Hullám terjedése közegben

Amikor az elektromágneses hullám valamilyen közegben terjed, akkor a vákuumbeli sebességéhez képest lelassul.

Vákuumban: $v = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \, \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$ (ez a fény terjedési sebessége vákuumban)

Valamilyen nem ferromágneses szigetelő közegben:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{c}{n} \quad \rightarrow \quad n = \frac{c}{v}$$

Itt n az adott közeg abszolút törésmutatója, ami megadja, hogy hányad részére csökken le a hullám (fény) sebessége a vákuumbeli sebességhez képest.

Két közeg egymásra vonatkoztatott relatív törésmutatója az abszolút törésmutatók hányadosa:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

Tehát a törésmutatók hányadosára mindig írhatjuk, hogy: $\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}$

Vékonyréteg-interferencia

Konstruktív interferencia: $\Delta\varphi = m \cdot 2\pi \quad (m = 0,1,\ldots)$

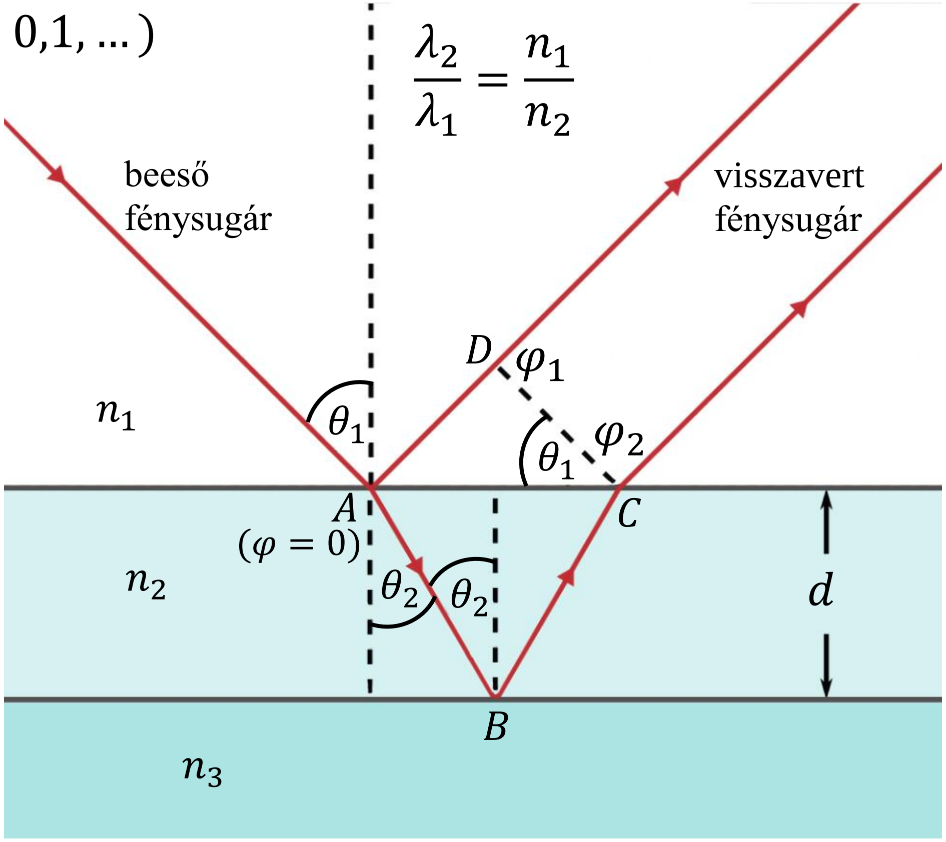
$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (n_3 > n_2 > n_1)$$

$$\varphi_1 = k_1\overline{AD} + \pi \; *$$

$$\varphi_2 = k_2(\overline{AB} + \overline{BC}) + \pi \; *$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_2}(\overline{AB} + \overline{BC}) - \frac{2\pi}{\lambda_1}\overline{AC}\sin\theta_1$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_2}{\lambda_1 n_1}\left(\frac{2d}{\cos\theta_2}\right) - \frac{2\pi}{\lambda_1}\overline{AC}\sin\theta_1$$

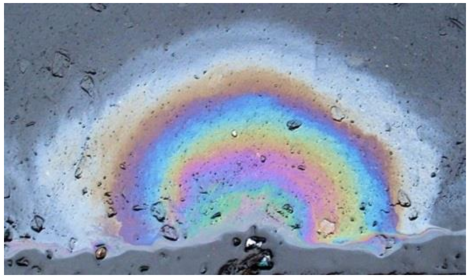


Közelítőleg merőleges beesésnél:

$\cos\theta_2 \approx 1 \qquad \sin\theta_1 \approx 0$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_2}{\lambda_1 n_1} \cdot 2d = m \cdot 2\pi$$

Ha az 1-es közeg levegő: $n_1 \approx 1$, $\lambda_1 \approx \lambda$, $n_2 = n$



$$\frac{n_2}{\lambda_1 n_1} \cdot 2d = m$$

$$\frac{n_2}{n_1} \cdot 2d = m\lambda_1$$

$$\boxed{n \cdot 2d = m\lambda}$$

(**optikai úthossz**: $s_O = n \cdot l$)

* Amikor a hullám optikailag **sűrűbb** közegről verődik vissza, akkor ***π* fázisugrást** szenved! Ha csak az egyiknél sűrűbb, akkor ez pont a gyengítés feltétele lenne!

Optikai rács

Konstruktív interferencia: $\Delta\varphi = m \cdot 2\pi \quad (m = 0,1,\dots)$

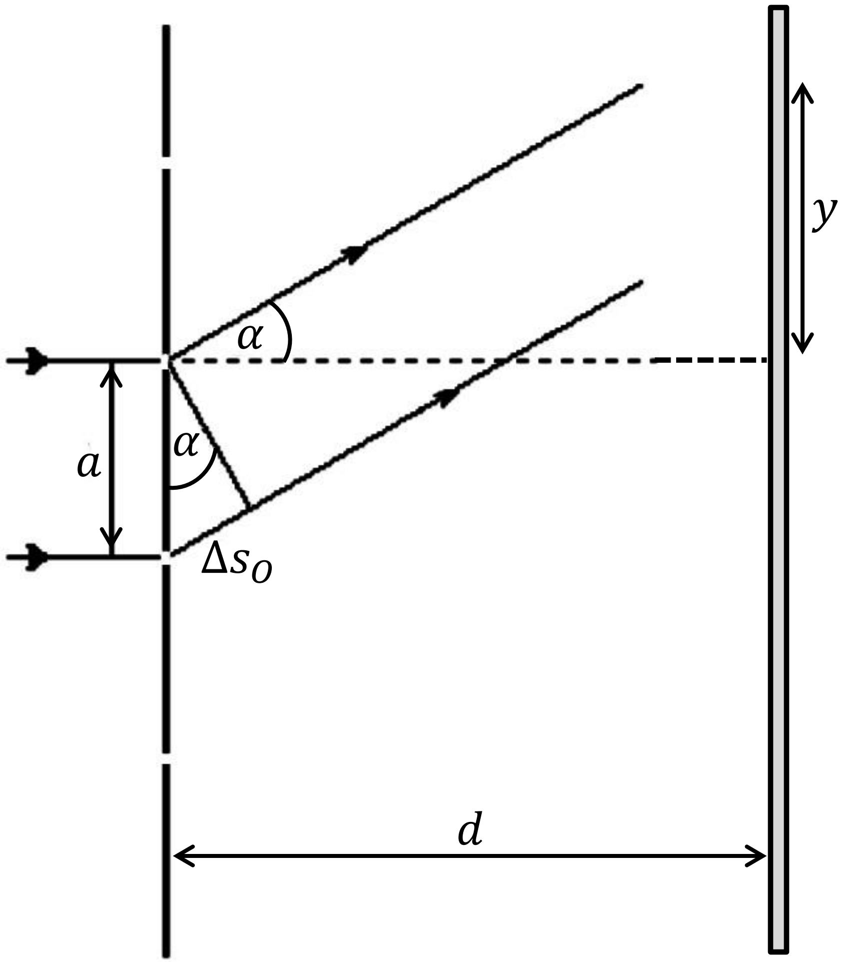
Optikai úthosszak különbségére: $\Delta s_O = m\lambda \quad \rightarrow \quad a \sin\alpha = m\lambda$

$$\sin\alpha = \frac{m\lambda}{a}$$

$\rightarrow$ Pozíció az ernyőn:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{y}{d}$$

$$y = d \operatorname{tg}\alpha$$



transzmissziós rács

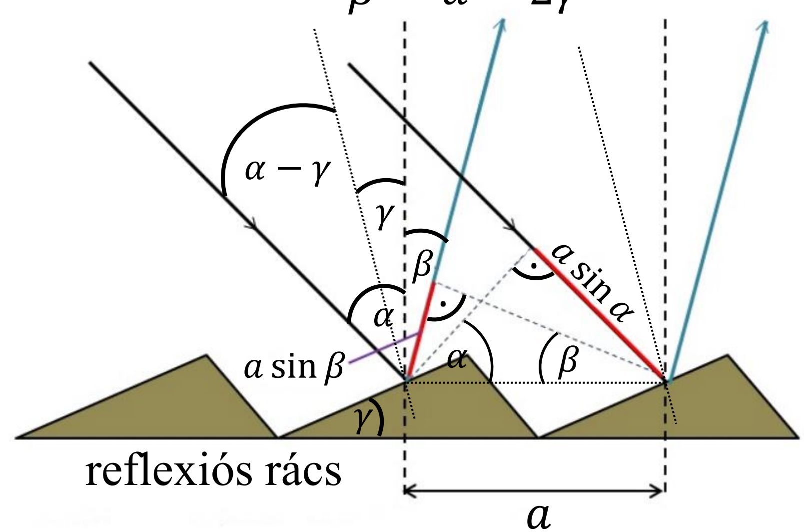
ernyő

Reflexiós rácsnál:

