

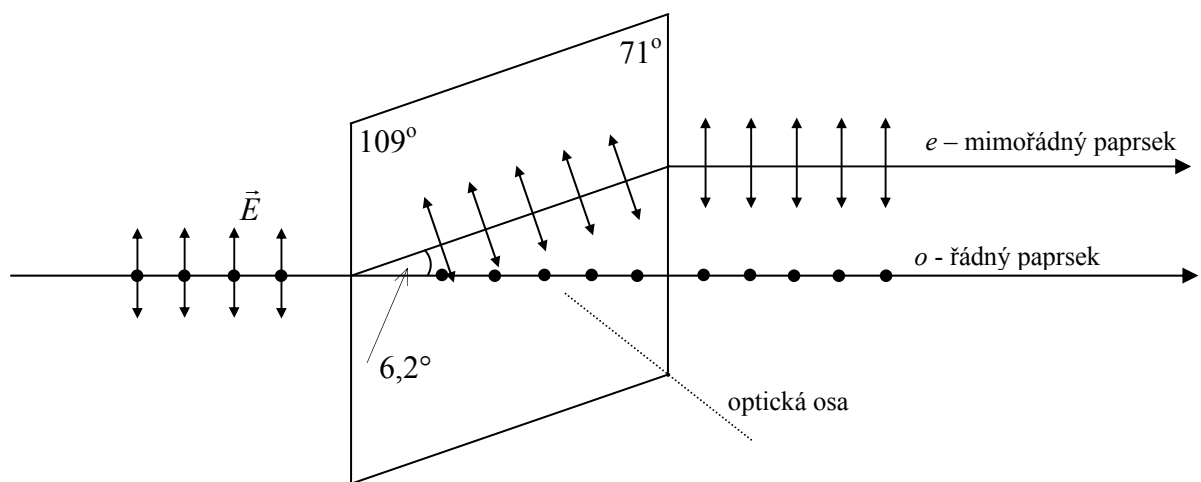
Světlo v anizotropním prostředí – optika krystalů

V opticky anizotropním prostředí závisí rychlost světla na směru jeho šíření a na polarizaci.

V důsledku toho se světelný paprsek v anizotropním prostředí rozdělí obecně na dva paprsky, které mají různé vlastnosti – nastává **dvojlom**.

Nejrozšířenější skupinou přirozeně anizotropních látek jsou krystaly kromě krystalů kubické soustavy. Proto se budeme zabývat dvojlomem v krystalech a seznámíme se se základy optiky krystalů.

Výrazný dvojlom můžeme pozorovat např. v krystalu islandského vápence (kalcit, CaCO_3 , trigonální soustava).



Obr. 1. Paprsek světla se dvěma ortogonálními polarizacemi procházející rovinou hlavního řezu kalcitu (což je v tomto případě rovina obrázku).

Přirozené světlo dopadá na klenec – při průchodu vzniknou dva paprsky, které se šíří různými směry – na výstupu jsou oba dva vzájemně posunuté a rovnoběžné s dopadajícím paprskem.

Dva paprsky vznikají i při kolmém dopadu

- jeden se šíří stejně jako v izotropním prostředí, a proto se nazývá **řádný** (ordinární) – splňuje zákon lomu a jeho rychlost **nezávisí** na směru šíření
- druhý je posunutý, neřídí se zákonem lomu a nazývá se **mimořádný** (extraordinární).

V krystalech existují jeden nebo dva směry, ve kterých dvojlom nenastává – takový směr se nazývá **optická osa** (pozor optická osa značí směr nikoli jednu přímku). Podle počtu optických os dělíme krystaly na **jednoosé** (např. křemen, islandský vápenec) a **dvojosé**.

V islandském vápenci je optická osa určena směrem tělesové úhlopříčky AB spojující vrcholy klence s tupými úhly.

Optická osa a dopadající paprsek určují tzv. **rovinu hlavního řezu**.

Náčrt teorie

Elektricky izotropní dielektrika (ε je skalární veličina nezávislá na směru)

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad D_x = \varepsilon E_x, D_y = \varepsilon E_y, D_z = \varepsilon E_z$$

a tedy vektory \vec{D} a \vec{E} jsou vždy paralelní.

Anizotropní prostředí

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \text{ permitivita je tenzorová veličina (tenzor 2. řádu) a } \vec{D} = \vec{\varepsilon} \vec{E}$$

$$D_x = \varepsilon_{xx} E_x + \varepsilon_{xy} E_y + \varepsilon_{xz} E_z$$

$$D_y = \varepsilon_{yx} E_x + \varepsilon_{yy} E_y + \varepsilon_{yz} E_z$$

$$D_z = \varepsilon_{zx} E_x + \varepsilon_{zy} E_y + \varepsilon_{zz} E_z$$

a vektory \vec{D} a \vec{E} obecně nemají stejný směr.

Zavedeme-li takový souřadný systém, ve kterém budou nenulové pouze diagonální složky tenzoru permitivity (souřadné osy splývají v tomto případě s tzv. hlavními osami tenzoru $\vec{\varepsilon}$), potom

