu odpovídá opticky hustšímu prostředí,
- index lomu světla ve vzduchu (fyzikální experimenty) se liší od indexů lomu ve vakuu násobkem 1,0029, tedy cca 1.

## 2.3 Rozklad světla hranolem

Index lomu závisí na vlnové délce a s klesající vlnovou délkou povětšinou vzrůstá. Závislost indexu lomu na vlnové délce se nazývá disperze světla a graficky [24] se vyjadřuje disperzní křivkou (viz. níže Obr. 7). Jelikož v průhledných látkách roste index lomu s klesající vlnovou délkou, láme se fialové světlo více než světlo červené.



Obr. 7: Disperze světla ve skle [24]



Obr. 8: Rozklad světla hranolem

Experimentální vyšetření rozkladu světla hranolem je známo od anglického fyzika I. Newtona. Na dvou skosených stěnách hranolu [11], dvou fázových prostředích, dochází k dvojnásobnému lomu paprsků. Protože lom závisí na vlnové délce (index lomu světla je závislý na vlnové délce) dochází k vytvoření plynulého spektra barev od červené po fialovou. Dalším experimentálním poznatkem Newtona je, že jednotlivé barevné čáry

se nedají dále spektrálně rozložit (resp. světelný paprsek se odchýlí, ale nedochází k sekundární disperzi paprsku). Newton svými experimenty rovněž potvrdil, že opětovným složením vytvořeného spektra barev se získává bílé světlo.

## 2.4 Interference světla

Vlnová povaha světla se projevuje také u optických jevů:

- interference,
- ohybu světla.

Při interferenci [15] se světelná vlnění skládají a výsledné složené světlo mění velikost dle fázového a dráhového rozdílu mezi jednotlivými svazky.

Interferenci lze dobře sledovat na tenkých vrstvách, např. :

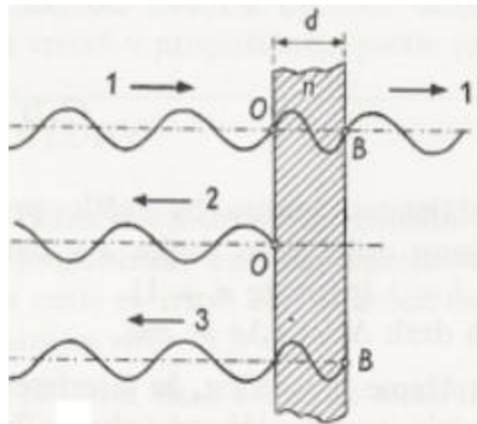
- olej na hladině vody,
- bubliny mýdla.

Interferencí koherentních vlnění (vlnění o stejné frekvenci, směru šíření a posunu fází) se výsledné vlnění dá pospat rovnicí [13]:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}, \text{ kde} \quad (6)$$

$\varphi_1$  a  $\varphi_2$  jsou fázové posuny obou vlnění.

Na tenkou vrstvu kolmo dopadá svazek monochromatického světla (1) (viz. níže Obr. 9). Při dopadu se paprsek buď odrazí s fázovým posunem o polovinu vlnové délky (2), a nebo paprsek projde do vrstvy, kde se pohybuje s jinou rychlostí, odrazí se a následně vychází z vrstvy ale s fázovým posunem. Interference/skládání paprsků (2 a 3) závisí na dráhovém rozdílu obou vlnění. V případě, že je dráhový rozdíl roven celým násobkům vlnové délky vlnění, nastává interferenční maximum (světlá místa interference). V případě, že je dráhový rozdíl roven lichým násobkům půlvlnové délky vlnění, nastává interferenční minimum (tmavá místa interference). V případě, že jako vstupní svazek nebude monochromatické světlo ale bílé světlo, bude výsledkem duhový spektrální přechod mezi maximy/minimy. V tomto případě není potřeba žádného optického členu, a přesto dochází k pozorovatelné interferenci světla; vlna je vždy koherentní sama se sebou.



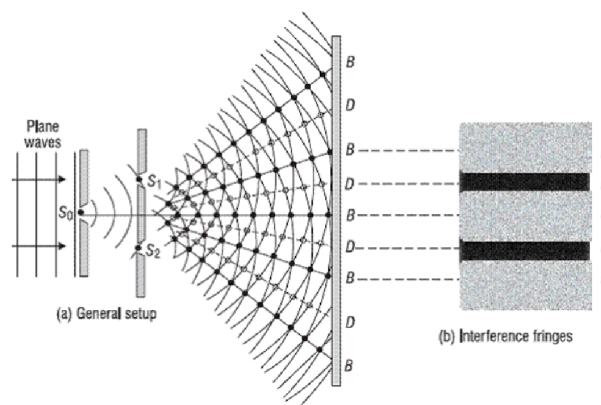
Obr. 9: Interference světla na tenké vrstvě [28]

## 2.5 Ohyb světla

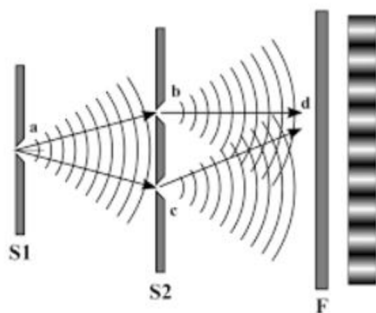
Ohyb světla lze pozorovat, když se setkává světlo s překážkou. Pokud složíme velký počet štěrbin na ploše vedle sebe, vytvoříme optickou mřížku. Interference na mřížce bude probíhat jako na dvojštěrbíně, ovšem výsledný interferenční obrazec bude výraznější. Maxima a minima se budou řídit vztahem:

$$b \cdot \sin(\alpha) = k \cdot \lambda \quad (7)$$

Maxima (bílé pruhy) se střídají s minimy (tmavé pruhy) a pořadí jednotlivých maxim se čísluje jako spektra 1., 2. ... řádu. V případě bílého světla opět vzniká normální spojité světelné spektrum.



Obr. 10: Ohybový jev, interference světla na mřížce – vznik interference světla [29]



Obr. 11: Ohybový jev, interference světla na mřížce – skládání extrémů intenzit vlnění  
[29]

### 3 Polarizace světla

Tato bakalářská práce se zabývá polarizací vln [1]. Tato vlastnost se vyskytuje pouze u příčných vln a určuje geometrickou orientaci kmitů. Směr kmitání bodu vlny je u příčné vlny kolmý na směr pohybu vlny. Příkladem příčně polarizované vlny, která je fyzickou mechanickou vlnou, je vibrace napnuté struny hudebního strunného nástroje (např. kytary). Když budeme uvažovat napnutou strunu uchycenou/upevněnou ve dvou bodech, bude po drnknutí struna kmitat v závislosti na směru, ve kterém se strunou drnkáme. Vzniklé vibrace mohou být ve všech směrech kolmých na strunu. Naproti tomu u podélné vlny (např. zvukové vlny v kapalině nebo plynu) vibrují částice při kmitání vždy jen ve směru šíření. V tomto případě podélné vlny nevykazují polarizaci. Příčné vlny vykazující polarizaci jsou elektromagnetické vlny (světlo, UV, IČ a rádiové vlny) a příčné zvukové vlny v pevných látkách.

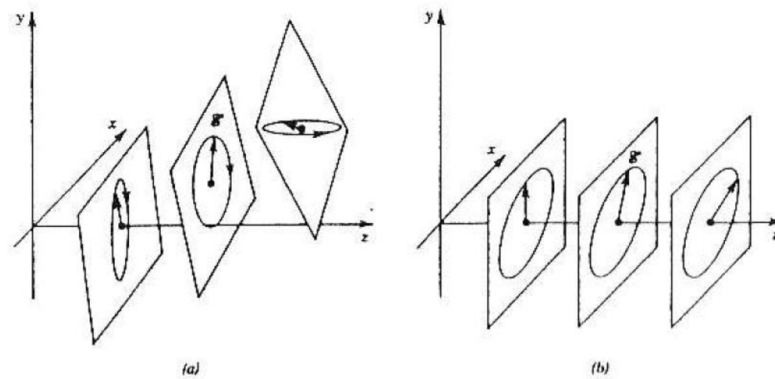
Světlo [6] jako elektromagnetické vlnění se popisuje vektory elektrické a magnetické intenzity, které jsou na sebe kolmé a zároveň jsou oba kolmé na směr šíření vlnění. Konvencí je sledovat popis světla dle vektoru elektrické indukce. V případě lineární polarizace světlo osciluje vektor elektrické intenzity v jednom směru (při pohledu za šířením světla je směr vektoru intenzity stálý, ukotvený, časově neměnný). V případě kruhového nebo eliptického polarizovaného světla je při pohledu za šířením světla vektorem opisována kružnice nebo pravotočivá či levotočivá elipsa.

V přírodě jsou zdroje elektromagnetického záření (slunce) složeny z vektorů elektrické intenzity kmitajících různými směry, jedná se o nepolarizované záření/světlo.

Z nepolarizovaného světla se získává polarizované světlo [1] průchodem světla optickým členem - polarizátorem, který umožní průchod světla pouze jedné polarizace. Jedná se o polarizaci lomem a dvojlomem. Další možností je polarizace světla odrazem a polarizace selektivní absorpcí a rozptylem světla [8].

### 3.1 Termín polarizace světla

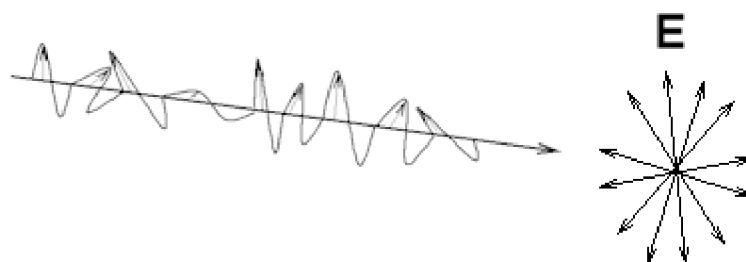
Polarizace světla [2] je určena směrem vektoru intenzity elektrického pole a jeho závislostí na čase. Jednotlivé složky vektoru intenzity elektrického pole se sinusově mění s časem, přičemž jejich amplitudy a fáze jsou obecně různé. Celý pohyb vektoru intenzity elektrického pole si lze představit jako vektor opisující v daném okamžiku elipsu v rovině, jejíž poloha se mění. Tento jev je znázorněn na Obr. 12 a) níže.



Obr. 12: Časový průběh vektoru intenzity elektrického pole v různých podobách

a) libovolná vlna, b) rovinná vlna šířící se ve směru osy  $z$  [2]

V paraxiální optice [2], ve které se světlo šíří v úzkém kuželu ve směru jedné zvolené osy  $z$ , lze uvažovat, že rovina, ve které leží daná elipsa, je kolmá na danou osu  $z$ . Vektor intenzity elektrického pole, popisující polarizaci světla, leží kolmo k časové ose postupu vlny světla. Vlně se tak říká, že je elipticky polarizovaná.



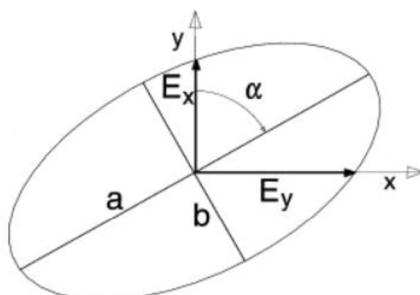
Obr. 13: Nepolarizované paraxiální světlo (přirozené světlo je obecně nepolarizované)

[9]

### 3.2 Popis polarizovaného světla

Postup elipticky polarizovaného světla je znázorněn na Obr. 12 b) a na Obr. 13 výše. Elipticky polarizované světlo je nejobecnější druh dvoudimenzionálního průběhu světla, protože jeden rozměr je nahrazen postupem světla.

Nahodilost průběhu elipsy vektoru intenzity elektrického pole lze popsat jako složenou funkci průběhu dvou lineárních vektorů kmitajících ve směrech vzájemně k sobě kolmých (kmitajících v osách  $x$  a  $y$ ). Čím se budou lišit průběhy obou vektorů tohoto rovinného ortogonálního systému dvou os, tím budou v daném okamžiku jejich amplitudy a fázový posun mezi nimi. Tyto dvě veličiny budou mít posléze vliv na výsledný tvar průběhu světla, tj. zda průběh polarizace bude lineárně, kruhově nebo elipticky polarizované světlo. Pokud bude elipticky nebo kruhově polarizované, tak v jakém směru se bude otáčet. Rozklad vektoru intenzity elektrického pole na dva lineární vzájemně kolmé vektory intenzity je ukázán na Obr. 14 níže.



Obr. 14: Kmitosměry polarizovaného světla [10]

Kmitání ve směru osy  $x$  můžeme vyjádřit:



$$x = X \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (8)$$

$$y = Y \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi) \quad (9)$$

kde  $X$  a  $Y$  jsou amplitudy jednotlivých složek intenzity elektrického pole,  $\omega$  je úhlová frekvence záření a  $\varphi$  je fázový posun mezi oběma složkami intenzit elektrického pole.

Pokud je fázový rozdíl mezi oběma složkami elektrického pole časově neproměnný, lze obě složky vektorově skládat. Výsledná výchylka intenzity elektrického pole po vektorovém součtu obou složek bude následující:

$$u = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (10)$$

a úhel

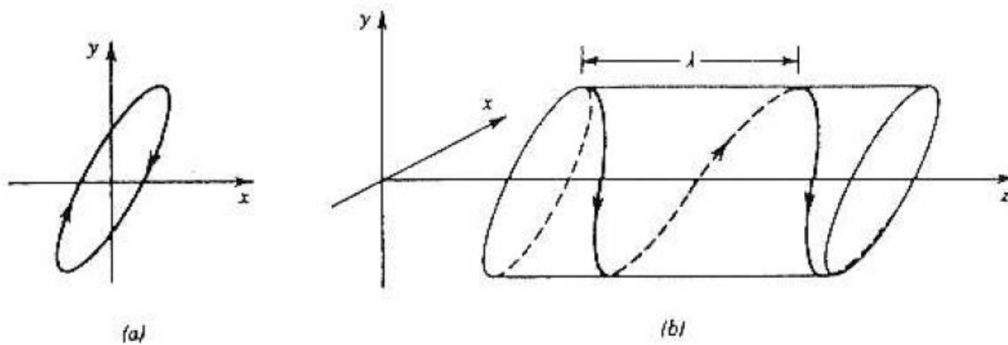
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{x} \quad (11)$$

Přičemž obecně platí, že závislost výchylky  $u$  a úhlu  $\alpha$  je závislá na čase, čili vlnění budeme uvažovat obecně jako lineárně nepolarizované.

$$u = u(t) \quad \text{a} \quad (12)$$

$$\alpha = \alpha(t) \quad (13)$$

Jak vypadá postupná rotace bodu intenzity elektrického pole pro eliptickou polarizaci, je ukázáno na Obr. 15 níže.



Obr. 15: a) Rotace koncového bodu vektoru el. intenzity el. pole v rovině  $x - y$  v dané poloze  $z$ , b) momentka trajektorie koncového bodu vektoru v daném čase  $t$  [2]

Protože koncový bod vektoru intenzity elektrického pole pravidelně opisuje elipsu a daný bod se časově posunuje dle osy  $z$ , bod vykonává v prostoru trajektorii šroubovice, která leží na válcové ploše.

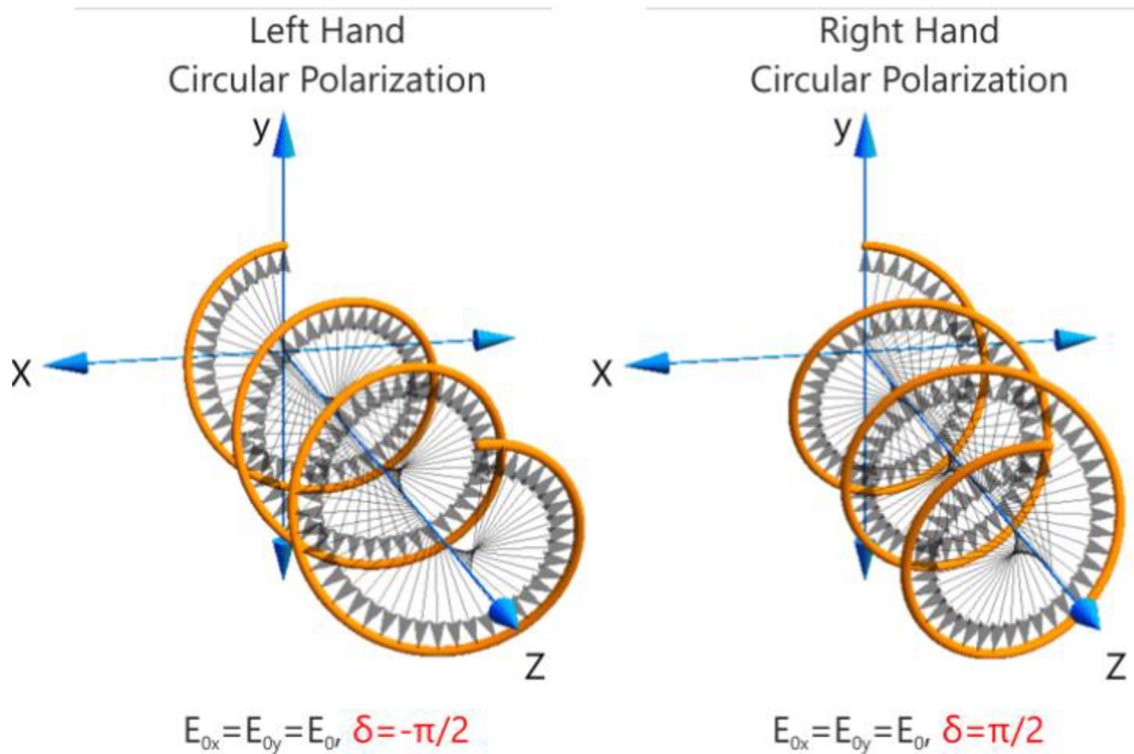
Stav polarizace je určen tvarem elipsy, která je popsána směry hlavní a vedlejší poloosy a jejich poměrem. Výsledný tvar elipsy a její prostorová interpretace bude záviset na amplitudách složek vektorů intenzit elektrického pole  $X$  a  $Y$  a jejich fázovém posunu  $\varphi$ . V případě, že si budou amplitudy jednotlivých složek intenzit elektrického pole rovny a fázový posun složek bude roven:

$$\varphi = 2(k - 1)\frac{\pi}{2} \quad (14)$$

kde  $k = 1, 2, 3, \dots$

bude světlo polarizováno kruhově. Pokud bude fázový rozdíl kladný, předchází  $x$ -ová složka před  $y$ -ovou složkou o čtvrtinu periody, bude rotace vektoru intenzity elektrického pole ve smyslu otáčení hodinových ručiček (při pohledu ve směru blížící se vlny). V tomto případě se mluví o pravotočivě kruhově polarizovaném světle.

Pokud bude fázový rozdíl záporný, opožďuje se  $x$ -ová složka o čtvrtinu periody za  $y$ -ovou složkou, a rotace vektoru intenzity elektrického pole bude protisměru otáčení hodinových ručiček (ve směru blížící se vlny). V tomto případě mluvíme o levotočivě kruhově polarizovaném světle. Stejně jako v případě eliptického světla bude i kruhově polarizované světlo oscilovat na šroubovice ve směru osy pohybu světla  $z$  a bude vytvářet buď pravotočivý, nebo levotočivý šroub směřující ve směru pohybu vlny. Vytvářenou kruhově polarizovanou vlnu představuje Obr. 16.



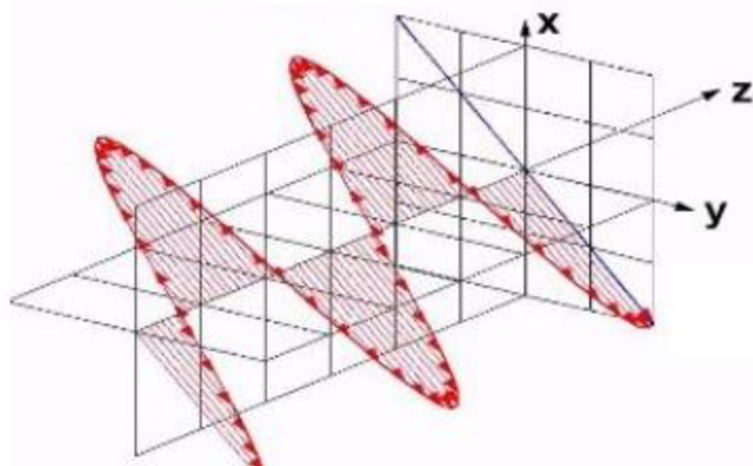
Obr. 16: Trajektorie koncového bodu vektoru elektrického pole pro kruhově polarizované rovinné vlny různé otáčivosti [12]

V případě, že si budou amplitudy jednotlivých složek intenzit elektrického pole rovny a fázová posun složek bude roven:

$$\varphi = k\pi \quad (15)$$

kde  $k = 1, 2, 3, \dots$

bude světlo polarizováno lineárně. Vytvářenou lineárně polarizovanou vlnu představuje Obr. 17 níže.