$$\Delta s_O = a \sin\alpha - a\sin\beta = m\lambda$$

$$a(\sin\alpha - \sin\beta) = m\lambda$$

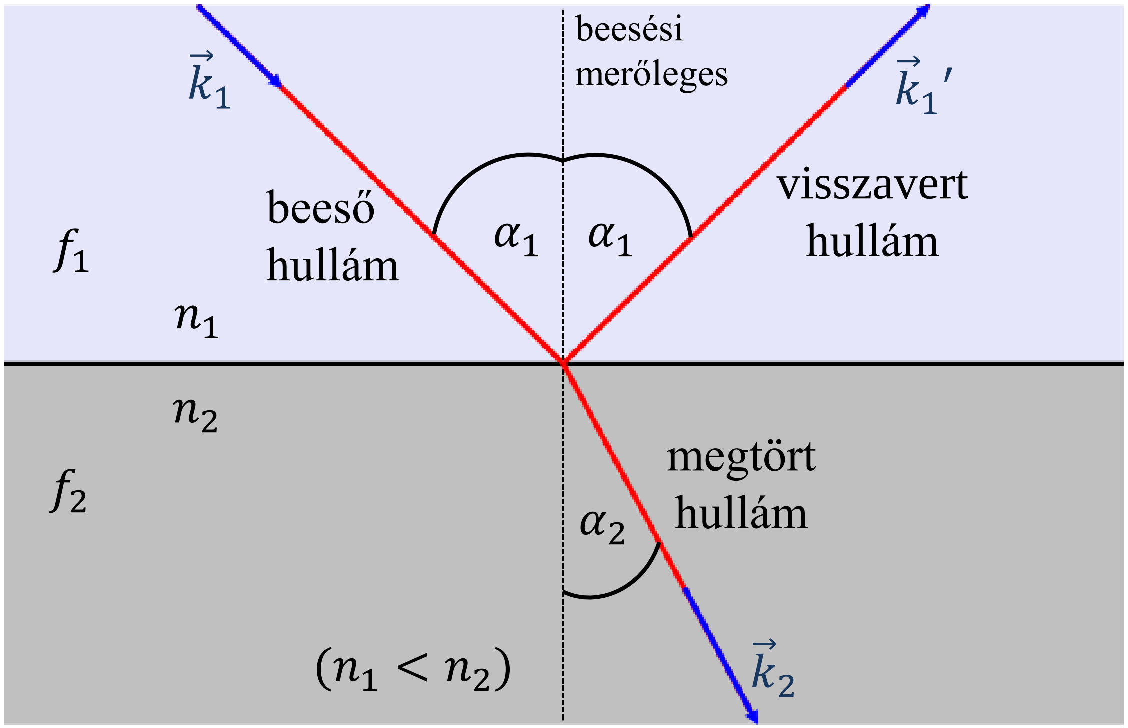
$$\beta = \alpha - 2\gamma$$



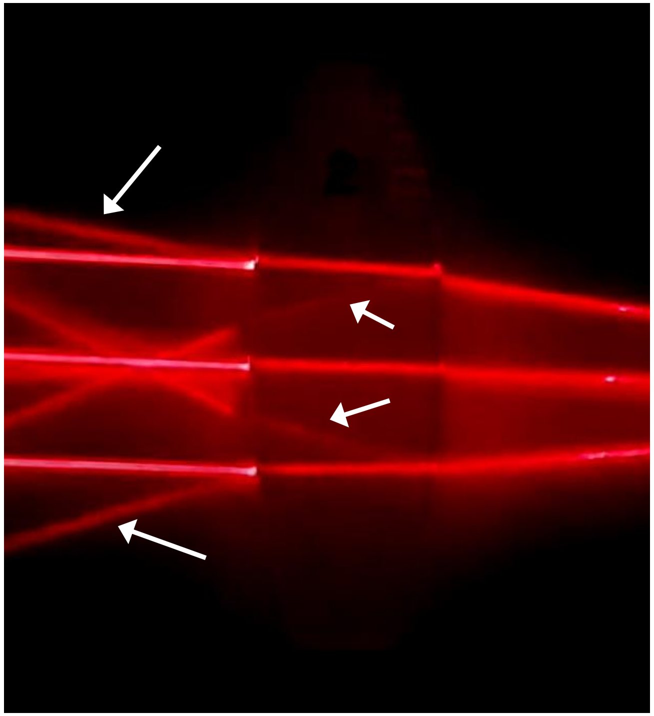
reflexiós rács

Hullámok viselkedése két közeg határán

Két különböző közeg határához érve a hullám egy része mindig visszaverődik, a másik része pedig megtörve behatol a másik közegbe. Bizonyos esetekben a hullám teljes mértékben visszaverődik.



VIDEÓ IDEKATTINTVA!

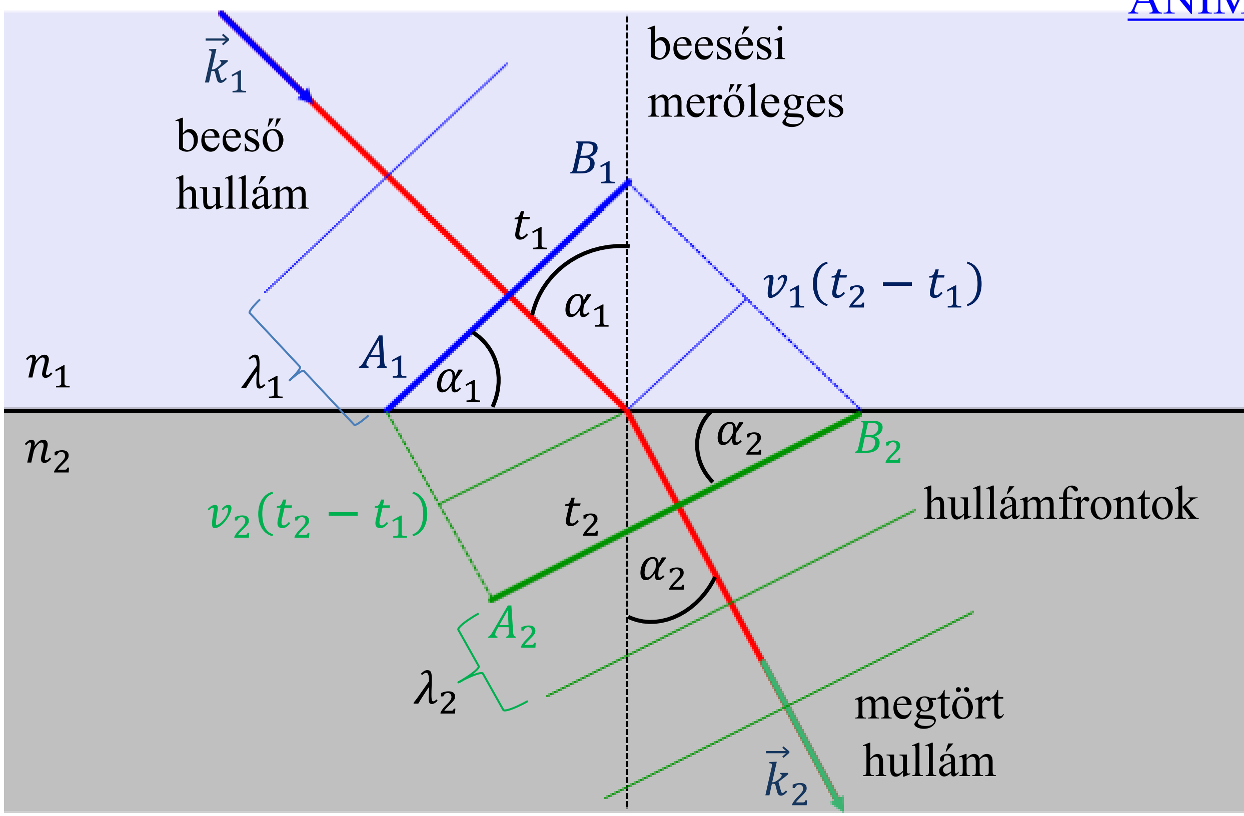


A visszaverődési szög megegyezik a beesési szöggel.
A törési szög és beesési szög kapcsolatát a **Snellius-Descartes törvény** adja meg.
A hullám **frekvenciája ugyanaz** a két közegben: $f_1 = f_2 = f$
Felhasználva, hogy minden hullám esetén: $v = \lambda f$
A hullámhosszakra: $\lambda_1 = v_1/f$ és $\lambda_2 = v_2/f$ $\rightarrow$ $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1/f}{v_2/f} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$
Tehát a hullámhossz optikailag sűrűbb közegben kisebb.

Snellius-Descartes törvény

Az A_1B_1 vonal jelzi a hullám fázisfelületét a t_1 időpontban.
Az A_2B_2 vonal jelzi a hullám fázisfelületét a t_2 időpontban.

