

Polarizace světla

Pojem polarizace

Při přechodu od vlnové optiky k optice geometrické lze ukázat, že elektromagnetické pole světelné vlny v každém bodě paprsku má stejný charakter jako v případě rovinné vlny. Toto pole je tvořeno třemi navzájem kolmými vektory intenzity elektrického pole \vec{E} , intenzity magnetického pole \vec{H} , a vlnového vektoru $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{s}$, kde \vec{s} je jednotkový vektor tečný k paprsku. Vektory \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} , tvoří pravotočivý systém. Jedná se tedy o vlnění transverzální (příčné).

Interakce světla s optickým prostředím se v převážné většině případů realizuje interakcí s elektrickým polem světelné elektromagnetické vlny. Je to proto, že intenzita elektrického pole ovlivňuje distribuci hustoty elektronů v látce. Protože rychlost pohybu těchto elektronů v_e je mnohem menší než rychlost světla c a magnetické pole vlny vykonává silové působení úměrné intenzitě a poměru v_e/c , můžeme magnetickou složku interakce zanedbat. Distribuce hustoty elektronů v látce souvisí s její polarizací vlivem světelné vlny a tedy i s indexem lomu látky.

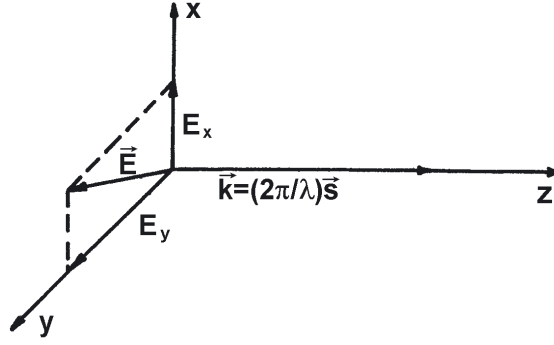
V anizotropních materiálech je v důsledku anizotropie molekul jejich elektrická polarizace v různých směrech různá. Index lomu takové látky bude záviset jak na směru šíření světelné vlny, tak i na směru, ve kterém kmitá vektor intenzity jejího elektrického pole. Tento směr kmitání vektoru \vec{E} , který reprezentuje vlastně další stupeň volnosti světelné vlny, nazýváme *polarizací světelné vlny*. Připomeňme, že s tímto pojmem jsme pracovali již v odst. 1.5 při pojednání o Fresnelových vzorcích. V této kapitole výklad o polarizaci rozšíříme, a to zejména s ohledem na úlohy, ve kterých se světelné polarizační jevy studují.

Polarizace rovinné harmonické monochromatické světelné vlny

Pro jednoduchost uvažujeme monochromatickou rovinnou harmonickou elektromagnetickou vlnu, šířící se homogenním izotropním a neabsorbujícím prostředím. Položíme-li do směru šíření osu z , musí vektor intenzity elektrického pole (i vektor magnetického pole) kmitat v rovině $\{x, y\}$ (viz obr. 5,1).

V takovémto optickém prostředí se vlnová rovnice pro vektor intenzity elektrického pole \vec{E} redukuje na rovnici

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (5.1)$$



Obr. 5,1 Monochromatická rovinná elektromagnetická vlna

Při naší volbě soustavy souřadné reprezentuje tato rovnice dvojici nezávislých rovnic

$$\Delta E_x - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0, \quad (5.2a)$$

$$\Delta E_y - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0, \quad (5.2b)$$

kde v je fázová rychlost šíření světelné vlny v uvažovaném prostředí. Řešení těchto rovnic pro rovinnou vlnu má pak tvar

$$E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1), \quad (5.3a)$$

$$E_y = a_2 \cos(\tau + \delta_2), \quad (5.3b)$$

kde amplitudy a_1, a_2 a fázová posunutí δ_1, δ_2 jsou integrační konstanty a

$$\tau = \omega t - \vec{k} \vec{r} \quad (5.4)$$

je fáze, ω označuje úhlovou frekvenci vlny.

Označíme-li jednotkové vektory ve směru os x, y jako \vec{e}_x, \vec{e}_y , můžeme elektrický vektor rovinné vlny vyjádřit jako

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y. \quad (5.5)$$

Z rovnic (5.3a,b) vidíme, že obě složky můžeme uvažovat jako kmitající navzájem nezávisle. Budeme se zajímat, jakou křivku bude opisovat konec vektoru \vec{E} v rovině $\{x, y\}$, kterou nazýváme někdy *geometrickou vlnoplochou rovinné vlny*. Jde tedy o úlohu zcela analogickou vyšetřování klasického dvojrozměrného oscilátoru.

Rovnice (5.3a,b) přepíšeme ve tvaru

$$\frac{E_x}{a_1} = \cos \tau \cos \delta_1 - \sin \tau \sin \delta_1, \quad (5.6a)$$

$$\frac{E_y}{a_2} = \cos \tau \cos \delta_2 - \sin \tau \sin \delta_2. \quad (5.6b)$$

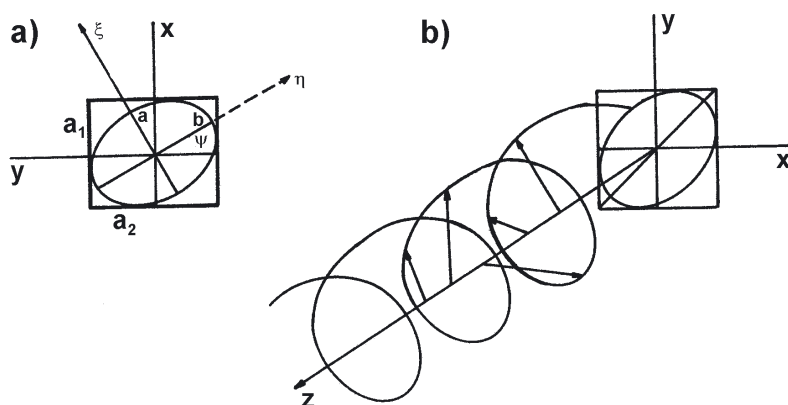
Vynásobíme-li rovnici (5.6a) $\sin \delta_2$ a rovnici (5.6b) $\sin \delta_1$ a odečteme-li je od sebe a potom vynásobíme-li rovnici (5.6a) $\cos \delta_2$ a rovnici (5.6b) $\cos \delta_1$ a opět je od sebe odečteme, dostaneme rovnice

$$\frac{E_x}{a_1} \sin \delta_2 - \frac{E_y}{a_2} \sin \delta_1 = \cos \tau \sin \delta, \quad (5.7a)$$

$$\frac{E_x}{a_1} \cos \delta_2 - \frac{E_y}{a_2} \cos \delta_1 = \sin \tau \sin \delta, \quad (5.7b)$$

kde $\delta = \delta_2 - \delta_1$ vyjadřuje fázový rozdíl obou kmitů. Umocněním obou rovnic a jejich sečtením dostaneme rovnici elipsy

$$\left(\frac{E_x}{a_1}\right)^2 - 2\frac{E_x}{a_1}\frac{E_y}{a_2}\cos \delta + \left(\frac{E_y}{a_2}\right)^2 = \sin^2 \delta. \quad (5.8)$$



Obr. 5,2 a) Eliptická polarizace v průmětu na rovinu $\{x, y\}$. b) Eliptická polarizace v třírozměrném pohledu

V nejobecnějším případě tedy vektor intenzity elektrického pole opisuje elipsu, hovoříme v tomto případě o *polarizaci eliptické*. Tvar elipsy a její orientaci vůči naší zvolené („laboratorní“) soustavě souřadnic závisí na poměru $\frac{a_2}{a_1} \equiv \tan \alpha$ a na fázovém rozdílu δ (obr. 5,2a). Představíme-li si okamžitý stav rovinné vlny (viz obr. 5,2b), vidíme, že vektor \vec{E} opisuje spirálu, jejíž průmět do roviny $\{x, y\}$ je polarizační elipsa. Souřadná soustava $\{\zeta, \eta\}$ spjatá s hlavními osami elipsy a, b je vůči naší laboratorní soustavě pootočená o úhel ψ . V soustavě souřadné $\{\zeta, \eta\}$ by pak rovnice polarizační elipsy měla tvar

$$\left(\frac{E_\zeta}{a}\right)^2 + \left(\frac{E_\eta}{b}\right)^2 = 1.$$

Z rovnice (5.8) snadno zjistíme, že je-li posuv δ roven 0 resp. π , dochází ke speciálnímu případu *lineární polarizace*. Vektor \vec{E} pak zůstává trvale v rovině, kterou nazýváme *rovinou polarizace* (ve starší literatuře se polarizační rovinou nazývá rovina k takto definované rovině kolmá, tedy rovina, ve které kmitá vektor intenzity

magnetického pole \vec{H}). Je-li $\frac{a_2}{a_1} = 1$ a $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$ přejde elipsa (5.8) v kružnici. Tuto polarizaci nazýváme *polarizací kruhovou*. Otáčí-li se vektor \vec{E} v případě eliptické (kruhové) polarizace ve směru hodinových ručiček vzhledem k pozorovateli hledícímu proti směru šíření světla, hovoříme o pravé polarizaci; v opačném případě jde o polarizaci levou. V případě polarizace kruhové nastává pravá polarizace pro $\delta = +\frac{\pi}{2}$.