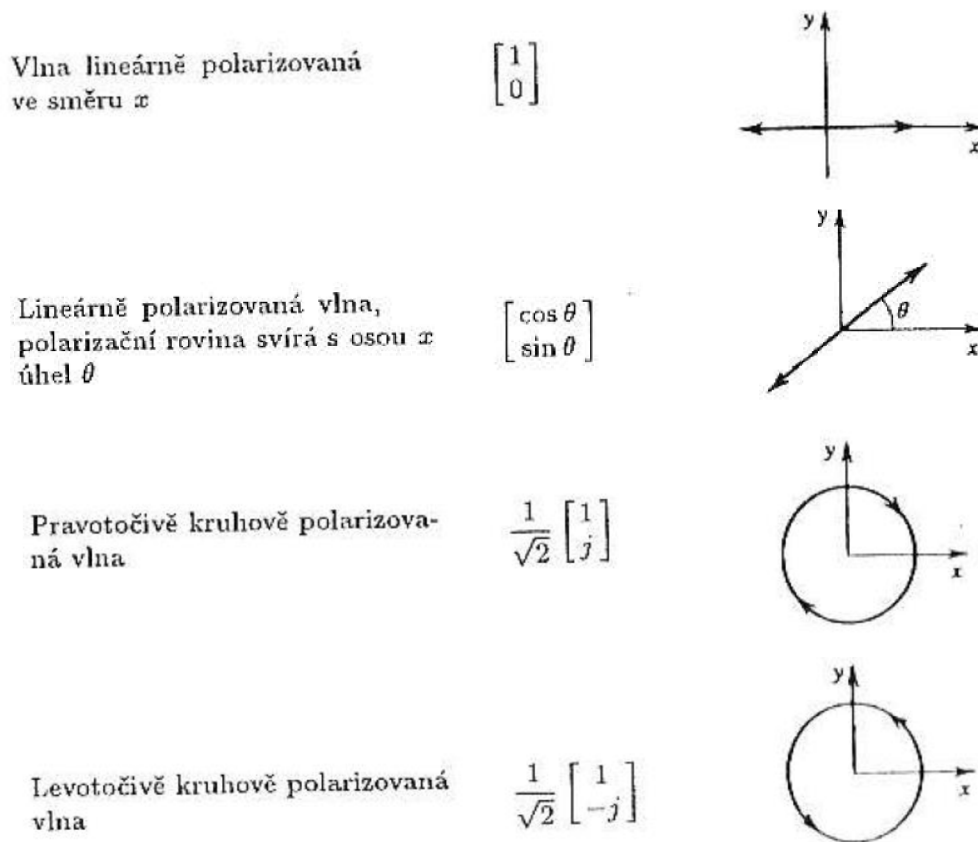


Obr. 17: Trajektorie koncového bodu vektoru elektrického pole pro lineárně polarizované rovinné vlny [14]

Postupující rovinná vlna je matematicky popsána komplexními obálkami  $x$ -ové a  $y$ -ové složky elektrického pole, kde jsou obecně složky komplexní čísla a zapisují se do podoby Jonesova vektoru:

$$J = \begin{bmatrix} x - \text{ová složka} \\ y - \text{ová složka} \end{bmatrix} \quad (16)$$

Tvar vlny je vyjádřen i pomocí Jonesova vektoru způsobem, jak je ukázáno na Obr. 18 níže.



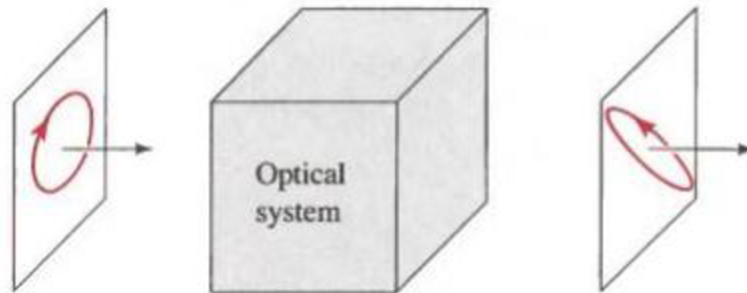
Obr. 18: Jonesovy vektory [2]

### 3.3 Matematický popis polarizace

Daná matematická vyjádření polarizace slouží k matematickému popisu optického zařízení (soustavy) v případě, když je postupující vlna soustavou stále rovinná, mění se jen polarizace. Systém je lineární, čili platí princip superpozice optických polí [6].

Příkladem takové soustavy je odraz nebo lom světla na rozhraní či dvojlom světla v anizotropním prostředí.

Pokud budeme mít optickou soustavu s optickým prvkem měnícím polarizaci světla, jak je ukázáno na Obr. 19 níže, budeme moci daný proces vyjádřit pomocí Jonesovy matice  $T$ , která popisuje chování světla při průchodu optickou soustavou.



Obr. 19: Optický systém měnící polarizaci světla [17]

Obecný tvar Jonesovy matice je následující:

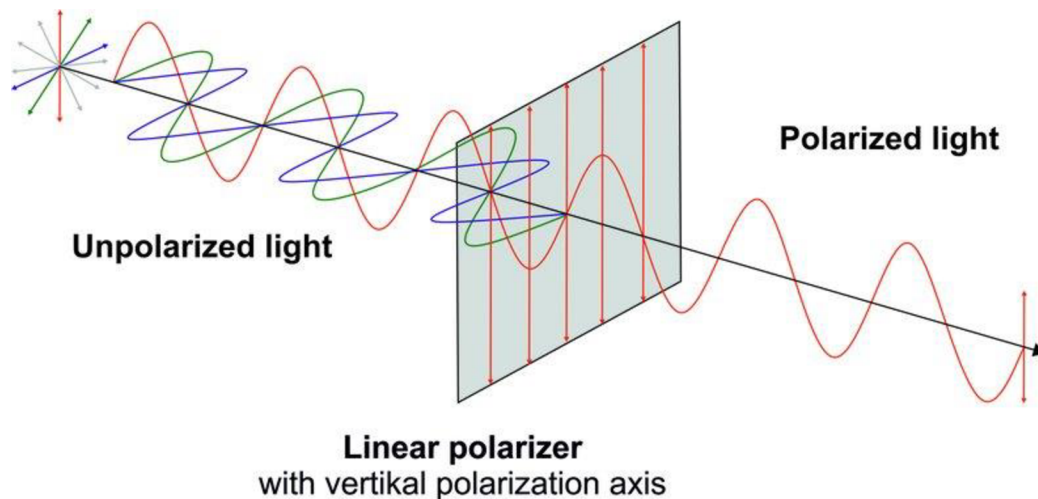
$$J_2 = T \cdot J_1 \quad (17)$$

kde vektory  $J_1$  a  $J_2$  popisují vstupující a vystupující vlnu z optického systému.

Lineární polarizátory se popisují pomocí Jonesovy matice jako:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

která linearizuje světlo do směru osy  $x$ , jak je vyjádřeno na Obr. 20 níže.



Obr. 20: Lineární polarizátor [2]

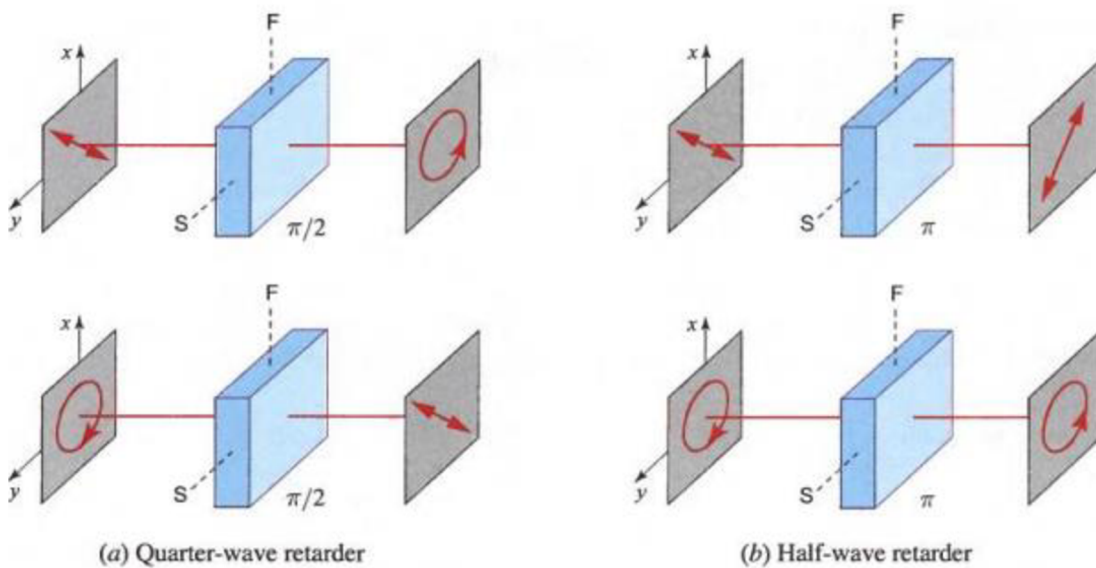
Další optickým prvkem jsou fázové destičky, které jednu složku  $x$  ponechávají nezměněnou a druhou složku  $y$  fázově zpožďují proti složce  $x$ . Osy  $x$  a  $y$  se nazývají rychlá a pomalá osa fázové destičky.

Popis fázové destičky je následující (rychlá osa ve směru osy  $x$ ):

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-j \cdot \Gamma) \end{bmatrix} \quad (19)$$

kde  $\Gamma$  je posun fáze složky  $y$  oproti složce  $x$ .

Funkce fázové destičky je představena na Obr. 21 níže.



Obr. 21: Působení čtvrtvlnové a půlvlnové fázové destičky.  $F$  a  $S$  představují rychlé a pomalé osy fázové destičky [17]

Pokud je posun složky čtvrt periody, mění čtvrtvlnová fázová destička lineárně polarizované světlo na světlo levotočivé kruhově polarizované a pravotočivé kruhově polarizované světlo mění na světlo polarizované lineárně.

Podobně, pokud je posun složky půl periody, mění půlvlnová fázová destička lineárně polarizované světlo na světlo lineárně polarizované otočené o čtvrt periody a pravotočivé kruhově polarizované světlo mění na levotočivé kruhově polarizované světlo.

Polarizační rotátory jsou dalším optickým prvkem, který stáčí rovinu lineárně polarizovaného světla o přesně definovaný úhel. Jejich matice vypadá následujícím způsobem:

$$T = \begin{bmatrix} \cos(\varphi) & -\sin(\varphi) \\ \sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{bmatrix} \quad (20)$$

Zavedené matematické vyjádření pro rovinné vlny pomocí Jonesových matic lze s výhodou užít k popisu celého optického zařízení. Jedná se potom o kaskádní řazení optických členů/prvků/fázových destiček. Výsledná Jonesova matice celé soustavy bude vypadat následovně:

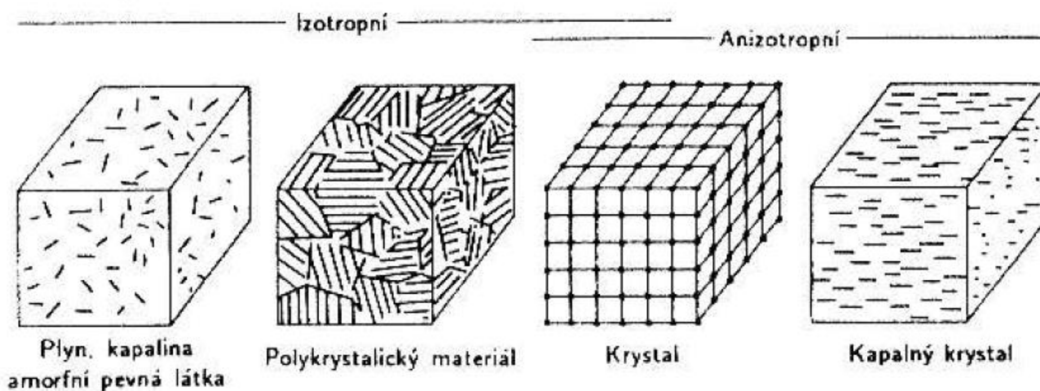
$$T = T_1 \cdot T_2 \cdot \dots \cdot T_n \quad (21)$$

## 4 Světlo v anizotropním prostředí

### 4.1 Anizotropní látky

Anizotropní prostředí je prostředí, kde rychlost šíření světla závisí na směru šíření světla. Opakem je izotropní prostředí. O jaké prostředí se jedná, lze usuzovat z krystalické nebo vnitřní struktury pevné látky [2] (viz Obr. 22 Obr. 21 níže):

- pokud jsou molekuly samy o sobě izotropní a jsou rozmístěny zcela náhodně (plyny a kapaliny) nebo jsou molekuly i anizotropní, ale jsou umístěny v pevné hmotě zcela náhodně (amorfní látky), potom se jedná o izotropní chování,
- pokud jsou molekuly anizotropní a nejsou umístěny zcela náhodně, jedná se o látky s anizotropním chováním – kapalné krystaly,
- pokud jsou molekuly uspořádány v prostoru do formací a ty jsou poskládány pravidelně do sebe, jedná se obecně o anizotropní látky – krystaly,
- pokud je látka složena z krystalických molekulárních náhodně orientovaných zrn, jedná se o látky anizotropní, ale pro makroskopický popis se jedná o látky izotropní – polykrystalické materiály.



Obr. 22: Polohové a orientační uspořádání v různých druzích látek [2]

V anizotropním prostředí index lomu (rychlost šíření světla) závisí na polarizaci světla a směru šíření. Potom se mohou lámat různě polarizované paprsky pod různými úhly lomu. Úhel lomu může být funkcí jen samotné polarizace světla. Toto se označuje dvojlomem [4]. Látkou, u níž lze velmi dobře pozorovat dvojlom, je například krystal islandského vápence.

Chemicky je vápenec  $\text{CaCO}_3$  (uhličitan vápenatý), který má trojčetnou vertikální osu symetrie. Osu symetrie okazuje Obr. 23 a Obr. 24 níže.

<p>Obr. 23: Osa symetrie islandského vápence [4]</p>	<p>Obr. 24: Osa symetrie islandského vápence [16]</p>



Obecně platí, že odezva elektronů atomů v krystalické mřížce na elektrické pole různé polarizace bude různá, přitom index lomu bude nejvyšší tím směrem, kde bude nejsilnější vzájemná interakce elektrických polí. Dle Obr. 23 a Obr. 24 lze očekávat silnější interakce polí ve směrech kolmých na osu symetrie molekul vápence v krystalech. Zatímco směr osy symetrie molekul vápence představuje směr šíření vlny, kde nebude index lomu na směr polarizační roviny záviset. Této ose se říká optická osa. Látky mají maximální dvě optické osy (dvouosé), jednu optickou osu (jednoosé) a žádnou optickou osu (izotropní látky) [4]. Pro popis jevů při průchodu světla v krystalech se z důvodu praktické proveditelnosti a matematického popisu používají většinou jednoosé krystaly.

## 4.2 Vyjádření indexu lomu

Pro vyjádření indexu lomu [2] v látkách s obecnými vlastnostmi (v dielektriku) se užívá tenzor elektrické indukce elektrického pole  $\mathbf{D}_i$ , kde každá složka vektoru elektrické indukce je lineární kombinací tří ortogonálních složek intenzit elektrického pole:

$$\mathbf{D}_i = \sum_j \varepsilon \cdot \mathbf{E}_j \quad (22)$$

kde:  $\varepsilon$  je vektor permitivity elektrického pole, je funkcí vlastností látky a je různý v různém směru.

$\mathbf{E}$  je vektor intenzity elektrického pole.

Matice výše má 9 složek a plně popisuje materiální podmínky šíření světla v dané lát. Je to v případě, že optické chování látky bude invariantní se vlivem magnetického pole (platí přímá úměra mezi magnetickou intenzitou a indukcí magnetického pole, matice popisující neizotropii magnetického pole v látce bude nahrazena konstantou, jednou hodnotou úměry  $\mathbf{B}/\mathbf{H}$ , magnetickou permeabilitou.

Protože složkami tenzoru elektrické permitivity jsou skaláry a platí přímý lineární vztah mezi dvěma vektory (elektrickou indukcí a intenzitou), bude tenzor elektrické permitivity symetrický a bude mít jen 6 složek namísto 9 [4].

S šířením vlny světla se šíří i energie světla. Hustota energie elektromagnetického pole  $w$ , která je spojena s elektrickým polem se vyjadřuje:

$$w = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \quad (23)$$

Symetrii tenzoru lze využít k převedení [4] hustoty energie elektromagnetického pole do tvaru, jenž v prostoru vyjadřuje plochu druhého řádu, která je kvadratickou formou a pracuje právě se třemi diagonálními hodnotami tenzoru elektrické permitivity. Tenzor permitivity bude potom mít tvar:

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (24)$$

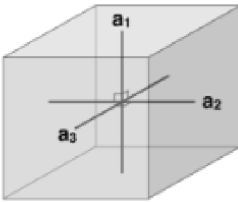
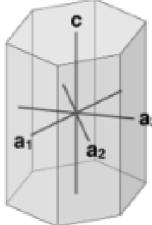
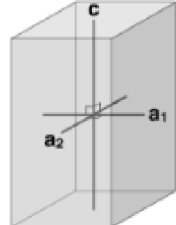
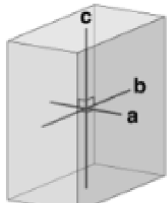
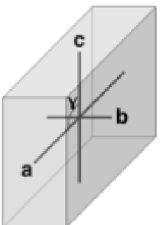
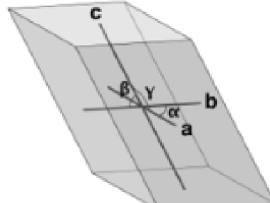
a namísto 9 složek  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{D}$  budeme mít v daném souřadném systému a bude mít jen 3 složky  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{D}$ .

Vektor hustoty energie bude mít tvar:

$$w = \frac{1}{2} \left( \frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} \right) \quad (25)$$

Dle počtu optických os se látky dělí na skupiny:

- látky dvouosé, které mají všechny tři diagonální složky tenzoru elektrické permitivity různé,
- látky jednoosé, které mají dvě diagonální složky tenzoru elektrické permitivity různé,
- látky izotropní, které mají všechny tři diagonální složky tenzoru elektrické permitivity stejné.

Isotropic	Uniaxial	
<p style="text-align: center;"><b>Isometric</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>a_1 = a_2 = a_3;</math> <math>a_1 \perp a_2 \perp a_3</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Hexagonal</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>c \neq a_1 = a_2 = a_3;</math> <math>c \perp a_1, a_2, a_3; \angle_{a \text{ axes}} = 60^\circ</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Tetragonal</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>c \neq a_2 = a_3;</math> <math>a_1 \perp a_2 \perp a_3</math></p>
<p style="text-align: center;"><b>Orthorhombic</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>c \neq b \neq a;</math> <math>c \perp b \perp a</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Monoclinic</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>c \neq b \neq a;</math> <math>c \perp b; b \perp a; \gamma \neq 90^\circ</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Triclinic</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>c \neq b \neq a;</math> <math>\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ</math></p>
<b>Biaxial</b>		

Obr. 25: Optické osy látek dle krystalických soustav [21]

Dvouosé látky jsou například krystaly soustav ortorombické, monoklinické a triklinické (albit – živec, chalkantit – modrá skalice, kaolinit, augit, mastek, sádrovec, baryt, síra, topas). Jednoosé látky jsou triagonální (mají trojčetnou osu: kalcit, korund, křemen, siderit, hematit), tertragonální (mají čtyřčetnou osu: chalkopyrit, rutil) a hexagonální (mají šestičetnou osu: apatit, beryl, grafit). Izotropní látky jsou krystaly s kubickou soustavou a dále kapaliny, plyny a amorfni látky (diamant, fluorit, galenit, granát, halit, měď, pyrit, stříbro, zlato, sklo, asfalt, vosk, pryskyřice, organické polymery).

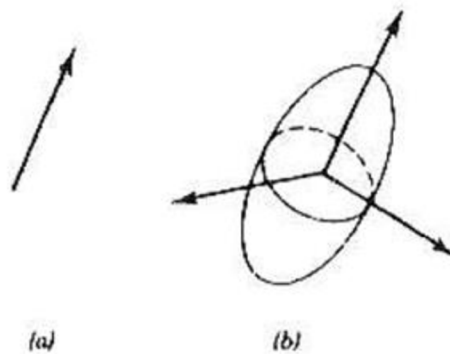
Pokud si zvolíme diagonální složky tenzoru elektrické permitivity ve směru os souřadného systému, budeme nazývat směry složek tenzoru (vektoru) hlavními osami. Složky indexů lomu potom budou:

$$n_i = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} \right)} \dots i = 1, 2, 3 \quad (26)$$

Geometrická interpretace vektorů a tenzorů bude mít matematický tvar:

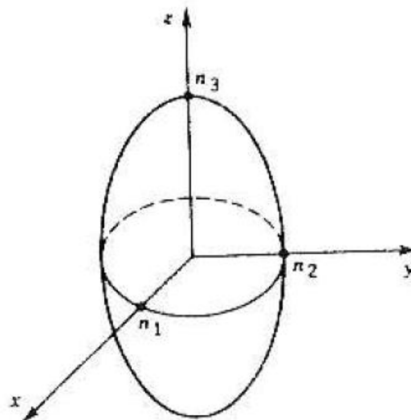
$$\epsilon_1 \cdot x_1^2 + \epsilon_2 \cdot x_2^2 + \epsilon_3 \cdot x_3^2 = 1 \quad (27)$$

Tato plocha je invariantní k volbě souřadného systému a geometricky vyjadřuje elipsoid, který zůstává stejného tvaru v každém systému souřadnic. Má šest proměnných a kdekoli poskytuje kompletní informace o tenzoru elektrické permitivity elektrického pole. Jak vypadá, je znázorněno na Obr. 26 níže.



