

# Bevezetés a modern optikába

II. BSc fizikus hallgatóknak

5.

Polarizáció és kristályoptika



A polarizáció és a kristályoptika úgy függ össze, hogy kristályokban a törésmutató függ a polarizációtól, ami kettőtöréshez vezet.

## Polarizáció

A polarizáció az  $\mathbf{E}$  elektromos tér komponenseinek irányával írható le. Tegyük fel, hogy egy síkhullám  $z$  irányban terjed (ekkor az  $\mathbf{E}$  elektromos tér  $z$  komponense zérus, hiszen a hullám tranzverzális), így az  $\mathbf{E}$  tér  $x$  és  $y$  komponensének a legáltalánosabb alakja:

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x \cos(kz - \omega t + \varphi_x) \\ a_y \cos(kz - \omega t + \varphi_y) \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} a_x e^{i(kz - \omega t + \varphi_x)} \\ a_y e^{i(kz - \omega t + \varphi_y)} \end{pmatrix} = \mathbf{A} e^{i(kz - \omega t)},$$

ahol

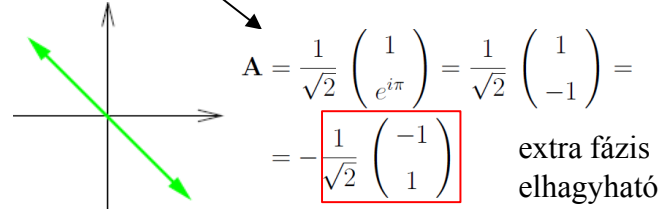
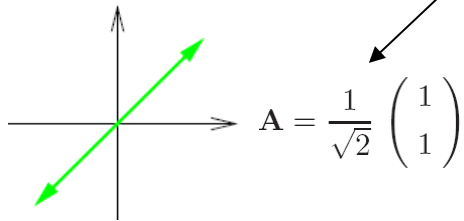
$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x e^{i\varphi_x} \\ a_y e^{i\varphi_y} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} a_x \\ a_y e^{i\varphi} \end{pmatrix}, \text{ ahol } \varphi = \varphi_y - \varphi_x$$

a **Jones-vektor** vagy **polarizációs vektor**.

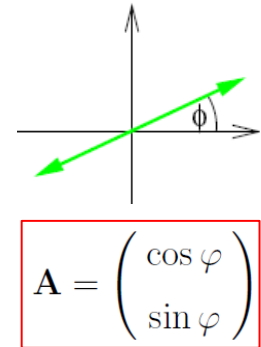
Ez írja le a hullám polarizációját.

**Példák a) lineáris polarizáció:**  $a_x = a_y$

$$\varphi = \varphi_y - \varphi_x = 0, \text{ vagy } \pi$$



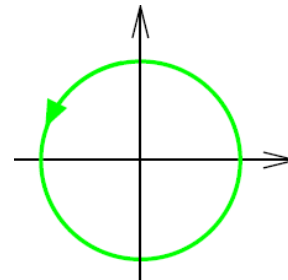
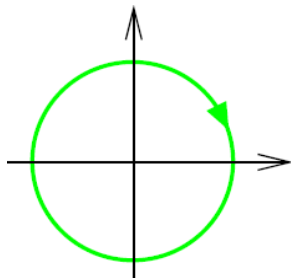
általában



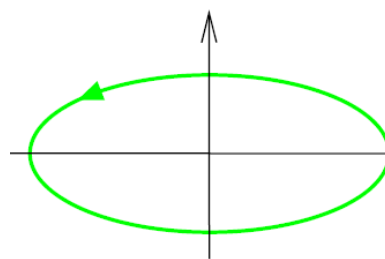
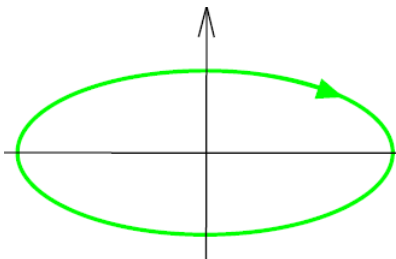
**b) cirkuláris polarizáció:**  $a_x = a_y$ , és

$$\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pm \frac{\pi}{2}$$

„igen”, „nem”: optikai bit



**c) elliptikus polarizáció:**

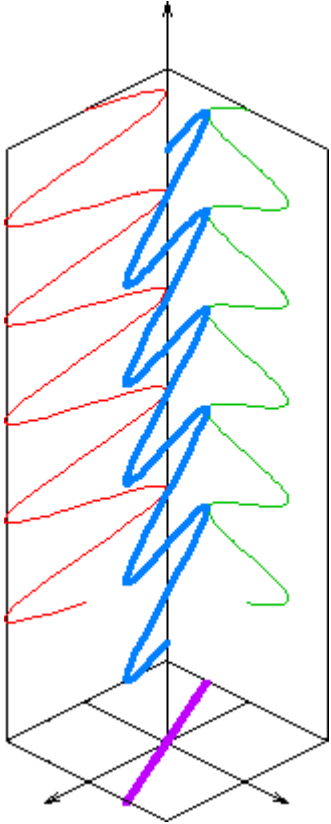


Megj.: a) A Jones-vektor komponenseit úgy kapjuk meg, hogy sugárral szembe nézünk.

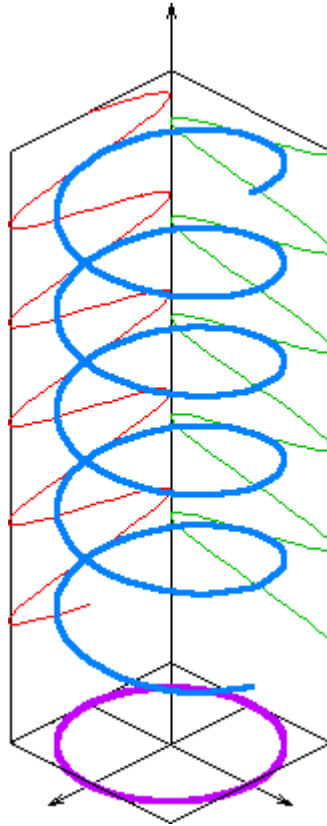
b) Az irodalomban gyakran más előjelek szerepelnek a Jones-vektorban ui. a síkhullámban a kitevő -1-szeresét veszik az általunk felírt alakhoz képest.

c) egy jobbra és egy balra cirkulárisan polarizált fény összege lineárisan polarizált.