Polarizace světelných svazků

Světelné svazky, které používáme při našich měřeních, jsou výsledkem superpozice záření z mnoha elementárních zdrojů (atomů, molekul a podobně). I když každý takový elementární zdroj emituje záření s přesně definovanou polarizací v daném směru šíření, závisí stav polarizace superponované světelné vlny na koherenci záření z jednotlivých elementárních zdrojů.

Pokud elementární zdroje emitují koherentní světlo, které má pro jednotlivé zdroje obecně různou eliptickou polarizaci, bude mít výsledný svazek opět eliptickou polarizaci. Její charakter bude záviset jednak na charakteru polarizace vln emitovaných jednotlivými elementárními zdroji, jednak na fázovém posunutí jednotlivých vln vůči sobě. Emitují-li elementární zdroje nekoherentně, získá se superpozicí (nejčastěji) světlo zcela nepolarizované. V některých případech však můžeme mít i světlo polarizované částečně. Pokud však jednotlivé elementární zdroje emitují nekoherentní světlo se stejnou polarizací, bude tuto polarizaci mít i výsledný svazek.

Některé metody získání polarizovaného světla

Z výše uvedeného je zřejmé, že světlo z běžně užívaných zdrojů jako jsou výbojky, žárovky a pod. bude obecně nepolarizované. Chceme-li pracovat s polarizovaným světlem, musíme použít buď zdrojů polarizovaného světla, nebo získat z nepolarizovaného světla světlo s požadovanou polarizací. Proto se zde velice stručně zmíníme jak o některých zdrojích polarizovaného světla, tak i o některých nejpoužívanějších metodách získání polarizovaného světla.

Některé zdroje lineárně polarizovaného světla

Nejpřístupnějším zdrojem lineárně polarizovaného světla bude patrně *plynový laser*, jehož okénka jsou vůči vystupujícímu paprsku orientována pod Brewsterovým úhlem. Tento laser emituje úzký svazek vysoce monochromatického lineárně polarizovaného světla. Méně dostupným zdrojem polarizovaného světla je *synchrotronové záření*, emitované relativistickými elektrony pohybujícími se po kruhové dráze v magnetickém poli. Toto světlo je též polarizováno lineárně a jeho polarizační rovina je totožná s rovinou kruhové orbity elektronu.

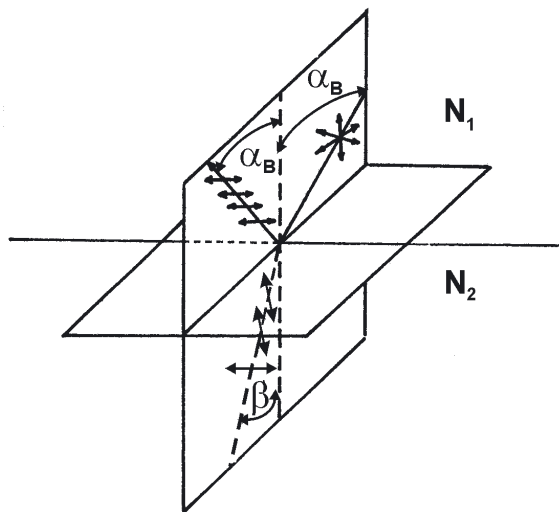
Polarizace světla při reflexi a transmisi

Rozborem Fresnelových vzorců jsme zjistili (odst. 1.5), že dopadá-li paprsek nepolarizovaného světla na rozhraní dvou prostředí o indexech lomu N_1 , N_2 pod Brewste-

rovým úhlem α_B , rovným

$$\alpha_B = \arctg \frac{N_2}{N_1},$$

je odražený paprsek zcela polarizován v rovině kolmé k rovině dopadu (*s*-polarizace) a paprsek procházející je částečně polarizován v rovině dopadu (viz obr. 5,3).



Obr. 5,3 Polarizace odraženého a lomeného paprsku při Brewsterově úhlu

Využijeme-li odraženého světla, dostaneme světlo, které je zcela polarizováno kolmo k rovině dopadu. Pro využití procházejícího světla je nejvýhodnější nechat paprsek procházet řadou rovnoběžných desek (tak, že na všechny dopadá pod Brewsterovým úhlem). Pak zůstává složka světla s kmity v rovině dopadu nezměněná, ale složka s kmity kolmými k rovině dopadu se stále zeslabuje. Vycházející světlo je pak prakticky úplně polarizováno v rovině dopadu (*p*-polarizace).

Využití dichroismu

Dichroismem nazýváme různou velikost absorpce světla, šířícího se v dané látce určitým směrem, pro různé orientace vektoru \vec{E} světelné vlny. To vede k závislosti koeficientu absorpce světla, šířícího se daným směrem, na polarizaci. V extrémním případě je látka zcela propustná, je-li vektor \vec{E} orientován do „směru snadného průchodu (easy passage)“. Je-li ψ úhel sevřený mezi vektorem intenzity elektrického pole a směrem snadného průchodu, platí pro intenzitu prošlého světla *Malusův zákon*

$$I = I_0 \cos^2 \psi,$$

kde I_0 je intenzita dopadajícího světla.

Vhodně vybroušený dichroický materiál odpovídající tloušťky pak propustí prakticky pouze světlo polarizované ve směru snadného průchodu. (Známým dichroickým materiálem je např. turmalín, který má však tu nevýhodu, že propouští světlo selektivně vzhledem k vlnové délce).

Častěji se používá ke získání polarizovaného světla na tomto principu polaroidů, což jsou destičky z plastického materiálu, ve kterých jsou zabudovány orientované dichroické molekuly.

Využití dvojlomu pro získání polarizovaného světla

Většina optických materiálů v krystalickém stavu je opticky anizotropních, což znamená, že podmínky pro šíření světla uvnitř těchto materiálů (rychlost šíření, stav polarizace) závisí na směru paprsku vzhledem ke krystalografickým osám. Tuto vlastnost mají všechny krystaly se symetrií nižší než kubickou. V takových materiálech dochází k t.zv. *dvojlomu*, kdy dopadající nepolarizovaný světelný paprsek se štěpí na dva paprsky, které se obecně šíří různými směry s různou fázovou rychlostí a každý z nich je lineárně polarizován. Roviny polarizace těchto paprsků jsou přitom navzájem kolmé.

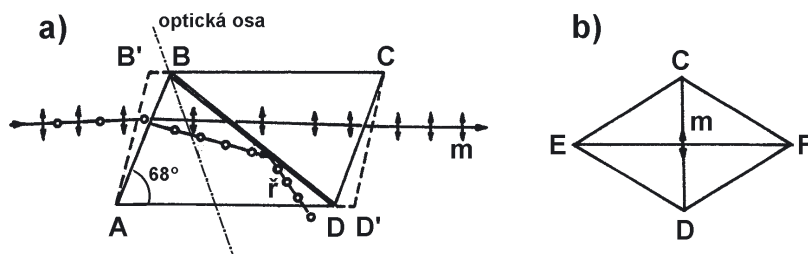
Pro bližší popis tohoto jevu se zavádí pojem hlavního řezu. K jeho definici se využívá té skutečnosti, že v každém dvojlomném krystalu existuje jeden nebo dva směry, v nichž ke dvojlomu nedochází. Tyto směry se nazývají optické osy. Krystaly pak dělíme na *dvouosé* (mají dva směry, v nichž k dvojlomu nedochází, např. KNbO_3 , LiB_3O_5 či KNO_3) a *jednoosé* (existuje pouze jediný směr, v němž k dvojlomu nedochází, např. vápenec CaCO_3 , KH_2PO_4).

Směry optických os souvisí úzce se směry krystalografických os. Uvažujeme nadále pro jednoduchost jednoosé krystaly. V nich je směr optické osy totožný se směrem osy symetrie, která charakterizuje bodovou grupu symetrie krystalu. *Hlavním řezem* pak nazýváme rovinu určenou optickou osou a procházejícím paprskem (může jím být každá rovina, proložená optickou osou). Nechme dopadat přirozené (nepolarizované) světlo kolmo na vstupní plochu jednoosého krystalu ($\alpha_i = 0^\circ$). Přitom nech. optická osa svírá s touto plochou obecný úhel $\alpha \neq 0^\circ, \alpha \neq 90^\circ$. Pak směry šíření a stav polarizace dvou paprsků vznikajících dvojlomem lze popsat takto:

1. *Řádný (ordinarius)* paprsek prochází v původním směru, řídí se tedy Snellovým zákonem (1.1) a je polarizován v rovině kolmé k hlavnímu řezu.
2. *Mimořádný (extraordinarius)* paprsek vybočuje stranou od původního směru, neřídí se tedy Snellovým zákonem a je polarizován v rovině hlavního řezu.

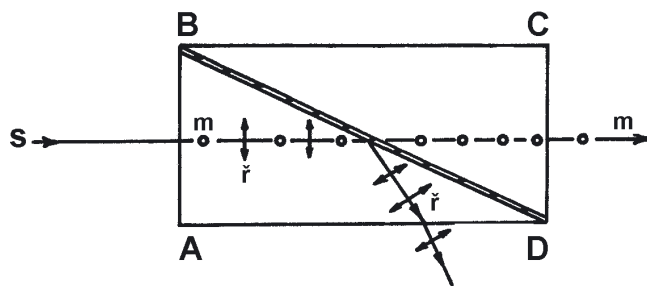
Pomocí dvojlomu lze tedy získat dva paprsky, úplně polarizované v navzájem kolmých polarizačních rovinách a navzájem prostorově oddělené. To umožní jeden z nich odklonit a získat tak z přirozeného světla světlo lineárně polarizované. Z dokonalých polarizátorů založených na tomto principu se pro naše účely zmíníme pouze o Nicolově hranolu, o Glanově-Thompsonově hranolu a o Glanově hranolu.