ANIMÁCIÓ IDEKATTINTVA!



$$\sin\alpha_1 = \frac{v_1(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

$$\sin\alpha_2 = \frac{v_2(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

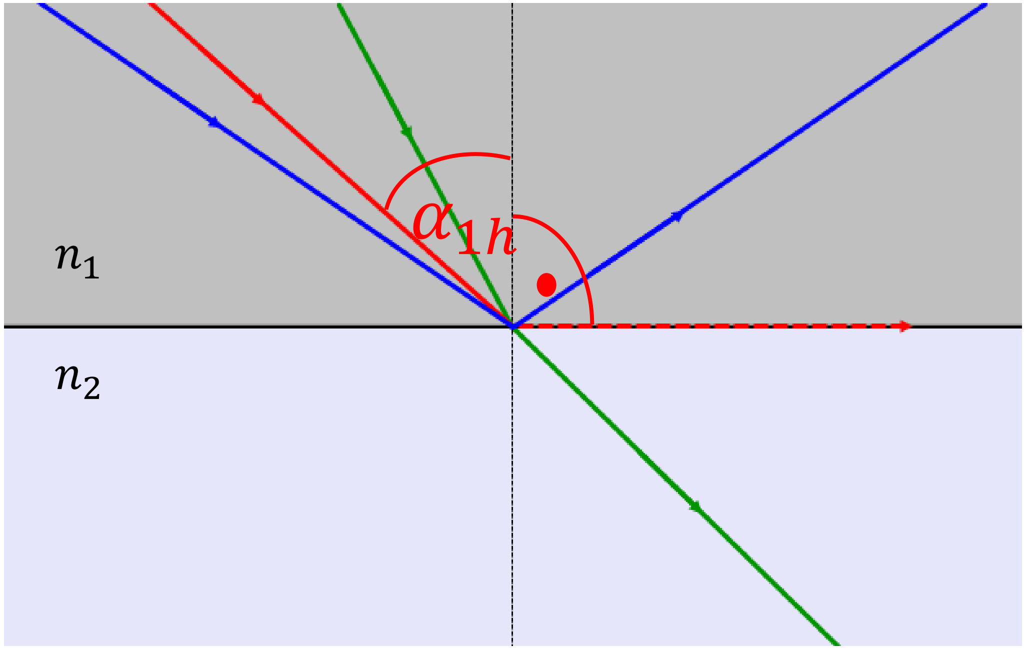
$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

$$\boxed{n_1 \sin\alpha_1 = n_2 \sin\alpha_2}$$

Ha a hullám optikailag sűrűbb közegbe érkezik, akkor a törési szög kisebb, mint a beesési szög.
Ha a hullám optikailag ritkább közegbe érkezik, akkor a törési szög nagyobb, mint a beesési szög.

Teljes visszaverődés

Amikor a hullám optikailag sűrűbb közegből lép át optikailag ritkább közegbe ($n_1 > n_2$), akkor az α_1 beesési szöget növelve a törési szög egyre jobban megközelíti a derékszöget, a megtört hullám intenzitása pedig egyre csökken.
Amikor a beesési szög meghaladja az α_1 határszöget, teljes visszaverődés áll fent.

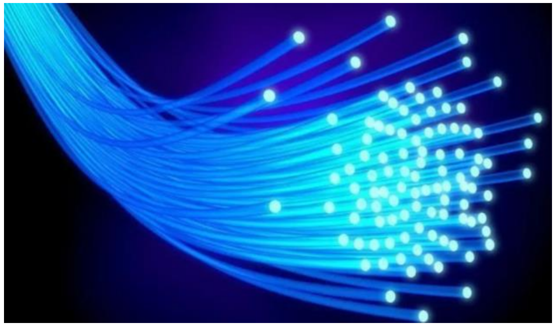


A határszögre:

$$n_1 \sin \alpha_{1h} = n_2 \sin 90°$$

$$\sin \alpha_{1h} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Ezt a jelenséget optikai szálakban hasznosítják.



VIDEÓ IDEKATTINTVA!

Geometriai optika

Egy átlátszatlan test nyílásából indulva a fény egyenesekkel határolt **fénynyaláb** formájában terjed. A minden határon túl elvékonyodott fénynyalábot **fénysugár**nak nevezzük, és egy irányított egyenesnek fogjuk fel.
A **geometriai optika** keretében erre a fénysugárra használunk egyszerű matematikai és geometriai módszereket.

Homogén közegben a fény **egyenes vonal**ban terjed.

Két közeg határfelületén a beeső fény egy része **visszaverődik**, másik része **megtörik** és behatol a másik közegbe.

A fényvisszaverődés törvényei:

- a beeső fénysugár, a beesési merőleges, a visszavert fénysugár egy síkban vannak
- a beesési szög egyenlő a visszaverődési szöggel

A fénytörés törvényei:

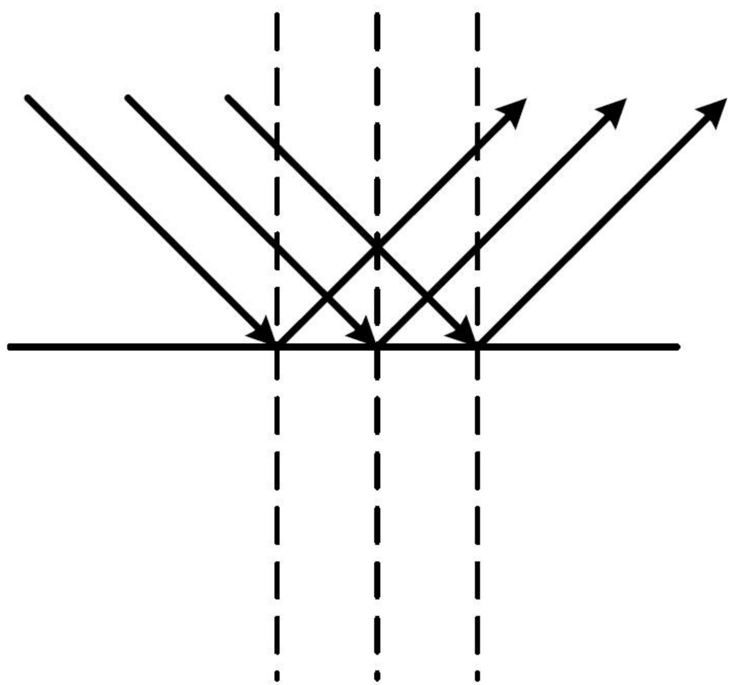
- a beeső fénysugár, a beesési merőleges, a megtört fénysugár egy síkban vannak
- a beesési szög és a törési szög kapcsolatát a Snellius-Descartes törvény adja meg:

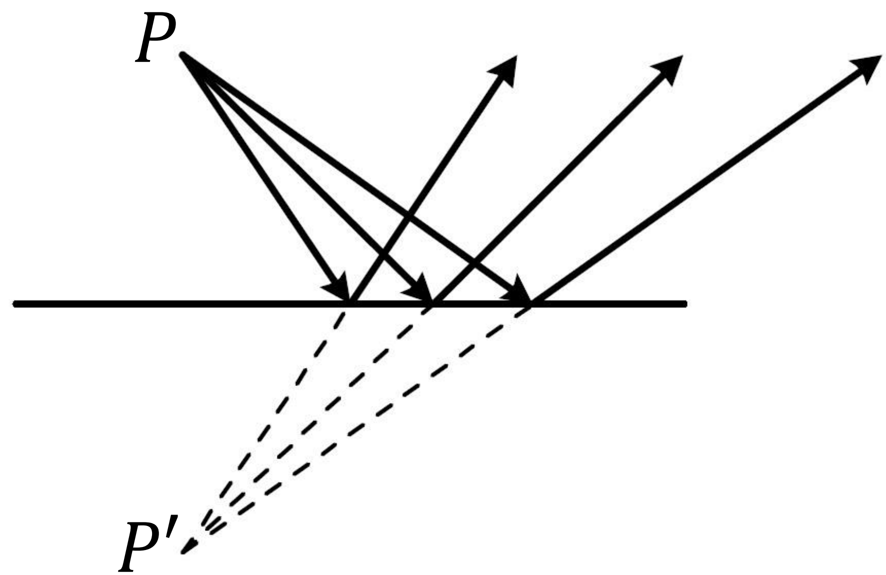
$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

Visszaverődés sík határfelületen (síktükör)

A párhuzamos fénysugarak párhuzamosan verődnek vissza.

A széttartó vagy összetartó fénysugarak visszaverődés után is széttartóak, összetartóak.

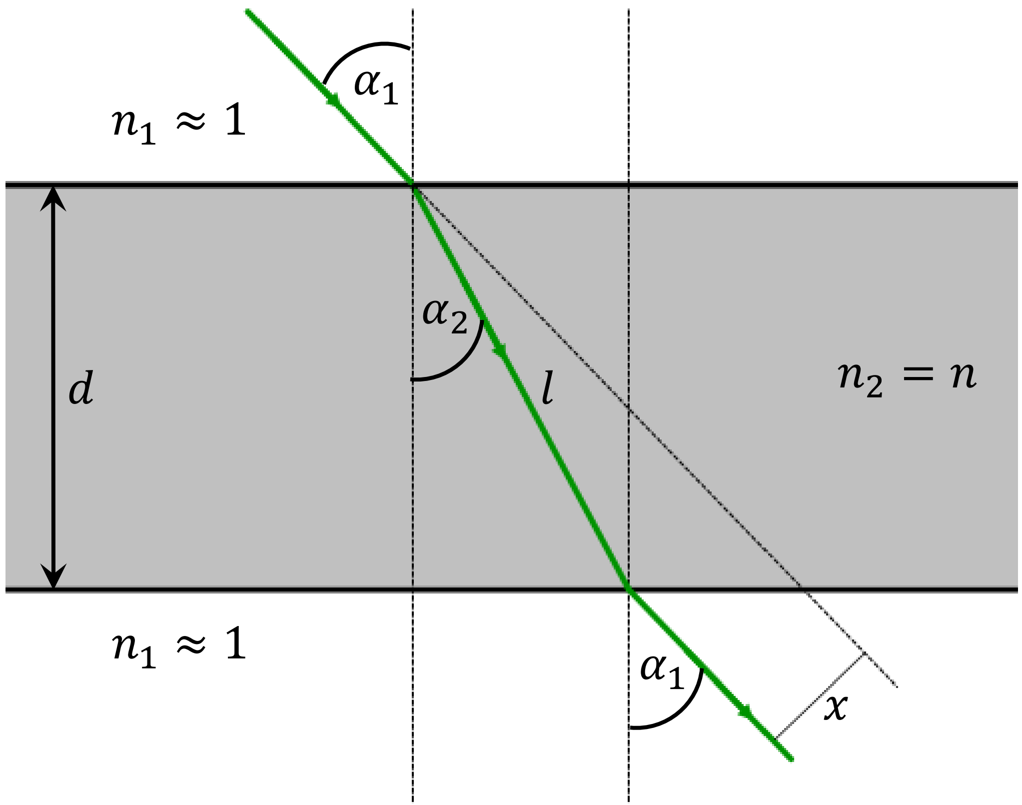




A ***P*** pontszerű forrásból induló széttartó fénysugarakat visszafelé meghosszabbítva az egyenesek a ***P’*** pontban találkoznak. Ez a ***P*** fényforrás **látszólagos** képe.