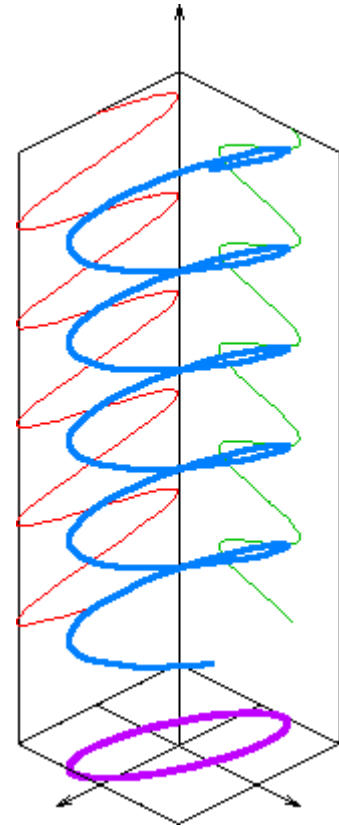
lineáris polarizált fény



cirkulárisan polarizált fény



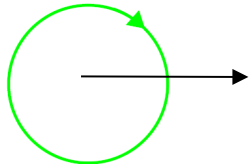
elliptikusan polarizált fény



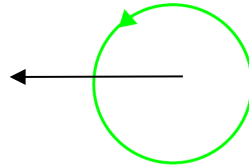
# A foton impulzusmomentuma

(heurisztikus megfontolás)

jobbra cirkuláris állapot



balra cirkuláris állapot



A cirkulárisan polarizált fény  $\mathbf{E}$  tere forgásba hozza az anyagban lévő elektront.

$$dE = F ds = F r d\varphi = M d\varphi \quad \longrightarrow \quad \frac{dE}{dt} = M \frac{d\varphi}{dt} = M\omega$$

forgatónyomaték

forgómozgás törvénye:  $\frac{dL}{dt} = M \quad \longrightarrow \quad \frac{dE}{dt} = \omega \frac{dL}{dt} \quad \longrightarrow \quad L = \frac{E}{\omega}$

foton energiája:  $E = h\nu$   
 jelölés:  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

$$E = \hbar\omega$$

$$L = \pm \hbar$$

Ez a foton impulzusmomentuma, **spin**

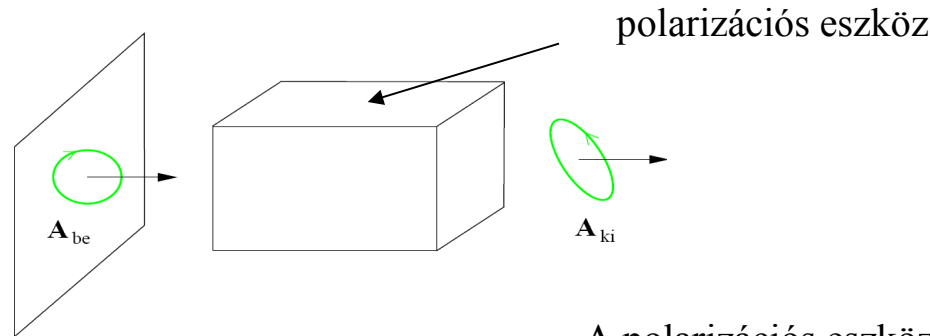
A hidrogén atom egy elektrontól és egy protonból áll, mindegyiknek a spinje  $\hbar/2$ .

Az atom alapállapotában a két részecske spinje ellentétes irányú, de kb. minden 10 millió éveként az egyik részecske spinje megfordul, és így energiája kissé nagyobb lesz. Az átbillenés következtében az atom teljes spinje  $\hbar$  változik, és egy foton lép ki. Ez a háttere a 21 cm-es mikrohullámú sugárzásnak, ami a rádiócsillagászatban alapvető fontosságú.

# Polarizációs eszközök mátrixos leírása

## Jones-mátrix

(a fizikai alapját lásd később)

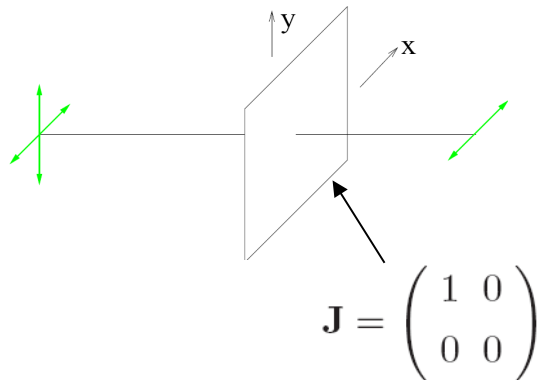


$$\mathbf{A}_{ki} = \mathbf{J} \mathbf{A}_{be}$$

A polarizációs eszközt jellemző **Jones-mátrix**, ami a be- és a kimenet polarizációs állapotát leíró **Jones-vektorokat** köti össze.

## e irányú lineáris polárszűrők

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$$



$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

x irányú szűrés

$$\mathbf{J} = \mathbf{e} \circ \mathbf{e} = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}$$

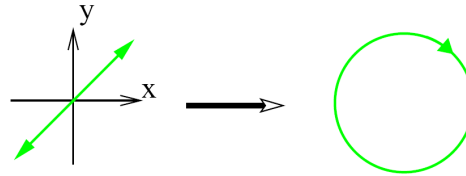
diadikus szorzat

# Késleltetők

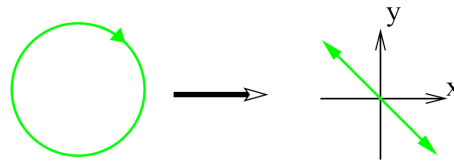
$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma} \end{pmatrix}$$

a)  $\lambda/4$  lemez:  $\gamma = -\frac{\pi}{2}$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$$

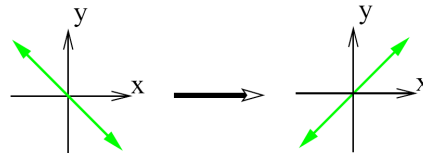


$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

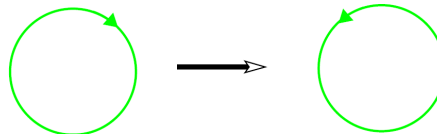


b)  $\lambda/2$  lemez:  $\gamma = -\pi$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$



$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$$



## Polarizációs forgatók

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha_1 \\ \sin \alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_2 \\ \sin \alpha_2 \end{pmatrix}, \text{ ahol } \alpha_2 = \alpha_1 + \gamma$$

A fenti polarizációs eszközök egymás utáni alkalmazása azt jelenti, hogy az egyes Jones-mátrixokat össze kell szorozni, mégpedig **fordított** sorrendben.