Nicolův hranol („nikol“) je zhotoven následujícím způsobem: z čírého islandského vápence se vyštípne hranol asi třikrát delší, než je jeho šířka (viz obr. 5,4a). Přední stěna AB' svírá s boční stěnou AD' v hlavním řezu úhel 71° , broušením se úhel zmenšuje o 3° na 68° . Hranol se rozřízne tak, že rovina řezu BD je kolmá k nákresně. Optická osa leží v rovině nákresu. Plochy, které vzniknou řezem, se vyleští a slepí kanadským balzámem. Volba tohoto poněkud exotického lepidla (kanadský balzám je pryskyřice určitého druhu jedlí, rostoucích zejména v Kanadě) je dána jeho vhodnými vlastnostmi: (i) v tenké vrstvě je průhledné pro viditelné



Obr. 5,4 Nicolův hranol

světlo a (ii) hodnota jeho indexu lomu N_{kb} leží v celém viditelném oboru mezi hodnotami indexů lomu řádného ($N_{\tilde{r}}$) a mimořádného paprsku (N_m , měřeno ve směru kolmém k optické ose). Konkrétně pro čáru D (viz. tabulka 1, odst. 1.4) platí $N_m = 1,486 < N_{kb} = 1,54 < N_{\tilde{r}} = 1,658$. Paprsek přirozeného světla dopadající na přední plochu se dvojlomem štěpí na paprsek řádný \tilde{r} a mimořádný m . Přechod řádného paprsku do vrstvičky kanadského balzámu je pak přechodem z opticky hustšího do opticky řidšího prostředí. Tento paprsek je silněji lomený a na kanadský balzám dopadá pod úhlem větším nežli je mezní úhel $\arcsin(N_{kb}/N) \approx 68,2^\circ$ pro totální odraz, takže se úplně odráží a odchyluje z původního směru. Pro mimořádný paprsek postupující v daném směru (určeném úpravou geometrického tvaru krystalu vápence) má kanadský balzám prakticky stejnou hodnotu indexu lomu jako vápence, proto tento paprsek prochází vrstvou balzámu beze změny. Bezpečné zajištění obou těchto podmínek je hlavním důvodem pro zmenšení úhlu přední stěny 71° , daného přirozenými štěpnými plochami vápence, na úhel 68° . Výsledkem tedy je, že z Nicolova hranolu vystupuje pouze paprsek mimořádný, lineárně polarizovaný v rovině hlavního řezu. Tzn. kmity jeho elektrického vektoru se dějí podél přímky CD na obr. 5,4b, který je pohledem na nikol zezadu.



Obr. 5,5 Glanův–Thompsonův hranol

Glanův–Thompsonův hranol je schematicky zobrazen na obr. 5,5.

Z něho je zřejmé, že Glanův–Thompsonův hranol představuje pravoúhlý hranol $ABCD$ z islandského vápence, který je rozříznutý úhlopříčným řezem BD . Řez je volen tak, aby byl rovnoběžný s optickou osou, která je kolmá k nákrešně. Obě části hranolu jsou opět slepeny kanadským balzámem. Paprsek nepolarizovaného světla s ,

který dopadá kolmo na přední stěnu AB , se štěpí na řádný paprsek \tilde{r} a mimořádný paprsek m , které v daném uspořádání postupují rovnoběžně (leč s různými indexy lomu). Úhel styčné plochy je opět volen tak, aby na rozhraní BD byla pro řádný paprsek splněna podmínka pro totální odraz. Tento paprsek tedy vystupuje z hranolu boční stěnou. Pro mimořádný paprsek v tomto případě (směr postupu kolmý k optické ose, tedy index lomu $N_m = 1,486$) představuje kanadský balzám opticky hustší prostředí a tedy paprsek m prochází balzámem a postupuje v druhé půlce hranolu v původním směru pouze s nepatrným stranovým posunutím. Na výstupu pak dostáváme lineárně polarizované světlo s rovinou polarizace kolmou k nákresně. Hlavní předností Glanova-Thompsonova hranolu je ta skutečnost, že polarizovaný svazek z něho vystupuje v témže směru, jaký měl původní svazek nepolarizovaného světla. Samozřejmě nevýhodou je to, že k výrobě tohoto polarizačního hranolu je třeba používat větších krystalů islandského vápence a je větší odpad materiálu, což se pochopitelně promítá na ceně.

Poznamenejme konečně, že Nicolův hranol ani Glanův-Thompsonův hranol nejsou vhodné k polarizování laserových svazků s vysokou intenzitou. Kanadský balzám lze totiž snadno poškodit zahřátím v důsledku zbytkové absorpce malého zlomku energie výkonného laserového paprsku. V tomto případě se používá v principu podobného hranolu jako je na obr. 5,5, leč mezi rozříznutými polovinami zůstává vzduchová vrstva (obě části hranolu jsou spojeny pouze po okrajích). Vhodná volba úhlu styčné plochy BD pak vede k tomu, že na vzduchové vrstvě dojde opět k totálnímu odrazu řádného paprsku, zatímco mimořádný paprsek prochází. Hranol tohoto typu se nazývá Glanův či Glanův-Taylorův.

S dvojlomnými krystaly budete pracovat v úloze 5.3 Polarizace světla, dvojlom, interference polarizovaného světla. Kromě toho polarizační hranoly jsou nedílnou součástí polarimetrů používaných v úlohách 5.1 a 5.2 i polarizačního mikroskopu (úloha 5.3).

Interference polarizovaného světla

Jak vyplývá z výše řečeného, dopadne-li kolmo na destičku z dvojlomného jednoosého materiálu, vyříznutou rovnoběžně s optickou osou, lineárně polarizovaný monochromatický paprsek, nebude se vůbec lámat. Předpokládejme pro jednoznačnost výkladu, že polarizační rovina není ani rovnoběžná, ani kolmá k optické ose destičky. Toto světlo se rozloží na řádný a mimořádný paprsek, které se šíří v témže směru, ale různými rychlostmi. Vlny odpovídající řádnému a mimořádnému paprsku jsou koherentní, protože vznikly rozštěpením amplitudy původně jediné lineárně polarizované vlny. Mohou tedy obě takto vzniklé vlny navzájem interferovat.

Řádný a mimořádný paprsek se destičkou šíří různými fázovými rychlostmi a proto mezi nimi vzniká fázový rozdíl. Je-li tloušťka destičky d a odpovídají-li vlnová čísla $k_{\tilde{r}}$ resp. k_m řádnému resp. mimořádnému paprsku, pak fázový rozdíl paprsků na výstupu z destičky bude roven

$$\delta = (k_m - k_{\tilde{r}}) d = (N_m - N_{\tilde{r}}) \frac{\omega}{c} d. \quad (5.9a)$$

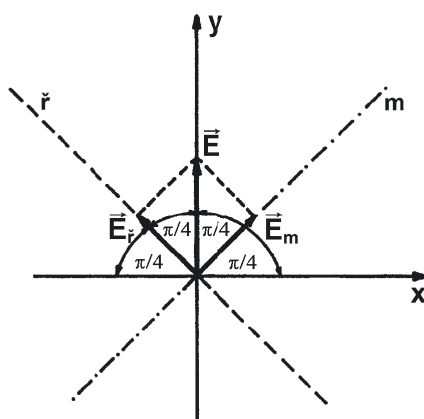
Zde N_m resp. $N_{\tilde{r}}$ jsou indexy lomu mimořádného resp. řádného paprsku a

$$\frac{\omega}{c} = k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

je vlnové číslo dopadající světelné vlny ve vakuu, kde je její vlnová délka rovna λ_0 . Výsledný fázový rozdíl obou vystupujících paprsků, řádného a mimořádného, bude tedy roven

$$\delta = \frac{2\pi d (N_m - N_{\tilde{r}})}{\lambda_0}. \quad (5.9b)$$

Po výstupu z destičky postupují oba paprsky ve vzduchu stejnou rychlostí, přičemž si udržují konstantní fázový rozdíl. Proto se skládají v *obecně elipticky polarizované světlo*. Tento jev nazýváme *interferencí polarizovaného světla*.