Obr. 26: Geometrická interpretace vektoru a) a tenzoru b) [2]

V systému volby hlavních os bude matematická a geometrická prezentace tenzoru elektrické permitivity vypadat následovně:



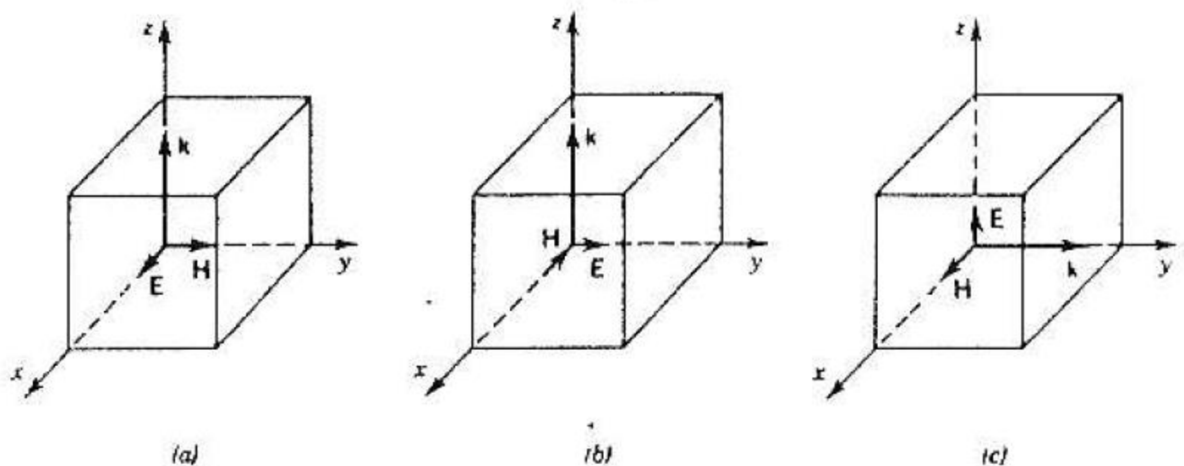
Obr. 27: Indexový elipsoid. Souřadnice (x, y, z) jsou hlavními osami a  $n_i$  jsou hlavními složkami tenzoru [2]

Indexový elipsoid potom bude mít tvar:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (28)$$

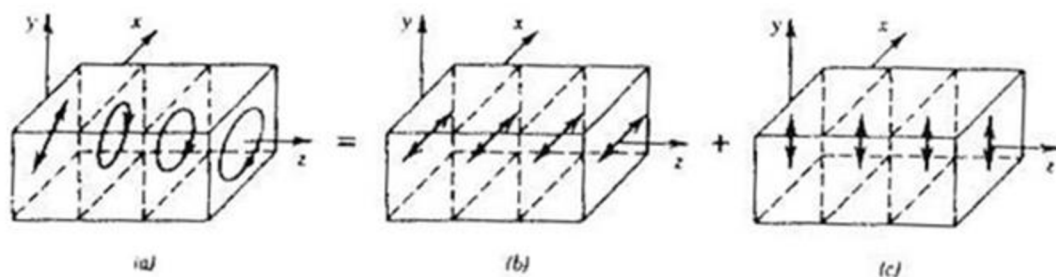
### 4.3 Směr šíření světla

Jako modem označujeme vliv polarizace na rychlost šíření světla. Rychlost šíření světla ve směru jedné osy souřadného systému, které je polarizované ve směru jiné osy souřadného systému, bude záviset na indexu lomu dané hlavní osy souřadného systému, v němž je světlo polarizované. Tyto normální mody znázorňuje Obr. 28 níže.



Obr. 28: Mody šíření lineárně polarizovaného světla [2]

Případ šíření světla ve směru z jedné souřadných os (postupující rovina kolmá k jedné ze souřadných os), která je lineárně polarizovaná v libovolném směru, lze popsat jako kombinaci dvou normálních modů šíření vlny světla. Toto šíření světla podél libovolného směru znázorňuje Obr. 29 níže.



Obr. 29: Šíření světla podél libovolného směru [2]

Šíření světla podél libovolného směru lze superpozicí složit ze dvou normálních modů vlny šíření světla, šířícího se různou rychlostí (s různými indexy lomu). Různé rychlosti šíření světla způsobuje fázový posun světla mezi oběma normálními mody šíření vlny. Výsledkem fázového posunutí obou složek je složená vlna, která má obecně eliptický

tvár. Fázová destička tak může být použita jako optický člen, ve kterém se dvě kolmo zpolarizované vlny šíří různou fázovou rychlostí, čili je jedna vzhledem k druhé opožděna.

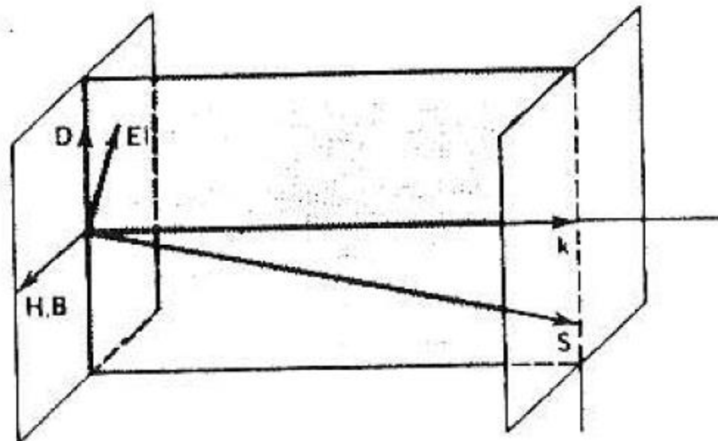
Tento proces průchodu vlny materiálem podél libovolného směru se dá celý popsat pomocí dvou lineárně polarizovaných vln se dvěma indexy lomu. Přitom indexy lomu i směry polarizace mohou být určeny postupem založeným na indexovém elipsoidu.

V izotropních látkách se šíří vlna ve stejném směru jako energie vlnění. V opticky anizotropních látkách je tomu jinak. Směr toku energie vlnění a směr postupu vlny je jiný. Výsledkem je vznik řádné a mimořádné vlny anizotropním materiálem. Všechny veličiny  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{B}$  jsou vektory a mají harmonický vlnový charakter, který lze popsat [4]:

$$\mathbf{H}, \mathbf{D}, \mathbf{E}, \mathbf{B} \cong \exp(-i \cdot (\omega \cdot t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) \quad (29)$$

kde:  $\mathbf{r}$  je polohový vektor (poloha) a  $\mathbf{k}$  je vlnový vektor, určující postup vlny.

Z Maxwellových rovnic plyne, že  $\mathbf{D}$  je kolmé jak k  $\mathbf{k}$ , tak i k  $\mathbf{H}$  a zároveň  $\mathbf{H}$  je kolmé k  $\mathbf{E}$ . Směr toku energie je určen vektorem směru Poyntingova vektoru  $\mathbf{t}$ , který se nazývá paprskovým vektorem. Tok energie je označován jako  $\mathbf{S}$ . Směr výkonu (Poyntingův vektor) je kolmý současně k  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$ . Grafické znázornění je zřejmé z Obr. 30 níže.



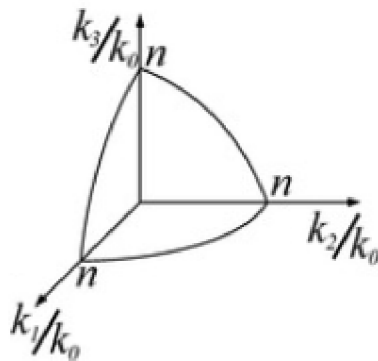
Obr. 30: Vektory toku energie a šíření vlny v anizotropním materiálu [2]

Obecné šíření světla v anizotropní látce je podrobena štěpení směrů toku energie (výkonu) a šíření světla. Protože vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{k}$  a  $\mathbf{S}$  leží v jedné rovině, která je kolmá na vektory  $\mathbf{B}$  a  $\mathbf{H}$ , a zároveň platí materiálový vztah pro  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{D}$  a tenzor elektrické permitivity, můžeme najít řešení závislosti vektoru  $\mathbf{E}$  na vektorech indexů lomu materiálu a vektoru

postupu vlny jako kvadratickou formu. Pro jednoosé látky (s dvěma stejnými indexy lomu) je řešením rotační elipsoid dvěma indexy lomu [2]:

- řádným indexem lomu: směr šíření vlny materiálem je nezávislý na směru šíření vlny
- mimořádným indexem lomu: jedná se o závislý vektor šíření vlny na směru šíření vlny, aby světlo mohlo procházet látkami v různých směrech různou rychlostí, je to možné jen za cenu směrové odchylky toku energie a vlastního postupu vlny.

Rotační elipsoid je normálovou plochou, kam dospěla vlna v jistý moment. Příklad je uveden na Obr. 31 níže.



Obr. 31: Normálová plocha šíření vlny v anizotropním jednoosém materiálu [2]

Indexy lomu  $n_o$  představují šíření světla s řádným indexem lomu (šíření podél optické osy) a index lomu  $n_e$  představuje šíření světla s mimořádným indexem lomu (šíření v rovině kolmé na směr nezávislý na směru šíření – přímý směr).

Tyto indexy lomu  $n_o$  a  $n_e$  se nazývají hlavní indexy lomu [4]. Jsou pro daný materiál konstantami. Materiály se tak dělí podle toho, zda index lomu  $n_o < n_e$  nebo  $n_o > n_e$  na pozitivní nebo negativní.

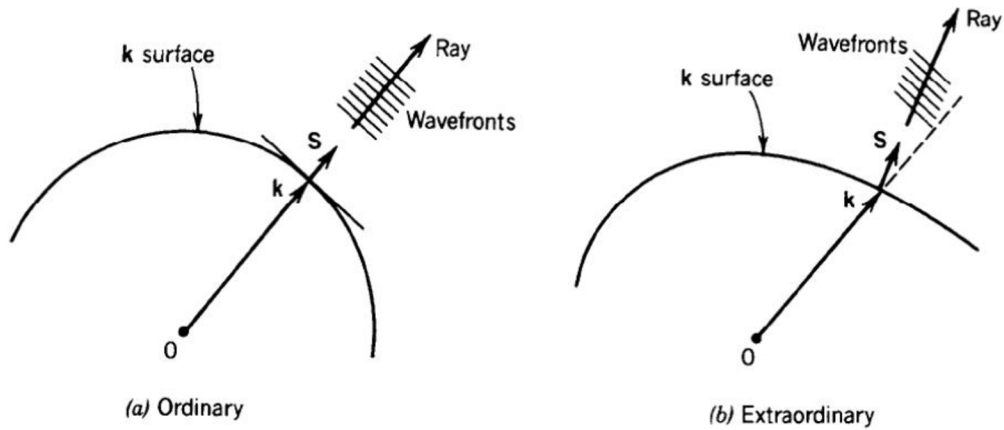
#### 4.4 Vlna polarizace a postup vlny

Řádnost či mimořádnost paprsku ovlivňuje též polarizace světla.

Budeme sledovat směr polarizace světla řádné a mimořádné vlny:

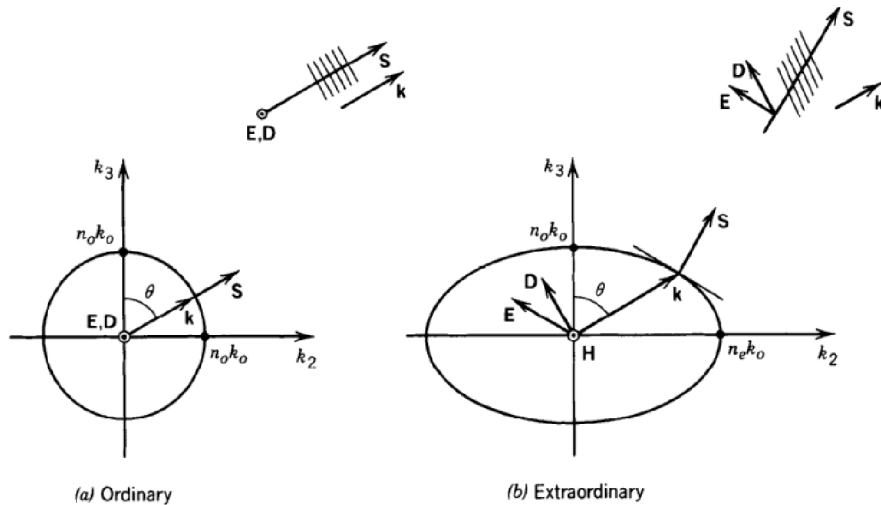
Poyntingův vektor je kolmý k normálové ploše. V našem případě jednoosých krystalů je plocha představována rotačním elipsoidem. Vlnoplochy jsou kolmé k vlnovému vektoru postupu vlny  $\mathbf{k}$ , a tak normály k vlnoploše jsou rovnoběžné s vlnovým vektorem  $\mathbf{k}$ .

V izotropním prostředí jsou vektory postupu vlny  $k$  energetického výkonu  $S$  i normály plochy rovnoběžné [20]. Zatímco u neizotropních prostředí není normála vlnoplochy s paprskem šíření vlny v materiálu rovnoběžná. Směr šíření nesvívá s danými vlnoplochami pravý úhel. Toto zobrazuje Obr. 32 níže.



Obr. 32: Paprsky a vlnoplochy v různých materiálech (izo a neizotropní) [20][2]

U lomu [20] pro jednoosý materiál, který má dva charakteristické indexy lomu řádný a mimořádný, můžeme situaci oddělení paprsku do řádného a mimořádného směru vyjádřit jako dvourozměrový problém s elipsou, nikoli elipsoidem. Řádný směr bude například ve směru osy  $z$  a mimořádný směr ve směru osy  $y$ . Vlnové číslo postupující vlny bude určeno v místě, kde polohový paprsek protne elipsu. Normální módy vlny, která se šíří pod úhlem  $\theta$ , budou pak dva, řádný a mimořádný. Řádný paprsek bude polarizován ve směru kolmém na směr paprsku. Mimořádný paprsek bude polarizován ve směru tečny k elipsa v místě, kde paprsek protne elipsu. Situace zachycuje Obr. 33 níže.





Obr. 33: Polarizace paprsků neizotropního materiálu [20]

Pro mimořádná paprsek je vektor šíření výkonu kolmý k vektoru elektrické intenzity a zároveň vektor elektrické indukce je kolmý k zvolenému toku paprsku. Vektory  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{D}$  nejsou kolineární, stejně tak nejsou kolineární vektory toku energie a směru vlny.

## 4.5 Dvojlom světla

Při dopadu vlny světla na rozhraní prostředí anizotropní (krystal) dochází k tzv. dvojlomu světla.

Stejně jako v izotropním prostředí je i v anizotropním prostředí při dopadu zachována fázová podmínka spojitosti vlny na fázovém rozhraní [20]. V prostředí anizotropním se vlna dle rozpadu šíří do dvou modů. V případě průniku vlny světla do anizotropního materiálu je třeba řešit separátně dvě vlny: řádnou a mimořádnou. Budou tak existovat dvě vlny o různých směrech a různých polarizacích vln a paprsek se bude lámat na paprsky dva. Tento jev se nazývá dvojlom světla.

Fázová podmínky dopadu lomu paprsku na rozhraní je vyjádřena jako kolmost polohového vektoru a změny vektoru postupující vlny světla. K lomu dochází stejně jako v případě izotropního prostředí, pouze pro řádnou vlnu je index lomu nezávislý na směru dopadu vlny, zatímco pro mimořádnou vlnu se mění se směrem dopadu/šíření vlny.

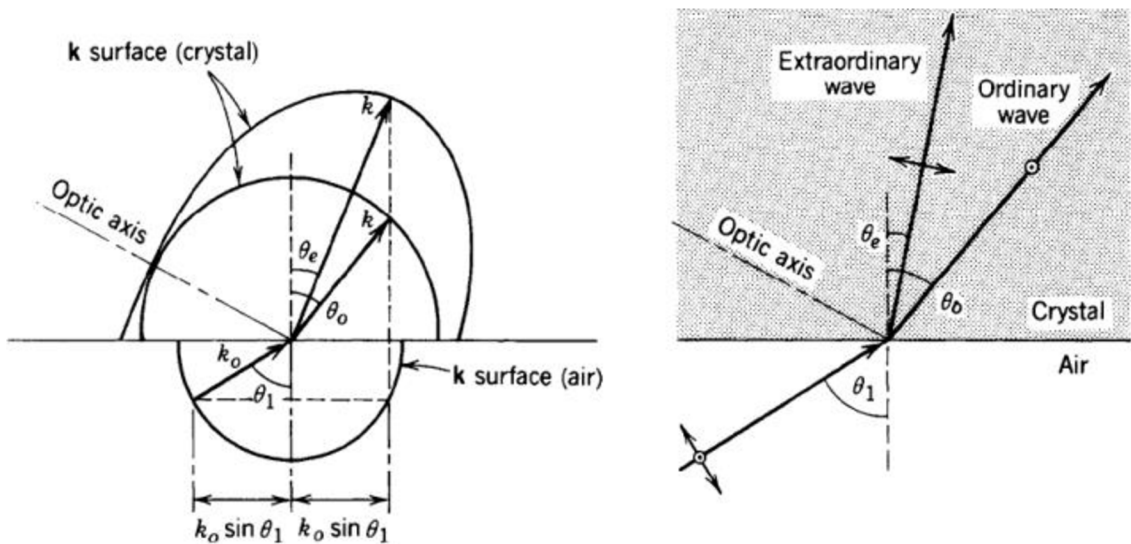
Snellův zákon lomu pro řádný paprsek:

$$\sin(\theta_1) = n_0 \cdot \sin(\theta_0) \quad (30)$$

Snellův zákon lomu pro mimořádný paprsek:

$$\sin(\theta_1) = n_e(\theta_e) \cdot \sin(\theta_e) \quad (31)$$

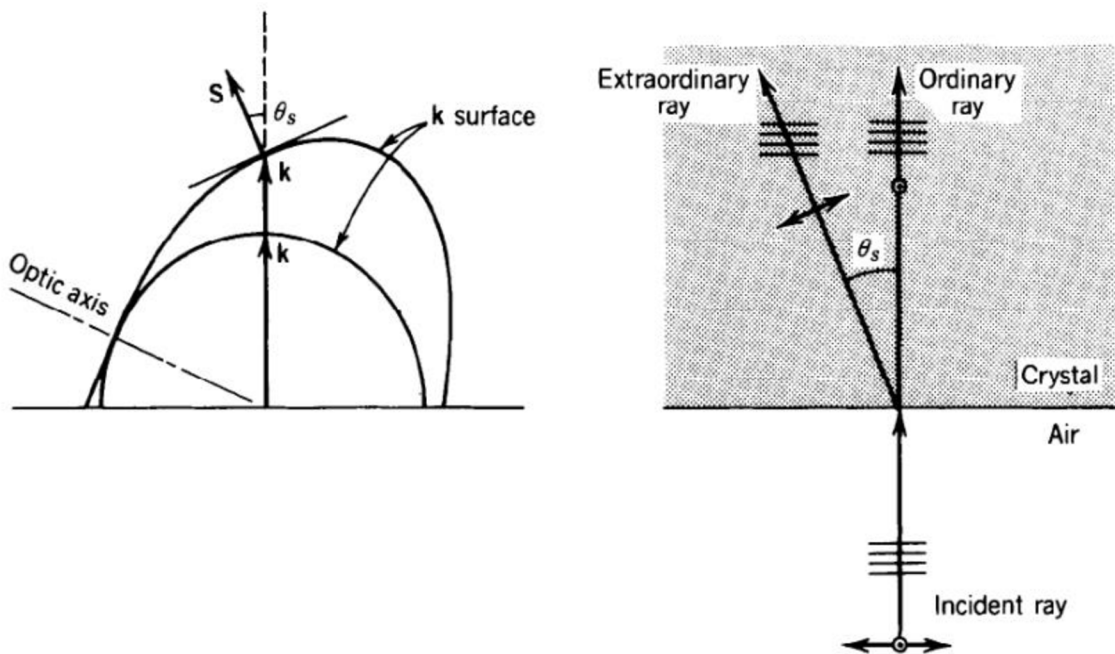
Pro případ dopadající rovinné vlny ne kolmo na rozhraní je třeba zachovat součin směru vlny  $k$  a sinu úhlu od kolmice pro prostředí, ze kterého se vstupuje (vzduch), ale i zachovat daný součin pro obě vlny v prostředí anizotropního materiálu:  $k \cdot \sin(\text{úhel od kolmice}) = \text{konst.}$



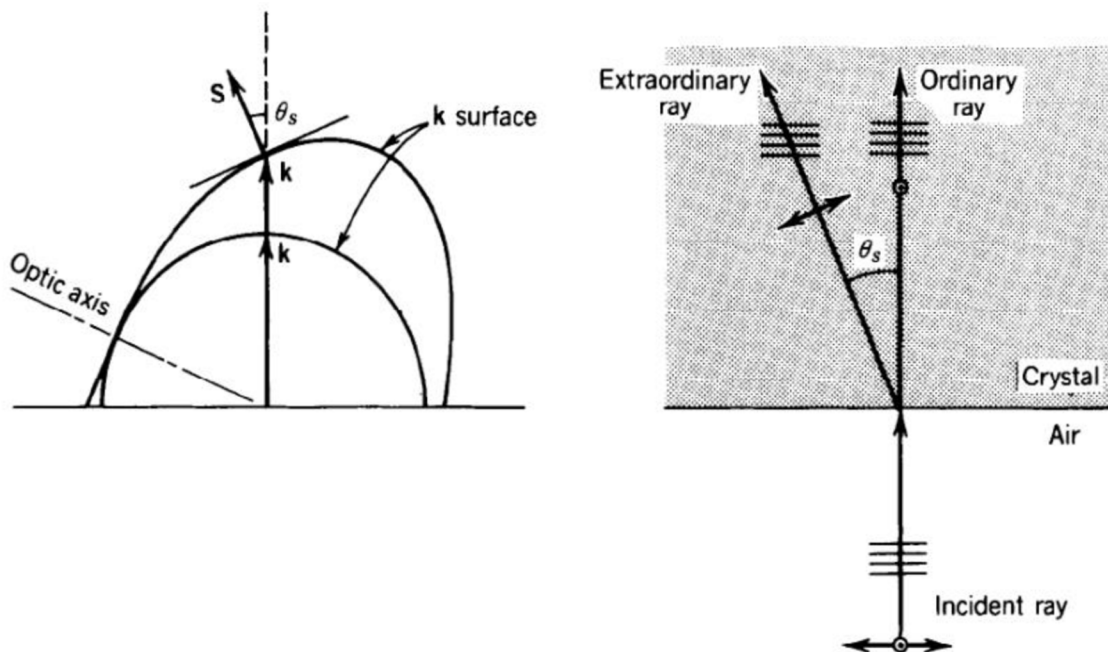
Obr. 34: Určení úhlu lomu v neizotropním materiálu [20]

Řádná vlna si ponechává kolmou polarizaci k rovině dané směrem dopadu a osou dopadu a mimořádná paprsek je v polarizován v rovině kolmé na řádný paprsek.