# Fénytörés és visszaverődés polarizációs viszonyai

(Jones-mátrix a 2. fejezet, 18. és 19. oldalon lévő Fresnel-formulák alapján)

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} -r_{\parallel} & 0 \\ 0 & r_{\perp} \end{pmatrix} \quad \text{és} \quad \mathbf{t} = \begin{pmatrix} t_{\parallel} & 0 \\ 0 & t_{\perp} \end{pmatrix}$$

TM
TE

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{\text{ref}} &= \mathbf{r} \mathbf{A}_{\text{be}}, \\ \mathbf{A}_{\text{trans}} &= \mathbf{t} \mathbf{A}_{\text{be}} \end{aligned}$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}$$

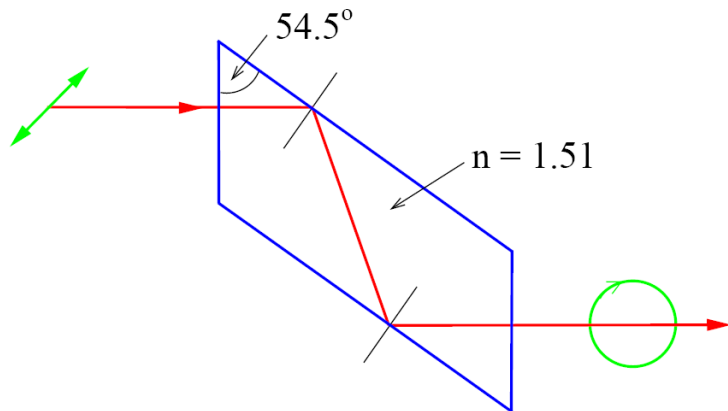
TM
TE

Grant R. Fowles: *Introduction to Modern Optics*, Dover Publ. Inc., New York, 2<sup>nd</sup> ed. (1989).

**Példa a) Fresnel-rombusz:**

teljes visszaverődésnél:  $r_{\perp} = e^{i\Phi_{\perp}}$

$$-r_{\parallel} = e^{i\Phi_{\parallel}}$$



$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} e^{i\Phi_{\parallel}} & 0 \\ 0 & e^{i\Phi_{\perp}} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma} \end{pmatrix}, \quad \text{ahol } \gamma = \Phi_{\perp} - \Phi_{\parallel}$$

$\gamma$  a beesés szögétől és a törésmutatótól függ.

A visszaverődés olyan, mint egy **késleltető**.

Ha a beesés szöge  $54.5^\circ$  és  $n = 1.51$  (üveg), akkor

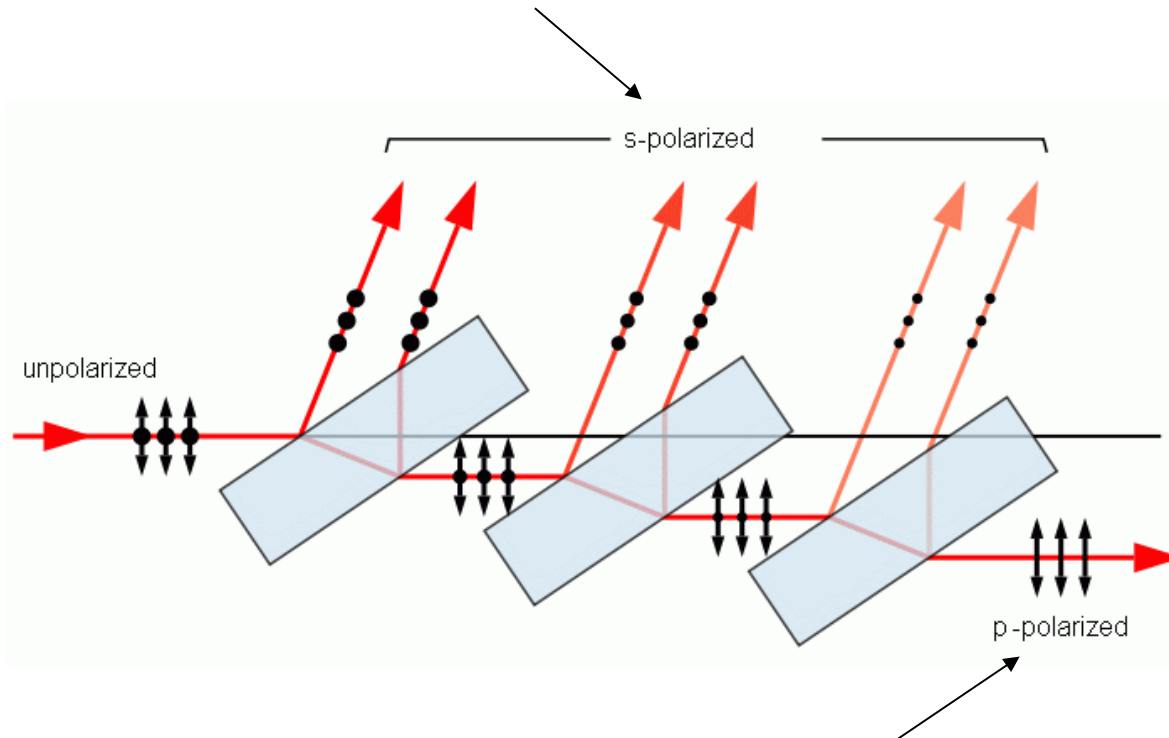
$\gamma = -45^\circ = -\pi/4$  (belátható a Fresnel-formulákból).

Ezután mátrixok szorzásával könnyű belátni, hogy egy **lineárisan polarizált fény kétszeri belső visszaverődés után jobbra cirkulárisan polarizált lesz a Fresnel-rombuszban**. Hasonlóan viselkedik a Mooney-rombusz is (lásd Hecht: Optics).