Obr. 5,6 Rozklad amplitudy lineárně polarizovaného světla

Dále se budeme poněkud podrobněji zabývat pouze jediným speciálním případem interference polarizovaného světla, se kterým se později v našem výkladu setkáme. Nech. dopadá na destičku jednoosého dvojlomného materiálu světlo lineárně polarizované ve směru osy y naší laboratorní soustavy souřadné. Destička nech. je orientována tak, aby polarizační roviny řádného a mimořádného paprsku byly pootočeny o úhel 45° vůči osám x, y naší laboratorní soustavy souřadné (viz obr. 5,6). Dopadající polarizované světlo můžeme vyjádřit jako

$$E \equiv E_y = a \cos \tau, \quad (5.10)$$

kde a je amplituda a τ je fáze (viz vztah (5.3)). Po dopadu na destičku z dvojlomného materiálu se lineárně polarizované světlo (viz obr. 5,6) rozštěpí na řádný paprsek

$$E_{\tilde{r}} = E \cos \frac{\pi}{4} = \frac{a}{\sqrt{2}} \cos \tau \quad (5.11a)$$

a mimořádný paprsek

$$E_m = E \cos \frac{\pi}{4} = \frac{a}{\sqrt{2}} \cos \tau. \quad (5.11b)$$

Vidíme, že amplitudy obou kmitů (5.11a,b) jsou stejné. Po průchodu destičkou bude mezi nimi fázový rozdíl (5.9b). Zvolíme-li tloušťku destičky dvojlomného materiálu tak, aby

$$d = \frac{\lambda_0}{4} \frac{1}{N_m - N_{\tilde{r}}}, \quad (5.12)$$

bude fázový rozdíl $\delta = \frac{\pi}{2}$, a interferenci řádného a mimořádného paprsku dostaneme kruhově polarizované světlo. Takovéto destičce říkáme *čtvrtvlnová destička*. Ve směrech polarizačních rovin řádného a mimořádného paprsku lze složky vektoru intenzity elektrického pole vlny vystupující z destičky vyjádřit ve tvaru

$$E'_{\tilde{r}} = \frac{a}{\sqrt{2}} \cos \tau, \quad (5.13a)$$

$$E'_m = \frac{a}{\sqrt{2}} \cos \left(\tau + \frac{\pi}{2} \right) = -\frac{a}{\sqrt{2}} \sin \tau. \quad (5.13b)$$

Budeme-li se však zajímat o průmět intenzity elektrického pole kruhově polarizované vlny do směrů laboratorní soustavy, lze na základě obr. 5,6 přímo psát

$$E_x = -\frac{a}{2} (\cos \tau + \sin \tau) = -\frac{a}{\sqrt{2}} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \tau \right), \quad (5.14a)$$

$$E_y = \frac{a}{2} (\cos \tau - \sin \tau) = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \left(\frac{\pi}{4} - \tau \right). \quad (5.14b)$$

Stáčení polarizační roviny

Při průchodu lineárně polarizovaného světla některými prostředními dochází k jevu stáčení polarizační roviny. Tomuto jevu říkáme *optická aktivita*. Můžeme jej pozorovat u některých krystalických materiálů a také u mnohých organických kapalin. Konečně i některé látky, samy o sobě opticky neaktivní, vykazují optickou aktivitu po vložení do magnetického pole.

Krystalické opticky aktivní látky

Jsou to látky s takovou krystalickou strukturou, jejíž bodová grupa symetrie obsahuje šroubovou osu (která spojuje otáčení s translací). Ve směru takové osy se může šířit pouze kruhově polarizované světlo. Dopadne-li na krystal takové látky lineárně polarizované světlo ve směru šroubové osy, pak se rozloží na dvě kruhově polarizované složky, z nichž jedna je pravotočivá a druhá je levotočivá.

Krystalografická šroubová osa však odpovídá buď pravotočivému, nebo levotočivému šroubu. Podél osy (odpovídající určitému smyslu otáčení šroubu) se ale různou rychlostí šíří světlo s pravotočivou kruhovou polarizací a s levotočivou kruhovou polarizací. To ovšem znamená, že index lomu pravotočivě kruhově polarizovaného světla N_p bude různý od indexu lomu levotočivě kruhově polarizovaného světla N_l . Uvážíme-li např. lineárně polarizovanou světelnou vlnu (5.10), rozloží se, jak bylo řečeno, v opticky aktivní látce na pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované složky. Ty můžeme vyjádřit následujícím způsobem (v laboratorní soustavě souřadné)

$$E_x^{(p)}(z) = \frac{a}{2} \cos \left(\tau_p - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{a}{2} \sin \tau_p, \quad (5.15a)$$

$$E_y^{(p)}(z) = \frac{a}{2} \cos \tau_p \quad (5.15b)$$

pro pravotočivě kruhově polarizovanou složku a

$$E_x^{(l)}(z) = \frac{a}{2} \cos \left(\tau_l + \frac{\pi}{2} \right) = -\frac{a}{2} \sin \tau_l, \quad (5.16a)$$

$$E_y^{(l)}(z) = \frac{a}{2} \cos \tau_l \quad (5.16b)$$

pro levotočivě kruhově polarizovanou složku. Zde jsou opět $\tau_p = \omega t - k_p z$, $\tau_l = \omega t - k_l z$ fáze pravotočivě respektive levotočivě polarizované vlny s vlnovými čísly $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_0} N_p$, resp. $k_l = \frac{2\pi}{\lambda_0} N_l$.

Po proběhnutí délky d v opticky aktivní látce z ní vlny vystupují do opticky neaktivního izotropního prostředí (v našem případě do vzduchu). Tam se obě kruhově polarizované vlny opět skládají ve výsledné vlnění. Ve směru osy x bude intenzita elektrického pole rovná

$$E_x = E_x^{(p)}(d) + E_x^{(l)}(d), \quad (5.17a)$$

ve směru osy y pak

$$E_y = E_y^{(p)}(d) + E_y^{(l)}(d). \quad (5.17b)$$

Dosadíme-li do (5.17a,b) výrazy (5.15a,b) resp. (5.16a,b), pak s přihlédnutím ke známým součtovým vzorcům pro trigonometrické funkce, dostaneme

$$E_x = a \sin \left(\frac{k_l - k_p}{2} d \right) \cos \left(\omega t - \frac{k_l + k_p}{2} d \right), \quad (5.18a)$$

$$E_y = a \cos \left(\frac{k_l - k_p}{2} d \right) \cos \left(\omega t - \frac{k_l + k_p}{2} d \right), \quad (5.18b)$$

kde

$$\omega t - \frac{k_l + k_p}{2} d \equiv \tau'$$

je fáze na výstupu, která je stejná pro složky E_x , E_y intenzity elektrického pole světelné vlny a

$$\frac{k_l - k_p}{2} d \equiv \alpha$$

reprezentuje úhel. Přepíšeme-li (5.18a,b) na tvar

$$E_x = a \sin \alpha \cos \tau', \quad (5.19a)$$

$$E_y = a \cos \alpha \cos \tau' \quad (5.19b)$$

vidíme, že na výstupu z opticky aktivního krystalu se objeví opět lineárně polarizované světlo, ale jeho rovina polarizace je pootočená o úhel α vůči polarizační rovině dopadajícího lineárně polarizovaného světla. Úhel, pro který platí

$$\alpha = \frac{k_l - k_p}{2} d = \frac{\pi}{\lambda_0} (N_l - N_p) d = \varrho d \quad (5.20)$$

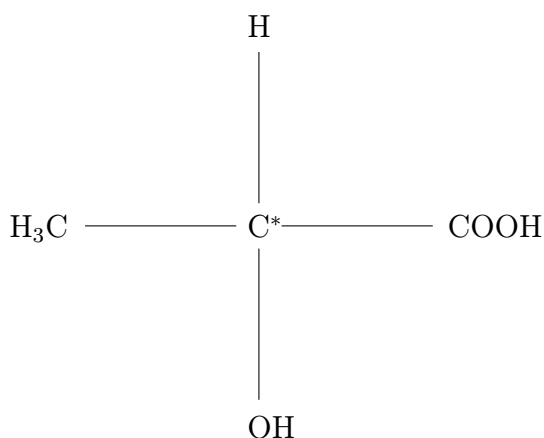
se nazývá *úhel stočení polarizační roviny*. Ze vztahu (5.20) je zřejmé, že úhel polarizační roviny je přímo úměrný dráze d , kterou vlna projde v opticky aktivním materiálu. Proto se zavádí *měrná stáčivost* ϱ opticky aktivní látky

$$\varrho = \frac{\pi (N_l(\lambda) - N_p(\lambda))}{\lambda_0}, \quad (5.21)$$

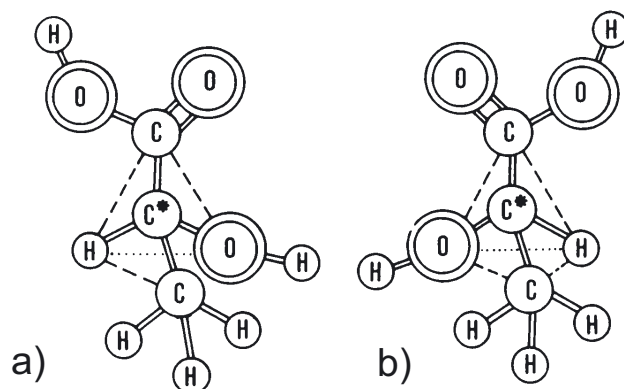
která představuje úhel stočení vztažený na jednotkovou délku opticky aktivního materiálu a která závisí na vlnové délce v důsledku disperze. Zde pak hovoříme o tzv. *rotační disperzi*. Index lomu však závisí i na teplotě; proto obecně je $\varrho = \varrho(\lambda, T)$.

Opticky aktivní kapaliny

Jedná se převážně o řadu organických kapalin, které obsahují tzv. asymetrický uhlík jehož valence jsou nasyceny čtyřmi různými skupinami (substituenty). Vezmeme jako příklad pro jednoduchost kyselinu mléčnou $C_3H_6O_3$, jejíž strukturní vzorec je



kde uhlík C splňuje uvedené požadavky na asymetrický uhlík C^* .