$$D_x = \varepsilon_x E_x, D_y = \varepsilon_y E_y, D_z = \varepsilon_z E_z$$

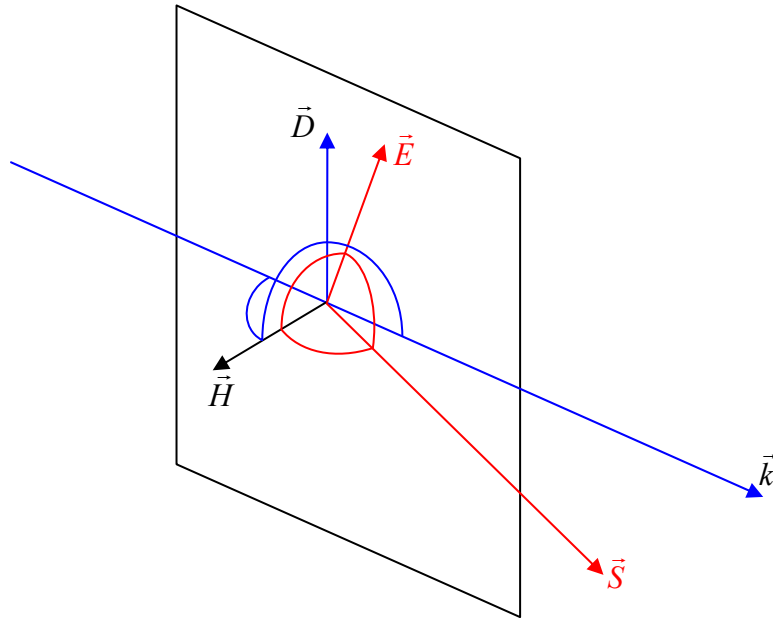
kde $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ jsou diagonální složky tenzoru $\vec{\varepsilon}$, tzv. **hlavní permitivity** krystalu. V krystalu definujeme také **hlavní rychlosti** (rychlosti šíření podél hlavních os tenzoru permitivity)

$$v_x = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_x \mu}}, v_y = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_y \mu}}, v_z = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_z \mu}}$$

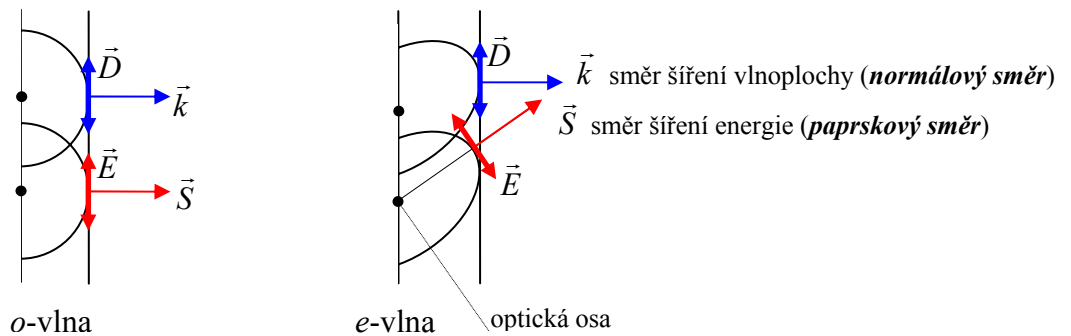
Z Maxwellových rovnic lze ukázat, že vektory \vec{E} , \vec{D} , \vec{k} (vlnový vektor) a \vec{S} (Poyntingův vektor) leží v jedné rovině (jsou koplanární) a že dále $\vec{k} (\parallel \vec{v}) \perp \vec{D}$, kde \vec{v} je fázová (normálová neboť je kolmá na vlnoplochu) rychlost, a $\vec{S} (\parallel \vec{v}_p) \perp \vec{E}$, kde \vec{v}_p je paprsková rychlost (rychlost šíření energie).

Z Maxwellových rovnic dále vyplývá, že

- je-li zadán vlnový vektor \vec{k} , potom vlna nemůže mít libovolnou polarizaci, nýbrž pouze takovou, při které jsou vektory \vec{E} , \vec{D} a \vec{k} **koplanární**
- je-li zadán vektor \vec{E} , potom jsou jednoznačně určeny i vektory \vec{D} a \vec{k}



Obr. 2. Vektory \vec{D} , \vec{E} , \vec{k} a \vec{S} leží v rovině naznačené na obrázku kosodélníkem, vektor \vec{H} je k této rovině kolmý. Obloučky naznačují vzájemnou kolmost vektorů, tj. $\vec{E} \perp \vec{S}$, $\vec{E} \perp \vec{H}$, $\vec{D} \perp \vec{k}$, $\vec{D} \perp \vec{H}$, $\vec{k} \perp \vec{H}$, $\vec{S} \perp \vec{H}$



Obr. 3. Orientace \vec{E} , \vec{D} , \vec{S} a \vec{k} vektorů.

Dvojlomné krystaly

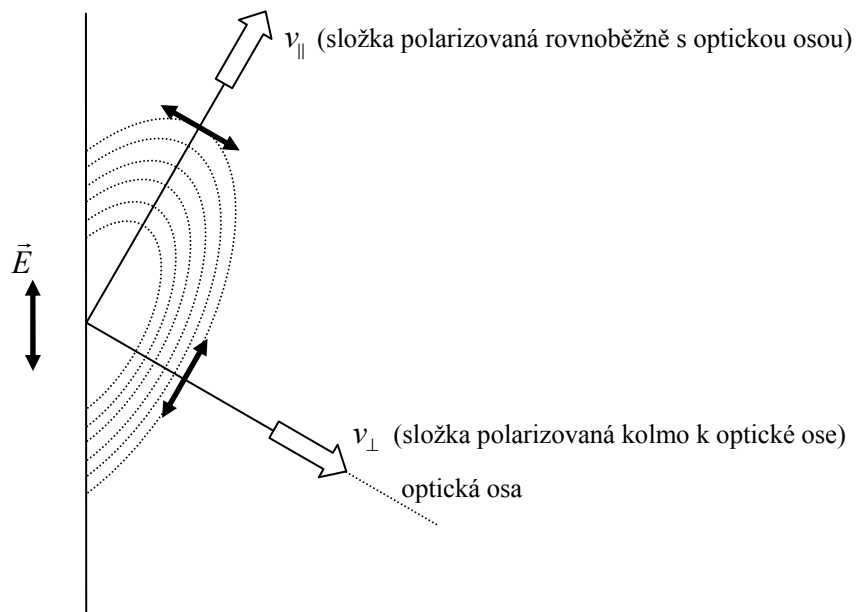
kubické krystaly – opticky izotropní, mají tedy pouze jeden index lomu

krystaly hexagonální, tetragonální a trigonální jsou jednoosými krystaly, mají tedy jednu optickou osu a 2 hlavní indexy lomu

krystaly orthorombické, monoklinické a triklinické jsou dvojosé, mají dvě optické osy a 3 hlavní indexy lomu