Pro případ lomu paprsku, kde platí, že vlnový vektor šíření vlny světla není určen směrem paprsku, nelze užít Snellova zákona lomu paprsku, ale je třeba uvažovat rozklad paprsku světla dle řádného a mimořádného indexu lomu. Situaci vystihuje



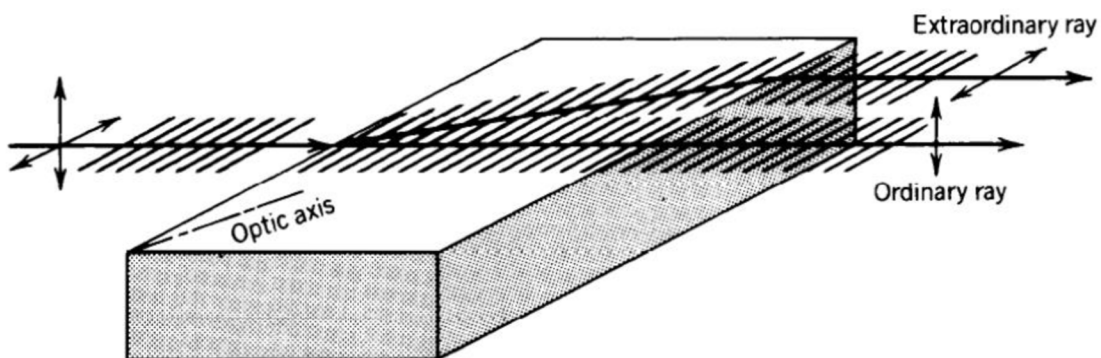
Obr. 35 [20], kde se jedna část paprsku (mimořádná) láme, i když dopadá paprsek kolmo na rozhraní. Řádná část materiálem prochází ve směru paprsku světla beze změny.



Obr. 35: Určení úhlu lomu v neizotropním materiálu

Dle rovnice (26) se dá poté vypočítat úhel lomu mimořádného paprsku jako převrácená hodnota mimořádného indexu lomu určeného daným směrem vstupního paprsku.

Po průchodu paprsku světla jednoosým krystalem a kolmým dopadem na destičku bude jeden paprsek procházet a druhý se bude lámat. Jejich polarizace bude přitom posunuta (stočena) o hodnotu pravého úhlu.



Obr. 36: Dvojlom v neizotropním materiálu. Dělení polarizace [20]

## 4.6 Polarizační zařízení

Polarizační zařízení slouží z úpravě polarizace světla. Dělí se na [6]:

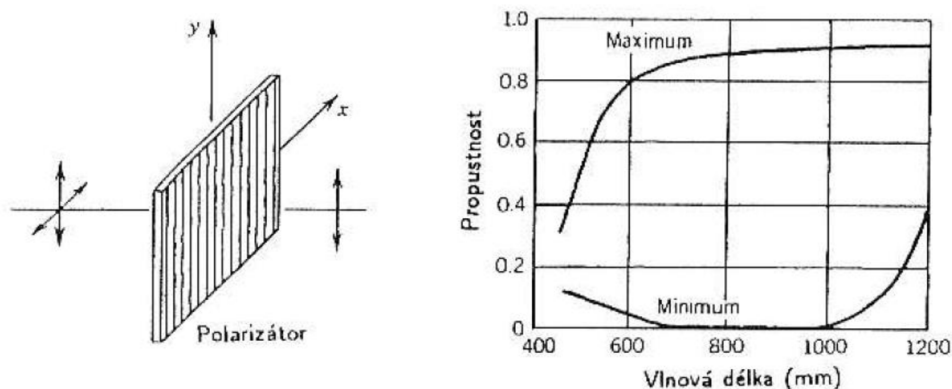
- polarizátory,
- fázové destičky,

- kompenzátory.

#### 4.6.1 Polarizátory

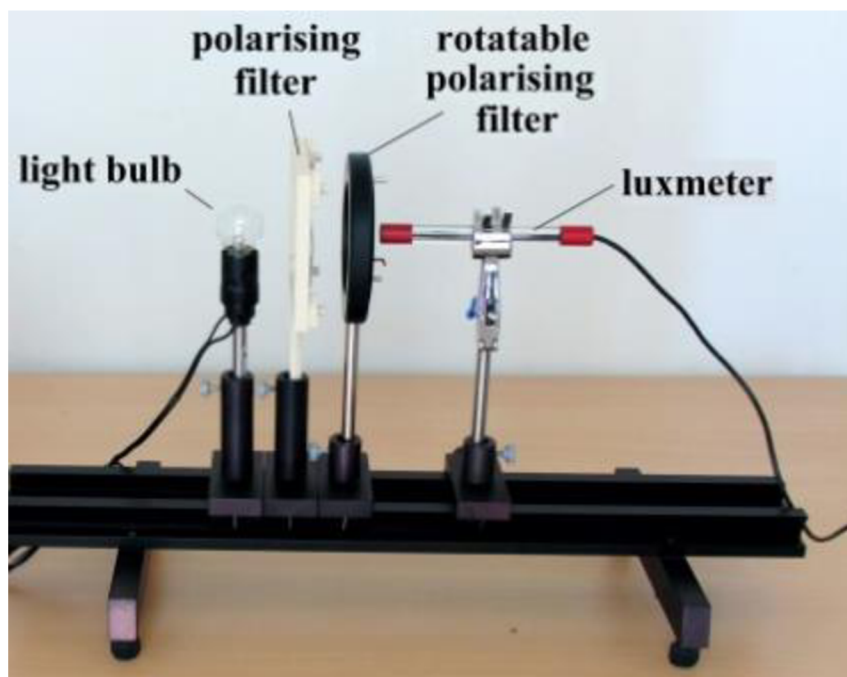
Polarizátory vytváří z nepolarizovaného světla světlo polarizované. Hlavními laboratorními způsoby získávání polarizovaného světla jsou polarizace světla absorpcí, odrazem a dvojlomem.

Polarizace světla selektivní absorpcí světla se nazývá dichroismus a vyskytuje se u látek s anizotropní molekulární strukturou. Propustnost polarizovaného světla je závislá na vlnové délce použitého záření [2]; viz Obr. 37.



Obr. 37: Amplitudová propustnost světla při polarizaci s dichroickou látkou [2]

Polarizace světla odrazem a lomem nastává ve stejný okamžik při dopadu světla na fázové rozhraní. Nepolarizované světlo dopadající na rozhraní se v odraženém paprsku polarizují více ve směru kolmém na rovinu tvořenou osou dopadu a odraženým paprskem. Lomený paprsek se více polarizuje ve směru rovnoběžném s touto rovinou. V případě, že bude pro fázové rozhraní vzduch – sklo úhel dopadu  $56^\circ$  bude dosaženo jistého úhlu (Brewsterův úhel), kdy odražený paprsek bude polarizován bez druhé kolmé složky. Lomem dochází vždy k částečné polarizaci světla, zatímco odrazem za Brewsterovy podmínky je možno získat i polarizované, úplně lineární světlo. Téměř úplně polarizované lineární světlo by se získalo lomem jen za cenu snížení intenzity a opakování lomu paprsků na destičkách.



Obr. 38: Optické zařízení s filtry na polarizaci světla [21]

Nejznámější hranolové polarizátory jsou:

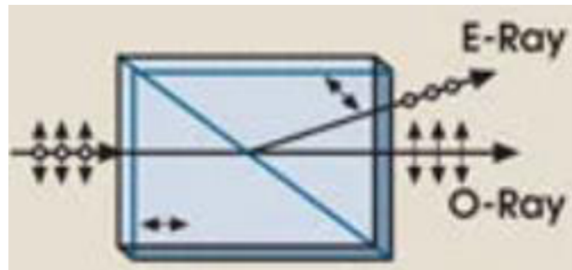
- Rochonův,
- Wollastonův,
- Glan-Thompsonův.

#### Rochonův polarizační hranol

Rochonův polarizátor [2], [4], [25], je dvoupraskový polarizátor, kdy se na hranolu získávají dva vzájemně kolmé polarizované paprsky. Hranol je vyroben ze dvou kusů islandského vápence slepených k sobě. První hranol má optickou osu rovnoběžnou se směrem vstupujícího paprsku a druhý má optickou osu kolmou na cestu paprsku. Nepolarizovaný paprsek vstupuje do hranolu kolmo ke stěně/hranolu/optickému prostředí. Do dosažení druhého optického rozhraní/druhého hranolu zůstává paprsek nezměněn (obě polarizace paprsku jsou v trajektorii nerozděleny). Po dosažení druhého hranolu je paprsek rozštěpen dle polarizace na řádný a mimořádný paprsek a obě vzájemně kolmé polarizace jsou od sebe odděleny. Řádný paprsek (s konstantním indexem lomu, nezávislým na směru cesty paprsku) pokračuje druhým krystalem ve stejném směru, zatímco mimořádný paprsek (s proměnným indexem lomu, závislým na směru cesty paprsku) se odchyluje. Pro oba paprsky platí Snellův zákon lomu, i když pro

mimořádný je s proměnným indexem lomu závislý na směru paprsku. Rozestup obou paprsků není velký. Většího oddělení paprsků se dosahuje u následujícího polarizátoru Wollastonova. Situaci zachycuje na Obr. 39 níže.

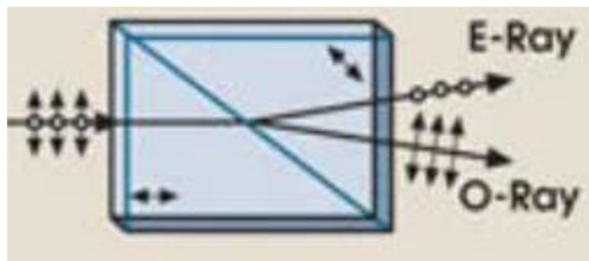
OO je optická osa.



Obr. 39: Rochonův polarizační hranol [25]

#### Wollastonův polarizační hranol

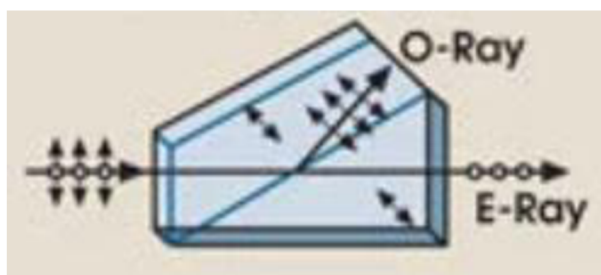
Wollastonův hranol [2], [4], [25], je rovněž dvoupraprskový polarizační hranol a skládá se ze dvou hranolů islanského vápence, které jsou opět slepeny. Paprsek prochází až ke druhému krystalu, kde vlivem zvolení optických os obou hranolů dochází k změně řádného a mimořádného paprsku. Díky této záměně se paprsky lámou výrazněji než v případě Rochonova polarizátoru.



Obr. 40: Wollastonův polarizační hranol [25]

#### Glan-Thompsonův polarizační hranol

Glan-Thompsonův polarizační hranol [2], [4], [25], je jednopaprskový hranol, kdy je dopad na rozhraní nastaven tak, že mimořádný paprsek se totálně odráží a řádný paprsek prochází ve směru původního paprsku celým optickým prvkem.



Obr. 41: Glan-Thompsonův polarizační hranol [25]

#### 4.6.2 Fázové destičky

Pokud dopadají paprsky na fázovou destičku [2], [4], [15], která je vyrobena z jednoosého krystalu, vybroušenou rovnoběžně s optickou osou, prochází řádný paprsek i mimořádný paprsek stejným směrem, ovšem jinými rychlostmi.

Když bude lineárně polarizovaný paprsek dopadat na destičku kolmo, budou mít oba dvojlomem vznikající paprsky stejnou fázi i frekvenci. Od okamžiku vzniku budou mít oba (řádný i mimořádný) paprsky různou rychlost v materiálu a jejich fázový rozdíl bude tudíž narůstat. Výsledný vzájemný posun fáze obou paprsků bude úměrný délce destičky.

Fázový posun/rozdíl obou paprsků bude:

$$\varphi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (32)$$

Tento rozdíl fází je tím větší, čím větší je rozdíl indexů lomu a čím větší je tloušťka destičky.

Pro změnu lineárně polarizovaného paprsku na paprsek kruhově polarizovaný je nutn fázový posun na desce  $\pi/2$  a potřebná tloušťka destičky bude:

$$d = \frac{\lambda}{4 \cdot (n_o - n_e)} \quad (33)$$

Destička dané tloušťky pak vyvolá dráhový rozdíl:

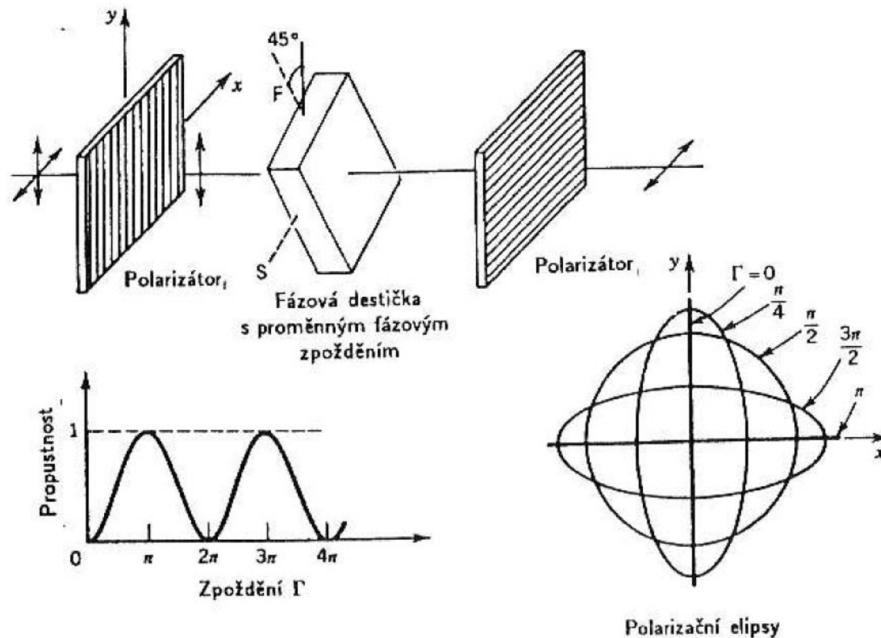
$$\Delta = d \cdot (n_o - n_e) = \frac{\lambda}{4} \quad (34)$$

Tuto destičku nazýváme čtvrtlnová. Pokud má destička dráhový rozdíl  $\lambda/2$ , jedná se o destičku půllnovou.

Fázové destičky jsou charakterizované dvěma osami (rychlou a pomalou).

Fázové destičky se dají využít k řízení intenzity světla. Taková optická soustava je složena z dvou polarizátorů vzájemně otočenými o  $90^\circ$ . Mezi polarizátory je fázová destička, která do optické soustavy přináší fázové zpoždění. Pokud je soustava bez destičky, ke

zpoždění nedochází a soustavou prochází intenzita světla. V případě, že fázové posunutí destičky je rovno násobku půlny světla, bude destička stáčet paprsek o čtvrtinu kružnice a intenzita bude maximální. Vše vystihuje Obr. 42 níže.



Obr. 42: Řízení intenzity světla užitím fázové destičky s proměnným fázovým zpožděním [2]

### 4.6.3 Kompenzátory

Fázové destičky jsou optické polarizační prvky, které jsou schopny změnit polarizaci světla. Čtvrtvlnová destička mění lineárně polarizované světlo na kruhově polarizované nebo elipticky polarizované a naopak. Za podmínek, kdy není fázový posun výsledných paprsků roven násobku  $\pi$ , vzniká elipticky polarizované světlo.

Pokud chceme pro analýzu získat světlo lineárně polarizované, je třeba místo destičky užít kompenzátorů [2], [4], [15], které umožňují plynule měnit fázový posun obou paprsků a po interferenci řádného a mimořádného paprsku optickou soustavou získat požadovanou kvalitu polarizace.

Jak čtvrtvlnová, tak půlvlnová destička jsou zvláštními případy prvku, který umožňuje nastavit potřebné fázové zpoždění mezi řádným a mimořádným paprskem vln. Tyto optické prvky, kompenzátory se rozlišují dle orientací optických os jednotlivých desek a



dle způsobu, jak se provádí nastavení fázového zpoždění na požadovanou hodnotu.

Nejznámější kompenzátory jsou:

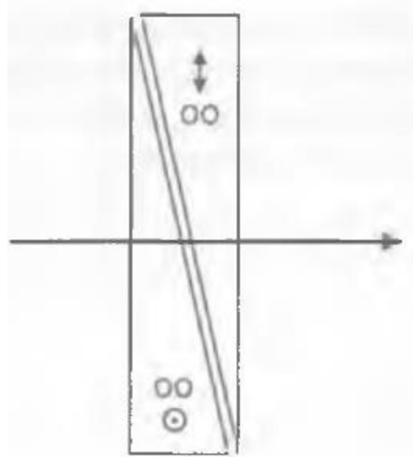
- Babinetův,
- Soleilův,
- Berekův.

#### Babinetův kompenzátor

Schéma optických os a směr posunu desek zajišťujících nastavení fázového posunu paprsků je zřejmé z Obr. 43 níže. Kompenzátor je tvořen dvěma klíny, které mají optické osy vzájemně kolmé. Fázový rozdíl optické soustavy je dán délkou/tloušťkou obou klínů, resp. jejich rozdílem. Čím je rozdíl tloušťky klínů v cestě paprsku větší, tím se zvyšuje fázový rozdíl sestavy.

$$\Delta\varphi \cong (n_e - n_o) \cdot (t_2 - t_1) \quad (35)$$

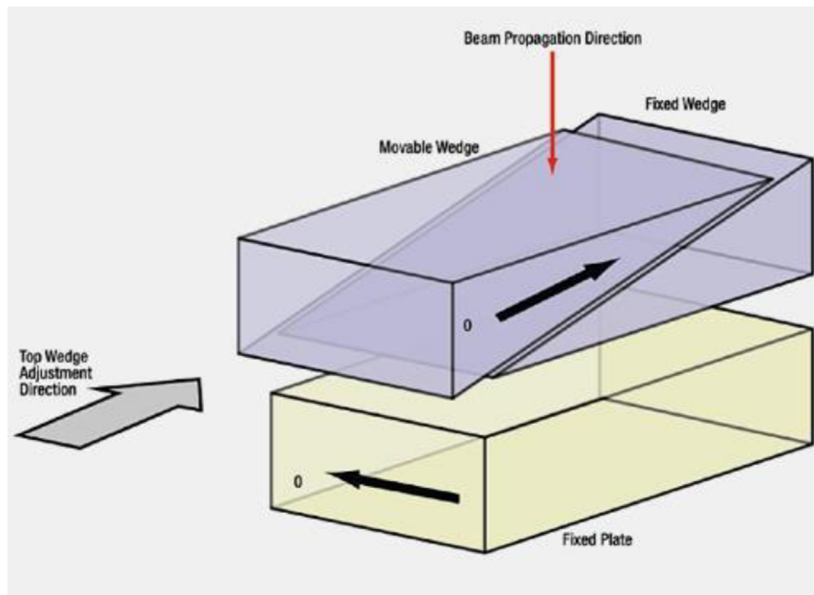
Fázový rozdíl se dá spojitě měnit posouváním klínu kolmo k cestě paprsku.



Obr. 43: Schéma Babinetova kompenzátoru [2]

#### Soleilův kompenzátor

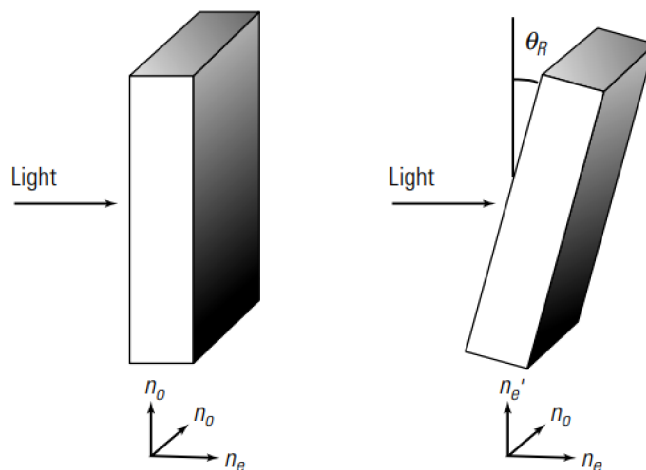
Soleilův kompenzátor (Obr. 43 níže) se skládá ze dvou hranolů/klínů, jejichž optické osy jsou vzájemně rovnoběžné. Kompenzátor je dále vybaven destičkou s optickou osou s orientací kolmo k osám obou klínů. Tímto uspořádáním se získá svazek paprsků, které jsou plošně více homogenní než v případě Babinetova kompenzátoru.



Obr. 44: Schéma Soleilova kompenzátoru [25]

### Berekův kompenzátor

Optická soustava, která poskytuje plynulé nastavení stáčení polarizace (fázového posunu) výstupního záření, může být vybavena i Berekovým kompenzátozem. Berekův kompenzátor [30] se skládá na rozdíl od Babinet-Soleil kompenzátoru jen z jedné optické fázové desky. Berekův kompenzátor je řezán tak, aby jeho mimořádná optická osa by kolmá na plochu desky, viz obrázek níže.

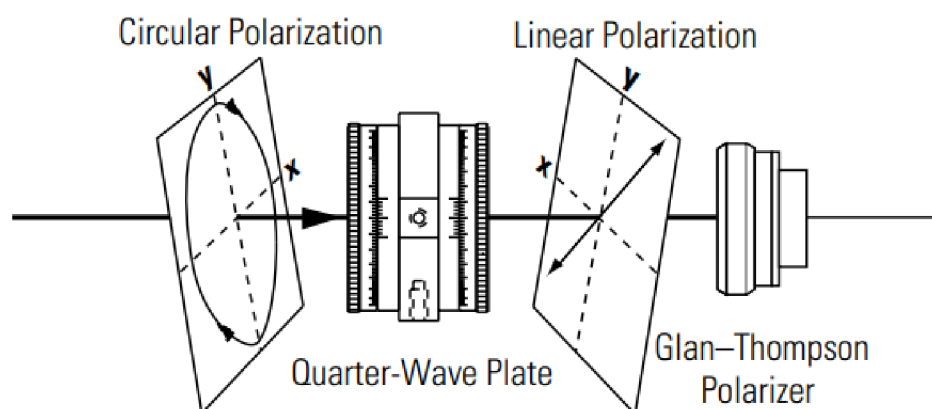


Obr. 45: Zobrazení funkce Berekova kompenzátoru [30]

Pokud světlo dopadá kolmo na desku, šíří se deskou rychlostí nezávislou na polarizaci světla. Nevzniká žádný posun fáze, protože se světlo šíří ve směru daným indexem lomu, který odpovídá indexu lomu v řádném směru. V případě, že je deska nakloněna, vzniká dvojlomem mimořádný paprsek. I když je fázový posun závislý na změně sklonu desky, výsledná citlivost Berekova kompenzátoru je stejná jako v případě babinet-Soleil kompenzátoru [30].