Obr. 5,7 Dvě možná prostorová uspořádání molekuly kyseliny mléčné

Oproti tomuto chemickému vzorci prostorové uspořádání této kyseliny má dvě konfigurace, jak je zřejmé ze schematického obr. 5,7. Molekula kyseliny mléčné má tvar čtyřstěnu v jehož geometrickém středu se nachází asymetrický uhlík a v rozích jsou umístěny substituenty a to dvěma možnými způsoby, které jsou ukázány na obr. 5,7a,b. Je zřejmé, že obě tato uspořádání jsou prostorově enantiomorfní (nelze je pouhou transformací převést jedno v druhé). Grupa symetrie molekul tohoto typu opět obsahuje šroubovou osu, která v důsledku existence dvou výše uvedených modifikací může být pravotočivá nebo levotočivá a tedy působí na lineárně polarizované světlo tak, jak bylo probráno v odd. 5.6.1. U kyseliny mléčné, kterou jsme si vzali za příklad, se vyskytují tři druhy a to levotočivá, pravotočivá a inaktivní, která je směsí rovných dílů obou předešlých. Naopak roztok sacharózy $C_{12}H_{22}O_{11}$ otáčí vždy polarizační rovinu napravo. Pokud jde o roztok aktivní látky (jako v případě sacharózy), bude úhel stočení polarizační roviny záviset kromě dráhy d , kterou vlna v roztoku proběhne, i na koncentraci látky c . Obecně tedy platí vztah

$$\alpha = \rho c d, \quad (5.22)$$

kde ρ nazýváme *měrnou stáčivostí* opticky aktivního roztoku. Závislosti (5.22) lze využít k rychlému a snadnému určení koncentrace roztoku opticky aktivní látky, jak se přesvědčíte v úloze 5.1 **Měření stočení polarizační roviny** (využívá se např. v cukrovarnickém průmyslu).

Faradayův jev

U některých látek, které samy o sobě nejsou opticky aktivní, můžeme pozorovat optickou aktivitu při jejich vložení do magnetického pole. Pro pochopení fyzikální podstaty tohoto jevu nám postačí pochopení nejjednoduššího klasického modelu interakce elektromagnetického pole světelné vlny s látkou.

Nejprve si musíme uvědomit, že v optickém oboru je intenzita elektrického pole světelné vlny v daném okamžiku prakticky konstantní na vzdálenost 10^{-7} m. V krychli o straně tohoto rozměru se nachází řádově 10^7 atomů. Můžeme tedy v optickém oboru považovat látku za homogenní kontinuum. Interakce světelné vlny s látkou je tedy záležitostí kolektivní reakce velkého souboru atomů, který se dá charakterizovat pouze statisticky.

V námi použitým nejjednodušším klasickém modelu považujeme látku za složenou z atomů, které si představujeme jako jádra obklopená souborem coulombovsky vázaných elektronů. Coulombovská vazba vytváří v oblasti atomu pole řádu 10^8 V/m, to je mnohem větší než intenzita elektrického pole světelné vlny. Ta může vyvolat pouze nepatrnou výchylku rozložení nábojů od rovnovážného stavu. Je tedy plně oprávněná lineární aproximace, která jak známo, vede ke kvazielastickému charakteru vazby. *Interagující atomy látky takto nahrazujeme harmonickými oscilátory.* Uvažujeme dále pouze výchylky elektronů z rovnovážné polohy protože jádra pokládáme za nehybná v důsledku jejich mnohem větší hmotnosti.

Z výše řečeného vyplývá, že výchylku \vec{r} elektronů z rovnovážné polohy popisujeme rovnicí pro vynucené kmity harmonického oscilátoru. Vynucující silou bude intenzita elektrického pole světelné elektromagnetické vlny. Síla vyvolaná magnetickou složkou elektromagnetické vlny je vůči silovému působení elektrického pole vlny v poměru v_e/c , kde $v_e = |\dot{\vec{r}}|$ je rychlost pohybu elektronů a c je rychlost světla.

Protože $v_e \ll c$, můžeme interakci elektronů s magnetickým polem světelné vlny zanedbat. V našem modelu dále nebereme v úvahu absorpci světelné vlny látkou. Proto se při popisu interakce elektronů vázaných na jádra s elektromagnetickou vlnou omezíme na rovnici vynucených kmitů netlumeného harmonického oscilátoru

$$m\ddot{\vec{r}} + \kappa\vec{r} = -e\vec{E}, \quad (5.23)$$

kde, jak již bylo řečeno, \vec{r} je výchylka elektronů z rovnovážné polohy vyvolaná elektrickým polem \vec{E} světelné vlny, m je hmotnost elektronu a $-\kappa\vec{r}$ je kvazielastická síla, kterou je elektron udržován v rovnovážné poloze, a působí tedy proti výchylce z rovnovážné polohy.

Bude-li látka umístěna v magnetickém poli, jehož indukce \vec{B} je mnohem větší než indukce magnetické složky vlny, musíme započítat působení Lorenzovy síly na pohybující se elektron. Místo (5.23) musíme uvažovat rovnici

$$m\ddot{\vec{r}} + \kappa\vec{r} = -e\vec{E} - e\left[\dot{\vec{r}} \times \vec{B}\right]. \quad (5.24)$$

Uvažujeme pro jednoduchost lineárně polarizovanou vlnu s libovolně orientovanou rovinou polarizace, šířící se ve směru osy z , ve kterém je také orientováno vnější magnetické pole \vec{B} . Intenzita elektrického pole je $\vec{E} = (Ex, Ey, 0)$ a magnetická indukce $\vec{B} = (0, 0, B)$. Je-li rovina $z = 0$ plochou, kde vstupuje vlna do látky, je $\vec{r} = (x, y, 0)$. Ve složkách má rovnice (5.24) tvar

$$\ddot{x} + \frac{e}{m}B\dot{y} + \omega_0^2x = -\frac{e}{m}Ex, \quad (5.25a)$$

$$\ddot{y} - \frac{e}{m}B\dot{x} + \omega_0^2y = -\frac{e}{m}Ey, \quad (5.25b)$$

kde $\omega_0^2 = \kappa/m$ je vlastní frekvence oscilátoru. Rovnice (5.25a,b) představují soustavu simultánních diferenciálních rovnic pro funkce $x(t)$ resp. $y(t)$. Vynásobíme-li postupně rovnici (5.25b) $+i$ a $-i$, a přičteme-li takto vzniklé rovnice vždy k (5.25a), dostaneme dvojici rovnic

$$\ddot{R}_p - i\frac{e}{m}B\dot{R}_p + \omega_0^2R_p = -\frac{e}{m}E_p, \quad (5.26a)$$

$$\ddot{R}_l + i\frac{e}{m}B\dot{R}_l + \omega_0^2R_l = -\frac{e}{m}E_l, \quad (5.26b)$$

což jsou dvě nezávislé diferenciální rovnice pro funkce

$$R_p = x + iy, \quad (5.27a)$$

$$R_l = x - iy, \quad (5.27b)$$

přičemž

$$E_p = Ex + iEy, \quad (5.28a)$$

$$E_l = Ex - iEy. \quad (5.28b)$$

Abychom si uvědomili fyzikální smysl těchto matematických úprav, musíme si připomenout vyjádření světelné vlny komplexní funkcí, tj.

$$\mathcal{E} = ae^{i(\tau + \delta)}, \quad (5.29a)$$

kde pak

$$E = \text{Re} [\mathcal{E}] \equiv a \cos (\tau + \delta). \quad (5.29b)$$

Protože $\pm i = e^{\pm i \frac{\pi}{2}}$, reprezentuje vynásobení (5.29a) imaginární jednotkou posuv ve fázi o 90° . E_p resp. E_l pak odpovídají světelným vlnám, jejichž y -ové složky jsou vůči x -ovým složkám posunuty o $+90^\circ$ resp. o -90° . Bylo-li původní světlo lineárně polarizované, pak E_p a E_l odpovídají pravotočivě resp. levotočivě polarizovaným vlnám.

Můžeme tedy učinit závěr, že lineárně polarizované světlo se po dopadu na látku, která se nachází v magnetickém poli uvažované orientace, rozloží na pravotočivé a levotočivé kruhově polarizované složky (působí tedy magnetické pole stejně jako šroubová osa symetrie).

Chceme-li zjistit indexy lomu pravotočivě a levotočivě polarizovaného světla, musíme řešit rovnice (5.26a,b). Postupujeme přitom stejným způsobem jako v případě klasické teorie disperze. Proto celý výpočet pouze velmi stručně naznačíme.