***o*-vlna** – sférické elementární vlnoplochy; \vec{E} pro *o*-vlnu je **kolmé** k optické ose; *o*-vlna se šíří rychlostí v_{\perp} ve všech směrech; řádný index lomu řádného paprsku je $n_o = \frac{c}{v_{\perp}}$

***e*-vlna** – elementární vlnoplochy jsou rotační elipsoidy; \vec{E} pro *e*-vlnu je **rovnoběžné** s optickou osou; *e*-vlna se šíří rychlostí v_{\parallel} ve směru kolmém k optické ose; index lomu mimořádného paprsku je $n_e = \frac{c}{v_{\parallel}}$



Obr. 4. Sekundární vlny v kalcitu. V tomto případě je $v_{\parallel} > v_{\perp}$. Elementární vlnoplochy mají tvar rotačních elipsoidů, přičemž osou rotace je optická osa.

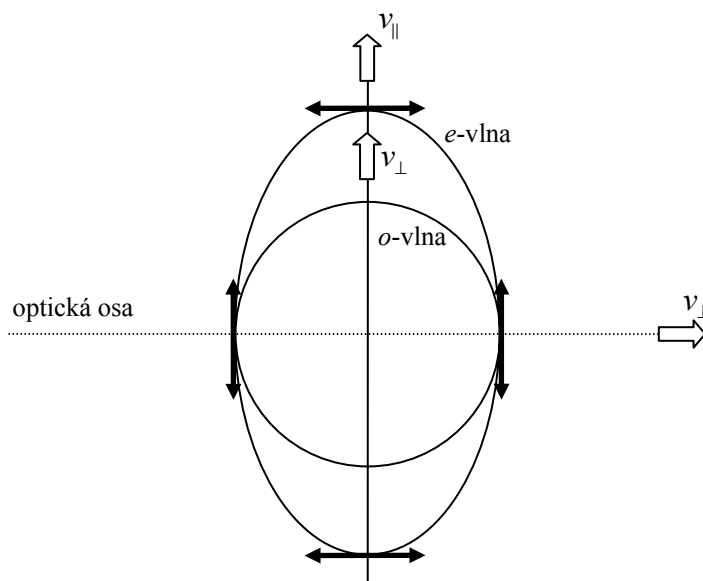
mírou dvojlomu je rozdíl $\Delta n = n_e - n_o$

pro kalcit $v_{\parallel} > v_{\perp}$, $\Delta n = n_e - n_o = -0,172 \Rightarrow$ **negativní jednoosý krystal**

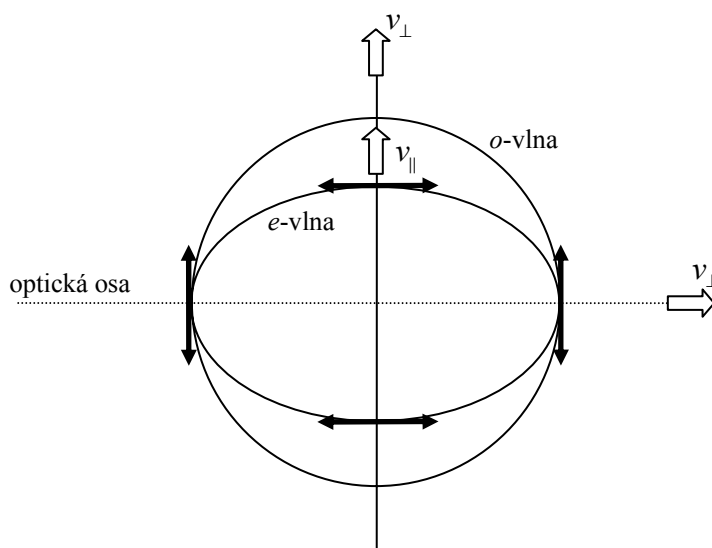
pro křemen $v_{\perp} > v_{\parallel}$, $\Delta n = n_e - n_o = +0,0091 \Rightarrow$ **pozitivní jednoosý krystal**

krystal	n_o	n_e	$n_e - n_o$
turmalín	1,669	1,638	-0,031
kalcit	1,6584	1,4864	-0,172
křemen	1,5443	1,5534	+0,0091
led	1,309	1,313	+0,004
rutil (TiO ₂)	2,616	2,903	+0,287

Tab. Indexy lomu některých jednoosých dvojlomných krystalů ($\lambda_0 = 589,3 \text{ nm}$).



Obr. 5. Elementární vlnoplochy v negativním jednoosém krystalu (např. kalcit). Vlna $\vec{E} \parallel$ s optickou osou se šíří rychleji ($v_{\parallel} > v_{\perp}$), potom směr optické osy je tzv. rychlá osa, směr kolmý k optické ose je tzv. pomalá osa.



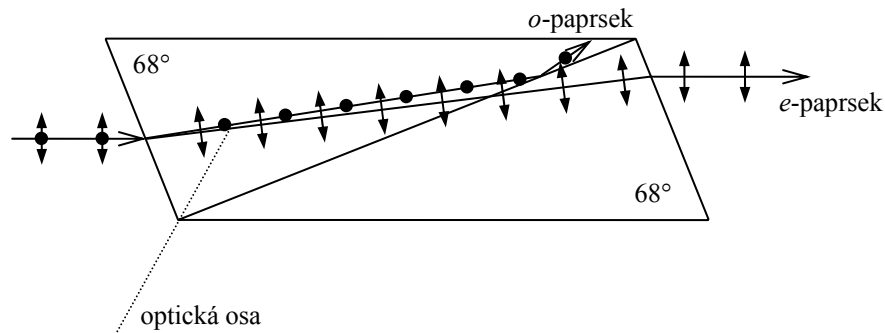
Obr. 6. Elementární vlnoplochy v pozitivním jednoosém krystalu (např. křemen). Vlna $\vec{E} \parallel$ s optickou osou se šíří pomaleji ($v_{\perp} > v_{\parallel}$), potom směr optické osy je tzv. pomalá osa, směr kolmý k optické ose je tzv. rychlá osa.