Z praktických aplikací jsou důležité, že Berekovým kompenzátozem lze spolehlivě určit typ polarizace světla nebo i rozlišit pomalou a rychlou osu krystalu anebo změnit polarizaci světla. Toto lze dosáhnout i jinými kompenzátozem, ale s Berekovým kompenzátozem se nastavuje fázový posun otáčením Berekova destičky kompenzátozem namísto posunu hranolu.

Předtím než můžeme měnit polarizaci světla, musíme nejdříve rozlišit osy kompenzátozem. Rozlišit osy Berekova kompenzátozem není, na rozdíl od jiných kompenzátozem, obtížné [12]. Mimořádná osa Berekova kompenzátozem je totiž vždy kolmá na osu rotace a řádná osa má směr osy rotace fázové desky kompenzátozem. Po rozlišení os desky kompenzátozem se s pomocí vstupního a výstupního polarizátoru může určit smysl kruhově polarizovaného světla. Kompenzátozem se užije jako čtvrtvlnná deska. Pokud je pro levotočivě polarizované kruhové světlo nastaven Berekův kompenzátozem tak, že polarizovaná složka světla je zpožděna o čtvrt vlnové délky světla proti směru x, světlo bude optickou soustavou procházet. Pokud bude polarizovaná složka světla předcházet o čtvrt vlnové délky světla proti směru x (pravotočivá polarizace světla), světlo nebude procházet optickou soustavou (viz Obr. 46 níže)



## **4.7 Užití polarizace v mikroskopii**

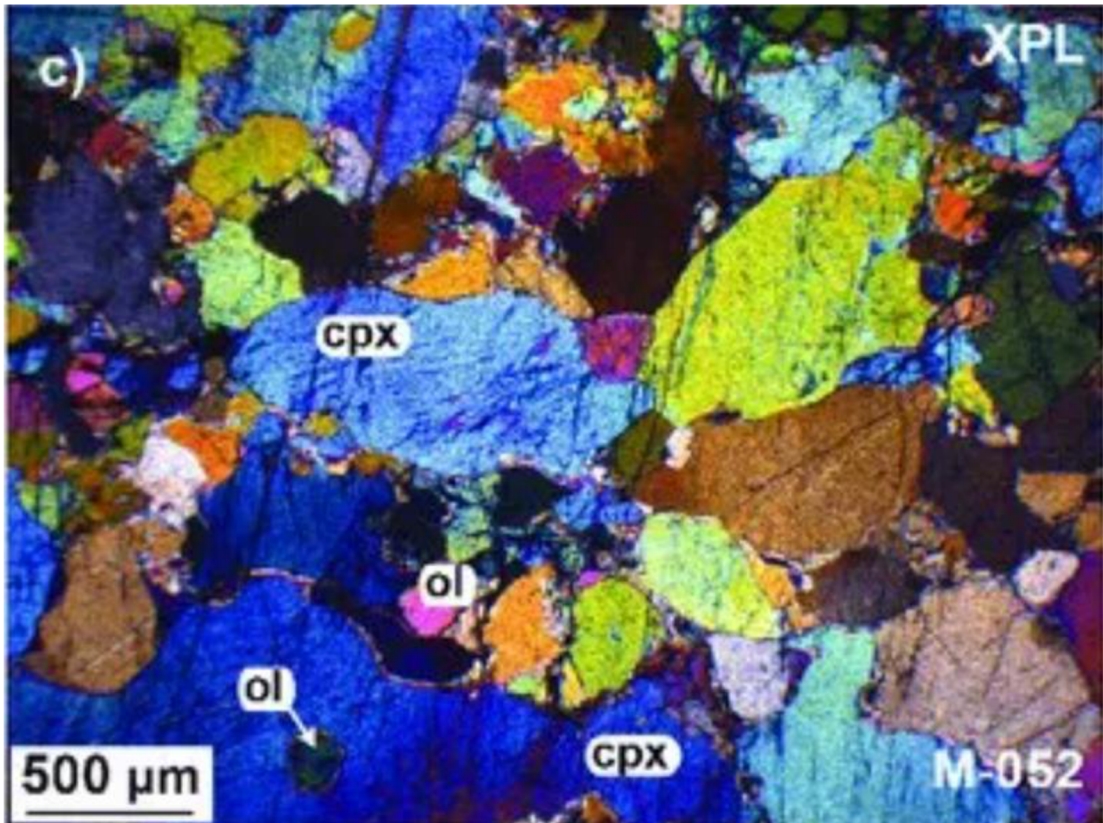
Dvojlom v daném anizotropním materiálu závisí na indexech lomu v řádném a mimořádném směru, tloušťce sledovaného materiálu a na vlnové délce záření. Pro danou připravenou tloušťku zkušebního materiálu a použitý zdroj světla, lze ze známých optických krystalických vlastností určit o jaký materiál se jedná, určit zastoupení jednotlivých složek krystalů, minerálu ve vzorku nebo určit čistoty drahokamů (polarizační mineralogie, gemologie).

Polarizačním interferoskopem se tak dají získat informace:

- z nalezeného záznamu barevné disperze informace o kvalitě minerálů (o jaký minerál se jedná),
- z nalezeného řádu spektra disperze barev se dá najít informace o tloušťce sledovaného minerálu ve vzorku.

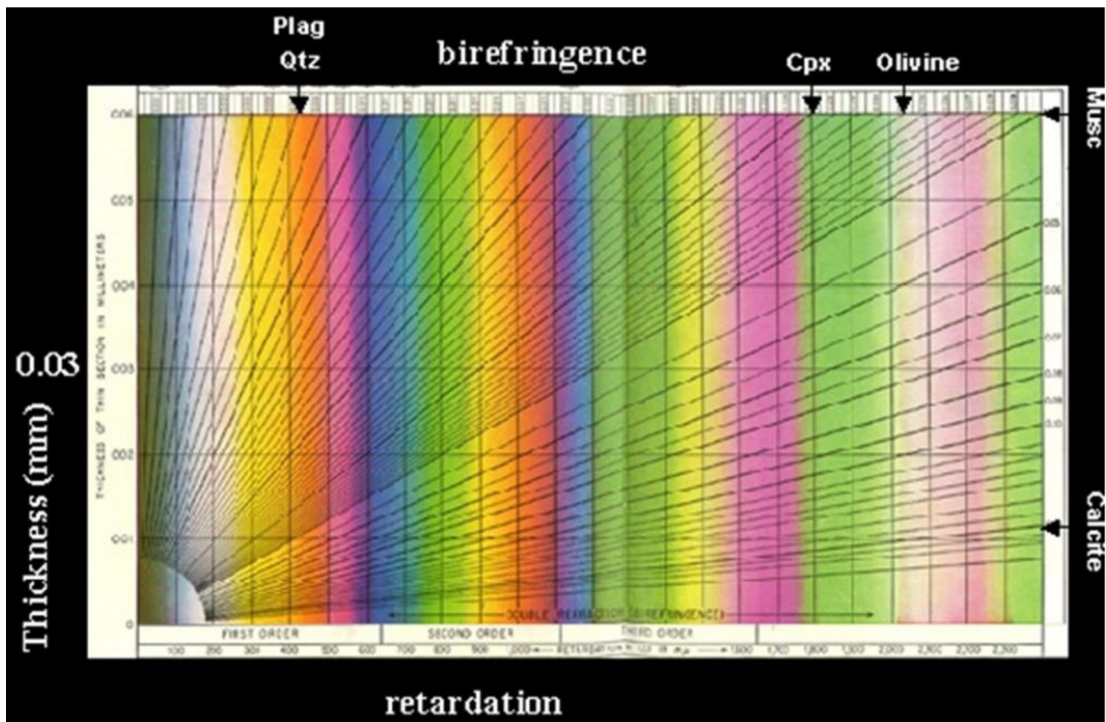
V gemologii (nauce o drahých minerálech) se, kdy se sledují vlastnosti krystaly látek, nikoli směsi, se polarizačním interferoskopem určují i optické osy materiálu (zda je materiál jednoosý, dvouosý nebo isotropní).

Výsledný záznam krystalografického sledování polarizačním interferoskopem viz Obr. 47 níže.



Obr. 47: Krystalografický výstup se zkříženými polarizátory [33]

Při těchto analýzách se vychází z Michel-Lévy barevné interferenční škály (Obr. 1 níže).



Obr. 48: Michel-Lévy barevná škála [33]

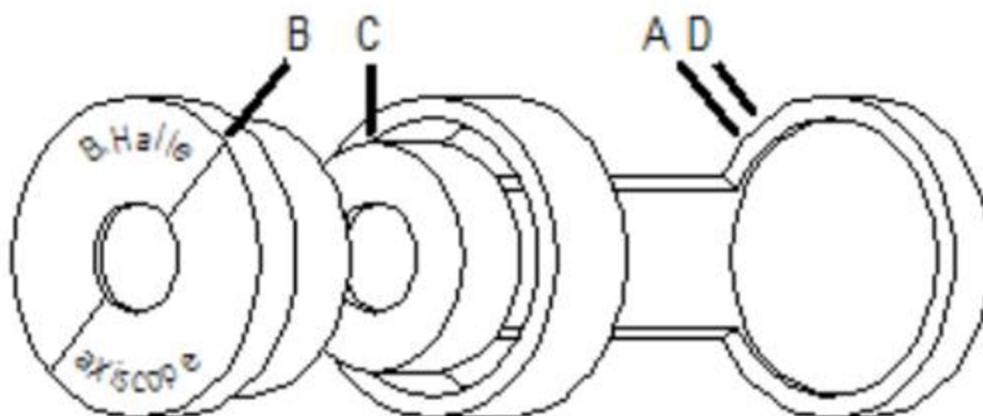
## 5 Praktická část

V praktické části se provedlo seznámení s přístrojem Axiscope fy B. Halle. Popsaly se fyzikální principy, na kterých daný přístroj funguje a provedly se experimenty sloužící k rozlišení optických os fázových desek.

### 5.1 Popis přístroje Axiscope

Optický přístroj Axiscope firmy Bernhard Halle Nachfl. GmbH [31] z Berlína se skládá z optických členů (viz Obr. 49 níže):

- vstupního polarizátoru světla s matnicí (A, D),
- Berekova kompenzátoru (C) a
- výstupního polarizátoru (B).



Obr. 49: Optický přístroj Axiscope [31]

Vstupem do přístroje je obecně nepolarizované světlo. Prvním optickým členem sestavy je polarizátor sloužící k přípravě lineárně polarizovaného světla. Vstupní polarizátor je vybaven matnicí zajišťující dodatečný rozptyl světla. Výsledné světlo vycházející ze vstupního polarizátoru tak bude lineárně polarizované se směrově velmi neuspořádanými paprsky směřujícími do dalších optických členů sestavy.

Dalším členem je Berekův kompenzátor, který umožňuje plynule měnit fázový posun řádného a mimořádného paprsku při vytváření dvojlomu v opticky anizotropním materiálu. Dvojlom světla se vytváří pomocí otáčení dvojlomné desky Berekova kompenzátoru podél osy kolmé k ose šířících se paprsků ze vstupního polarizátoru (mechanicky je nastavování podobné pohybu křídlové klapky v potrubí). V našem případě bude Berekův kompenzátor instalován fixně kolmo k optické ose přístroje a my budeme měnit úhel otočení fázové desky, u které se bude zjišťovat pozice optických os. Protože paprsky vedoucí do kompenzátoru budou velmi dobře rozptýlené, bude při jejich dopadu na Berekův kompenzátor docházet k jejich dvojlomu.

Úhel odpovídající odchylce pozic řádných (mimořádných) os kompenzátoru a sledované fázové desky bude tak jediný parametr pro vytváření/měnění interferenčního obrazce za analyzátozem, kde bude docházet k interferenci různě fázově posunutých paprsků světla. Za Berekovým kompenzátozem je vřazen výstupní polarizátor/analyzátoz, který má optickou polarizaci otočenou o čtvrt periody oproti vstupnímu polarizátoru. Oba polarizátory jsou k sobě „opticky zkřížené“.

Všechny tři členy jsou fixně upevněny na držáku.

Do optické cesty/osy sestavy lze vkládat další optické elementy a zjišťovat jejich optické parametry.

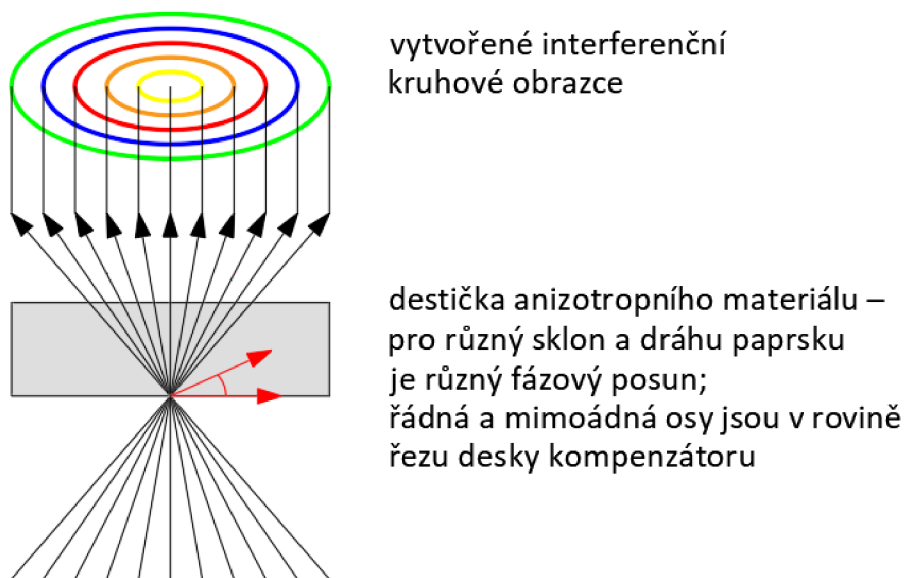
## **5.2 Funkce přístroje Axiscope**

Základní funkce optického přístroje Axiscope je popsána na stránkách výrobce [31].

Pokud by nebyl vložen do optické sestavy Axiscope kompenzátoz, neprocházeloby žádné světlo optickou sestavou, protože vstupní a výstupní polarizátory jsou otočeny o čtvrt periody („zkřížení“ polarizovaného světla).

Pokud se vloží do cesty lineárně polarizovaného optického paprsku jednoosý anizotropní materiál (Berekův kompenzátoz) budou se procházející lineárně polarizované paprsky dělit na řádné a mimořádné paprsky. Přitom bude platit, že se vzhledem k rovině Berekova kompenzátozu různě orientované polarizované paprsky (různý úhel dopadu) budou při dopadu na stěnu Berekova kompenzátozu dvojlomě dělit a každý paprsek (řádný a mimořádný) bude procházet v materiálu různě dlouhou optickou dráhu. Přitom bude platit, že z jistého místa kompenzátozu bude vycházet paprsek s takovým fázovým

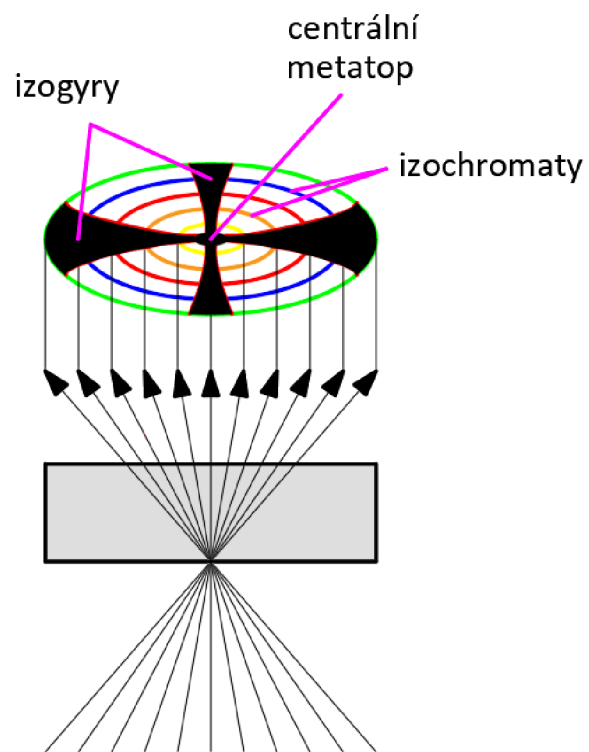
posunem, že bude splněna podmínka průchodu paprsku  $2 \cdot \pi \cdot d \cdot \Delta n = \Delta \varphi \cdot \lambda$ , kde  $\Delta n$  je rozdíl indexů lomů,  $\Delta \varphi$  je fázový rozdíl díky dvojlomu paprsku,  $d$  je délka cesty paprsku materiálem a  $\lambda$  je vlnová délka paprsku. Vystupující paprsky z Berekova kompenzátoru se spolu skládají v analyzátoru, kde vznikají interferenční polarizační obrazce. Díky konoskopickému zobrazení optické sestavy má výstupní interferenční obrazec kruhový tvar (viz Obr. 50 níže).



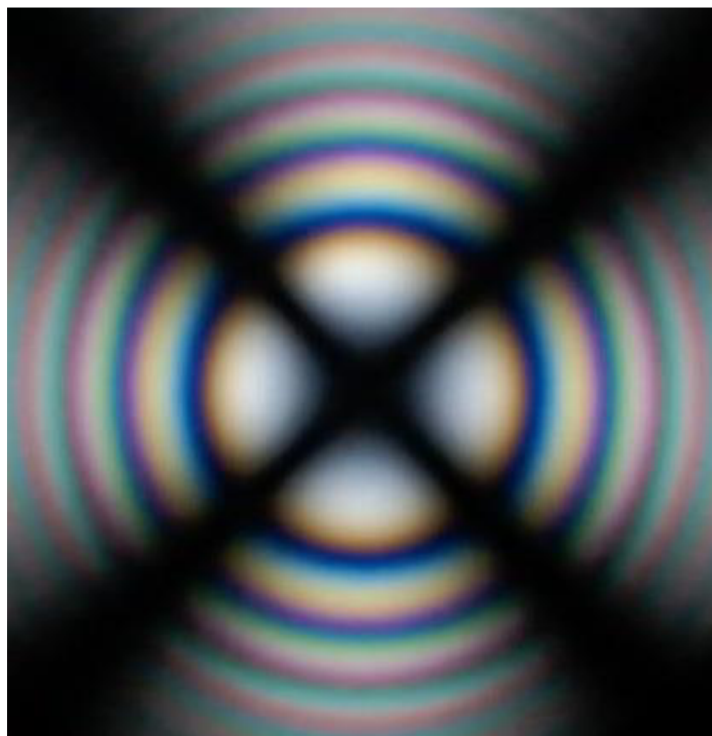
Obr. 50: Vytváření interferenčních kruhových obrazců

Při průchodu svazku paprsků materiálem je interference paprsků ovlivněna nejen různě dlouhou překonanou dráhou a směrem šíření paprsků v materiálu, ale i nastavením polarizátorů. Polarizátory jsou v podélném směru otočeny od sebe o  $90^\circ$ . Bod, kde se ve směru šíření paprsků oba lineárně polarizované směry protínají, se nazývá metatop a je to místo, kde neprochází žádný světelný paprsek. Další tmavá místa na interferometrickém obrazci jsou místa představující směry polarizačních filtrů. Těmto místům se říká izogyry. Soustředným stejně barevným kružnicích kolem středu metatopu (interferenční obrazce pro danou vlnovou délku paprsku) se říká izochromy (viz Obr. 51 níže).