Elektrické pole světelné vlny polarizuje prostředí. Polarizace je mikroskopicky dána jako elektrický dipólový moment objemové jednotky dielektrika a je popsána vektorem

$$\vec{P} = -ne\vec{r}, \quad (5.30)$$

kde n je počet elektronů vychýlených elektrickým polem z rovnovážné polohy v objemové jednotce. Rovnici (5.24) můžeme vyjádřit pomocí (5.30)

$$\ddot{\vec{P}} + \frac{e}{m} [\dot{\vec{P}} \times \vec{B}] + \omega_0^2 \vec{P} = \frac{ne^2}{m} \vec{E}. \quad (5.31)$$

Rozepsáním do složek dostaneme analogicky (5.25a,b) simultánní diferenciální rovnice pro složky P_x , P_y vektoru polarizace

$$\ddot{P}_x + \frac{e}{m} B \dot{P}_y + \omega_0^2 P_x = \frac{ne^2}{m} E_x, \quad (5.32a)$$

$$\ddot{P}_y - \frac{e}{m} B \dot{P}_x + \omega_0^2 P_y = \frac{ne^2}{m} E_y. \quad (5.32b)$$

Zavedením komplexních funkcí analogicky (5.28a,b)

$$P_p = P_x + iP_y, \quad (5.33a)$$

$$P_l = P_x - iP_y \quad (5.33b)$$

získáme rovnice pro polarizaci P_p , P_l odpovídající pravotočivě resp. levotočivě kruhově polarizované vlně a to stejným způsobem jako u rovnic (5.26a,b).

$$\ddot{P}_p - i \frac{e}{m} B \dot{P}_p + \omega_0^2 P_p = \frac{ne^2}{m} E_p, \quad (5.34a)$$

$$\ddot{P}_l + i \frac{e}{m} B \dot{P}_l + \omega_0^2 P_l = \frac{ne^2}{m} E_l. \quad (5.34b)$$

Protože elektromagnetická světelná vlna je harmonická, tj. $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$, můžeme též psát

$$E_p = E_{p0} e^{i\omega t}, \quad (5.35a)$$

$$E_l = E_{l_0} e^{i\omega t}. \quad (5.35b)$$

Mezi polarizací a intenzitou elektrického pole je (makroskopický) lineární vztah, který lze vyjádřit $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$, kde ε_0 je permitivita vakua a χ je dielektrická susceptibilita. Potom vyjádříme P_p a P_l

$$P_p = \varepsilon_0 \chi_p E_p, \quad (5.36a)$$

$$P_l = \varepsilon_0 \chi_l E_l. \quad (5.36b)$$

Dosazením (5.36a,b) a (5.35a,b) do (5.34a,b) dostaneme pro dielektrické susceptibility

$$\chi_p = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{e}{m} B \omega)}, \quad (5.37a)$$

$$\chi_l = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{e}{m} B \omega)}. \quad (5.37b)$$

æ Protože pro optické látky je $N^2 = \varepsilon_r = 1 + \chi$ (ε_r je relativní permitivita), dostáváme rovnice pro index lomu

$$N_p^2(\omega) = 1 + \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{e}{m} B \omega)}, \quad (5.38a)$$

$$N_l^2(\omega) = 1 + \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{e}{m} B \omega)}. \quad (5.38b)$$

Z rovnic (5.38a,b) vidíme, že index lomu je různý pro pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované světlo a tedy musí docházet ke stáčení polarizační roviny ze stejného důvodu, který je uveden v odd. 5.6.1.

Úhel α stočení polarizační roviny vlivem magnetického pole B je pak opět dán vztahem (5.20). Pro jeho explicitní vyjádření je nutno určit rozdíl indexů lomu obou kruhových polarizací. Z rovnic (5.38a,b) vyplývá, že

$$N_l^2(\omega) - N_p^2(\omega) = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \left(\frac{1}{1 - \frac{e}{m} \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} B} - \frac{1}{1 + \frac{e}{m} \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} B} \right). \quad (5.39)$$

Protože pro běžně dostupné hodnoty magnetického pole je

$$\frac{e}{m} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)} B \ll 1,$$

můžeme výrazy v závorce v rovnici (5.39) rozvinout do Taylorovy řady a omezit se na lineární členy. V tomto přiblížení přejde (5.39) na

$$N_l^2(\omega) - N_p^2(\omega) = \frac{2ne^3}{\varepsilon_0 m^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} B. \quad (5.40)$$

Upravíme-li rozdíl $N_l^2 - N_p^2 = (N_l - N_p)(N_l + N_p)$ a zavedeme-li *střední index lomu*

$$\bar{N} = \frac{1}{2}(N_l + N_p),$$

pak z (5.40) dostaneme

$$N_l(\omega) - N_p(\omega) = \frac{n}{\varepsilon_0 \bar{N}} \frac{e^3}{m^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} B. \quad (5.41)$$

Dosadíme-li nyní (5.41) do (5.20), nalezneme úhel stočení polarizační roviny vlivem působení magnetického pole

$$\alpha = V B d, \quad (5.42)$$

kde výraz $V = V(\omega)$

$$V(\omega) = \frac{\pi}{\varepsilon_0 \lambda_0} \frac{n}{\bar{N}} \frac{e^3}{m^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (5.43)$$

se nazývá *Verdetova konstanta* (d je opět dráha, kterou proběhne světlo v látce umístěné v magnetickém poli). Měřením Verdetovy konstanty se zabývá úloha 5.1 Měření stočení polarizační roviny.

Z použitého modelu popisu Faradayova jevu tedy vyplývá, že úhel stočení polarizační roviny je úměrný jak vzdálenosti d , tak i magnetické indukci B použitého pole. Protože Faradayův jev je důsledkem interakce elektronů látky, nacházející se v magnetickém poli, s elektrickým polem světelné elektromagnetické vlny, má tento jev velmi malou setrvačnost. Lze ukázat, že nastane za dobu kratší než 10^{-9} s po zapnutí magnetického pole. Vztah (5.43) též vysvětluje příčinu závislosti Verdetovy konstanty na vlnové délce použitého světla.

Je vhodné ještě jednou připomenout mimořádnou jednoduchost použitého klasického modelu. Nejen, že neuvažuje absorpci světla v látce (jak bylo již výše řečeno), ale navíc nahrazuje elektrické pole působící v dielektriku přímo elektrickým polem světelné vlny. Ve skutečnosti by bylo třeba ještě vzít, jak je známo z teorie dielektrik, v úvahu lokální pole, které je vytvářeno molekulárními dipóly, které vznikají v látce působením elektrického pole elektromagnetické vlny. Lze však ukázat, že toto upřesnění modelu nepřinese žádnou změnu hlavních závěrů, které jsme zde získali.

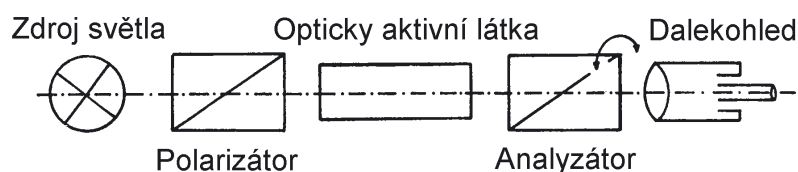
Polarimetry

Chceme-li zjistit optickou aktivitu dané látky, musíme změřit úhel stočení polarizační roviny α . Z předchozího výkladu vyplývá, že musíme na látku nechat dopadat lineárně polarizované světlo a po výstupu světla ze vzorku zjistit změnu orientace polarizační roviny. Přístroje, kterými se tato měření provádějí se nazývají *polarimetry*.

Základními součástmi každého polarimetru musí být tedy zařízení, kterým získáme z původního dopadajícího nepolarizovaného světla lineárně polarizované. Toto zařízení se nazývá polarizátor. Bývá nejčastěji realizováno Nicolovým hranolem, Glanovým-Thompsonovým hranolem apod.

Stočení polarizační roviny pak zjistíme zařízením, které nazýváme analyzátor. Může být realizován stejnými optickými prvky jako polarizátor. Ty ale musí být otočné kolem optické osy polarimetru, přičemž úhel otočení lze přesně odečíst na děleném kruhu.

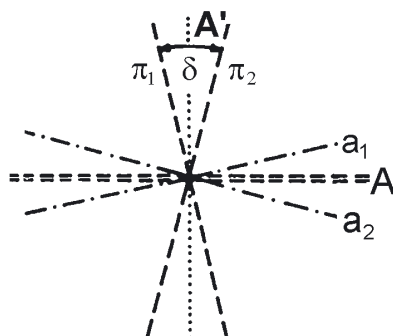
Princip stanovení úhlu stočení polarizační roviny je pak následující: Při zkřížených polarizačních rovinách analyzátoru a polarizátoru bez vložené opticky aktivní



Obr. 5,8 Principiální schéma polarimetru

látky vidíme v dalekohledu umístěném za analyzátozem tmavé pole. Po vložení zkoumané látky se polarizační rovina stočí o úhel α a pole se rozjasní. Pro dosažení tmavého pole je třeba o tentýž úhel pootočit analyzátoz. Schema polarimetru ukazuje obr. 5,8. Změření stočení polarizační roviny pomocí ztmavnutí zorného pole není obzvláště přesné. Je to způsobeno tím, že lidské oko není dostatečně citlivé pro určení minimálního jasu. Proto se ke zvýšení citlivosti používá polostínové metody, která naopak využívá vysoké citlivosti lidského oka pro rozeznání rozdílu jasů dvou sousedních ploch ozářených monochromatickým světlem.

Tato metoda je založena na tom, že vhodnou úpravou polarizátoru je dosaženo toho, že z něj vystupují dva svazky paprsků, jejichž polarizační roviny π_1 , π_2 jsou vůči sobě pootočené o malý úhel δ (viz obr. 5,9).