Áthaladás plánparalel lemezen

A d vastagságú plánparalel lemezen való áthaladás és két törés után a fénysugár az eredeti irányban halad tovább egy x távolsággal eltolva.



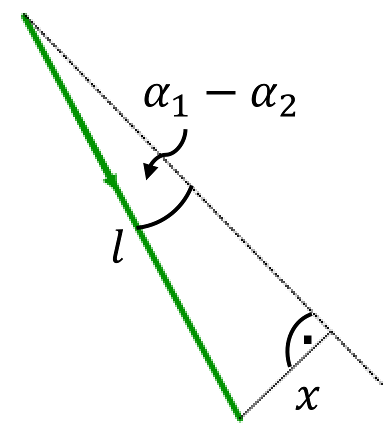
Snellius-Descartes törvény:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

$$\sin \alpha_1 = n \sin \alpha_2$$

A lemezben megtett l távolság:

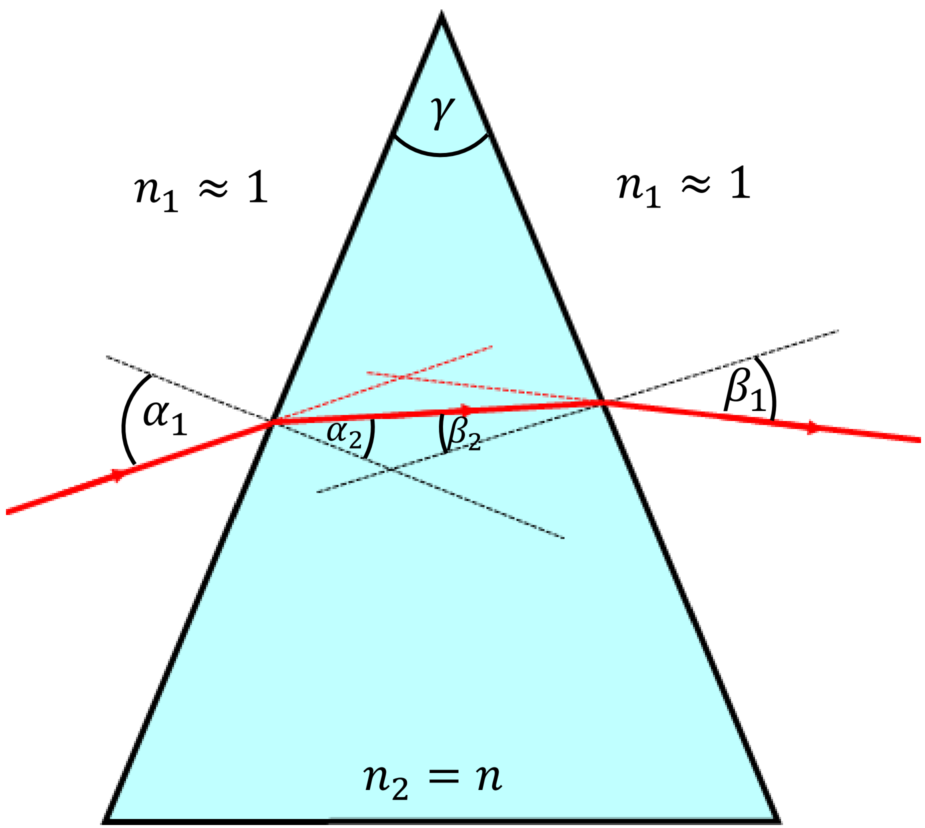
$$l = \frac{d}{\cos \alpha_2}$$



$$x = l \sin(\alpha_1 - \alpha_2)$$

Fénytörés prizmában

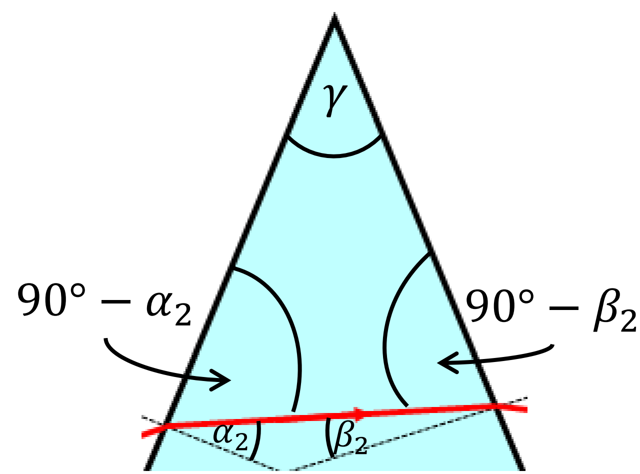
A prizmán a fénysugár ugyancsak kétszer megtörve halad át.
A γ szöget a prizma törőszögének nevezik.



Snellius-Descartes törvény:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$
$$\sin \alpha_1 = n \sin \alpha_2$$

$$n_2 \sin \beta_2 = n_1 \sin \beta_1$$
$$n \sin \beta_2 = \sin \beta_1$$



A háromszög szögeire:

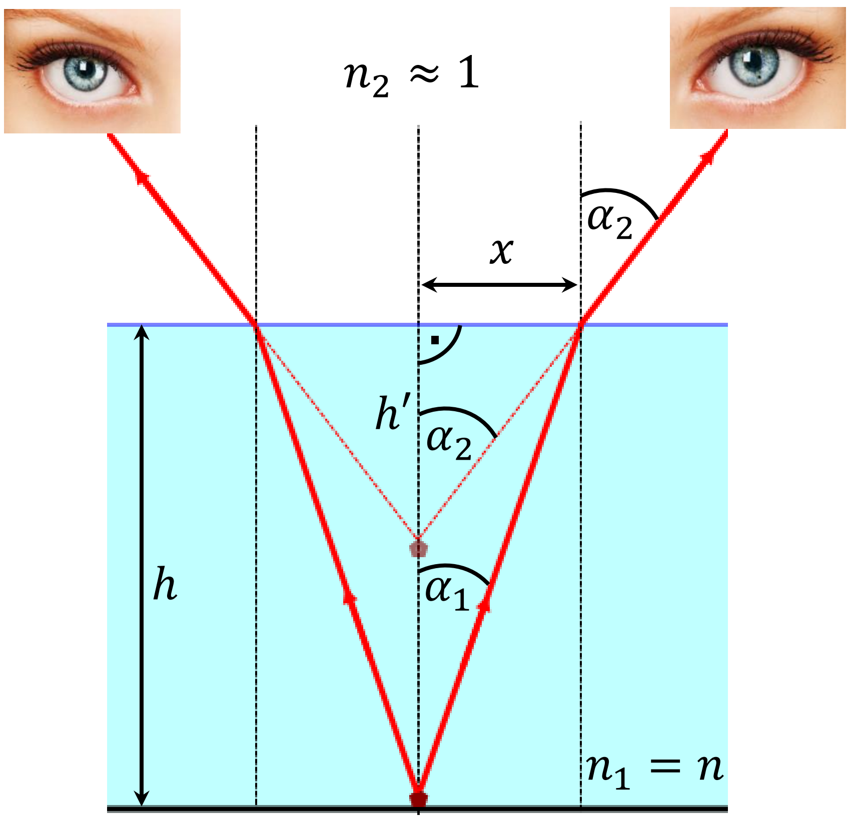
$$90° - \alpha_2 + 90° - \beta_2 + \gamma = 180°$$

$$\gamma = \alpha_2 + \beta_2$$

Látszólagos mélység

Ha egy tó fenekén függőlegesen lefelé tekintve megfigyelünk egy követ, hogy az alapján megbecsüljük a tó mélységét, akkor az a valódi mélységnél **kisebb**nek tűnik.
A **nagyon kicsi** szögben kiinduló fénysugarakat felhasználva:

$$\sin\alpha_1 \approx \operatorname{tg}\alpha_1 \approx \alpha_1$$
$$\sin\alpha_2 \approx \operatorname{tg}\alpha_2 \approx \alpha_2$$



Snellius-Descartes törvény:

$$n_1 \sin\alpha_1 = n_2 \sin\alpha_2$$
$$n_1\alpha_1 = n_2\alpha_2$$
$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n}$$

A két derékszögű háromszög alapján:

$$\left.\begin{aligned} \frac{x}{h} &= \operatorname{tg}\alpha_1 \approx \alpha_1 \\ \frac{x}{h'} &= \operatorname{tg}\alpha_2 \approx \alpha_2 \end{aligned}\right\} \quad \frac{1/h}{1/h'} = \frac{h'}{h} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$$