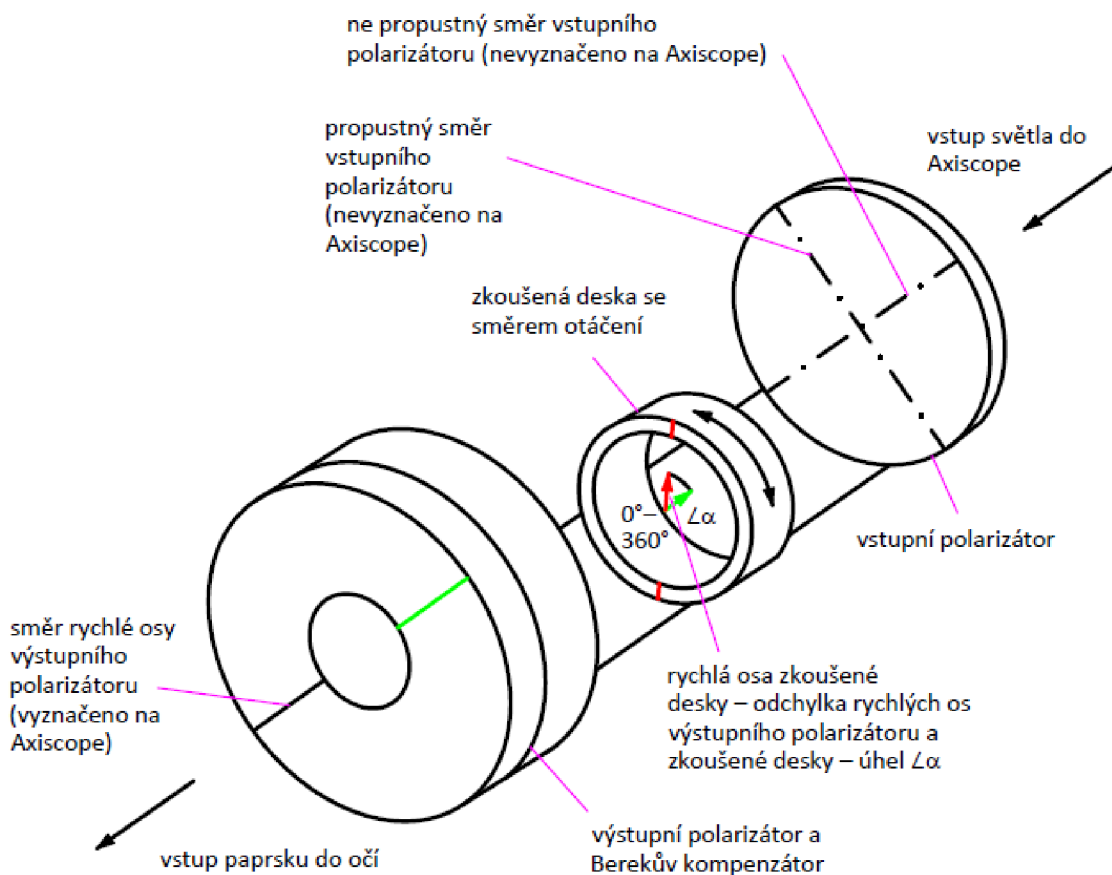
Obr. 51: Výsledný interferenční obrazec Axiscope



Obr. 52: Reálný interferenční obrazec Axiscope pro bílé světlo

### 5.3 Stanovení vlastností desek pomocí Axiscope

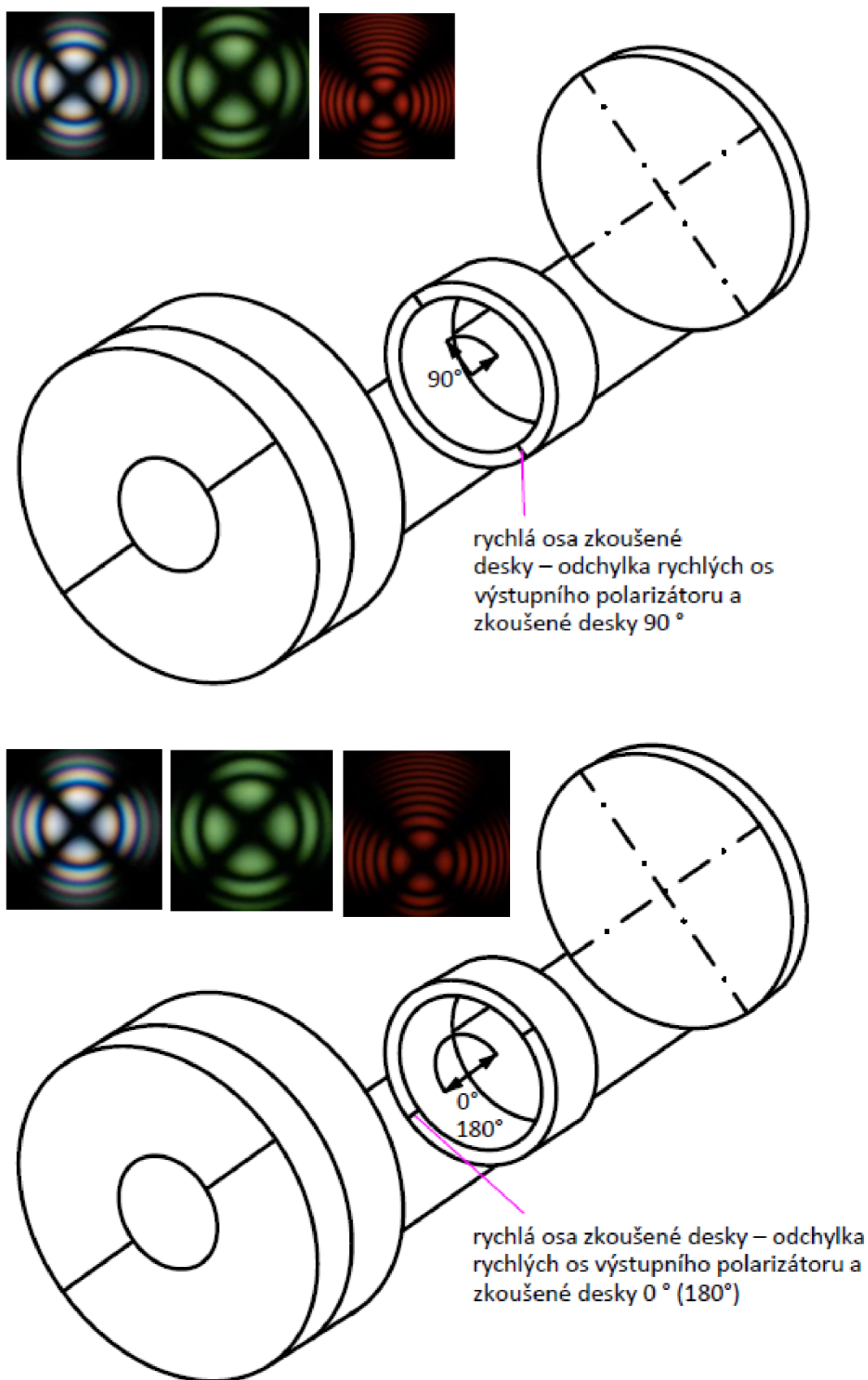
Z interferenčního obrazce a z izogyr lze určit pozici pomalé a rychlé osy fázové desky a dále i přibližně řád desky. Jak se pracuje s přístrojem Axiscope je představeno na Obr. 53 níže.



Obr. 53: Práce s přístrojem Axiscope

#### Identifikace směru jakékoli osy (pomalé nebo rychlé)

Směr pomalé nebo rychlé osy je určen tak, že po vložení fázové desky do Axiscope, bude otáčením fázové desky kolmým směrem na směr paprsků světla nalezena taková pozice otočení fázové desky, kde bude výsledný obrazec stejný jako před vložení desky (nebude dosaženo žádného posunutím fáze mezi vyvolané vložení desky do Axiscope). Směr osy fázové desky bude potom totožný se směrem polarizace na vstupu. Osa Berekova kompenzátoru je kolmo podél směru šíření. Toto „naladění“ zkoumané fázové desky na rychlou nebo pomalou osu přístroje Axiscope je uvedeno Obr. 54 níže.



rychlá osa zkoušené desky – odchylka rychlých os výstupního polarizátoru a zkoušené desky  $90^\circ$

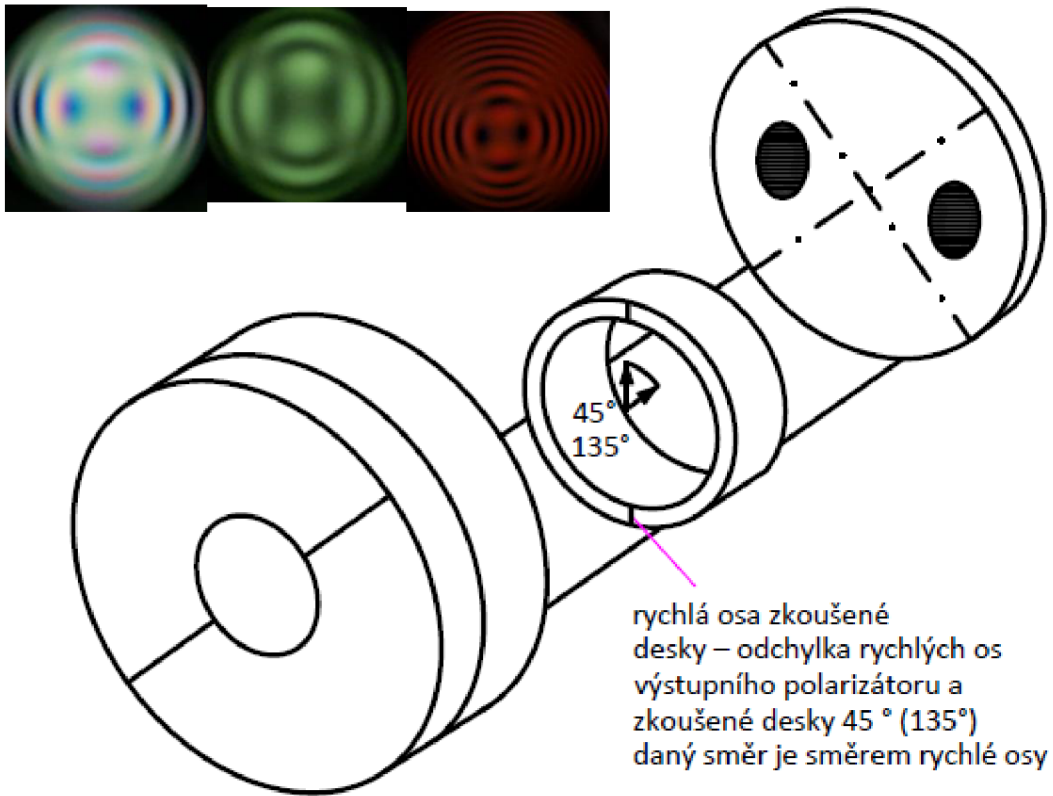
rychlá osa zkoušené desky – odchylka rychlých os výstupního polarizátoru a zkoušené desky  $0^\circ$  ( $180^\circ$ )

Obr. 54: Nalezení rychlé nebo pomalé osy fázové desky pomocí Axiscope

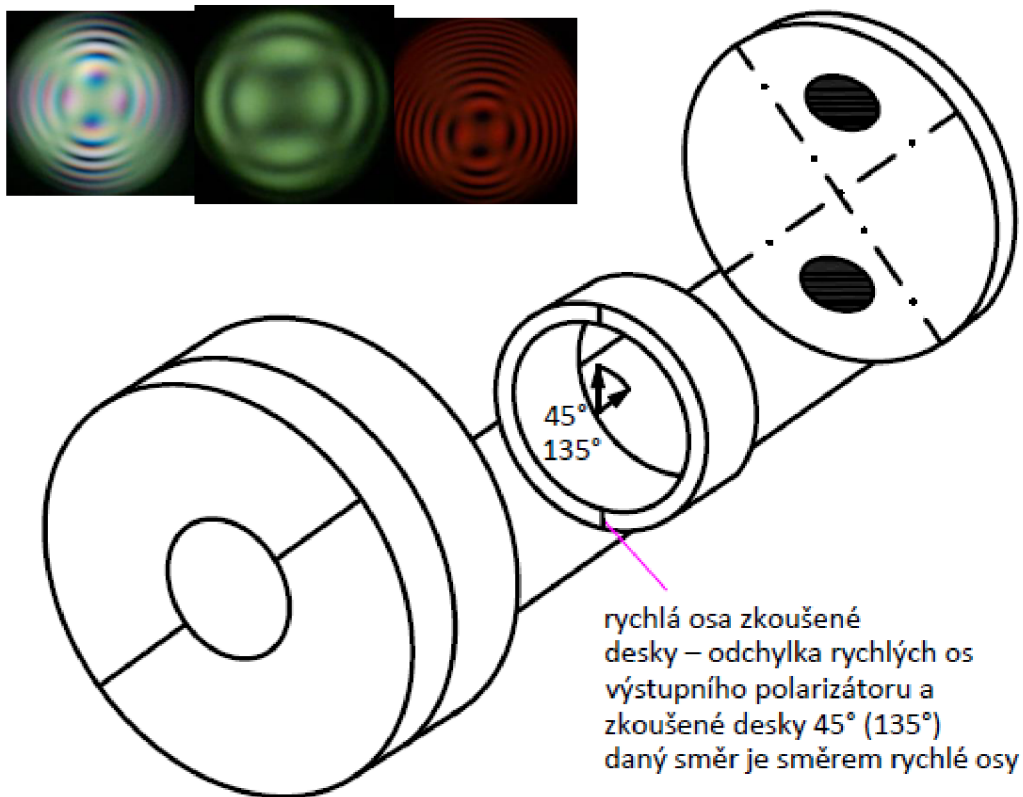
### Identifikace pomalé (rychlé) osy

Protože sledovaný materiál (fázová deska) se vyrábí z křemene nebo z kalcitu (vápence), které mají různé optické vlastnosti, bude se identifikace osy lišit. Otočením desky vyrobené z kalcitu na nastavení maximální extinkce (vymizení, vyhasnutí) středních izogyr, bude směr pomalé osy ve směru té osy osového kolmého kříže, kde jsou přítomny tmavé skvrny. Tyto tmavé skvrny vypovídají o tom, že pro kalcit se záporným anizotropismem bude ve směru mimořádného paprsku menší index lomu (vyšší rychlost) než ve směru řádného paprsku. Proto ve směru řádné osy bude docházet k dvojlomu paprsků světla než ve směru mimořádné osy. Následně při otočení fázové destičky do takové pozice, že úhel mezi řádnými osami destičky a kompenzátoru je  $45^\circ$  (maximální odchylka os), bude docházet k maximálnímu posunu dvojlomu světla v celém optickém prostoru (tmavá místa jsou nejvíce vytlačována od metatopu). Přitom platí, že více jsou vytlačována tmavá místa ve směru řádné osy (směr s větším indexem lomu) než ve směru mimořádné osy (směr s menším indexem lomu). Směr mimořádné (pomalé) osy bude nalezen jako směr, kde budou přítomna dvě tmavší místa. Nastavení os desky by mělo být otočeno o  $45^\circ$  od rychlé osy Berekova kompenzátoru. Pro křemennou desku bude takto určena pozice řádné osy.

Rozlišení pomalé a rychlé osy fázové desky pomocí Axiscope pro opticky různé materiály je uvedeno na Obr. 55 a Obr. 56 níže.



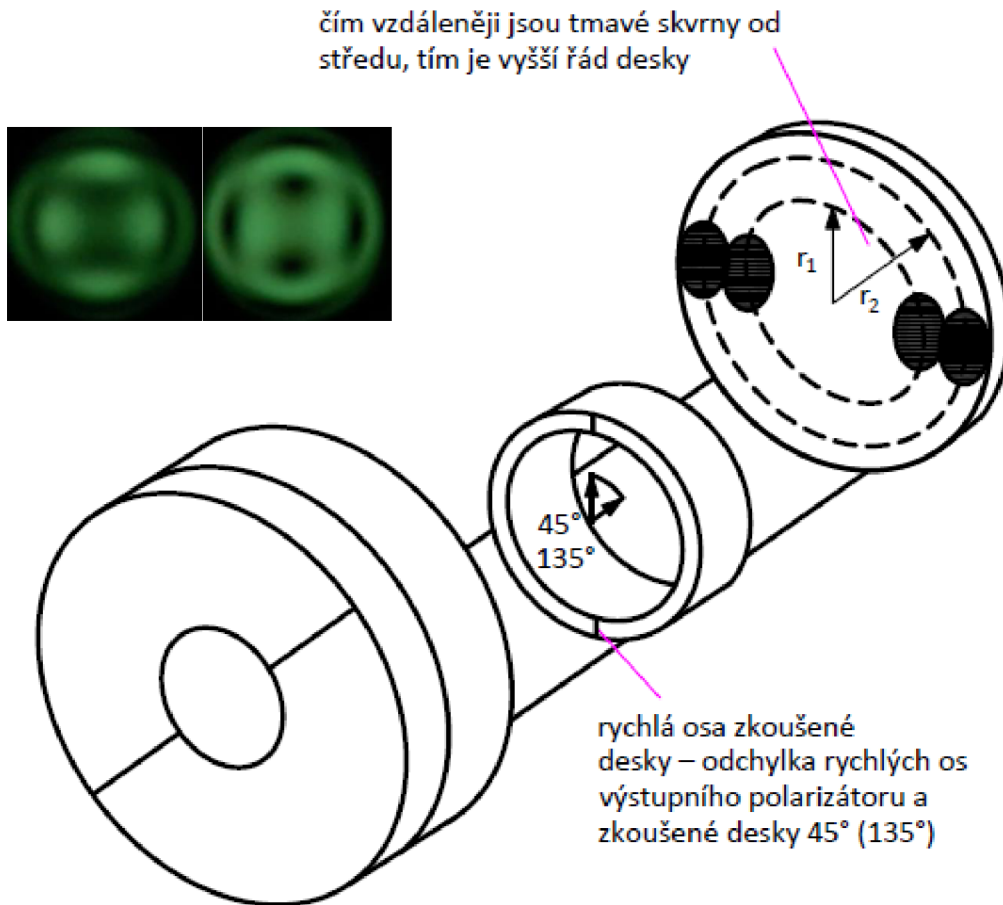
Obr. 55: Identifikace os fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit)



Obr. 56: Identifikace os fázové desky z materiálu s kladnou anizotropií (křemen)

## Určení řádu desky

Určení řádu desky se provede odhadem z délky vzdálenosti dvou tmavých skvrn na mimořádné ose pro kalcitovou desku nebo řádné osy pro křemennou desku. Určení řádu fázové desky pomocí Axiscope pro materiál se zápornou anizotropií je uvedeno na Obr. 57 níže.



Obr. 57: Určení řádu fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit)

## 5.4 Laboratorní experimenty

Pomocí přístroje Axiscope byly v optické laboratoři TUL změřeny (identifikovány osy) pro předložené vzorky fázových desek. Byly použity desky od tří výrobců, různých řádů a desky byly osvětleny bílým, zeleným a červeným světlem. Souhrn parametrů všech provedených měření je uveden níže (uvedená vlnová délka níže znamená fázové posunutí desky pro danou specifickou vlnovou délku):

- $2,5 \lambda$  532 nm; bílé světlo; multiorder; B. Halle; křemen (pozitivní anizotropie),

- $2,75 \lambda$  532 nm; bílé světlo; multiorder; B. Halle; křemen (pozitivní anizotropie),
- $2,5 \lambda$  532 nm; zelené světlo; multiorder; B. Halle; křemen (pozitivní anizotropie),
- $0,5 \lambda$  532 nm; bílé světlo; 1st order; Altechna; křemen (pozitivní anizotropie),
- $0,5 \lambda$  532 nm; zelené světlo; 1st order; Altechna; křemen (pozitivní anizotropie),
- $0,5 \lambda$  532 nm; červené světlo; 1st order; Altechna; křemen (pozitivní anizotropie),
- $0,25 \lambda$  633 nm; červené světlo; zero order; ThorLabs; křemen (pozitivní anizotropie),
- $10/4,75 \lambda$ ; 532/1064 nm; zelené světlo; multiorder; B. Halle; křemen (pozitivní anizotropie).

Pro získání červeného a zeleného světla byly použity barevné filtry: 625 nm pro červenou barvu a 554 nm pro zelenou barvu.

Berekův kompenzátor v sestavě od Axiscope je opticky anizotropně negativní (vyroben z kalcitu).

Každé měření se začínalo v pozici, kdy se kryly řádné a mimořádné osy na Berekově kompenzátoru a na otáčivé fázové desce. Posun řádných (mimořádných) os byl tedy  $0^\circ$ . Pro všechna měření se ukázaly interferenční obrazce identické s obrazci, které vzniknou bez použití vložených desek do optické cesty v Axiscope. V místech optického středního tmavého kříže vstupního polarizátoru a analyzátoru se neuplatňoval dvojlom. Dvojlom se uplatňoval pouze konoskopicky jako tvorba interferenčních obrazců.

Otáčením desky ve směru hodinových ručiček (při pohledu od kamery) se obraz měnil a při dosažení úhlu  $45^\circ$  se dalo sledovat vytlačování tmavého kříže v maximální intenzitě. Přitom se vždy vytvořily dvě tmavší skvrny, kterými se daly identifikovat pozice rychlých os fázové desky, protože všechny desky byly vyrobeny z křemene (kladný anizotropismus).

Při dalším otáčení po úhel  $90^\circ$  se získal stejný interferenční obrazec jako na počátku pokusu ( $0^\circ$ ) nebo bez vložené desky do Axiscope.

V bodě otočení os o úhel  $135^\circ$  se zaznamenal interferenční obrazec jako při  $45^\circ$  s rozdílem, že tmavé skvrny byly otočeny o  $90^\circ$ , což odpovídalo předpokladům.

Dosažením otočení os o úhel  $180^\circ$  se ukončilo měření jedné desky. Obrazec byl identický jako při úhlu  $0^\circ$  a  $90^\circ$ .

Použití zdroje světla s více monochromatickými světly (zelené a červené) se projevilo v lepší identifikaci tmavých skvrn, počtu interferenčních kruhů a vzdálenosti tmavých skvrn při uplatňování dvojlomu k vytěsňování metatopu. Při sledování desky  $0,5 \lambda$  532 nm (zelené světlo; 1st order; Altechna) se získaly pro  $45^\circ$  a  $135^\circ$  takřka stejné obrazce, nešlo identifikovat osy desky. Při porovnání sledování dané desky za použití bílého světla, šlo s obtížemi rozlišit skvrny a osy nakonec identifikovat. Pro desku o malé tloušťce (půl vlnové délky 532 nm) a při osvětlení světlem odpovídajícím parametrům desky (zelené světlo s filtrem 554 nm), se zdá, že se lépe identifikují osy pomocí bílého světla. Na druhou stranu pro ještě tenčí desku  $\lambda/4$  633 nm a červené světlo (červený filtr 625 nm) se daly osy identifikovat spolehlivě. Záleží patrně i na kvalitě použitého filtru, jeho frekvenčním spektrálním pásem propustnosti, což nebylo v době práce ověřováno. Nakonec se sledoval i vliv velikosti řádu desky na vzdálenost tmavých skvrn a bylo shledáno, že s rostoucím řádem desky (porovnání 2,5 a  $10 \lambda$  desky 532 nm při zeleném světle) se vzdálenost středů skvrn oddalují podle předpokladů.

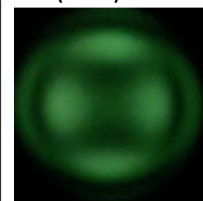
Výsledky experimentů jsou uvedeny v tabulkách dále.

V následující kapitole je uveden popis pro laboratorní úlohu pro optickou laboratoř.



posun řádných os, °	$2,5 \lambda$ 532 nm bílé světlo multiorder	$2,75 \lambda$ 532 nm bílé světlo multiorder	$2,5 \lambda$ 532 nm zelené světlo multiorder
0			
cca $\frac{1}{4}$ z 90			
45			
cca $\frac{3}{4}$ z 90			
90			
cca $\frac{5}{4}$ z 90			
135			
cca $\frac{7}{4}$ z 90			
180			

$2,5 \lambda$  532 nm  
zelené světlo  
multiorder  
45 (135)°



$10/4,75 \lambda$   
532/1064 nm  
zelené světlo  
multiorder  
45 (135)°



posun řádnych os, °	0,5 $\lambda$ 532 nm bílé světlo 1st order	0,5 $\lambda$ 532 nm zelené světlo 1st order	0,5 $\lambda$ 532 nm červené světlo 1st order	0,25 $\lambda$ 633 nm červené světlo zero order
0				
cca ¼ z 90				
45				
cca ¾ z 90				
90				
cca 5/4 z 90				
135				
cca 7/4 z 90				
180				

## 5.5 Laboratorní úloha – Optická anizotropie látek

### 5.5.1 Zadání úlohy

1. Seznamte se s anizotropií a polarizací světla pomocí předloženého materiálu.
2. Seznamte se s přístrojem Axiscope pomocí předloženého materiálu.
3. Stanovte směry pomalé a rychlé osy předložených anizotropních materiálů (fázových desek) pomocí optického přístroje Axiscope.
4. Ověřte si vliv řádu desky na vznik obrazců interference a setřídte fázové desky předložených anizotropních materiálů (fázových desek) dle vzrůstajícího řádu desky.
5. Při experimentech pracujte s bílým, červeným a zeleným světlem a při vyhodnocování použijte takové záznamy obrazců, které budou nejvíce průkazné. Své nalezené poznatky doložte fotografiemi, popisy a komentáři. Vše uveďte v tabulce, která je s jistou nápovědou přiložena na konci úlohy.