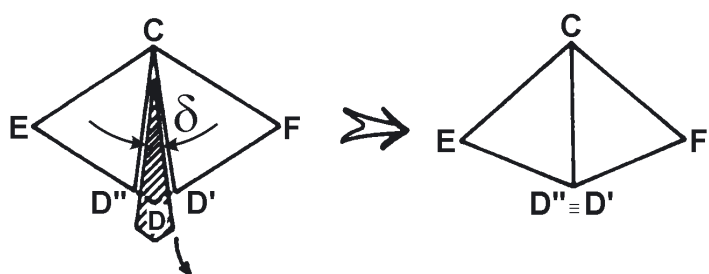


Obr. 5,9 Úprava polarizátoru pro polostínovou metodu

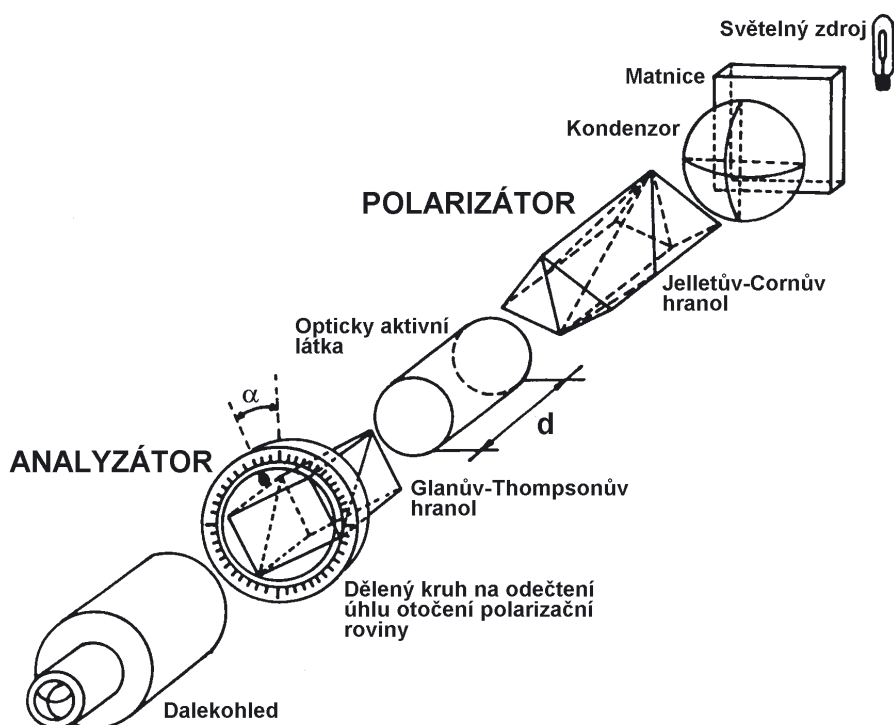
Dalekohled zobrazuje každý z obou svazků do jedné poloviny zorného pole. Otáčením analyzátozu lze nalézt takové dvě polohy a_1 , a_2 jeho polarizační roviny, ve kterých je vždy jedna polovina jeho zorného pole tmavá. Je tedy $\pi_1 \perp a_1$, $\pi_2 \perp a_2$.

Obě polohy a_1 , a_2 musí tedy svírat úhel δ ; mezi nimi lze nalézt takovou polohu A , kdy mají obě poloviny zorného pole stejný jas, a kterou lze proto nastavit s mnohem větší přesností než polohu minimálního jasu. Vyrovnat velikost obou jasů lze i pro polohu $A' \perp A$; tam je ale vyrovnání málo citlivé.

Pro úpravu polarizátoru k získání polostínových polí existuje několik způsobů. Pověsimme si zde Jelletova-Cornuova hranolu, což je jeden z nejčastěji používaných polarizátorů pro polostínovou úpravu polarimetrů. Tento hranol vznikne z Nicolova hranolu vyříznutím klínové části s úhlem klínu δ , a opětovným slepením (viz obr. 5,10, který porovnejte s obr. 5,4b).



Obr. 5,10 Jelletův–Cornuův hranol



Obr. 5,11 Schéma polarimetru v polostínovém provedení

Konečně na obr. 5,11 je ukázáno možné schéma polarimetru v polostínovém provedení. Světlo ze zdroje monochromatického světla je rozptylováno matnicí a soustředěno kondenzorem. Polarizátor v polostínovém provedení propouští dva lineárně polarizované svazky, jejichž roviny polarizace jsou vůči sobě pootočený o malý úhel δ (δ bývá obvykle v rozmezí 5° až 15°). Po průchodu světla vzorkem opticky aktivní látky a analyzátozem zobrazí dalekohled každý z obou svazků do jedné poloviny zorného pole. Analyzátor opatřený děleným kruhem na přesné nastavení úhlů natočíme do takové polohy, kdy obě poloviny zorného pole mají stejný jas. Tím zjistíme úhel α stočení polarizační roviny zkoumaným vzorkem opticky aktivní látky. Polarimetry tohoto typu naleznete v úlohách 5.1 Měření stočení polarizační roviny a 5.2 Studium rotační disperze křemene a Kerrova jevu v kapalině.

Umělý dvojlom

Umělým dvojlomem nazýváme jev, kdy původně opticky izotropní prostředí se vnějším působením stane dvojlomným. V pevných látkách lze vyvolat dvojlom mechanickou deformací, tento jev nazýváme *elastooptickým*. Ve vhodně zvolených materiálech jej lze využít ke studiu rozložení deformací v různých profilech při definovaném namáhání.

V pevných látkách, kapalinách i plynech můžeme vyvolat umělý dvojlom elektrostatickým polem. Tento jev pak nazýváme *Kerrovým elektrooptickým jevem*. Při něm se prostředí, umístěné v homogenním elektrickém poli, chová jako jednoosý dvojlomný krystal, jehož optická osa má směr intenzity elektrostatického pole (máme tedy případ popsany v odst. 5.5). Dopadne-li světlo ve směru kolmém na směr elektrostatického pole, rozštěpí se na paprsek řádný s indexem lomu N_r a na paprsek mimořádný s indexem lomu N_m . Ukazuje se, že pro monochromatické světlo o vlnové délce λ_0 roste rozdíl indexů lomu s *kvadrátem* intenzity elektrostatického pole a lze jej vyjádřit vztahem

$$N_m - N_r = K \lambda_0 E^2, \quad (5.44)$$

kde koeficient úměrnosti K nazýváme *Kerrovou konstantou*. Někdy se však jako Kerrova konstanta definuje výraz

$$K' = K \frac{\lambda_0}{N},$$

kde N je index lomu studované látky bez působení elektrostatického pole. Stejně jako index lomu závisí i Kerrova konstanta obecně na teplotě a vlnové délce světla.

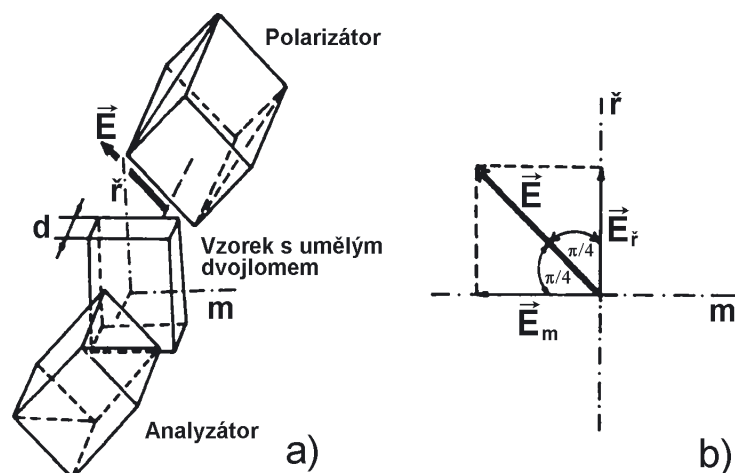
Při studiu Kerrova jevu v pevných látkách je si ovšem nutno ještě uvědomit, že v důsledku elektrostriky může elektrické pole působit mechanickou deformaci materiálu, která může být opět doprovázena elastooptickým jevem; výsledný efekt je pak kombinací obou jevů.

Umělý dvojlom může vyvolat i magnetické pole přiložené k látce. Pak hovoříme o *Kerrově magnetooptickém jevu*.

Měření malých rozdílů indexů lomu řádného a mimořádného paprsku interferenčními metodami

Rozdíl indexů lomu řádného a mimořádného paprsku bývá ve většině případů umělého dvojlomu velmi malý. Vezmeme-li jako příklad Kerrův elektrooptický jev, pak při polích o intenzitě 10^6 Vm^{-1} dosáhneme pro rozdíl (5.44) jen v nejpříznivějších případech hodnot řádu 10^{-6} . Pro stanovení tak malých rozdílů se používá metod založených na interferenci polarizovaného světla. Princip takové metody je ilustrován na obr. 5,12a,b. Jednoduchý polarimetr bez polostínového uspořádání je tvořen např. dvěma Glanovými-Thompsonovými hranoly (viz obr. 5,12a). Polarizátor je orientován tak, aby polarizační rovina světla dopadajícího na vzorek svírala s hlavním řezem úhel 45° .