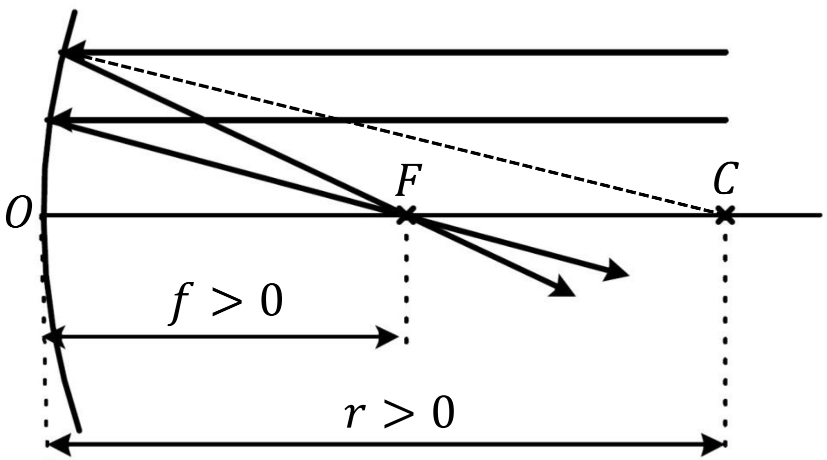
A két eredményt összevetve:

$$\frac{h'}{h} = \frac{1}{n} \quad \rightarrow \quad h' = \frac{h}{n}$$

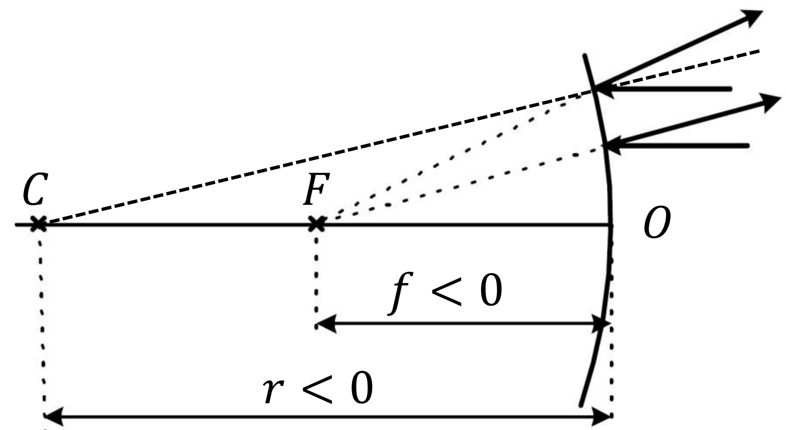
víz esetén:
$n = 1{,}333$

Fény visszaverődése gömbtükörről

A **homorú gömbtükör** a ráeső **párhuzamos** fénysugarakat **összetartó**vá, a **domború gömbtükör** pedig **széttartó**vá teszi.
A beesési merőlegeseket a kör C középpontjából kell húzni.



homorú gömbtükör



domború gömbtükör

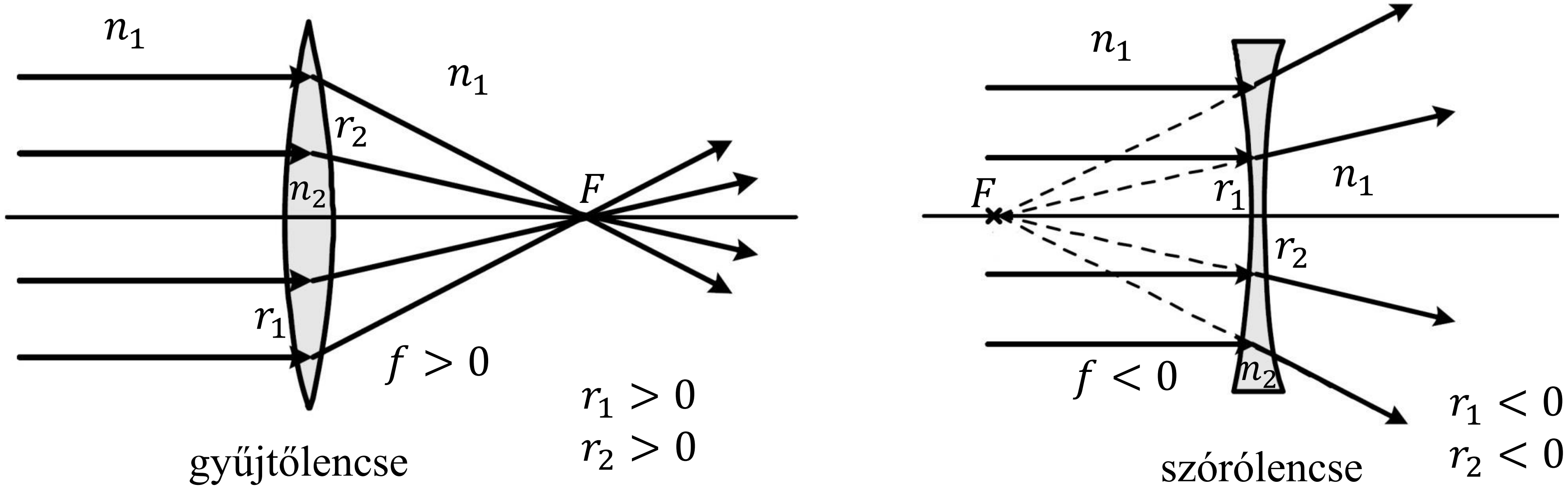
A sugarak, illetve a meghosszabbításaik az F fókuszban találkoznak.
A fénysugarak az **optikai tengely**hez nagyon közel vannak, így a szögek is kicsik.
A gömbtükör nyílásszöge ennek megfelelően szintén kicsi.
A domború gömbtükörnél virtuális fókuszról beszélünk, ugyanis maguk a sugarak nem találkoznak egy pontban: $f < 0$

Gömbtükrök fókusztávolsága: $\boxed{f = \frac{r}{2}}$

IDEKATTINTVA:
BIZONYÍTÁS ÉS PÉLDÁK A VIDEÓN!

Fény törése vékony lencsékben

A **gyűjtőlencse** a ráeső **párhuzamos** fénysugarakat **összetartó**vá, a **szórólencse** pedig **széttartó**vá teszi.



A sugarak, illetve a meghosszabbításaik az F fókuszban találkoznak.
A fénysugarak az **optikai tengely**hez nagyon közel vannak, így a szögek is kicsik.
A lencse nagyon vékony, így a fénysugarak eltolódása elhanyagolható.

A szórólencséknél virtuális fókuszról beszélünk, ugyanis maguk a sugarak nem találkoznak egy pontban: $f < 0$

Lencsék fókusztávolsága: $$\boxed{\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)}$$

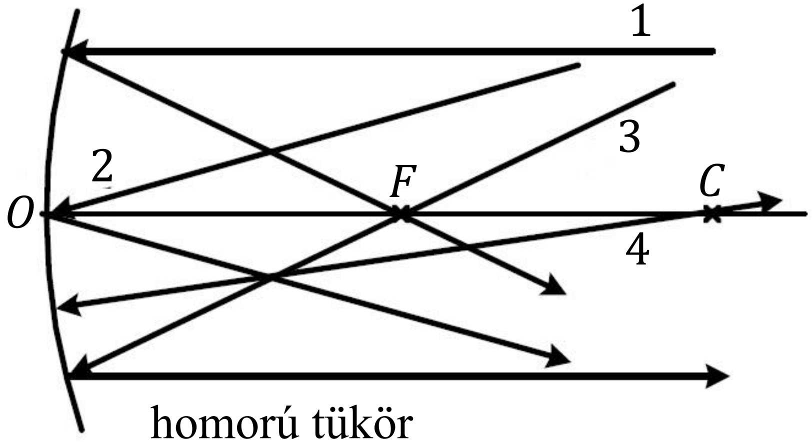
Dioptria: $$\boxed{D = \frac{1}{f}}$$

IDEKATTINTVA BIZONYÍTÁS ÉS PÉLDÁK A VIDEÓN!

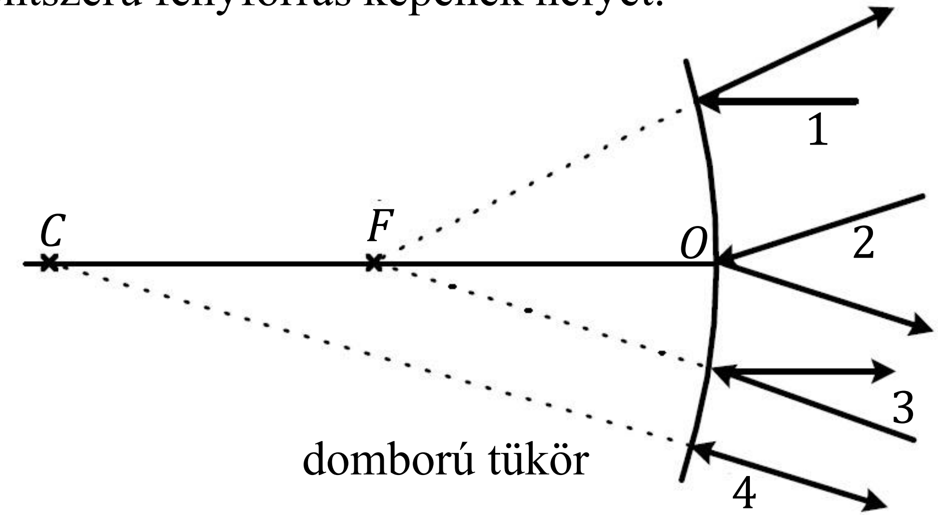
(az f méterben!)