## b) Brewster-lemezek:

Visszaverődéskor fellépő polarizációt láttunk korábban is, amikor a beesési szög éppen a Brewster-szög (lásd 2. fejezet, 20. oldal).

csak TE módus, az elektromos tér merőleges a beesési síkra



TM módus, az elektromos tér párhuzamos a beesési síkra

# Kristályok, anizotrop anyagok

## Kettőstörés és a polarizátorok fizikai alapja

Mawell-egyenletek (2. fejezet 11. oldal, forrásmentes):

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

anyagegyenletek:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E}$$

nem mágneses anyag

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

A relatív dielektromos állandó,  
3 x 3-as **szimmetrikus** tenzor,  
a kristály szimmetriáit tükrözi.

Keressük a síkhullám megoldást!  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0) = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E}_0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{kD} = 0 \\ \mathbf{kB} = 0 \\ \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \mathbf{D} \end{array} \right.$$

főtengely transzformáció  
(szimmetrikus tenzor  
sajátértékei valósak)

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}$$

főtengelyrendszerben:

$\mathbf{k}$  is transzformálódik!

$$\mathbf{k} (\mathbf{kE}_0) - \mathbf{k}^2 \mathbf{E}_0 = -\frac{\omega^2}{c_0^2} \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \mathbf{E}_0$$

Megj.: hasonlít a tehetetlenségi tenzor levezetéséhez.

korábban láttuk:  $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

További ekvivalens alakok:

$$\left. \begin{aligned}
 (\mathbf{k} \circ \mathbf{k} - \mathbf{k}^2) \mathbf{E}_0 &= -\frac{\omega^2}{c_0^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\
 \sum_{j=1}^3 \left[ k_i k_j - \mathbf{k}^2 \delta_{ij} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \varepsilon_j \delta_{ij} \right] (E_0)_j &= 0
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{homogén egyenlet} \\ \mathbf{E}_0 \text{-ra!!!} \end{array}$$

nemtriviális megoldás, ha a determináns zérus, a karakterisztikus egyenlet:

$$\begin{vmatrix}
 (n_1 \omega / c_0)^2 - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\
 k_y k_x & (n_2 \omega / c_0)^2 - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\
 k_z k_x & k_z k_y & (n_3 \omega / c_0)^2 - k_x^2 - k_y^2
 \end{vmatrix} = 0$$

Ez az egyenlet határozza meg a fény terjedésének  $\omega(\mathbf{k})$  iszperziós relációját kristályban.

A kristály törésmutatója a fő tengelyek irányában:

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$$

$$n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$$

$$n_3 = \sqrt{\varepsilon_3}$$

Köbös rácsban  $n_1 = n_2 = n_3$

ordinary (rendes)

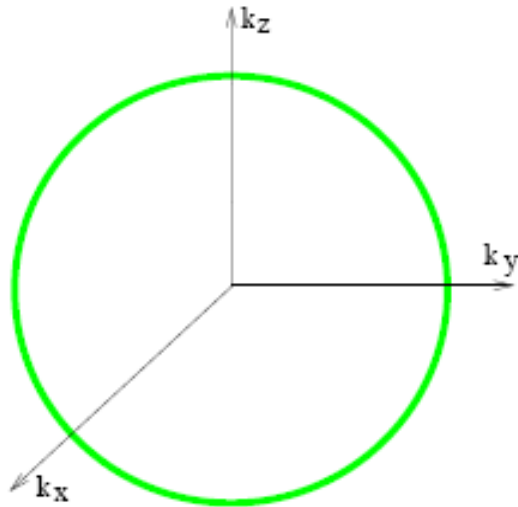
Egytengelyű:  $n_1 = n_2 = n_o \neq n_3 = n_e$

extraordinary (rendellenes)

Kéttengelyű: mind a három törésmutató különböző

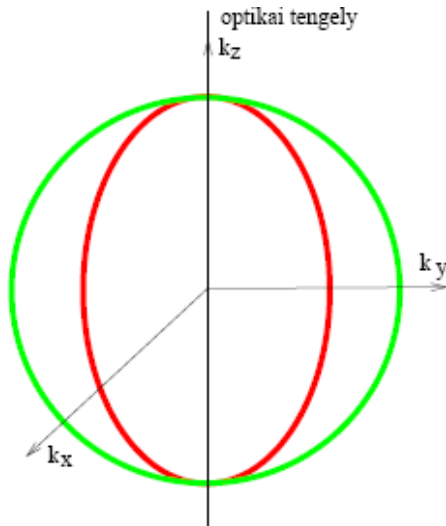
$n_e > n_o$  vagy  $n_e < n_o$   
lehetséges

$\omega(\mathbf{k})$  diszperziós reláció köbös rácsban:



diszperziós reláció izotróp,  
minden  $\mathbf{k}$  irányban azonos  $\omega$

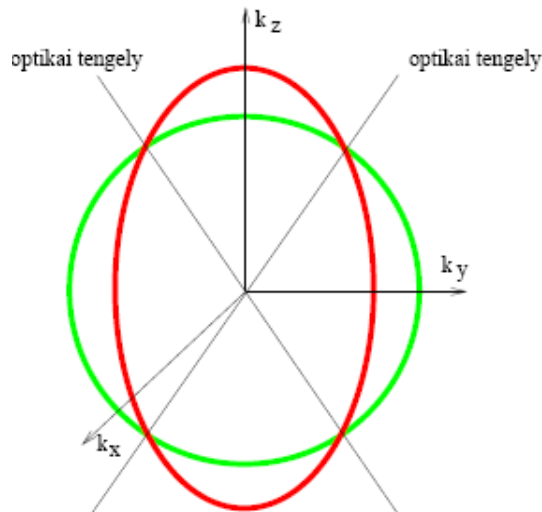
$\omega(\mathbf{k})$  diszperziós reláció egytengelyű rácásban:



Két megoldás van adott  $\mathbf{k}$  mellett  $\omega$ -ra, a  $\mathbf{k}$  térben, két felület: az egyik **gömb** (optikailag izotróp), a másik **ellipszoid** (optikailag anizotróp).

egy optikai tengely van

$\omega(\mathbf{k})$  diszperziós reláció kéttengelyű rácásban:



Itt is két felület van, a gömbfelület és az ellipszoid metszik egymást.

