

Polarizace světla

5.1 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 transversální (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.

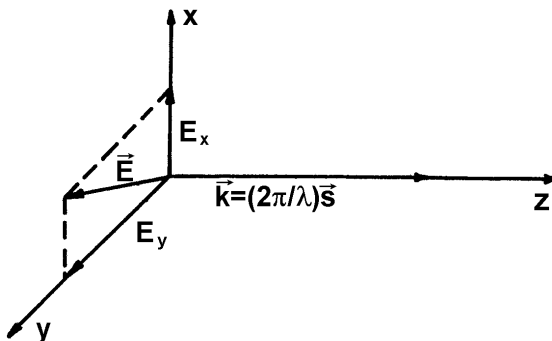
V anizotropních materiálech je v důsledku anizotropie molekul jejich elektrická polarizace v různých směrech různá. Index lomu takové látky bude záviset jak na směru šíření světelné vlny, tak i na směru, ve kterém kmitá vektor intenzity jejího elektrického pole. Tento směr kmitání vektoru \vec{E} , který 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.

5.2 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

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

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

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

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

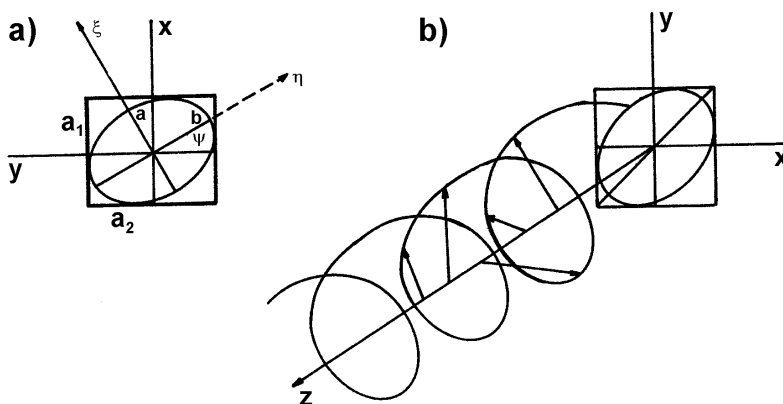
Vynásobíme-li rovnici (5.6a) $\sin \delta_2$ a rovnici (5.6b) $\sin \delta_1$ a odečteme-li je od sebe a potom vynásobíme-li rovnici (5.6a) $\cos \delta_2$ a rovnici (5.6b) $\cos \delta_1$ a opět je od sebe odečteme, dostaneme rovnice

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

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

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

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



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 $\delta = +\frac{\pi}{2}$.

5.3 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.

5.4 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.

5.4.1 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.

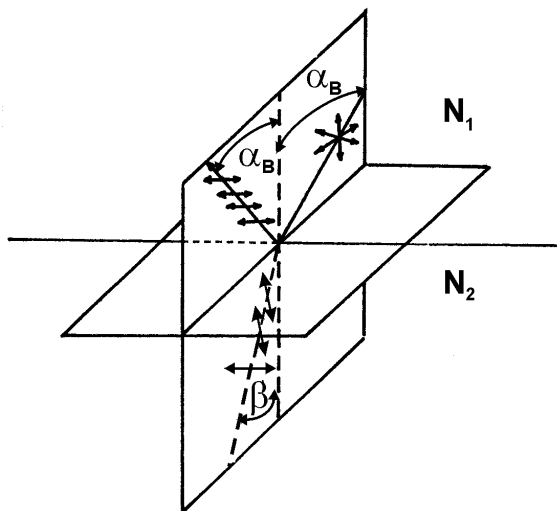
5.4.2 Polarizace světla při reflexi a transmisi

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 Brewsterovým

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 kmitů v rovině dopadu nezměněná, ale složka s kmitů kolmými k rovině dopadu se stále zeslabuje. Vycházející světlo je pak prakticky úplně polarizováno v rovině dopadu (*p*-polarizace).

5.4.3 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.

5.4.4 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.

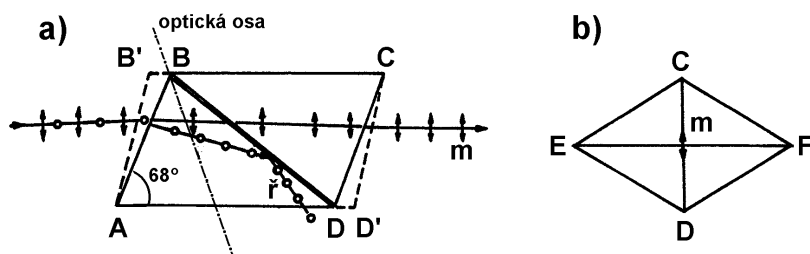
Pro bližší popis tohoto jevu se zavádí pojem hlavního řezu. K jeho definici se využívá té skutečnosti, že v každém dvojlomném krystalu existuje jeden nebo dva směry, v nichž ke dvojlomu nedochází. Tyto směry se nazývají optické osy. Krystaly pak dělíme na *dvouosé* (mají dva směry, v nichž k dvojlomu 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 nechť 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.

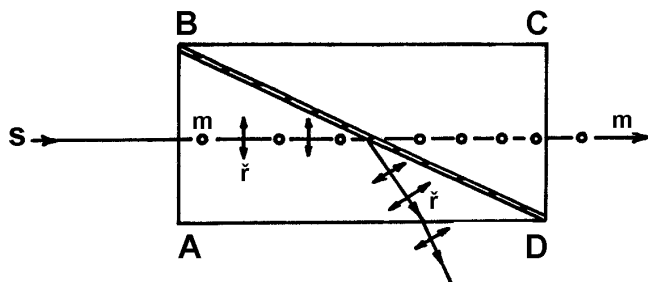
Pomocí dvojlomu lze tedy získat dva paprsky, úplně polarizované v navzájem kolmých polarizačních rovinách a navzájem prostorově oddělené. To umožní jeden z nich odklonit a získat tak z přirozeného světla světlo lineárně polarizované. Z dokonalých polarizátorů založených na tomto principu se pro naše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



Obr. 5,4 Nicolův hranol

je dána jeho vhodnými vlastnostmi: (i) v tenké vrstvě je průhledné pro viditelné 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 vápenec, 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 nákresně. 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 téže 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).

5.5 Interference polarizovaného světla

Jak vyplývá z výše řečeného, dopadne-li kolmo na destičku z dvojlomného jednoosého materiálu, vyřiznutou 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 téže 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

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

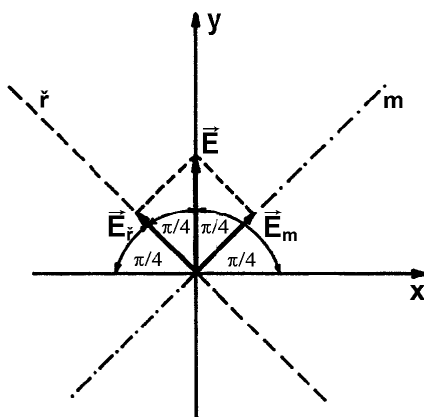
Zde N_m resp. $N_{\tilde{r}}$ jsou indexy lomu mimořádného resp. řádného paprsku a

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

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. Nechť dopadá na destičku jednoosého dvojlomného materiálu světlo lineárně polarizované ve směru osy y naší laboratorní soustavy souřadné. Destička nechť je orientována tak, aby polarizační roviny řádného a mimořádného paprsku byly pootočený 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 interferencí 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

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

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