Pokud ve vzorku není vyvolán umělý dvojlom, pak při zkřížených rovinách polarizace polarizátoru a analyzátoru, které jsou zakresleny na obr. 5,12a, bude tmavé zorné pole. Vyvoláme-li umělý dvojlom (s osami orientovanými jako na obr. 5,12a), rozštěpí se dopadající lineárně polarizované světlo na řádný a mimořádný paprsek



Obr. 5,12 Použití polarimetru pro látky s umělým dvojlomem

(viz obr. 5,12b). Řádný a mimořádný paprsek po projití vzdálenosti d v látce získají fázový rozdíl podle (5.9b). Jak bylo již řečeno v odst. 5.5, složí se obě vlny po vystoupení z látky v obecně elipticky polarizované světlo. Z tohoto důvodu již nedosáhneme při zkřížení polarizátoru a analyzátoru tmavého zorného pole. Kdybychom chtěli dosáhnout znovu tmavého zorného pole, muselo by ze vzorku vystupovat světlo o stejné lineární polarizaci jako do něho vstupovalo. Podmínkou pro to je, aby fázový rozdíl byl dle (5.9b) roven 2π . Museli bychom tedy působením vnějších polí dosáhnout rozdílu řádného a mimořádného paprsku

$$N_m - N_r = \frac{\lambda_0}{d}. \quad (5.45)$$

Při studiu Kerrova elektrooptického jevu bychom touto metodou pomocí kombinace vztahů (5.44) a (5.45) mohli ze změřené intenzity elektrického pole odpovídající objevení tmavého zorného pole určit Kerrovu konstantu. Zkušenost však ukazuje, že ve většině případů nelze při dosažitelných polích splnit podmínku (5.45). Proto jsme odkázáni na měření fázového rozdílu mezi řádným a mimořádným paprskem, jehož hodnota je menší než 2π . Z něho pak pomocí vztahu (5.9b) určíme přímo $N_m - N_r$. K tomuto účelu lze použít kompenzátorů, které umístíme za sledovaný vzorek. Kompenzátorů existuje celá řada, např. Babinetův, Soleilův apod. Nebudeme se zde jimi zabývat. Čtenáře můžeme odkázat např. na doporučenou literaturu [I-1][I-7][I-8]. Povšimneme si dále pouze uspořádání, kterého se používá v úloze 5.2 Studium rotační disperze a Kerrova elektrooptického jevu v kapalině.

Sénarmontovo kompenzační zařízení

Toto uspořádání využívá jako kompenzátoru vhodně orientované čtvrtvlnové destičky umístěné mezi měřeným vzorkem (v našem případě měřicím kondenzátorem) a analyzátozem. Uspořádání metody je na obr. 5,13. Světlo *polarizované lineárně ve směru osy y* laboratorní soustavy souřadné dopadá na první čtvrtvlnovou destičku orientovanou tak, že směry polarizace řádného a mimořádného paprsku, označené ζ a

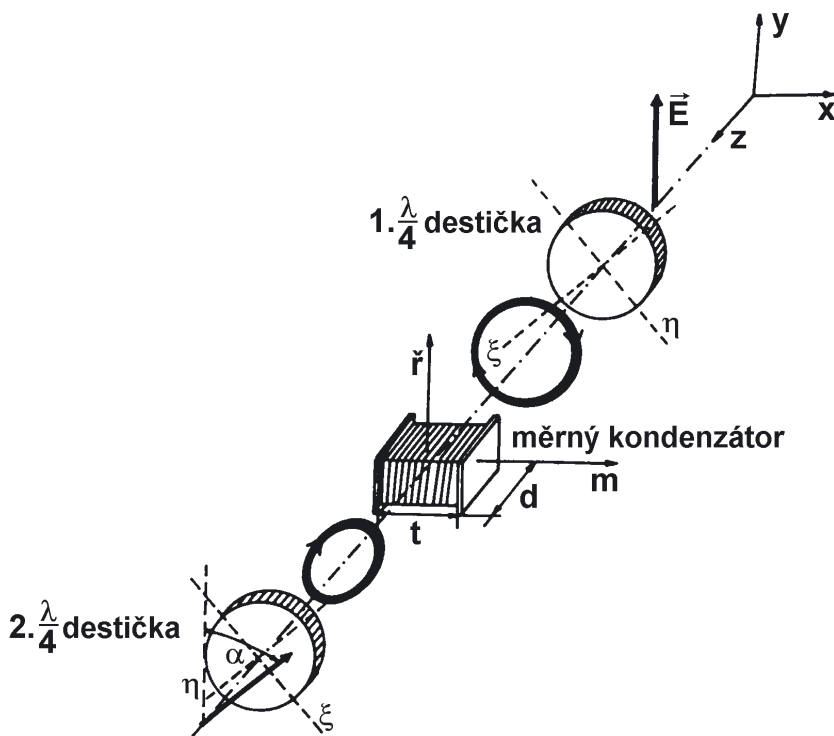
η , jsou vůči osám x, y pootočený o úhel 45° . V odst. 5.5 jsme ukázali, že v tomto případě vystupuje z čtvrtvlnové destičky kruhově polarizované světlo.

Toto kruhově polarizované světlo dopadá na látku, která se nachází uvnitř měřicího kondenzátoru. Statické elektrické pole v kondenzátoru je orientováno rovnoběžně s osou x . Průměty intenzity elektrického pole \vec{E} kruhově polarizovaného světla do směrů os x a y , které v případě Kerrova elektrooptického jevu odpovídají rovinám polarizace mimořádného a řádného paprsku, jsou vyjádřeny vztahy (5.14a,b). Po průchodu měřicím kondenzátorem, jehož délka je d , vznikne mezi oběma paprsky fázový rozdíl δ , daný výrazem (5.9b). $N_{\tilde{r}}$, N_m jsou indexy lomu řádného a mimořádného paprsku vzniklých v důsledku Kerrova jevu. Po výstupu z kondenzátoru lze intenzitu elektrického pole elektromagnetické vlny odpovídající řádnému resp. mimořádnému paprsku vyjádřit vztahy

$$E_y \equiv E_{\tilde{r}} = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \left(\frac{\pi}{4} - \tau + \delta \right) \equiv \frac{a}{\sqrt{2}} \sin (\tau' + \delta), \quad (5.46a)$$

$$E_x \equiv E_m = -\frac{a}{\sqrt{2}} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \tau \right) \equiv -\frac{a}{\sqrt{2}} \cos \tau'. \quad (5.46b)$$

Z měřicího kondenzátoru pak vychází obecně elipticky polarizované světlo (viz obr. 5,13).



Obr. 5,13 Sénarmontovo kompenzační zařízení

Druhá čtvrtvlnová destička je opět orientována v úhlu 45° vůči laboratorní soustavě, ale tak, že směry polarizace řádného a mimořádného paprsku ζ a η jsou prohozeny vzhledem k první čtvrtvlnové destičce. Jestliže rozložíme amplitudy (5.46a,b)

opět do směrů ζ a η druhé čtvrtvlnové destičky, dostaneme analogicky vztahy

$$E_{\zeta} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-E_{\tilde{r}} + E_m) = -\frac{a}{2} [\sin(\tau' + \delta) + \cos \tau'], \quad (5.47a)$$

$$E_{\eta} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{\tilde{r}} + E_m) = \frac{a}{2} [\sin(\tau' + \delta) - \cos \tau'], \quad (5.47b)$$

což s použitím vztahů pro součet goniometrických funkcí (napíšeme-li $\cos \tau' = \sin \varrho$, $\varrho = \frac{\pi}{2} - \tau'$) lze upravit na tvar

$$E_{\zeta} = -a \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta}{2}\right) \cos \tau'', \quad (5.48a)$$

$$E_{\eta} = a \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta}{2}\right) \sin \tau'', \quad (5.48b)$$

kde $\tau'' = \tau' + \frac{\delta}{2} - \frac{\pi}{4} = \frac{\delta}{2} - \tau$ je opět fáze světelné vlny.

Funkcí druhé čtvrtvlnové destičky je vytvoření fázového rozdílu $\frac{\pi}{2}$ mezi řádným a mimořádným paprskem ζ a η , resp. mezi odpovídajícími intenzitami E_{ζ} , E_{η} . Po výstupu z destičky spolu proto interferují vlny

$$E'_{\zeta} = -a \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta}{2}\right) \cos \tau'', \quad (5.49a)$$

$$E'_{\eta} = a \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\delta}{2}\right) \cos \tau'', \quad (5.49b)$$

které představují *lineárně polarizované světlo*. Z tvaru amplitud vln E'_{ζ} a E'_{η} a ze skutečnosti, že osy ζ a η jsou vůči osám x a y otočeny o 45° vidíme, že *rovina polarizace vystupujících vln je vůči rovině polarizace vstupujícího lineárně polarizovaného světla pootočena o úhel $\frac{\delta}{2}$* .

Závěrem můžeme tedy shrnout, že měřicí kondenzátor spolu s oběma čtvrtvlnovými destičkami se chová jako jediný opticky aktivní prvek. Úhel stočení polarizační roviny α souvisí s rozdílem indexů lomu řádného a mimořádného paprsku vztahem

$$\alpha = \frac{\pi d}{\lambda_0} (N_m - N_{\tilde{r}}), \quad (5.50)$$

který dostaneme kombinací vztahů (5.9b) a $\alpha = \frac{\delta}{2}$. Další předností Sénarmontova kompenzačního zařízení je to, že ho lze, podobně jako každý opticky aktivní prvek, proměřit pomocí běžného polarimetru, který může být pro zvýšení přesnosti upraven pro polostínovou metodu.