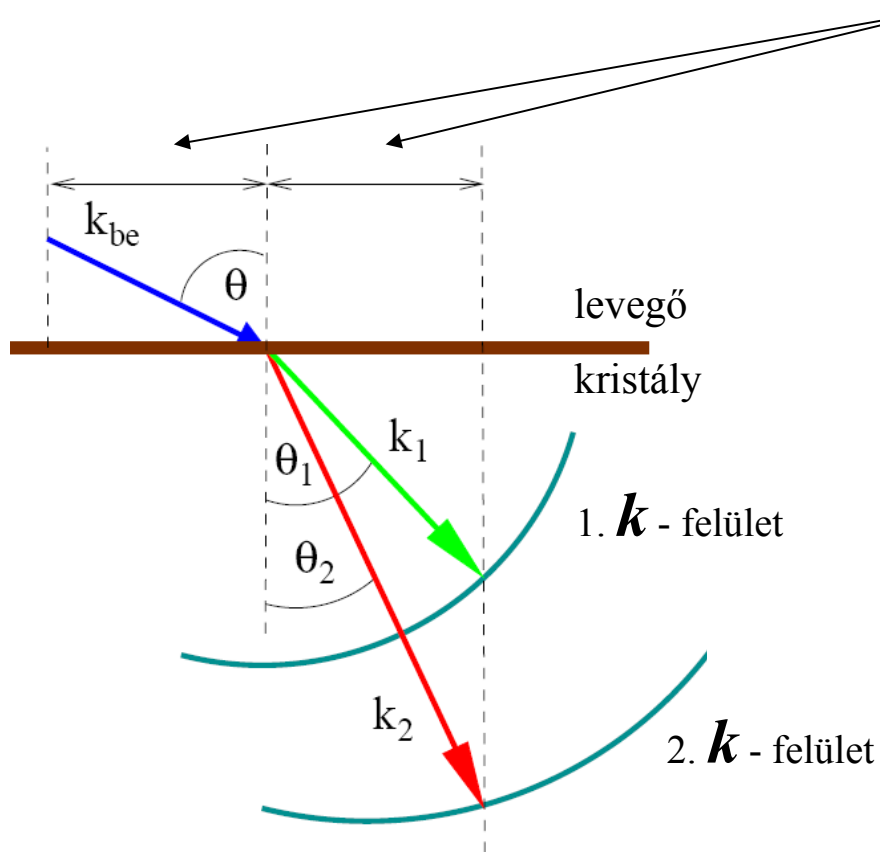
két optikai tengely van

# Kettőtörés

Egy síkfelületre beeső fénysugár két irányban törik meg.

A törési szögeket a fázisillesztéssel határozhatjuk meg (2. fejezet, 16. oldal).

A  $\mathbf{k}$  hullámszámvektor felület menti komponense **azonos** a törőfelület két oldalán.



$$k_{be} \sin \vartheta = k_1 \sin \vartheta_1$$

$$k_{be} \sin \vartheta = k_2 \sin \vartheta_2$$

# Optika

A kettőtörés oka, hogy két  $\mathbf{k}$ -felület létezik aniztróp kristályokban.

# Egytengelyű kristály

(részletesebben)

Egytengelyű kristályban a diszperziós relációt meghatározó karakterisztikus egyenlet két tényező szorzatára egyszerűsödik:

$$n_1 = n_2 = n_o \neq n_3 = n_e$$

$$\left( \frac{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}{n_o^2} - k_0^2 \right) \left( \frac{k_x^2 + k_y^2}{n_e^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} - k_0^2 \right) = 0 \quad \text{ahol} \quad k_0 = \frac{\omega}{c_0}$$

gömbfelület a  $\mathbf{k}$ -térben,  
izotróp diszperzió

ellipszoid a  $\mathbf{k}$ -térben,  
anizotróp diszperzió

Hogyan számíthatjuk ki a törésmutatót egy adott irányban?

$$n(\vartheta)$$

legyen:

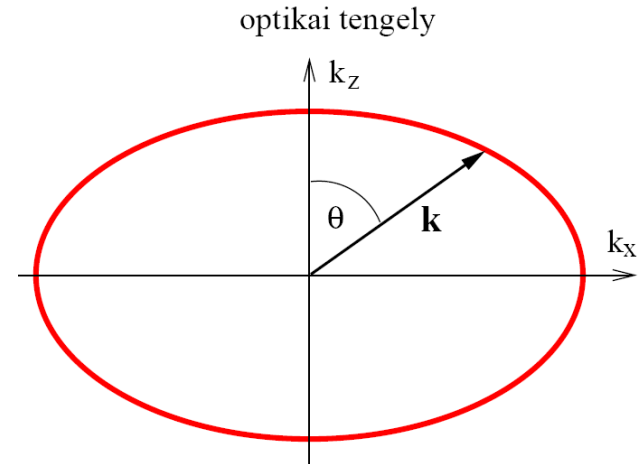
$$k_z = k \cos \vartheta$$

$$k_x = k \sin \vartheta$$

$$k_y = 0$$

$$k = n(\vartheta) k_0$$

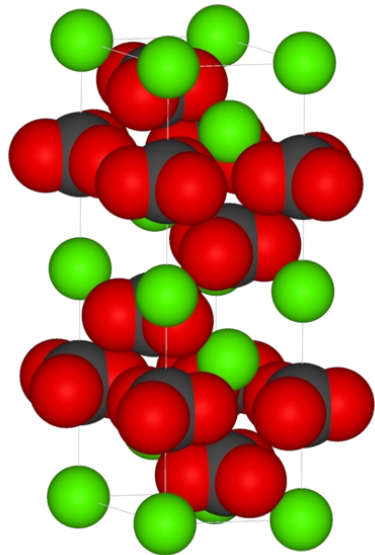
$$\frac{1}{n^2(\vartheta)} = \frac{\cos^2 \vartheta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{n_e^2}$$



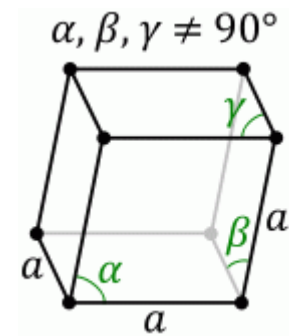
Az irodalomban szokás használni a **törésmutató-ellipszoidot** is a fénytörés leírására.  
Mi a diszperziós relációt használjuk.