### 5.5.2 Pomůcky

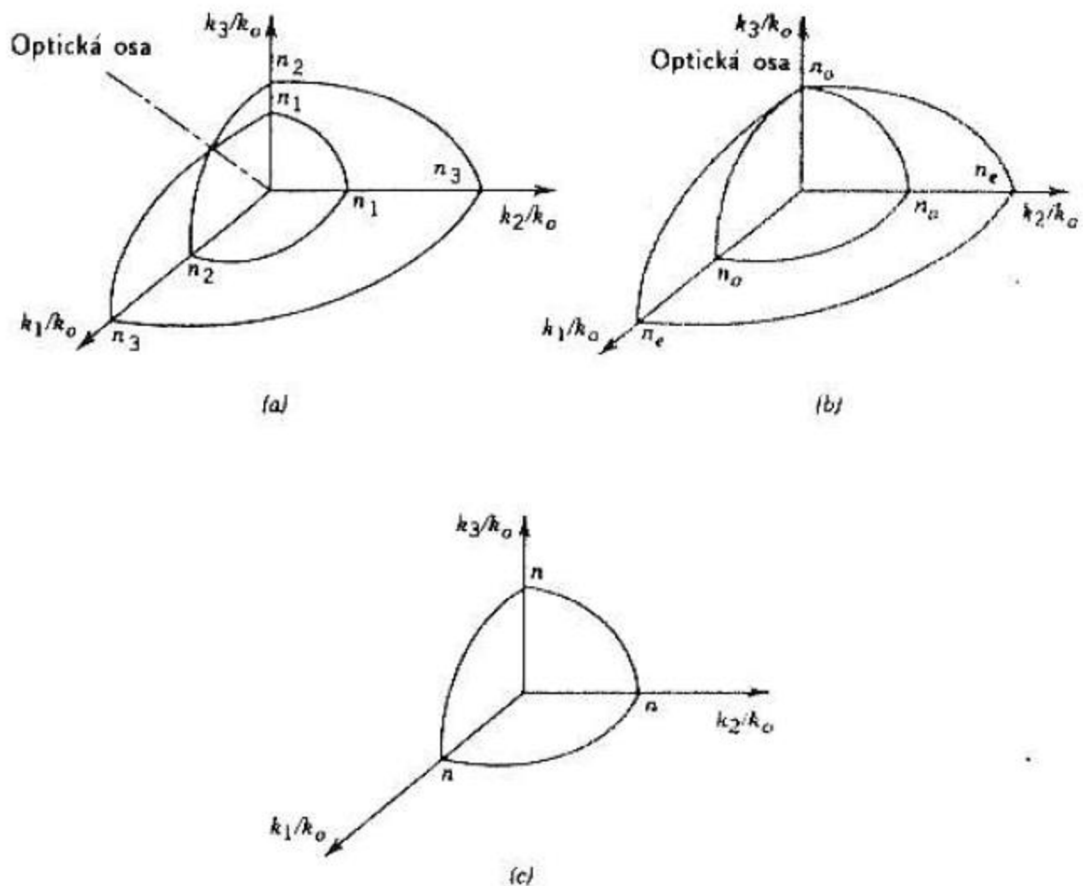
Přístroj Axiscope, zkoumané fázové desky, kamera (fotoaparát), zdroj bílého a monochromatického světla, optické filtry.

### 5.5.3 Teorie

Při průchodu světla hmotným prostředím může a nemusí záviset rychlost procházejícího paprsku světla v daném prostředí na směru vstupujícího paprsku světla a jeho polarizaci. Pokud rychlost paprsku v daném prostředí nezávisí na směru vstupujícího paprsku, potom se prostředí nazývá opticky izotropní. Pokud se paprsek při různém vstupním směru do prostředí šíří v prostředí různou rychlostí, mluvíme o opticky anizotropním prostředí. An/izotropní vlastnosti jsou dány strukturou materiálu (chemickým složením, ze kterého plyne jejich krystalické uspořádání (soustava) nebo mikrouspořádání v případě amorfních a organických látek).

Z teorie Maxwellových rovnic s požitím materiálových vztahů pro obecné prostředí (permitivita je funkcí směru – vyjádřena jako diagonální matice) plyne, že se směry postupu vlny světla a jeho energie liší. Tzn. energeticky nejvýhodnějším směrem šíření vln světla nejsou kulové plochy ale elipsoidy vyjádřené obecně dvěma osami. Takové

materiály se nazývají dvouosé anizotropní materiály. Pokud existuje v materiálu jen jedna osa, směr šíření vlny bude popisován rotačním elipsoidem, materiál bude jednoosý anizotropní materiál. Šíření světla v izotropním materiálu se prostorově popisuje pomocí kuloploch.



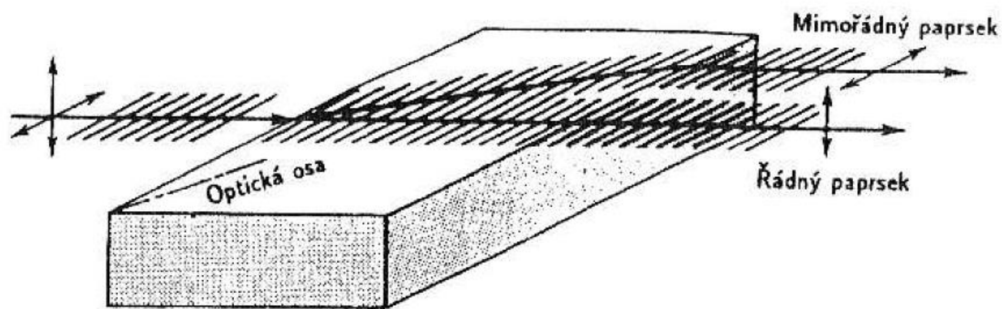
Obrázek 1: Šíření světla v různých materiálech: A) Dvouosý a B) jednoosý anizotropní materiál, C) izotropní materiál [2]

Pro praxi jsou důležité jednoosé materiály, protože poskytují jednodušší práci než při užití dvouosých materiálů. Šíření světla v jednoosém materiálu se děje ve dvou charakteristických směrech, které mají svou charakterickou rychlost šíření (index lomu):

- index lomu  $n_o$  představuje šíření světla s řádným indexem lomu a
- index lomu  $n_e$  představuje šíření světla s mimořádným indexem lomu.

Při dopadu paprsku světla na anizotropní prostředí se paprsek rozdělí na dva paprsky, řádný a mimořádný – dochází k dvojlomu světla, který je spojen s jeho polarizací.

Vznikají dva paprsky, každý paprsek má svůj směr, různou rychlost v prostředí, tedy index lomu v prostředí. Dokonce rychlost šíření (index lomu) mimořádného paprsku je závislá na směru s jakým paprsek vstoupil do prostředí. Řádný paprsek se v materiálu šíří ve směru kolmém na rovinu vytvořenou směrem dopadu a kolmicí dopadu a mimořádný paprskem se šíří ve směru rovnoběžném s touto rovinou. Oba vzniklé paprsky jsou k sobě polarizovány (kmitající vzájemně k sobě) kolmo.



Obrázek 2: Dvojlom v neizotropním materiálu. Dělení polarizace. [2]

Jedním z optických elementů užívaným v praxi, který mění vlastnosti polarizovaného světla jsou fázové desky. Pro výrobu fázových desek se z důvodu dosahování materiálových čistot a velkého rozdílu obou indexů lomu užívají materiály křemen a islandský vápenec (kalcit). Křemen má kladnou anizotropii a kalcit je zástupce materiálu se zápornou anizotropií.

Pokud dopadají paprsky světla na fázovou destičku, která je vyrobena z jednoosého krystalu, vybroušenou rovnoběžně s optickou osou, prochází řádný paprsek i mimořádný paprsek stejným směrem, ovšem jinými rychlostmi a vzniká tak fázový posun/rozdíl obou paprsků ( $\varphi$ ):

$$\varphi = \frac{2 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (1)$$

Tento rozdíl fází je tím větší, čím větší je rozdíl indexů lomu a čím větší je tloušťka destičky ( $d$ ). Fázová destička tak může způsobit posun rozdílů fází obou kolmých složek světla, a měnit tak polarizaci světla z lineárního na kruhově polarizované či naopak nebo měnit smysl kruhově polarizovaného světla. Pro správnou funkci fázové destičky v optickém zařízení, její instalaci, je třeba znát pozice její řádné a mimořádné osy.

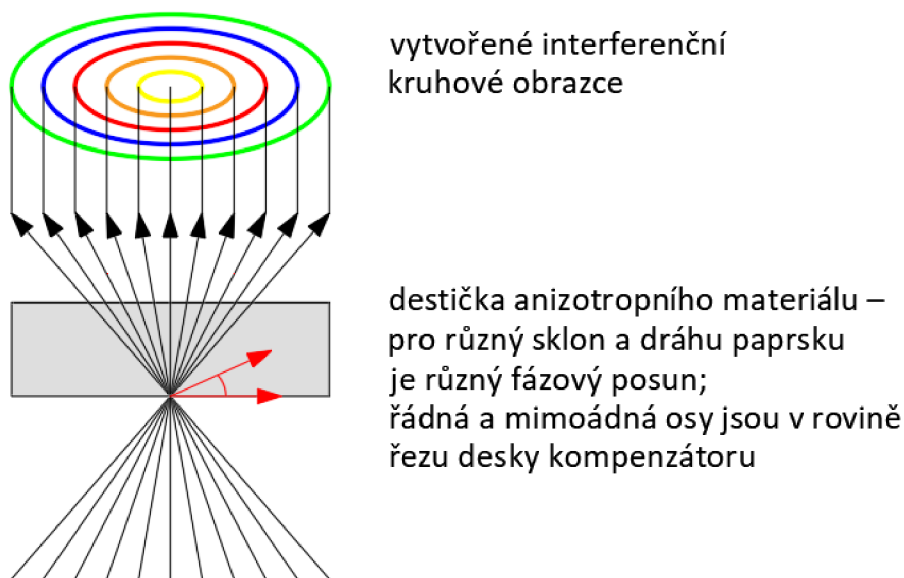
Fázové desky se využívají k modifikaci polarizace světla v mikroskopii. Jsou vyráběny pro pevné změny fázových posunů polarizovaných paprsků světla pro dané vlnové délky. Pro

plynulé změny fázového posunu jsou vyráběny kompenzátory (Babinet, Soleil, Berek). Optické sestavy s kompenzátory se využívají v mineralogii pro kvalitativní analýzy a odhad kvantitativního složení pevných látek.

#### **5.5.4 Přístroj Axiscope**

Základní funkce optického přístroje Axiscope je popsána na stránkách výrobce [1][31]. Pokud by nebyl vložen do optické sestavy Axiscope kompenzátor, neprocházelo by žádné světlo optickou sestavou, protože vstupní a výstupní polarizátory jsou otočeny o čtvrt periody („zkřížení“ polarizovaného světla). Vložený Berekův kompenzátor má funkci vytváření fázového posunu vstupujících paprsků.

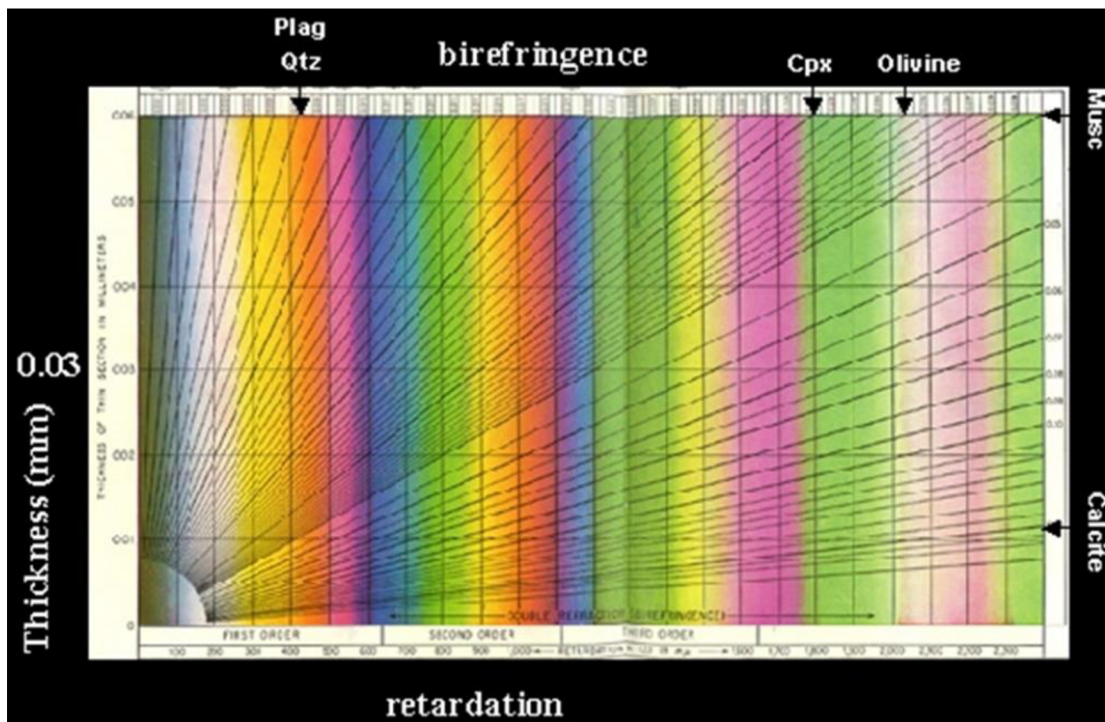
Pokud se vloží do cesty lineárně polarizovaného optického paprsku jednoosý anizotropní materiál (Berekův kompenzátor) budou se procházející lineárně polarizované paprsky v případě, že paprsky nebudou dopadat kolmo na stěnu kompenzátoru, dělit na řádné a mimořádné paprsky (bude vznikat dvojlom). Polarizované paprsky se budou při dopadu na stěnu Berekova kompenzátoru dvojlomě rozpadat a každý paprsek (řádný a mimořádný) bude procházet různě dlouhou trasu dle toho, jak daleko od středu optické sestavy paprsky měly před soustředěním paprsků. Čím vzdálenější paprsky byly od středu, tím delší trasu paprsky mají v anizotropní destičce Berekova kompenzátoru. Vystupující paprsky z Berekova kompenzátoru, které budou mít stejnou rychlost šíření a posun fází řádného a mimořádného paprsku se spolu skládají. Vznikají interferenční polarizační obrazce, které se zobrazí na matnici výstupního polarizátoru. Díky konoskopickému zobrazení optické sestavy má výstupní interferenční obrazec kruhový tvar (viz Obrázek 3 níže).



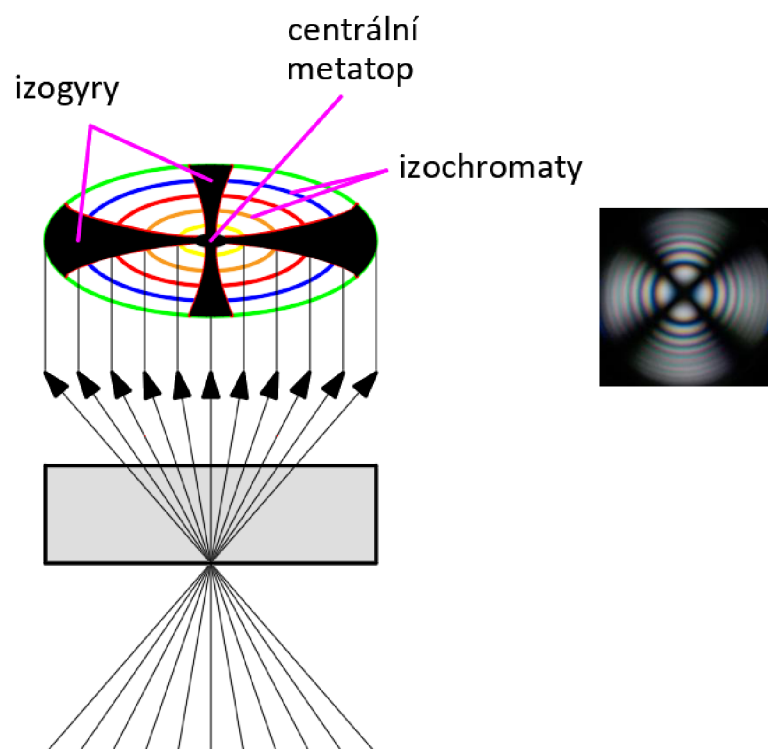
Obrázek 3: Vytváření interferenčních kruhových obrazců

Při průchodu svazku paprsků materiálem je interference paprsků ovlivněna nejen různě dlouhou překonanou dráhou a směrem šíření paprsků v materiálu, ale i nastavením polarizátorů. Polarizátory jsou v podélném směru otočeny od sebe o  $90^\circ$ . Bod, kde se ve směru šíření paprsků oba lineárně polarizované směry protínají, se nazývá metatop a je to místo, kde neprochází žádný světelný paprsek. Další tmavá místa na interferometrickém obrazci jsou místa představující směry polarizace obou filtrů (kde rovina dopadu paprsků prochází osou kompenzátoru). Těmto místům se říká izogyry. Soustředným stejně barevným kružnicích kolem středu metatopu (interferenční obrazce pro danou vlnovou délku paprsku) se říká izochromy (viz Obrázek 5 níže).

V praxi jsou závislosti interference za dvojlomu v krystalech uvedeny v Michel-Levy diagramu (na Obrázek 4 níže), který slouží k identifikaci minerálů, odhadu tloušťky jednotlivých druhů minerálu a následně k odhadu složení vzorku.



Obrázek 4: Michel-Levy barevná škála [3]