Jellegzetes fénysugarak - gömbtükrök

A kialakuló kép megszerkesztéséhez fel lehet használni néhány jellegzetes fénysugarat, amelyek metszéspontja megadja az adott pontszerű fényforrás képének helyét.



homorú tükör

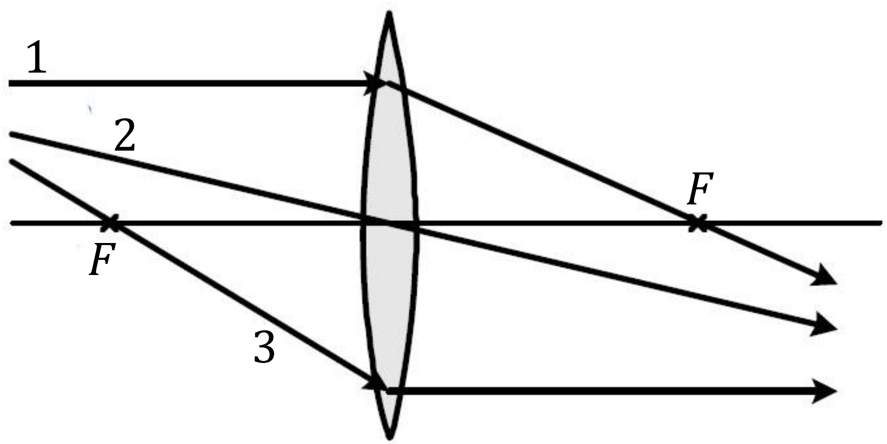


domború tükör

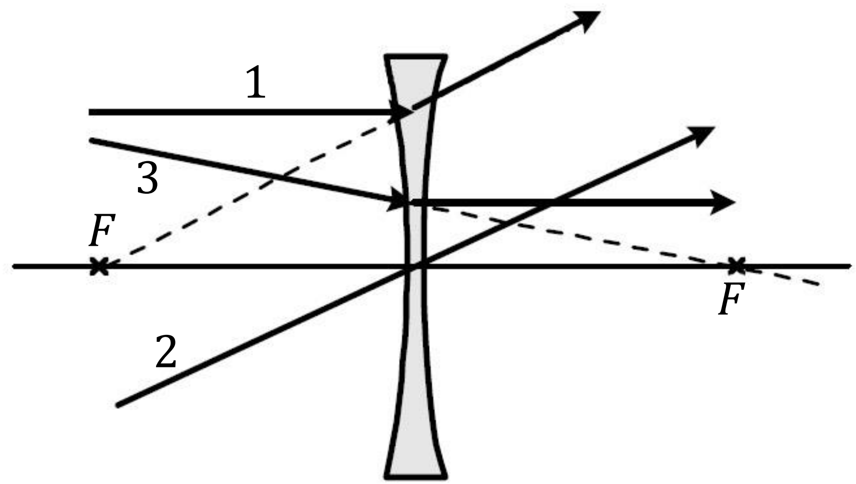
1: Az optikai tengellyel párhuzamos sugarak a fókuszon keresztül verődnek vissza. Domború tükörnél a sugaraknak a tükör mögötti meghosszabbításai mennek át a fókuszon.
2: Az optikai középpontba futó sugarak a visszaverődésük után ugyanakkora szöget zárnak be az optikai tengellyel, mint a beeséskor.
3: A fókuszponton áthaladó sugarak az optikai tengellyel párhuzamosan verődnek vissza. Domború tükörnél az olyan sugarak verődnek vissza az optikai tengellyel párhuzamosan, amelyek tükör mögötti meghosszabbításai átmennek a fókuszon.
4: A geometriai középponton átmenő sugarak önmagukban verődnek vissza. Domború tükörnél azok a sugarak verődnek önmagukban vissza, amelyeknek a tükör mögötti meghosszabbításai átmennek a geometriai középponton.

Jellegzetes fénysugarak - lencsék

A kialakuló kép megszerkesztéséhez fel lehet használni néhány jellegzetes fénysugarat, amelyek metszéspontja megadja az adott pontszerű fényforrás képének helyét.



gyűjtőlencse

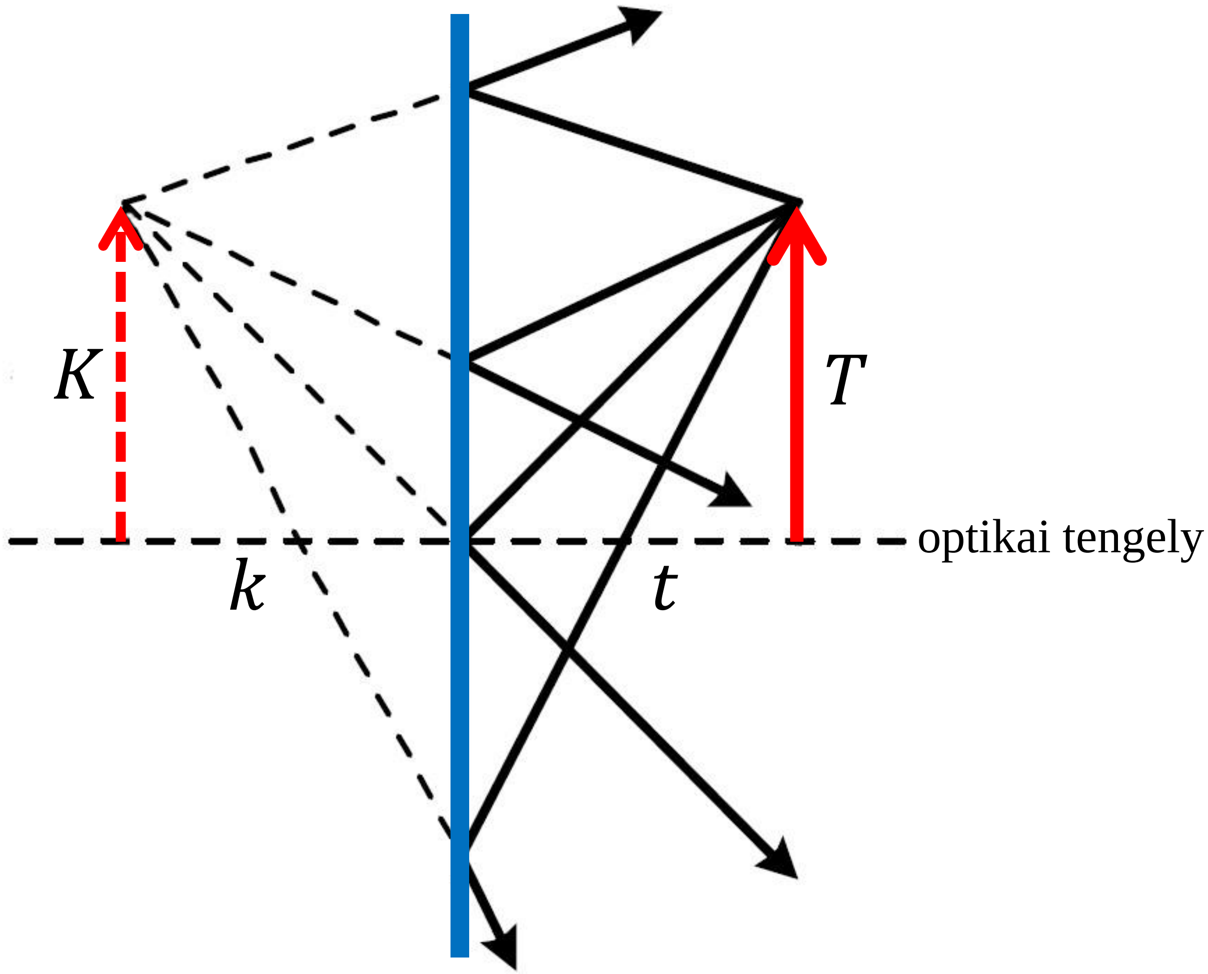


szórólencse

1: Az optikai tengellyel párhuzamos sugarak a fókuszon keresztül haladva törnek meg. Szórólencsénél a sugaraknak a visszafelé meghosszabbításai mennek át a fókuszon.
2: Az optikai tengelyre érkező sugarak egyenesen haladnak tovább.
3: A fókuszponton áthaladó sugarak az optikai tengellyel párhuzamosan haladnak a törés után. Szórólencsénél az olyan sugarak haladnak a törés után az optikai tengellyel párhuzamosan, amelyek meghosszabbításai mennek át a fókuszon.

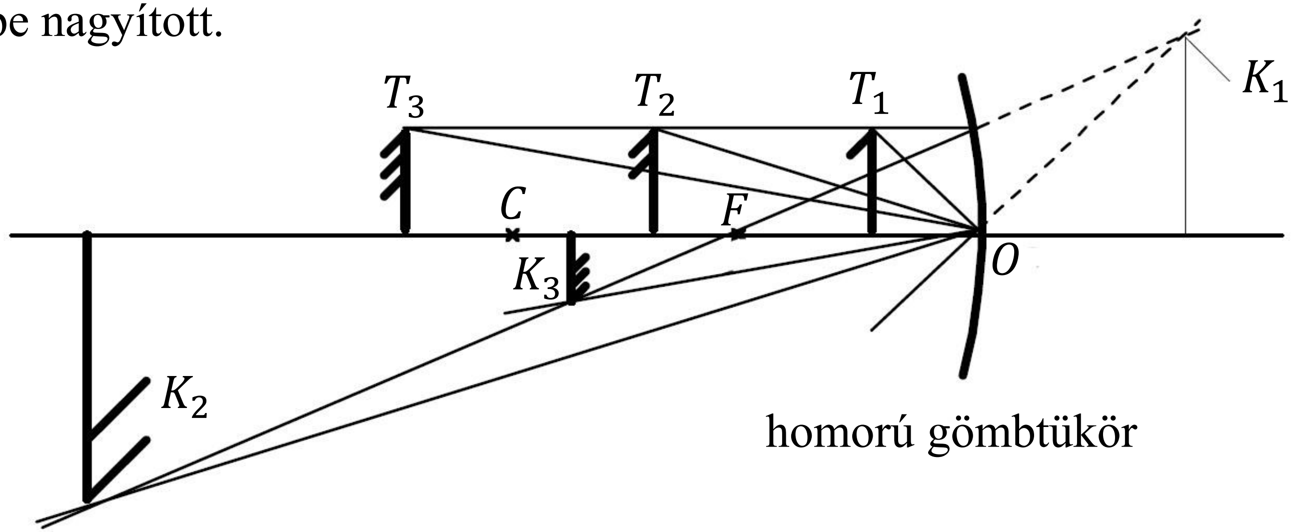
Optikai leképezés síktükörrel

A síktükör tökéletesen pontszerű és torzításmentes leképezést biztosít. A létrejött virtuális, egyenes állású kép és a tárgy, a tükör síkjára szimmetrikus.