Kalcit  $\text{CaCO}_3$  „izlandi pát”



Romboédéres kristályszerkezet

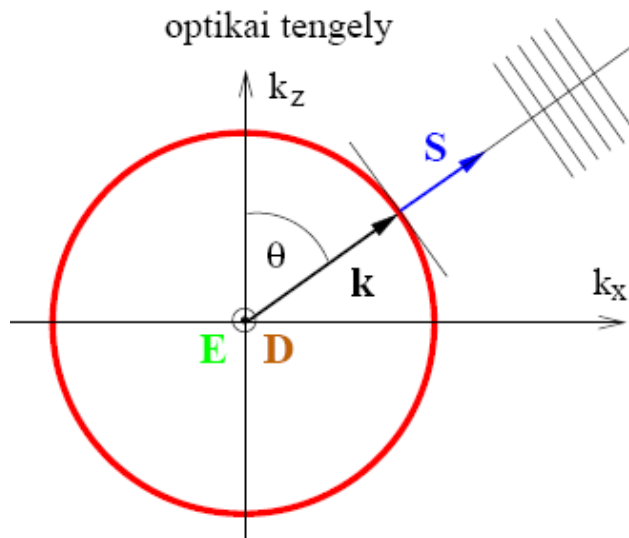


A jobb oldali kép polarizáló lemezen keresztül látható

# Sugarak, hullámfrontok, energiaterjedés

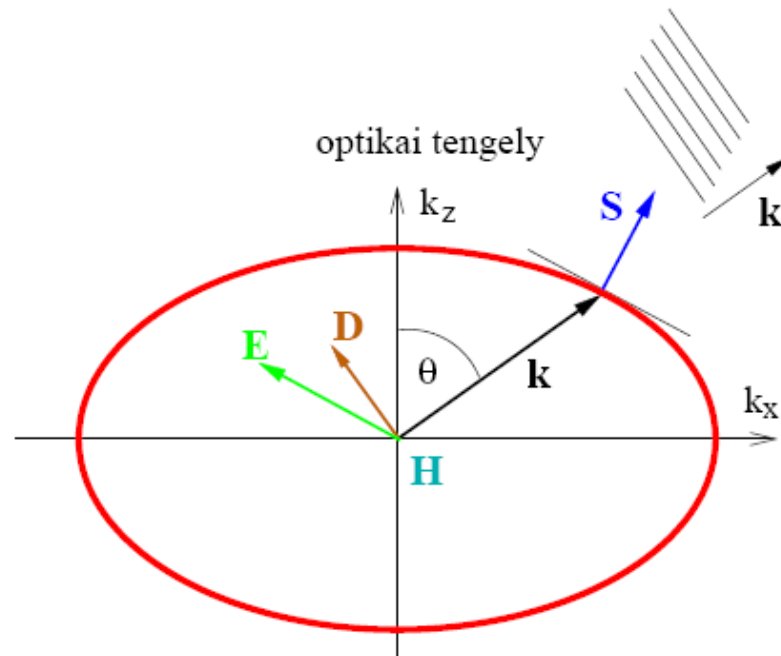
- $\mathbf{D}$  merőleges  $\mathbf{k}$ -ra
- a hullámfront  $\mathbf{k}$ -ra merőleges
- $\mathbf{S}$  Poynting-vektor merőleges az ellipszis érintőjére a  $\mathbf{k}$ -pontban
- a csoportsebesség:  $\mathbf{v}_g = \frac{d\omega(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} \equiv \text{grad}_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k})$  írhuzamos  $\mathbf{S}$ -sel
- $\mathbf{E}$  merőleges  $\mathbf{S}$ -re

Sajátvektorok:



ordinárius sugár

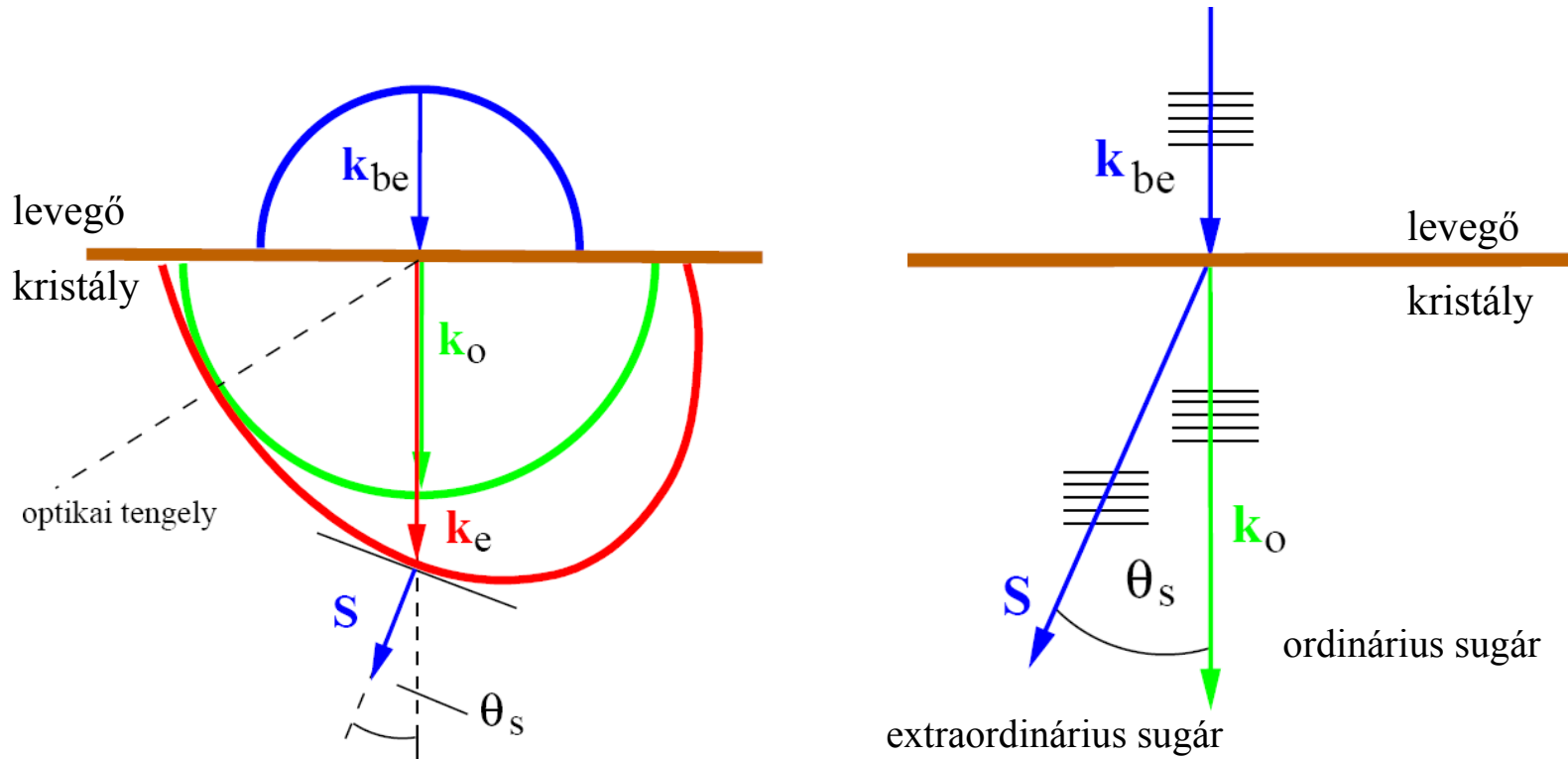
Az  $\mathbf{E}$  tér mindig tranzverzális,  
TE módus