Dvojlomné polarizátory (polarizační hranoly)

Nicolův hranol

Nicol upravil krystal vápence tak, že zbrousil koncové stěny klence z úhlu 71° na 68° a rozřízнул jej na dvě stejné poloviny, které slepil kanadským balzámem (transparentní lepidlo s indexem lomu 1,55 téměř přesně mezi n_e a n_o). Dopadající paprsek se na rozhraní lomí a rozdělí se na řádný a mimořádný paprsek. Mezní úhel pro rozhraní kalcit balzám pro řádný

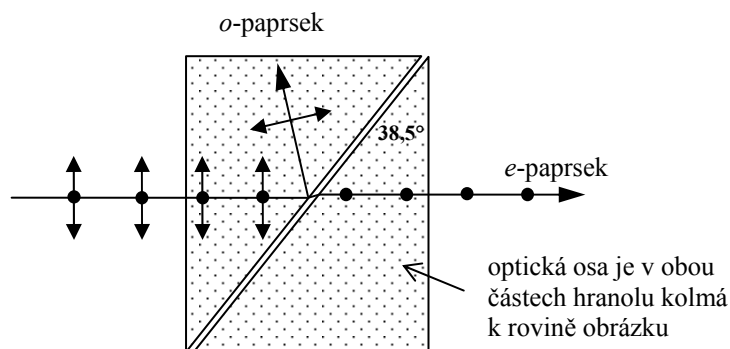
paprsek je přibližně 69° . Pro řádný paprsek nastává na rozhraní totální odraz, zatímco mimořádný paprsek prochází do druhé poloviny hranolu a z hranolu vystupuje ve směru rovnoběžném s dopadajícím paprskem, ale s mírným příčným posunem.



Obr. 7. Nicolův hranol.

Glan-Foucaultův hranol

Je-li úhel dopadu na rozhraní kalcit-vzduch ϑ , potom stačí splnit podmínku $n_e < 1/\sin \vartheta < n_o$ ($1,4864 < 1/\sin 38,5^\circ < 1,6584$), aby na rozhraní došlo k totálnímu odrazu o -paprsku, ale nikoliv e -paprsku.



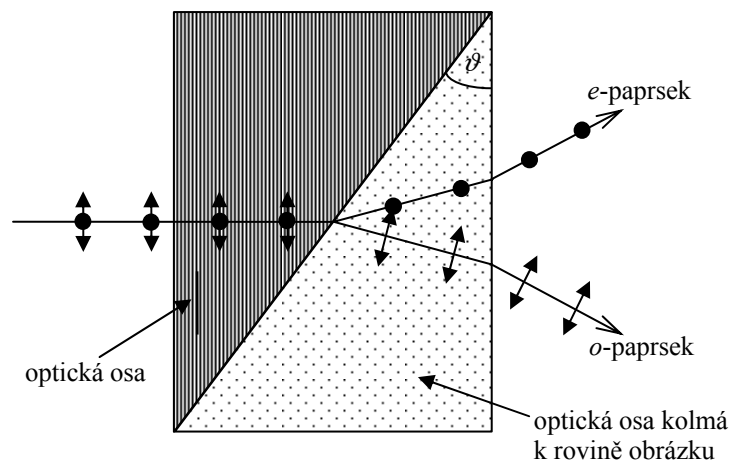
Obr. 8. Glan-Foucaultův hranol.

Pokud obě části hranolu k sobě stmelíme (např. glycerinem nebo minerálním olejem) změním úhel na rozhraní. Takový hranol se nazývá Glan-Thompsonův polarizátor.

Wollastonův hranol

Je to ve své podstatě polarizační dělič. V levé části hranolu se řádný i mimořádný paprsek šíří stejným směrem, ale různou rychlostí (řádny rychlostí v_\perp a mimořádný rychlostí v_\parallel). Na diagonálním rozhraní se mimořádný paprsek (polarizovaný v levé části hranolu v rovině hlavního řezu) stává řádným paprskem (polarizovaným kolmo k rovině hlavního řezu)

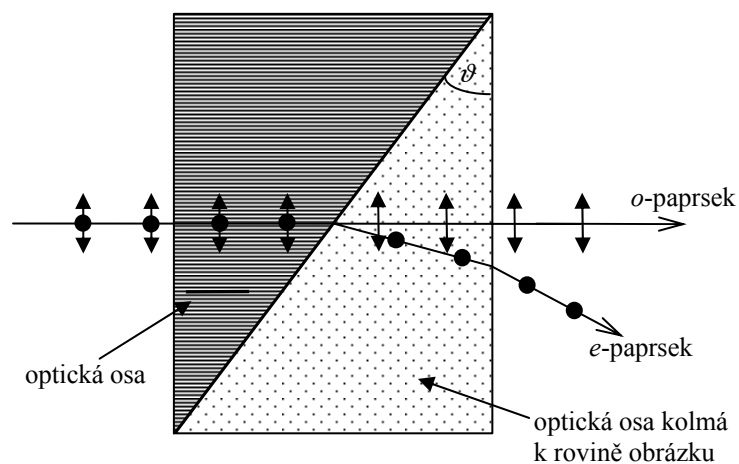
s odpovídající změnou indexu lomu, a protože v kalcitu je $n_e < n_o$, na rozhraní se bude lámat ke kolmici. Podobně řádný paprsek se na diagonálním rozhraní stává mimořádným, a proto se bude lámat od kolmice. Úhel mezi dvěma paprsky vystupujícími z hranolu závisí na úhlu θ (viz. obr. 9); v komerčně dostupných hranolech bývá 15° až 45° .



Obr. 9. Wollastonův hranol.

Rochonův hranol

Na rozdíl od Wollastonova hranolu prochází jeden z paprsků (řádny) Rochonovým hranolem neodkloněn od původního směru (a je tedy achromatický).



Obr. 10. Rochonův hranol vyrobený z pozitivního krystalu ($n_e > n_o$). Mimořádný paprsek se proto na rozhraní mezi oběma částmi hranolu láme ke kolmici.