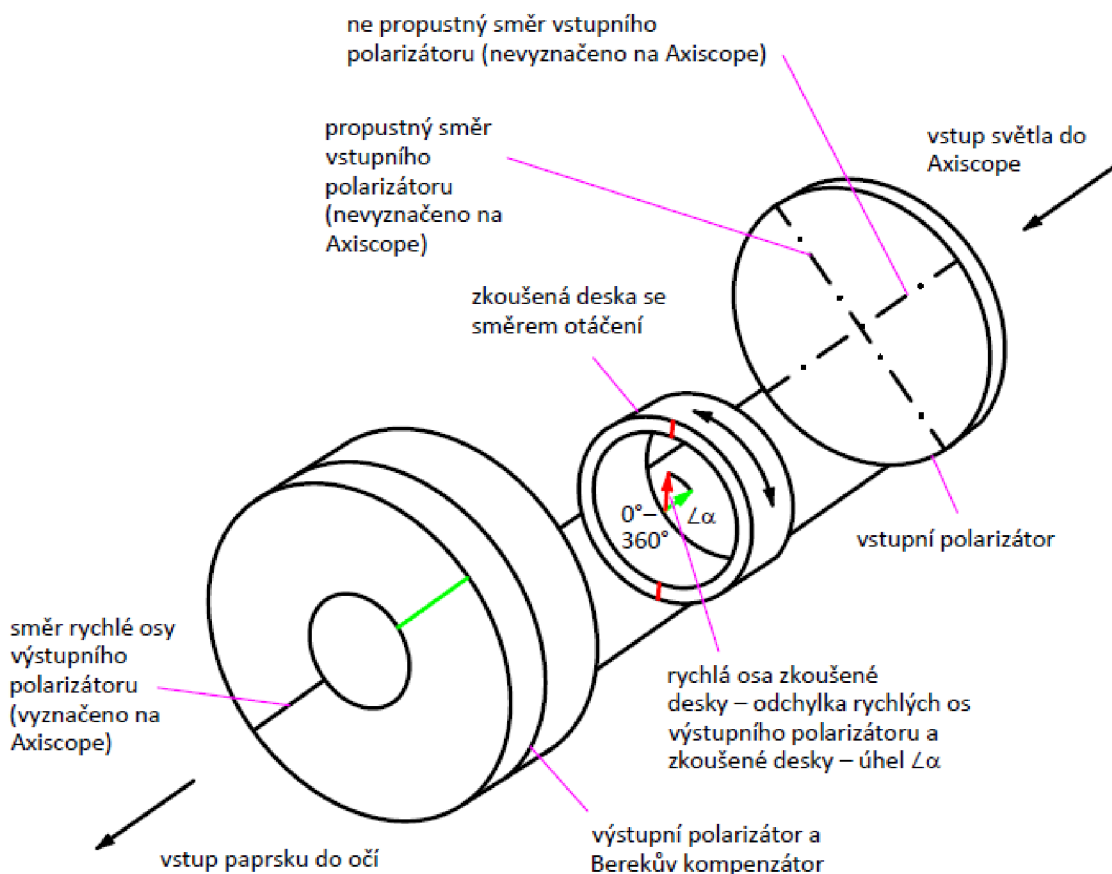


Obrázek 5: Výsledný interferenční obrazec Axiscope



### 5.5.5 Stanovení vlastností desek pomocí Axiscope

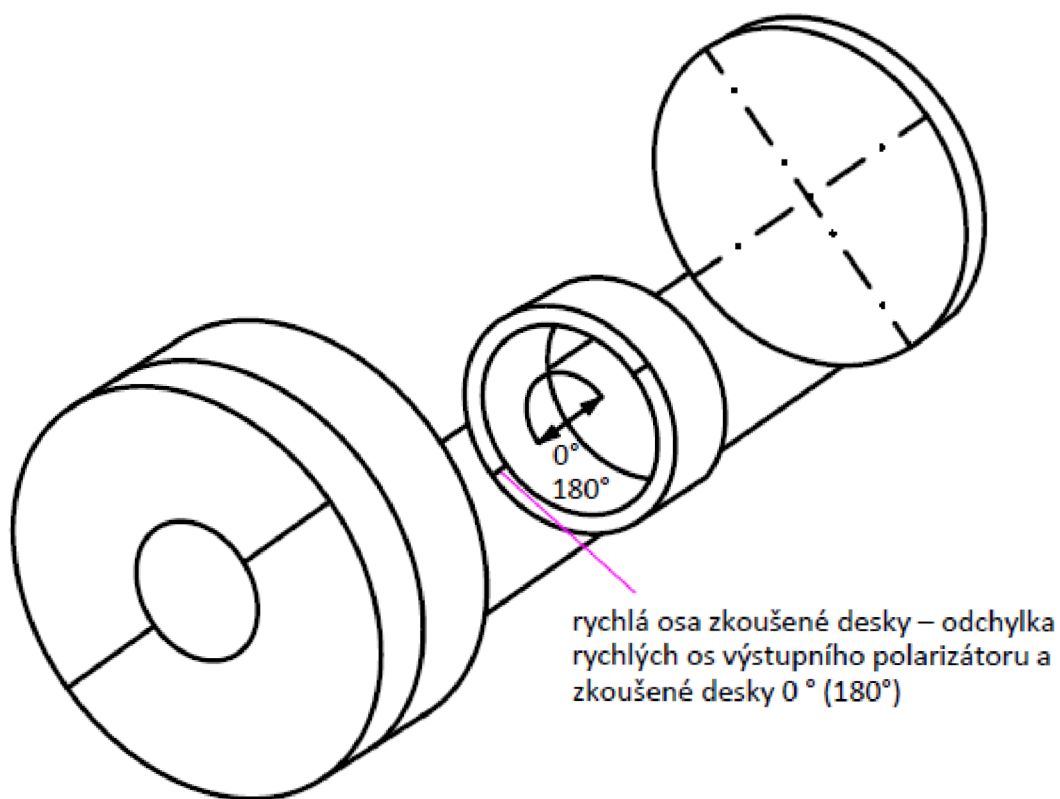
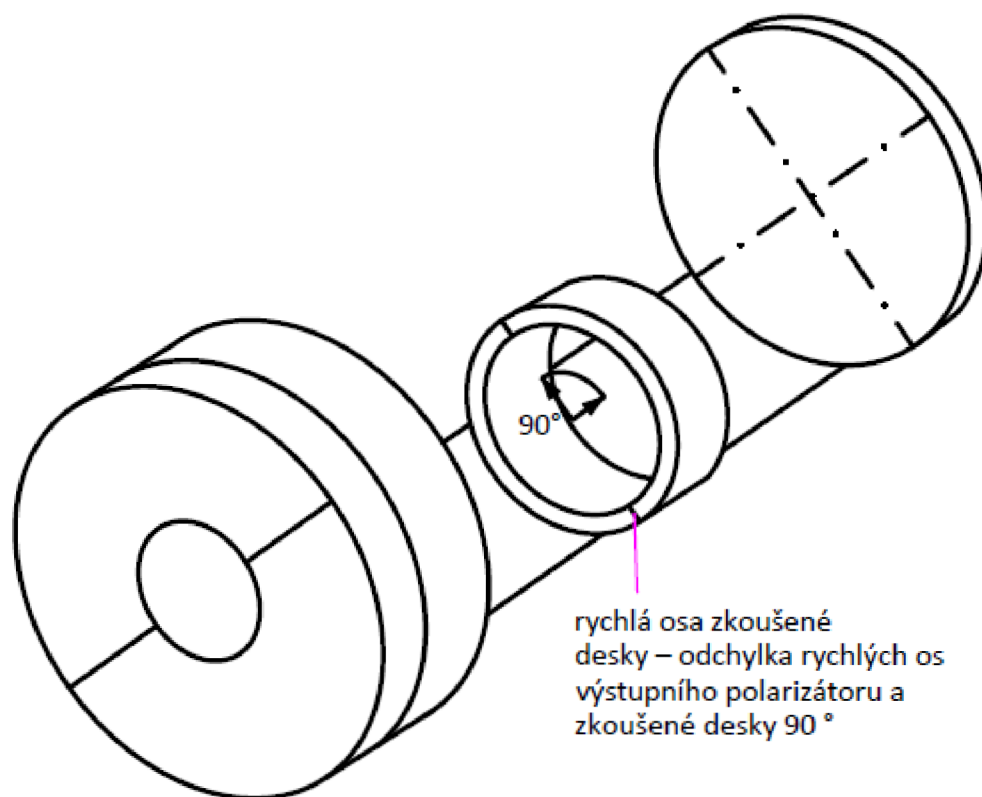
Z interferenčního obrazce a z izogyr lze určit pozici pomalé a rychlé osy fázové desky a dále i přibližně řád desky. Jak se pracuje s přístrojem Axiscope je představeno na Obrázek 6 níže.



Obrázek 6: Práce s přístrojem Axiscope

#### Identifikace směru jakékoli osy (pomalé nebo rychlé)

Směr pomalé nebo rychlé osy je určen tak, že po vložení fázové desky do Axiscope, bude otáčením fázové desky kolmým směrem na směr paprsků světla nalezena taková pozice otočení fázové desky, kde bude výsledný obrazec stejný jako před vložení desky (nebude dosaženo žádného posunutím fáze mezi vyvolané vložení desky do Axiscope). Směr osy fázové desky bude potom totožný se směrem polarizace na vstupu. Osa Berekova kompenzátoru je kolmo podél směru šíření. Toto „naladění“ zkoumané fázové desky na rychlou nebo pomalou osu přístroje Axiscope je uvedeno Obrázek 7 níže.

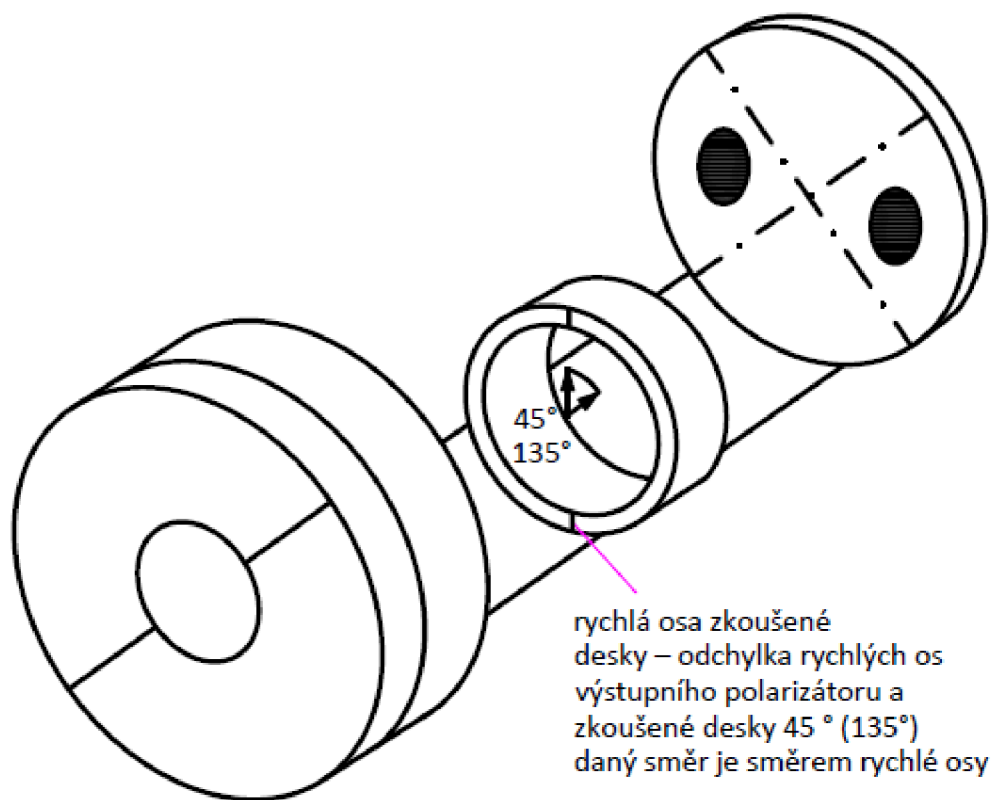


Obrázek 7: Nalezení rychlé nebo pomalé osy fázové desky pomocí Axiscope

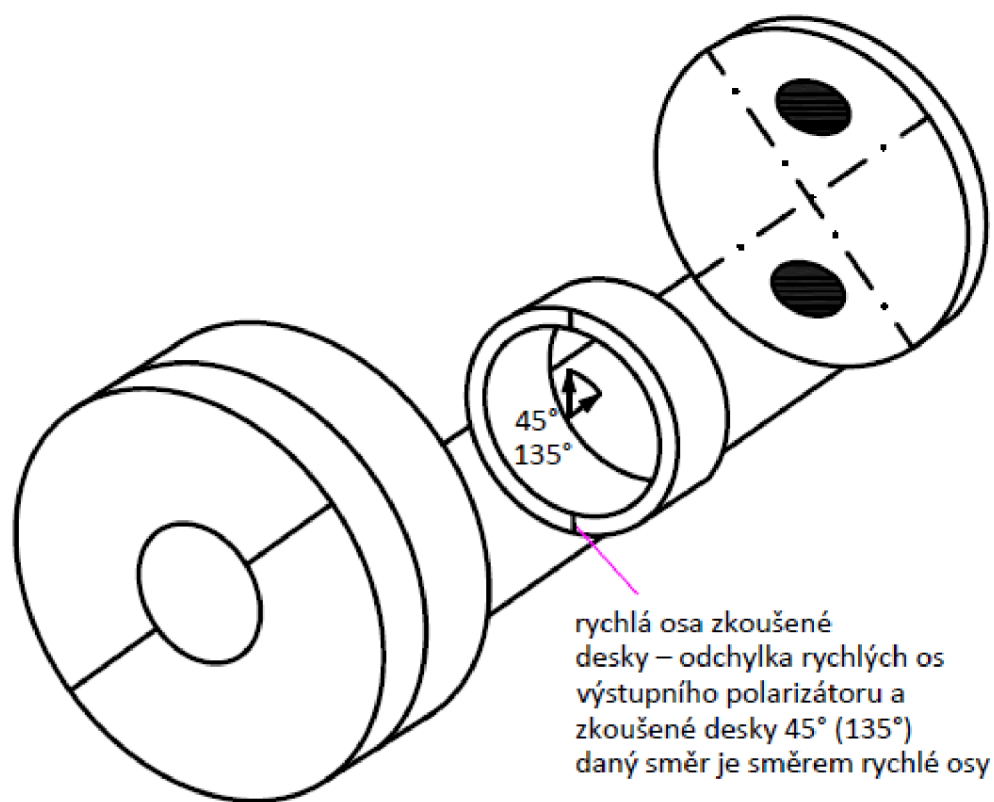
### Identifikace pomalé (rychlé) osy

Protože sledovaný materiál (fázová deska) se vyrábí z křemene nebo z kalcitu (vápence), které mají různé optické vlastnosti, bude se identifikace osy lišit. Otočením desky vyrobené z kalcitu na nastavení maximální extinkce (vymizení, vyhasnutí) středních izogyr, bude směr pomalé osy ve směru té osy osového kolmého kříže, kde jsou přítomny tmavé skvrny. Tyto tmavé skvrny vypovídají o tom, že pro kalcit se záporným anizotropismem bude ve směru mimořádného paprsku menší index lomu (vyšší rychlost) než ve směru řádného paprsku. Proto ve směru řádné osy bude docházet k dvojlomu paprsků světla než ve směru mimořádné osy. Následně při otočení fázové destičky do takové pozice, že úhel mezi řádnými osami destičky a kompenzátoru je  $45^\circ$  (maximální odchylka os), bude docházet k maximálnímu posunu dvojlomu světla v celém optickém prostoru (tmavá místa jsou nejvíce vytlačována od metatopu). Přitom platí, že více jsou vytlačována tmavá místa ve směru řádné osy (směr s větším indexem lomu) než ve směru mimořádné osy (směr s menším indexem lomu). Směr mimořádné (pomalé) osy bude nalezen jako směr, kde budou přítomna dvě tmavší místa. Nastavení os desky by mělo být otočeno o  $45^\circ$  od rychlé osy Berekova kompenzátoru. Pro křemennou desku bude takto určena pozice řádné osy.

Rozlišení pomalé a rychlé osy fázové desky pomocí Axiscope pro opticky různé materiály je uvedeno na Obrázek 8 a Obrázek 9 níže.



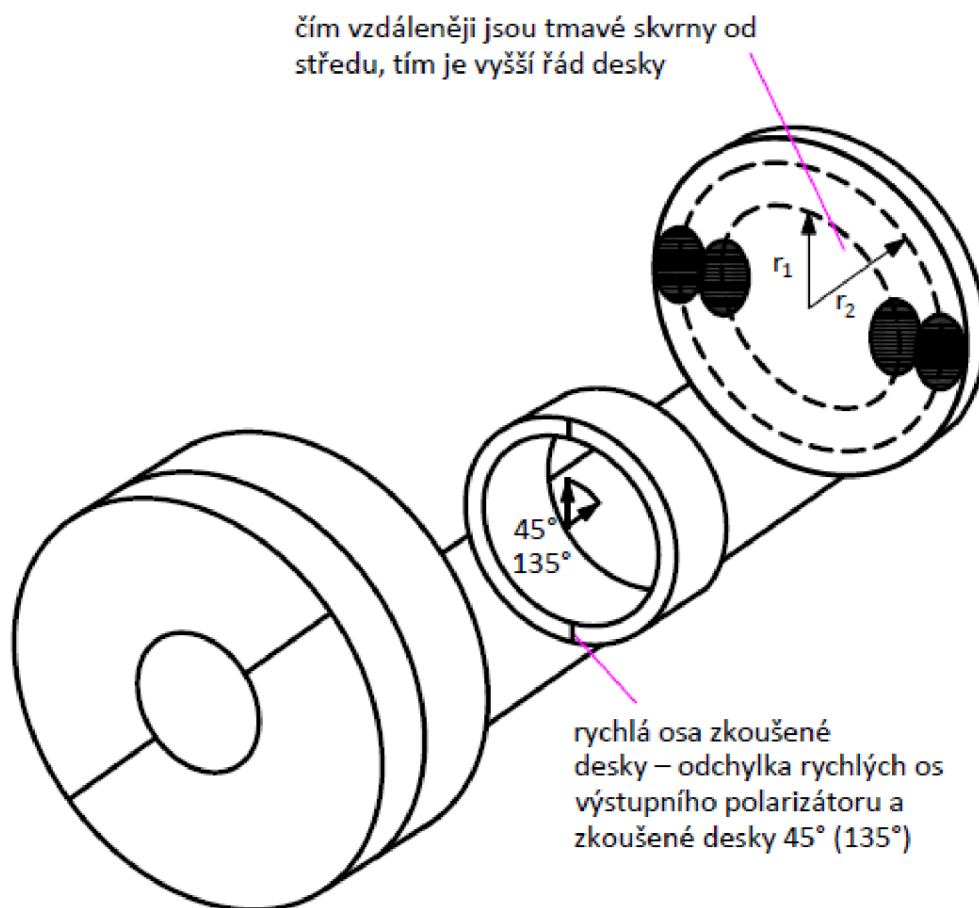
Obrázek 8: Identifikace os fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit)



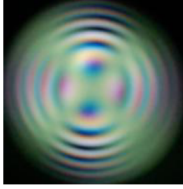
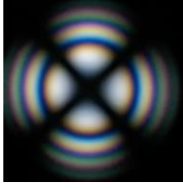
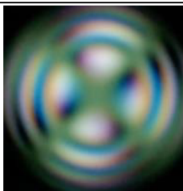
Obrázek 9: Identifikace os fázové desky z materiálu s kladnou anizotropií (křemen)

### Určení řádu desky

Určení řádu desky se provede odhadem z délky vzdálenosti dvou tmavých skvrn na mimořádné ose pro kalcitovou desku nebo řádné osy pro křemennou desku. Určení řádu fázové desky pomocí Axiscope pro materiál se zápornou anizotropií je uvedeno na Obrázek 10 níže.



Obrázek 10: Určení řádu fázové desky z materiálu se zápornou anizotropií (kalcit)

		specifikace desky			
posun řádných os, °					2,5 $\lambda$ 532 nm bílé světlo multiorder
	0				příklad výstupu, obrázky jen některé a přeházené
	cca ¼ z 90				
	45				
	cca ¾ z 90				
	90				
	cca 5/4 z 90				
	135				
	cca 7/4 z 90				
180					

### 5.5.6 Literatura

- [1] [https://www.b-halle.de/products/retarders/berek\\_en.html](https://www.b-halle.de/products/retarders/berek_en.html)
- [2] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics*. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-00-6.
- [3] <https://geologyscience.com/geology/optical-properties-of-minerals>

## 6 Závěr

Na počátku bakalářské práce bylo třeba se seznámit s problematikou optiky, anizotropie a polarizace světla. Teoretická východiska do této problematiky jsou uvedena v první části práce.

Na tuto část navazovala praktická část, která se zabývala:

- seznámením se s přístrojem Axiscope fy B. Halle,
- popsáním fyzikálních principů, na kterých daný přístroj funguje a
- provedením experimentů sloužících k rozlišení optických os fázových desek.

V experimentální části se jednalo se o rozlišení řádných a mimořádných optických os fázových desek. Fázové desky byly vyrobeny z křemene. Jediný materiál, který byl vyroben z negativně anizotropního materiálu byl Berekův kompenzátor. Experimenty pro zkoumané fázové desky různých řádů a různého posunu fází pro různé vlnové délky záření vedly k závěru, že:

- přístrojem Axiscope lze při známém druhu anizotropie materiálu (kladný, záporný) spolehlivě rozlišit řádnou a mimořádnou osu jednoosých materiálů,
- lze naopak při známé pozici os určit druh anizotropie (kladný, záporný),
- lze relativně porovnat řád fázových desek, odhadnout, kde se hodnota řádu desek přibližně pohybuje.

V průběhu práce se vznikla otázka plynoucí ze záznamu pro půlvlnnou desku 1. řádu, která vykazala dosti podobné interferenční obrazce v zelené barvě – nešlo v barvě rozlišit osy, zatímco v bílém světle se dalo mírně optické osy rozlišit. U ostatních desek se tento problém nevyskytl, osy se daly rozlišit spolehlivě a vždy lépe v monochromatickém světle, a dokonce šla identifikovat závislost řádu desky na vzdálenosti tmavých skvrn. Nakonec byla vypracována úloha do laboratoří na Katedře fyziky TUL jako studentský experiment sloužící k osvojení si problematiky dvojlomu, anizotropie a polarizace světla.



## Seznam literatury

- [1] HORÁK, Zdeněk *Základy technické fyziky*. Praha, 1963.
- [2] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics*. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-00-6.
- [3] HORÁK, Zdeněk; Krupka František. *Fyzika*. Praha, SNTL 1981.
- [4] MALÝ, Petr. *Optika*. Vyd. 2., přeprac. Praha: Karolinum, 2013. ISBN 9788024622460.
- [5] Leighton R. B., Sands, Matthew, Feynman, Richard Phillips. *Feynmanovy přednášky z fyziky*. Fragment.
- [6] Halliday D., Resnick R., Walker J. *Fyzika*. VUT Brno, 2013.
- [7] Bezoušek, Pavel, Schejbal Vladimír, Šedivý, Pavel. *Elektrotechnika*. Vyd. 2., přeprac. Pardubice: Univerzita Pardubice, 2008. ISBN 978-80-7395-101-6.
- [8] Slavík, J. B. a kolektiv. *Základy fyziky*, Academia, Praha, 1972
- [9] <http://electron9.phys.utk.edu/optics421/modules/m7/polarization.htm>
- [10] Rochford, Kent. *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, Vyd. 3., 2002
- [11] <https://www.edmundoptics.eu/knowledge-center/application-notes/optics/introduction-to-optical-prisms/>
- [12] Nataraja Sekhar Yadavalli. *Advances in Experimental Methods to Probe Surface Relief Grating Formation Mechanism in Photosensitive Materials*, Thesis for: Dr. rer. nat, 2014 University of Georgia
- [13] [https://homel.vsb.cz/~jan85/fs/fyzika\\_2/3\\_MECHANICKE\\_VLNENI.pdf](https://homel.vsb.cz/~jan85/fs/fyzika_2/3_MECHANICKE_VLNENI.pdf)
- [14] Mange, A. P. *Polarization*, DMSM Bhaurao Kakatkar College, Belgaum
- [15] <https://www.olympus-lifescience.com/en/microscope-resource/primer/lightandcolor/interference/>
- [16] Zanotto, Simone. Metasurfaces as Artificial Crystals for Electromagnetic Polarization Handling, *Crystals* 2020, 10(10), 852
- [17] <http://contents2.kocw.or.kr/KOCW/document/2018/kyungpook/choimuhan0621/12.pdf>
- [18] <https://www.codixx.de/en/knowledge-corner/polarization>
- [19] Danika, Octavian, Barar, Ana, Vladescu, Marian. *An Extended k-Surface Framework for Electromagnetic Fields in Artificial Media*, Physics Department, Polytechnic University of Bucharest, 060042 Bucharest, Romania, 2021
- [20] Lee, Changhee. *Optoelectronics*, School of electrical and computer engineering, Seoul National University, 2017
- [21] <https://physicsexperiments.eu/4298/measurement-of-the-malus-law>
- [22] Johnson, E. A., Liu, J. Ch. *Introduction to petrology*, <https://viva.pressbooks.pub/petrology/>
- [23] <https://thefactfactor.com/tag/huygens-principle/>
- [24] <https://aty.sdsu.edu/explain/optics/disp.html>
- [25] <https://www.thorlabs.com/>
- [26] [http://www.jm-derochette.be/Conoscopy/Uniaxial\\_minerals.htm](http://www.jm-derochette.be/Conoscopy/Uniaxial_minerals.htm)

- [27] [https://www.photonics.com/Articles/Perplexed\\_by\\_Polarizers/a27524](https://www.photonics.com/Articles/Perplexed_by_Polarizers/a27524)
- [28] <https://sites.google.com/site/fyzika007/optika/interference-svetla>
- [29] <https://revisezone.com/Html/Physics/Superposition>
- [30] New Focus Inc., Application note 3, Polarization and polarzation control, 1993
- [31] [https://www.b-halle.de/products/retarders/berek\\_en.html](https://www.b-halle.de/products/retarders/berek_en.html)
- [32] <http://edafologia.ugr.es/optmine/xplconos/consecuw.htm>
- [33] <https://geologyscience.com/geology/optical-properties-of-minerals>