extraordinárius sugár

Az  $\mathbf{E}$  tér mindig az optikai tengelyen  
és  $\mathbf{k}$ -vektoron átmenő síkban van.  
TM módus

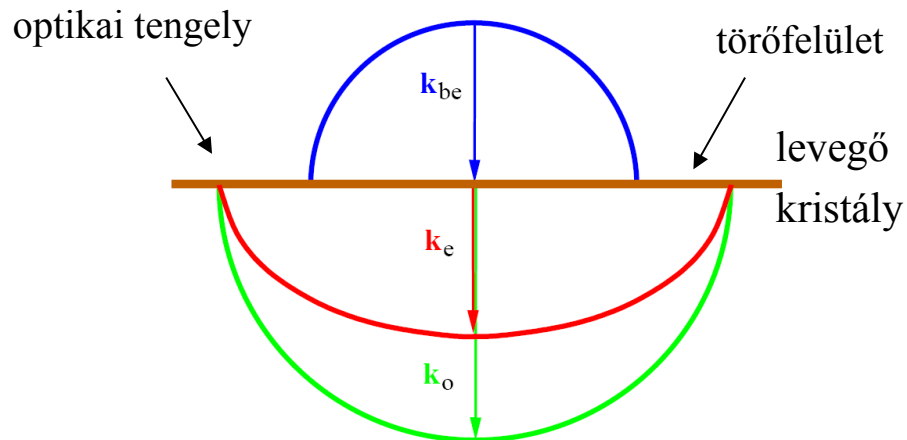
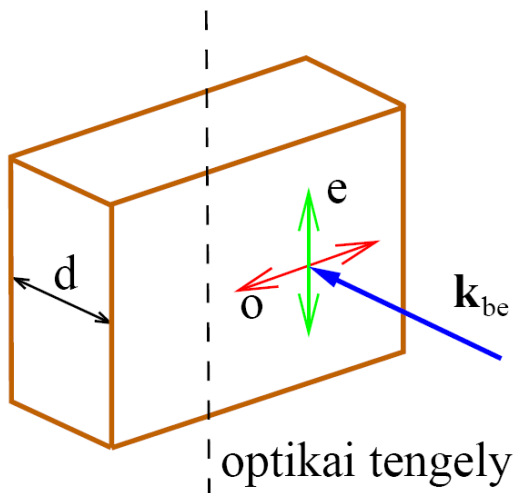
# Kettőstörés egytengelyű kristály felületén merőleges beesésnél



Ferdén metszett kristályban (amikor az optikai tengely nem párhuzamos a törőfelülettel) még a merőlegesen beeső fénysugár is szenved kettőstörést.

# Polarizáló eszközök

a) **késleltetők**: törőfelület párhuzamos az optikai tengellyel, rájuk merőleges a bejövő sugár



Ha a beeső síkhullámnak van **e** és **o** komponense, a lemezen áthaladva fáziskülönbség keletkezik közöttük:

$$\gamma = \varphi_e - \varphi_o = k_e d - k_o d = (n_e - n_o) k_o d$$

$$\begin{aligned} k_e &= n_e k_o \\ k_o &= n_o k_o \end{aligned}$$

vektorosan: 
$$\begin{pmatrix} A_o \\ A_e \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} A_o e^{i\varphi_o} \\ A_e e^{i\varphi_e} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} A_o \\ A_e e^{i\gamma} \end{pmatrix}$$

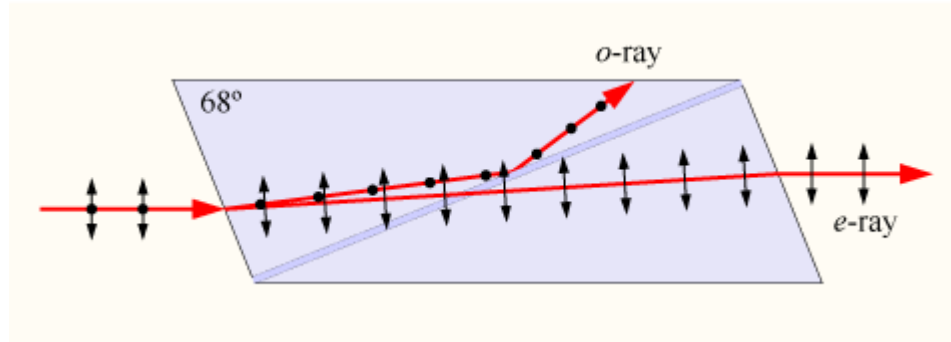
Ezt a késleltetőknél ismert mátrix írja le: 
$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma} \end{pmatrix}$$
 ahol  $\gamma = \varphi_e - \varphi_o$

$\lambda/4$  lemez, illetve  $\lambda/2$  lemez a  $d$  vastagsággal tervezhető.