Retardéry (vlnové destičky)

mění polarizaci dopadající vlny

princip – jedna ze dvou ortogonálních složek se definovaně fázově zpožďuje

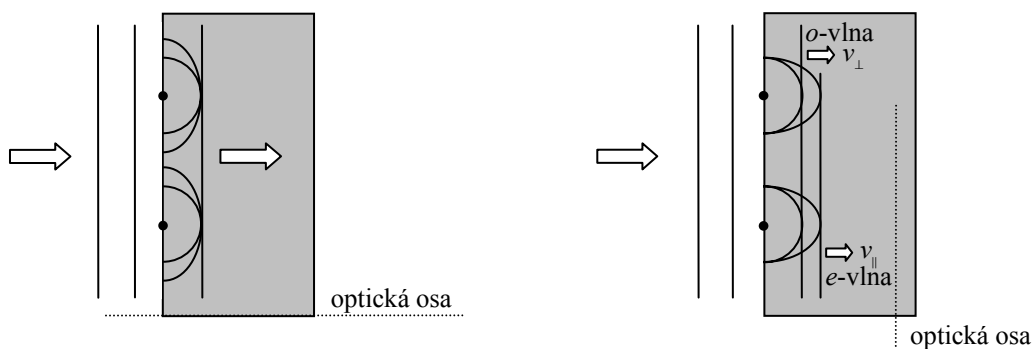
V případě, že je destička vyříznuta kolmo k optické ose (viz obr. 11 vlevo), obě komponenty (*o*-vlna i *e*-vlna) vlny dopadající na destičku ve směru optické osy se šíří ve směru optické osy stejnou rychlostí (obálky obou sekundárních vlnoploch splývají), takže krystalem prochází jediná neodchýlená vlna.

Předpokládejme nyní, že je optická osa paralelní s čelním a zadním povrchem destičky (viz obr. 11 vpravo). Jestliže elektrické pole dopadající rovinné monochromatické vlny má složku rovnoběžnou i kolmou k optické ose, destičkou se potom šíří dvě vlny. Protože pro kalcit $v_{\parallel} > v_{\perp}$, $n_o > n_e$, bude se *e*-vlna šířit destičkou rychleji než *o*-vlna. Po průchodu destičkou tloušťky d , výsledná elektromagnetická vlna bude superpozicí *e*-vlny a *o*-vlny, které ale budou vůči sobě fázově posunuty o $\Delta\varphi$. Relativní dráhový rozdíl bude

$$\Lambda = d(|n_o - n_e|)$$

a protože $\Delta\varphi = k\Lambda$

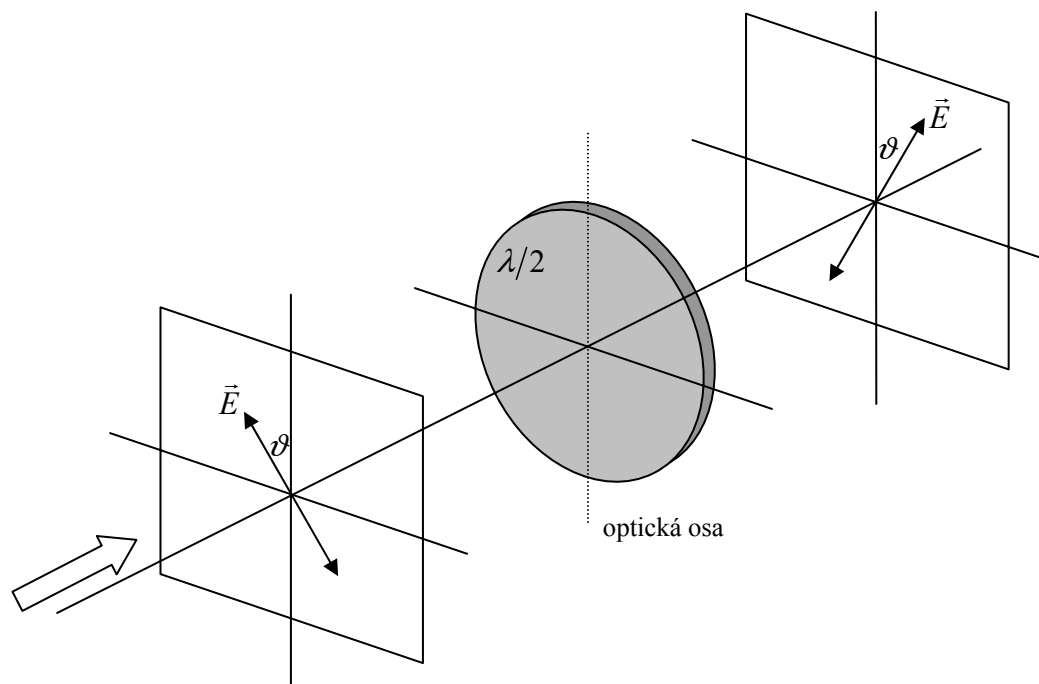
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(|n_o - n_e|).$$



Obr. 11. Kalcitová destička vyříznutá kolmo k optické ose (vlevo) a rovnoběžně s optickou osou (vpravo).

Polarizace vlny po průchodu destičkou bude záviset na amplitudách obou ortogonálních komponent dopadající vlny a ovšem také na $\Delta\varphi$.

celovlnová destička $\Rightarrow \Delta\varphi = 2\pi \Rightarrow$ relativní zpoždění je rovno jedné vlnové délce a tedy *o*- i *e*-vlna budou opět ve fázi a polarizace dopadající vlny se nezmění. Pozor, $\Delta\varphi$ závisí na λ , to znamená destička chromatická (při dané tloušťce je celovlnovou destičkou pouze pro určitou vlnovou délku, neboť $\Delta\varphi$ se mění jako $1/\lambda$).



Obr. 12. Půlvlňová destička otáčí rovinu polarizace lineárně polarizovaného záření.

půlvlňová destička $\Rightarrow \Delta\varphi = \pi \Rightarrow$ relativní zpoždění je rovno polovině vlnové délky.