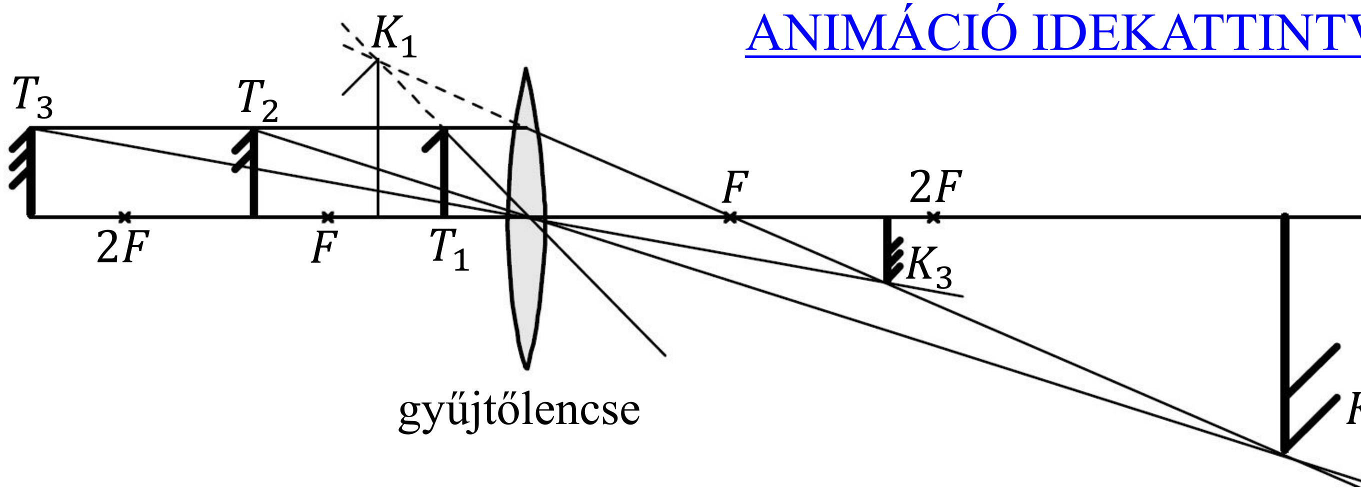
Homorú gömbtükör és gyűjtőlencse képalkotása

A fókuszon kívül elhelyezett tárgyról valódi, a fókuszon belül levő tárgyról pedig virtuális kép keletkezik. A valódi kép fordított, a virtuális kép egyenes állású. A geometriai középponton, illetve a kétszeres fókusztávon kívül elhelyezett tárgy képe kicsinyített, az azon belül elhelyezett tárgy képe nagyított.



homorú gömbtükör

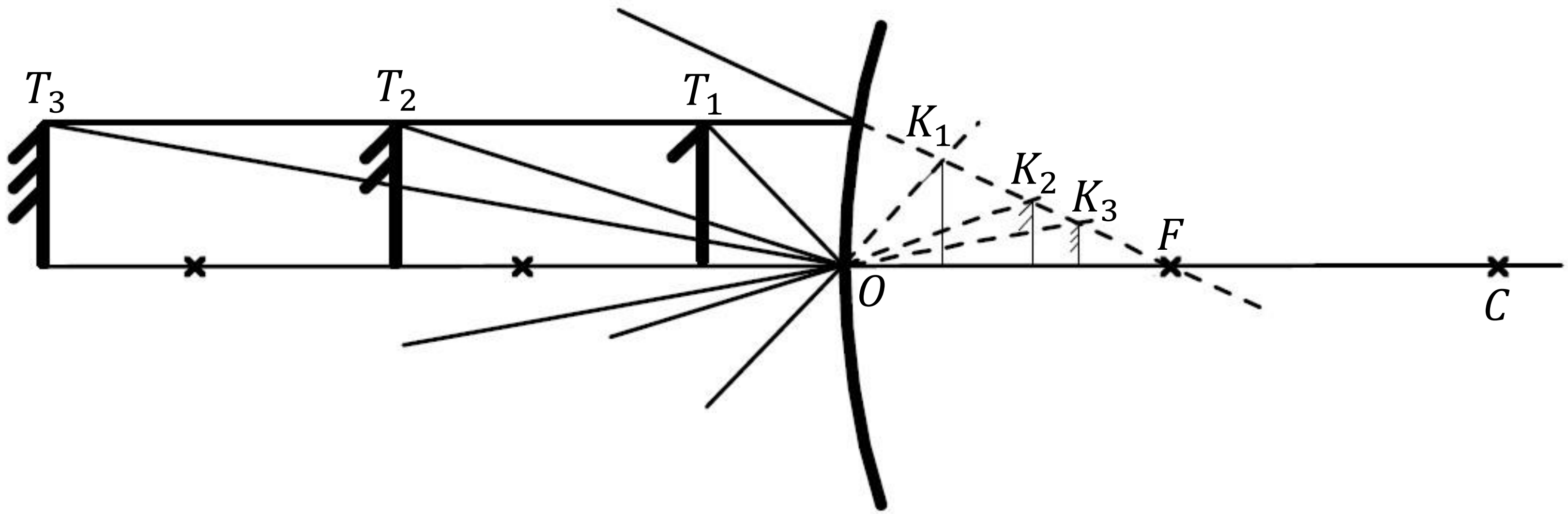
ANIMÁCIÓ IDEKATTINTVA!

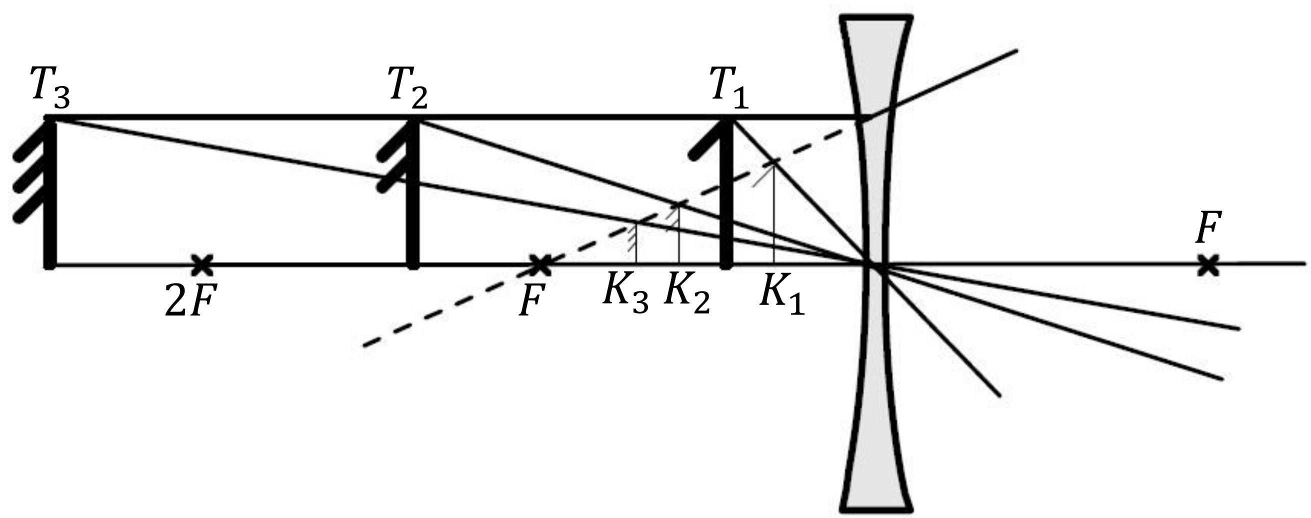


gyűjtőlencse

Domború gömbtükör és szórólencse képalkotása

A domború gömbtükör és a szórólencse minden esetben virtuális, kicsinyített és egyenes állású képet alkot.





Képalkotásra vonatkozó törvények

A kis nyílásszögű gömbtükrök és a vékony lencsék leképezési törvénye a leképező eszköztől mért tárgy- és képtávolság, valamint a fókusztávolság közötti összegfüggést adja meg:

$$\boxed{\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}}$$

$$\frac{1}{f}=\sum\frac{1}{f_i} \qquad D=\sum D_i$$

több lencse esetén

A nagyítás a kép és a tárgy méreteinek arányát adja meg:

$$\boxed{N=\frac{K}{T}}$$

egyenes állású képnél $N>0$, mert $K>0$
fordított állású képnél $N<0$, mert $K<0$

A hasonló háromszögek felhasználásával a nagyítás szintén kifejezhető a tárgy- és képtávolsággal:

$$\boxed{N=-\frac{k}{t}}$$

<u>Előjel konvenciók:</u>

- az r és f pozitív, ha a tükör homorú és negatív, ha a tükör domború.
- a t pozitív, ha a tükörhöz vagy lencséhez érkező sugarak széttartanak (valódi tárgy) és negatív, ha összetartanak (látszólagos tárgy).
- a k pozitív, ha a kép valódi és negatív, ha a kép látszólagos.
- vékony lencséknél az r pozitív, ha a gömbfelület kívülről nézve domború és negatív, ha kívülről nézve homorú.
- síkfelület esetén a görbületi sugár végtelen.
- gyűjtőlencsék fókusztávolsága pozitív, szórólencséké negatív.