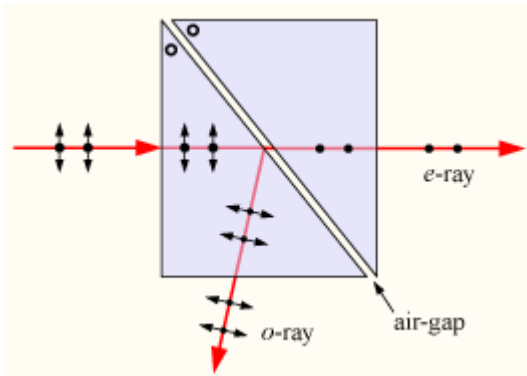
b) polarizáló osztók:

Ha a beesés szögére teljesül  $\frac{1}{n_o} < \sin \vartheta < \frac{1}{n_e}$ ,

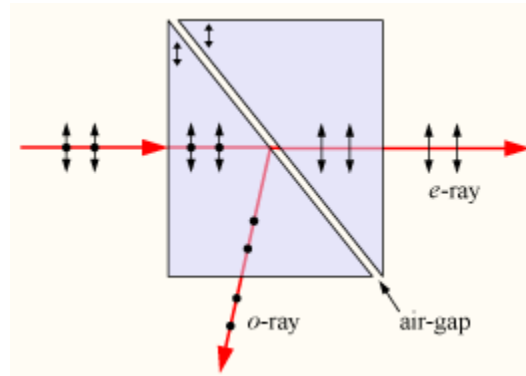
akkor az ordinárius sugár teljes visszaverődést szenved.  
Ezt fel lehet használni polarizált nyalábok szétválasztására.



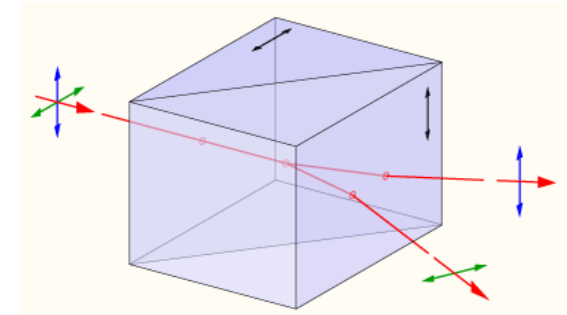
Nicol-prizma



Glan-Foucault-prizma



Glan-Taylor-prizma



Wollaston-prizma

### c) Polarizációs forgatók = cirkuláris kettőtörés

$$n_+ \neq n_-$$

$d$  úton felvett fázis:  $\varphi_{\pm} = n_{\pm} k_0 d$

Induljunk ki egy adott polarizációból:  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right]$

Az anyagon való áthaladás eredménye:  $\frac{1}{2} \left[ e^{i\varphi_+} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + e^{i\varphi_-} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right] = e^{i\frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2}} \begin{pmatrix} \cos \gamma \\ -\sin \gamma \end{pmatrix}$

ahol  $\gamma = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2} = \frac{n_+ - n_-}{2} k_0 d = (n_+ - n_-) \frac{\pi}{\lambda_0} d$  lényegtelen közös fázis

Ezt a transzformációt a **forgatás Jones-mátrixa** írja le:

$$\gamma = \varrho d$$

*forgató anyagok:* kvarc, Se, Te, TeO<sub>2</sub>, sok szerves anyag (pl. tejsav)

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}$$

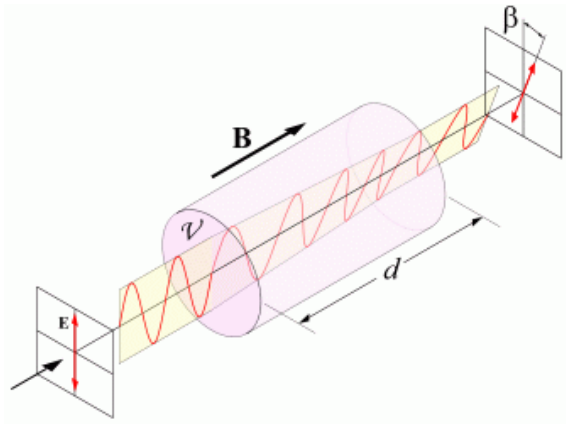
A  $\lambda/2$  lemeztől abban különbözik, hogy ott kitüntetett **e** és **o** polarizációs irányok vannak, míg itt bármilyen kezdeti polarizációs irány ugyanannyit fordul el.

A nanofizikában a **spintronika** ugyanezt az elvet alkalmazza, hogy az elektron spinjét „manipulálhassák” (lásd Cs. J. *Természet Világa* 136. évf. 9. szám, 2005).

# Faraday-effektus

(magnetooptika)

Mágneses tér által indukált optikai aktivitás, polarizációs forgatás.



optikai aktivitás:

$$\varrho = V B$$

Verdet-konstans

Ez abban tér el a természetes optikai aktivitástól, hogy tükörrel visszaküldve az elforgatott fényt, a polarizáció síkja **természetes aktivitásnál visszafordul**, míg a **Faraday-effektusnál továbbfordul**.

Oka: a  $B$  mágneses tér **axiálvektor**, tükrözve nem változik.

# Egyéb polarizációs jelenségek

**Kéttengelyű kristály:** bonyolult hullámfelületek alakulnak ki, színes jelenségek (lásd Landau-Lifsic: VIII/XI. fejezet).

**Dichroizmus:** polarizációfüggő elnyelés, polarizátor-analizátor lemezek. Hosszúkás molekulák vagy nagyobb struktúrák: **hosszirányban erősebb elnyelés** (Joule-hő). A **frekvenciától is függ**, innen a neve: „kétszínűség”.

**Pleokromizmus:** Kéttengelyű kristályok polarizációfüggő többszínűsége, a **polarizáció színben van kódolva**. Vikingek tájékozódása „napkövel”.

## Az égbolt színe és polarizációja:

$$\text{Rayleigh-szórás: } \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

A kék (rövidebb hullámhosszú) fény a felhőben lévő kisméretű vízcseppek jobban szóródik, mint a vörös színű fény. A szórt fény ráadásul polarizációfüggő: ami 90° körül jut a szemünkben, az polarizált. Hasonlóan a szivárvány is polarizált.