Tloušťka půlvlňové destičky musí vyhovovat vztahu

$$d(|n_o - n_e|) = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

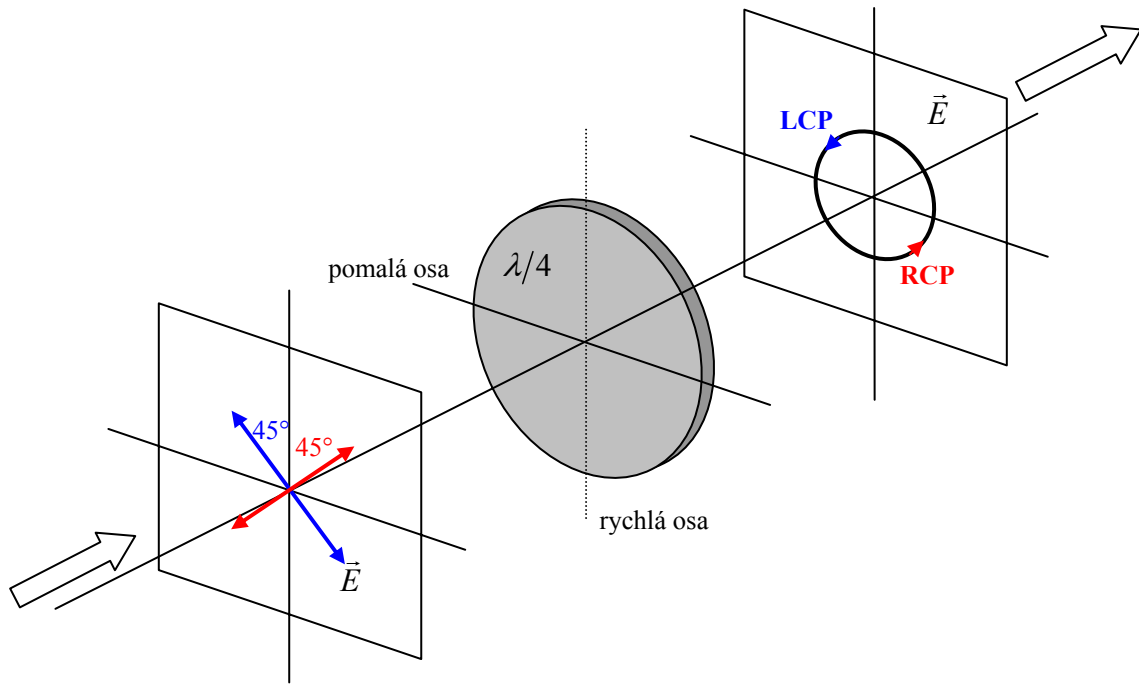
Předpokládejme, že na půlvlňovou destičku dopadá lineárně polarizované záření, přičemž rovina polarizace svírá s optickou osou destičky úhel ϑ . V negativním materiálu jako je kalcit se bude e -vlna šířit vyšší rychlostí a na výstupu destičky bude relativně fázově posunuta vůči o -vlně o $\lambda/2$, což způsobí otočení roviny polarizace o úhel 2ϑ . V případě elipticky polarizovaného záření změní jeho točivost a otočí o úhel 2ϑ azimut. V případě kruhově polarizovaného záření změní jeho točivost.

čtvrtvlňová destička $\Rightarrow \Delta\varphi = \pi/2 \Rightarrow$ relativní zpoždění je rovno čtvrtině vlnové délky.

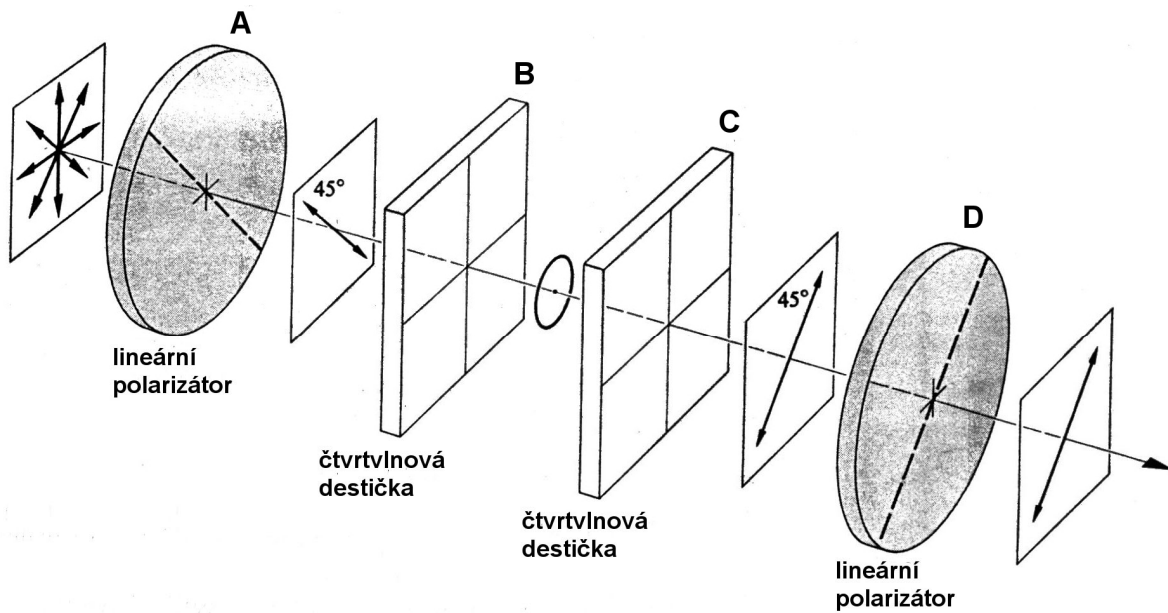
Tloušťka čtvrtvlňové destičky musí vyhovovat vztahu

$$d(|n_o - n_e|) = (4m + 1) \frac{\lambda}{4}, \text{ kde } m = 0, 1, 2, \dots$$

Čtvrtvlňová destička přemění lineárně polarizované záření na záření polarizované elipticky. V případě, že úhel $\vartheta = 45^\circ$ (viz obr. 12), získáme z lineárně polarizovaného záření kruhově polarizované záření (neboť e - i o -vlna mají v tomto případě stejnou amplitudu).