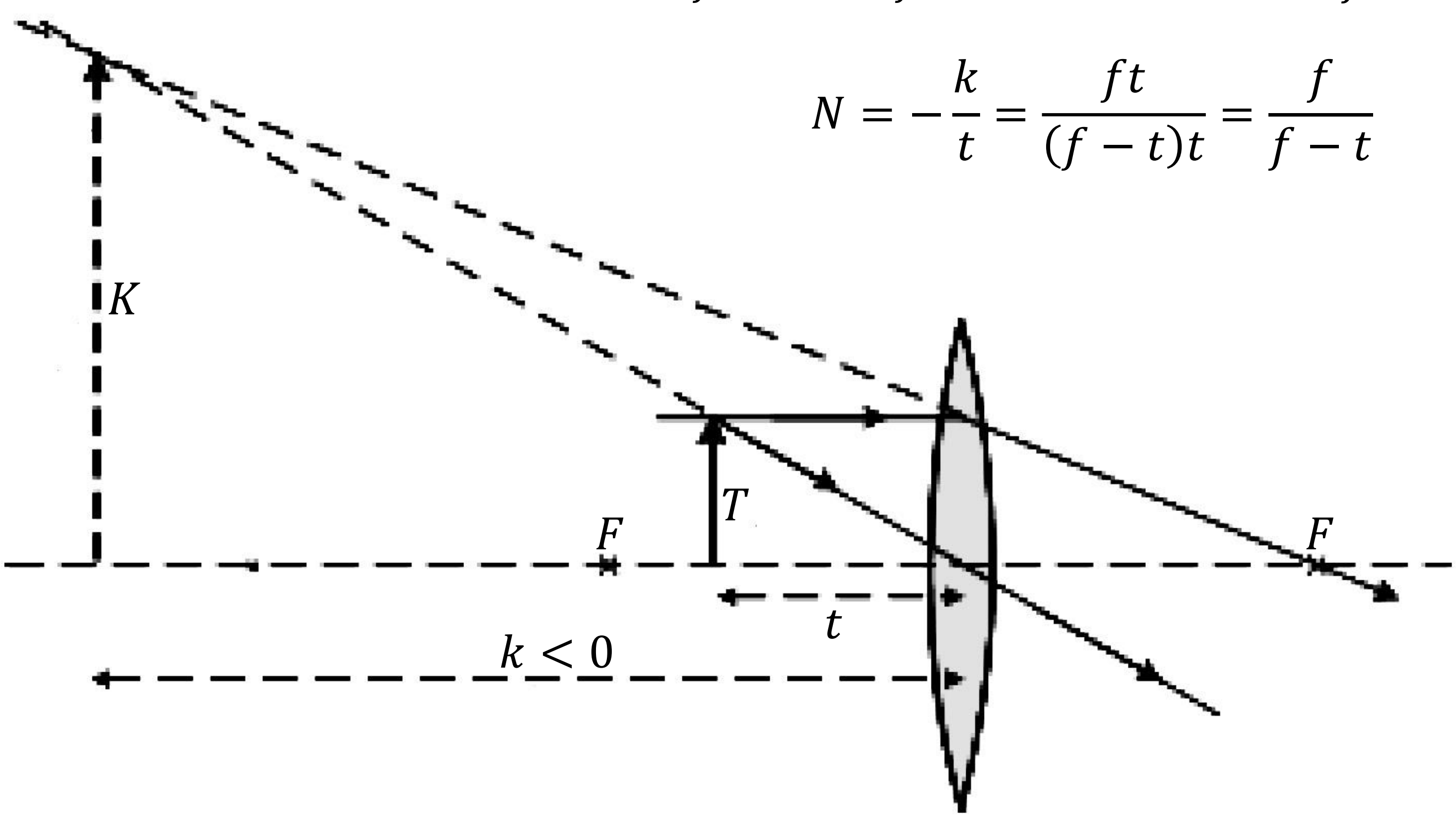
Egyszerű nagyító

A gyűjtőlencse a fókuszpontján belül elhelyezkedő tárgyról látszólagos nagyított képet alkot.

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}$$

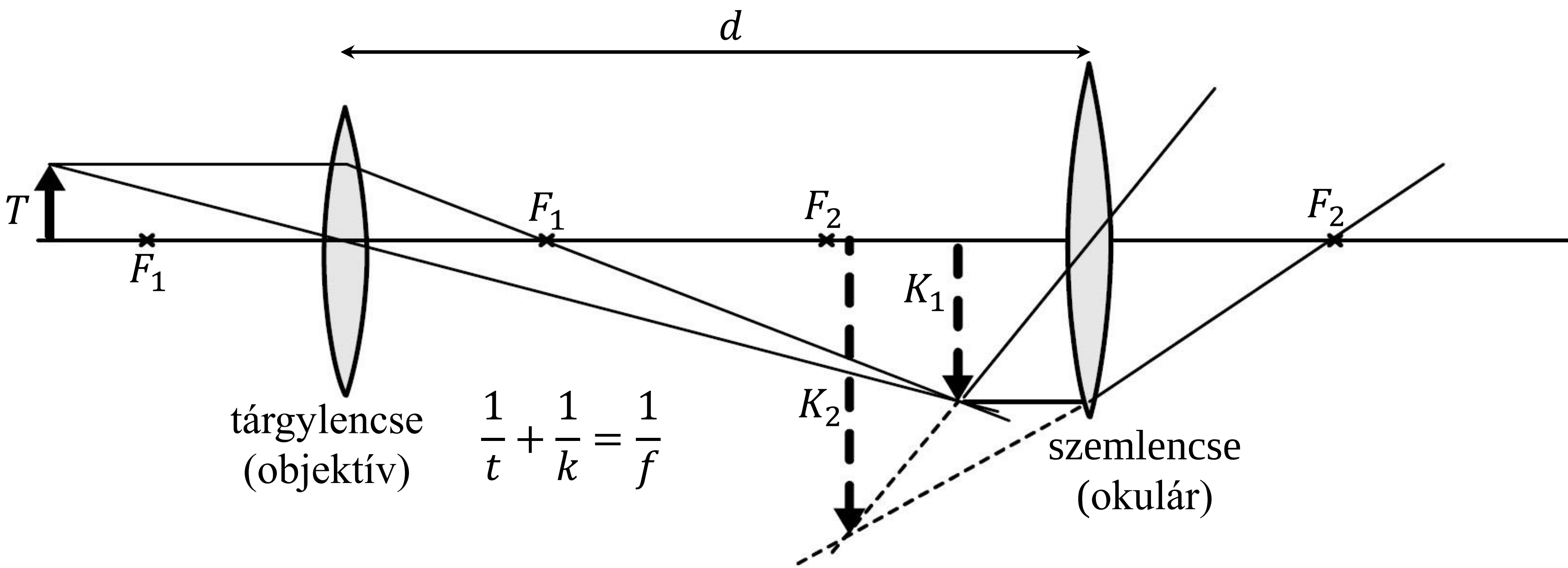
$$\frac{1}{k}=\frac{1}{f}-\frac{1}{t}=\frac{t-f}{ft} \qquad \rightarrow \quad k=\frac{ft}{t-f}$$

$$N=-\frac{k}{t}=\frac{ft}{(f-t)t}=\frac{f}{f-t}$$



Mikroszkóp

A tárgylencse fordított állású valódi nagyított képet alkot a tárgyról, és ezt a képet nézzük a szemlencsével, mint egyszerű nagyítóval. Az eredmény fordított állású virtuális nagyított kép.



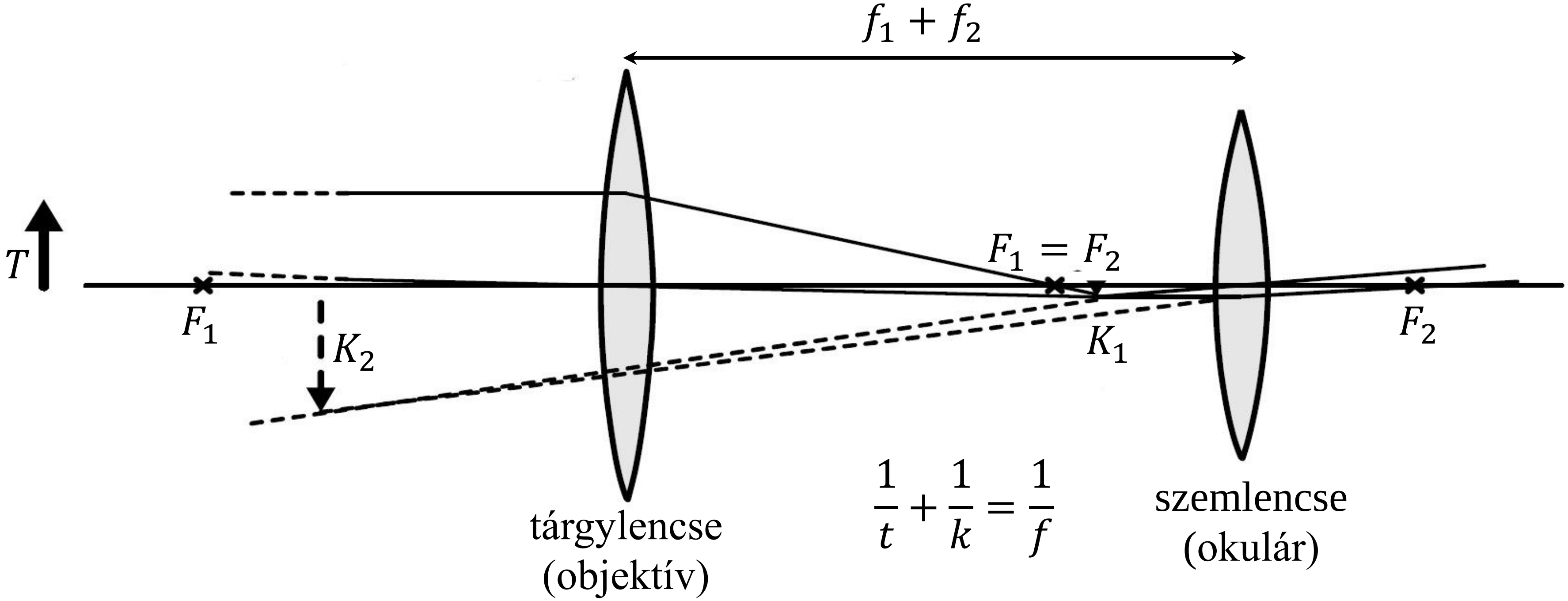
$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}$$

$$T_2 = K_1$$

$$N = N_1 N_2 = \frac{k_1}{t_1}\cdot\frac{k_2}{t_2} = \frac{k_1}{t_1}\cdot\frac{k_2}{d-k_1}$$

Távcső

A tárgylencse fordított kicsinyített képet létesít a nagyon távoli tárgyról, a két lencse **közös fókusz**ának közelében. A szemlencse egyszerű nagyítóként erről állít elő látszólagos képet (látószög nagyítás).



$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}$$

$$T_2 = K_1$$

$$N = N_1 N_2 = \frac{k_1}{t_1} \cdot \frac{k_2}{t_2} = \frac{k_1}{t_1} \cdot \frac{k_2}{f_1 + f_2 - k_1}$$