Obr. 12. Pomocí čtvrtvlnové destičky získáme z lineárně polarizovaného záření kruhově polarizované záření.



Obr. 13. Soustava dvou polarizátorů (A,D) a dvou čtvrtvlnových destiček (B,C). Kombinace A+B tvoří cirkulární polarizátor, kombinace C+D tvoří cirkulární analyzátor.

Kombinace lineárního polarizátoru následovaného čtvrtvlnovou destičkou (nebo obecně čtvrtvlnového retardéru) funguje jako cirkulární polarizátor (obr. 13). Točivost závisí na orientaci transmisní osy lineárního polarizátoru ($\pm 45^\circ$) vůči rychlé ose retardéru. Pomocí této kombinace můžeme z přirozeného světla získat buď cirkulárně polarizované světlo dané

točivosti (cirkulární polarizátor) nebo určit točivost kruhově polarizovaného záření (cirkulární analyzátor; v tomto případě je třeba změnit pořadí – nejprve analyzované světlo musí projít retardérem a potom lineárním polarizátorem).

Kerrův jev

- kvadratický elektrooptický jev,
- vznik dvojlomu v opticky izotropních prostředích (kapaliny, skla, středově symetrické krystaly),
- spočívá v tom, že izotropní látka umístěná do elektrického pole se stává látkou anizotropní, nabývá vlastnosti jednoosého krystalu s optickou osou, jejíž směr je rovnoběžný se směrem vektoru intenzity elektrického pole

vysvětlení

- je-li přiloženo elektrické pole k látkám majícím dipólový moment, pak toto pole způsobuje orientaci molekul ve směru elektrického pole (tzv. **orientační Kerrův jev**)
- pro látky, jejichž molekuly nevykazují vlastní dipólový moment, přiložení elektrického pole dipólový moment indukuje (tzv. **polarizační Kerrův jev**)

Změna indexu lomu Δn je úměrná druhé mocnině intenzity elektrického pole E

$$\Delta n = nkE^2$$

kde n je index lomu daného prostředí v nepřítomnosti elektrického pole a k je Kerrova konstanta. V některých případech se Kerrovou konstantou nazývá veličina $B = nk/\lambda$, kde λ je vlnová délka elektromagnetického záření. Vztah uvedený výše potom nabývá tvar

$$\Delta n = \lambda BE^2 .$$

Kerrova konstanta, která může být kladná i záporná. Její hodnota závisí na stavu prostředí (skupenství), na teplotě (s rostoucí teplotou se zmenšuje) a na struktuře molekul prostředí.

látka	Kerrova konstanta k (m/V²)
nitrobenzen (C ₆ H ₅ NO ₂)	$2,4 \cdot 10^{-12}$
skla	$3 \cdot 10^{-16}$ až $2 \cdot 10^{-25}$
voda	$4,4 \cdot 10^{-14}$

Tab. Hodnoty Kerrovy konstanty pro některé látky.

Kerrova cela

- elektrooptický přístroj založený na Kerrově jevu
- používá se jako elektrooptická závěrka (Q-spínání otevřeného laserového rezonátoru) nebo jako elektrooptický modulátor
- Skládá se z kyvety naplněné neabsorbujícím izotropním prostředím, do kterého jsou ponořeny elektrody vytvářející rovinný kondenzátor. Kyveta je uzavřena propustnými okénky.

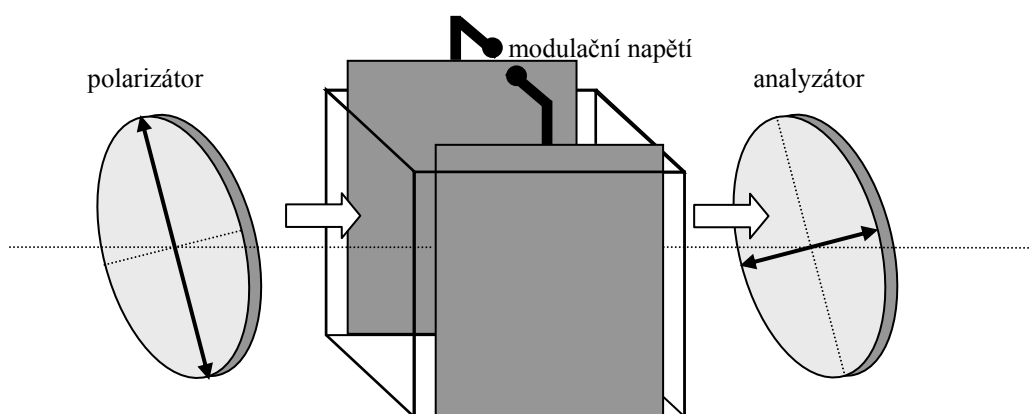
Kerrova cela je obvykle umístěna mezi zkříženými polarizátory (polarizátor P a analyzátor A). Při vypnutém poli záření, které je za polarizátorem lineárně polarizováno, projde beze změny Kerrovou celou a je analyzátozem odkloněno z původního směru šíření. Svírá-li přiložené elektrické pole úhel 45° se směrem polarizace lineárně polarizovaného záření, vzniká v izotropním prostředí dvojlom. Záření se v Kerrově cele rozkládá na dvě komponenty, z nichž jedna má polarizaci rovnoběžnou se směrem intenzity přiloženého elektrického pole (mimořádná vlna) a druhá má polarizaci k němu kolmou (řádna vlna). Tyto dvě vlny se šíří Kerrovou celou různou rychlostí, a proto záření vycházející z Kerrové cely bude elipticky polarizované a pouze částečně bude procházet analyzátozem. Rozdíl fází $\Delta\varphi$ mezi mimořádnou a řádnou vlnou vznikající na délce l působení elektrického pole intenzity E bude roven

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) = 2\pi B l E^2$$

Uvážíme-li, že pro rovnoběžné elektrody je intenzita elektrického pole $E = U/d$, kde d je vzdálenost elektrod, U napětí mezi elektrodami, pak pro dosažení fázového rozdílu $\Delta\varphi = \pi$ musí napětí mezi elektrodami dosáhnout tzv. půlvlnového napětí $U_{\frac{1}{2}}$

$$U_{\frac{1}{2}} = \frac{d}{\sqrt{2Bl}}$$

Hodnoty $U_{\frac{1}{2}}$ pro nejvíce užívané prostředí, nitrobenzen, se pohybují v oblasti desítek kilovoltů.



Obr. 13. Kerrova cela. Kyveta vložená mezi zkřížené polarizátory bývá zpravidla naplněna nitrobenzenem. Na deskové elektrody ponořené do kyvety se přikládá modulační napětí.

Pockelsův jev

- lineární elektrooptický jev
- změna indexu lomu anizotropního prostředí úměrná intenzitě přiloženého pole
- přiložené napětí indukuje dvojlom; z jednoosého krystalu dělá krystal dvojosý
- s objevem laserů našel široké uplatnění, na jeho principu byla navržena řada přístrojů – elektrooptických modulátorů, elektrooptických závěrek pro rychlé Q-spínání, ...

Jako anizotropního prostředí se nejčastěji využívá krystalů KDP, ADP a KDDP. Závislost indexu lomu na elektrickém poli může být popsána pomocí změny v orientaci a velikosti elipsoidu indexu lomu. V nepřítomnosti elektrického pole jsou tyto krystaly jednoosé, to jest existuje pouze jedna hodnota indexu lomu ve směru šíření záření (směr optické osy).

Indexový elipsoid je rotačním elipsoidem vzhledem k optické ose, n_o a n_e jsou hlavní indexy lomu odpovídající řádnému a mimořádnému paprsku. Elipsoid indexu lomu se promítá jako kružnice na rovinu kolmou k optické ose, krystal tedy nevykazuje dvojlom pro záření šířící se ve směru optické osy. Je-li ke krystalu přiloženo elektrické pole rovnoběžné s optickou osou, elipsoid indexu lomu se stává trojosým elipsoidem (z jednoosého krystalu se stává krystal dvojosý) a průmět na rovinu kolmou k původní optické ose se stává elipsou s osami x' a y' svírajícími úhel 45° s krystalografickými osami x a y . Tento úhel je nezávislý na velikosti přiloženého elektrického pole. Hlavní indexy lomu jsou $n_{x'}$, $n_{y'}$ a n_e . Délka os elipsy (průmětu do roviny kolmé k optické ose) ve směrech x' a y' je nepřímo úměrná indexům lomu v těchto dvou směrech.

Pro krystaly typu KDP potom rozdíl indexů lomu Δn pro dvě ortogonální složky lze vyjádřit vztahem

$$\Delta n = n_o^3 r_{63} E$$

kde r_{63} je elektrooptický koeficient popisující změny elipsoidu při podélně přiloženém elektrickém poli. Rozdíl fází mezi těmito dvěma vlnami na dráze l uvnitř krystalu činí

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l = \frac{2\pi n_o^3 r_{63} E l}{\lambda} = \frac{2\pi n_o^3 r_{63} U}{\lambda}$$

kde $U = El$ je napětí přiložené na krystalu. Je zřejmé, že fázový posuv je lineární funkcí přiloženého napětí a je nezávislý na rozměrech krystalu. Dopadá-li na krystal lineárně polarizované záření s polarizací rovnoběžnou se směrem původních os x nebo y , potom po průchodu krystalem s přiloženým elektrickým polem E dostaneme na výstupu krystalu elipticky polarizované světlo. Při použití Pockelsovy cely jako závěrky je nejdůležitější změna fáze $\Delta\varphi$ o $\pi/4$ nebo $\pi/2$. Pro $\Delta\varphi = \pi/2$ bude výstupní záření kruhově polarizované, pro $\Delta\varphi = \pi$ bude výstupní záření polarizováno lineárně s rovinou polarizace otočenou o 90° vzhledem ke vstupnímu záření. Napětí potřebné pro fázový posuv rovný π (respektive $\pi/2$) se nazývá půlvlnové (respektive čtvrtvlnové) napětí. Pro KDDP je $U_{\frac{1}{2}} \approx 3,4$ kV.

Optická aktivita

schopnost prostředí stáčet rovinu polarizace procházejícího lineárně polarizovaného záření v důsledku optické aktivity dojde po průchodu záření prostředím o tloušťce d k otočení roviny polarizace o úhel

$$\varphi = \varphi_0 d$$

kde φ_0 je tzv. měrná stáčivost, která charakterizuje prostředí (udává stáčivost daného prostředí jednotkové tloušťky).

Optickou aktivitu vykazuje řada látek, např. křemen, cukry, kyselina vinná, aminokyseliny s výjimkou glycinu. Tyto látky nazýváme látkami opticky aktivními. Typické je, že se vyskytují ve dvou chemicky shodných ale prostorově odlišných formách nazývaných enantiomery, které se k sobě mají jako levá a pravá ruka (jeden je zrcadlovým obrazem druhého).

vysvětlení – rozdíl v indexu lomu (a tedy v rychlosti šíření) levo- a pravotočivě kruhově polarizovaného záření. Dá se ukázat, že stáčivost φ je úměrná rozdílu v indexu lomu pro levo- a pravotočivě kruhově polarizované záření

$$\varphi = \frac{\pi d}{\lambda} (n_L - n_R)$$

Faradayův jev

otočení roviny polarizace elmag. záření šířícího se látkou nevykazující přirozenou optickou aktivitu způsobené magnetickým polem přiloženým podél směru šíření záření

Tato kapitola ještě není kompletní, budu se snažit ji ještě doplňovat.