Kovács Endre, Paripás Béla,

Fizika II.

9

Új Magyarország FEJLESZTÉSI TERV

A Műszaki Földtudományi Alapszak tananyagainak kifejlesztése a
TÁMOP 4.1.2-08/1/A-2009-0033 pályázat keretében valósult meg.

IX. Optika

1. Elektromágneses hullámok

A Maxwell-egyenletekből hullámegyenlet vezethető le az $\vec{E}$ és $\vec{H}$ térerősségek komponenseire. A hullámegyenlet különösen egyszerű formát nyer homogén és izotróp szigetelőkben, azokban a frekvencia tartományokban, amelyekben a korábbi fejezetekben szereplő lineáris anyagegyenletek ($\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu\vec{H}$) jó közelítéssel teljesülnek. Ekkor a homogén hullámegyenlet(ek) bármelyik térerősség komponensre:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \varepsilon\mu\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad \text{és} \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \varepsilon\mu\frac{\partial^2 H}{\partial t^2}.$$

Deriválással bizonyítható, hogy ennek megoldásai például a mechanikából jól ismert síkhullámok. Egy pozitív x tengely irányába haladó hullámban a térerősségeket a

$E = E_0 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$ és $H = H_0 \sin\left[2\pi\left(ft - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$ képletek írják le, ahol λ és *f* a hullám hullámhossza és frekvenciája. A megoldás visszahelyettesítése a hullámegyenletbe a $\frac{1}{\lambda^2 f^2} = \varepsilon\mu$ összefüggésre vezet. Mivel a hullám *c* terjedési sebessége a frekvencia és hullámhossz szorzata ($c = f\lambda$), az a közeg abszolút permittivitásával és permeabilitásával kifejezhető: $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$. A vákuumbeli terjedési sebesség (azaz a vákuumbeli fénysebesség) $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ egy univerzális állandó, amely jól ismert univerzális állandókból ($\varepsilon_0 \approx \frac{1}{4\pi\cdot 9\cdot 10^9}\frac{C^2}{Nm^2}$, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\frac{Vs}{Am}$) kiszámítható. A számítás eredménye (amit a kísérletek is megerősítenek) a jól ismert $c \approx 3\cdot 10^8\, m/s$ érték.

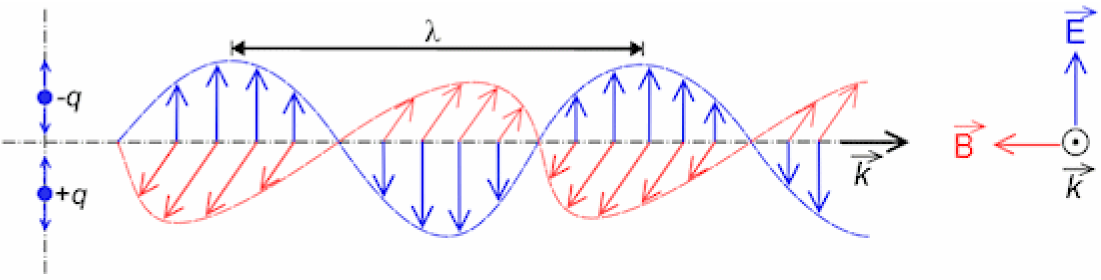
Közegben a hullám terjedési sebessége függ annak elektromos és mágneses tulajdonságaitól: $\frac{c_{\text{vákuum}}}{c_{\text{közeg}}} = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$. Tehát minél nagyobb a közeg relatív permittivitása és permeabilitása, annál kisebb ott a fény sebessége. Tekintve, hogy a relatív permittivitás és permeabilitás nem lehet egynél nagyobb, a fény a közegben mindenképpen lassabban terjed, mint a vákuumban.

Megjegyezzük, hogy az elektromágneses hullámokat leíró képleteket átírhatjuk az $E = E_0 \sin(\omega t - kx)$, $H = H_0 \sin(\omega t - kx)$ formába is, ahol $\omega (= 2\pi f)$ a körfrekvencia, k(=2π/λ) pedig a hullámszám. Ezek az összefüggések általános esetben (tetszőleges irányú hullám esetén) $E = E_0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ és $H = H_0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ alakúak, ahol a $\vec{k}$ hullámszám vektor hossza k és a hullám terjedése irányába mutat. Ezeket a hullámokat szokás síkhullámoknak is nevezni, mivel az azonos fázisú pontok mértani helyei síkok.

Az **elektromágneses hullámok** transzverzálisak.

A transzverzalitás – ahogy azt a mechanikában már megtanultuk – azt jelenti, hogy a hullámban terjedő vektormennyiség merőleges a terjedés irányára. Az elektromágneses hullámok esetében ezek a vektormennyiségek az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok.

Ezek a vektorok ráadásul egymásra is merőlegesek, ami többet jelent, mint a transzverzalitást. Tehát végeredményben az elektromágneses sugárzásban az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok egymásra is és a terjedés irányára is merőlegesek. Ezt szemléltetendő vegyünk fel egy olyan koordináta rendszert, hogy $\vec{E}$ az *x* tengely, míg $\vec{H}$ az *y* tengely irányába mutasson (egy fél periódusideig a pozitív, aztán a negatív irányba), a terjedés iránya pedig a *z* tengely legyen.



Az elektromágneses sugárzást az elektromos és a mágneses mező transzverzális, oszcilláló hullámaként írhatjuk le

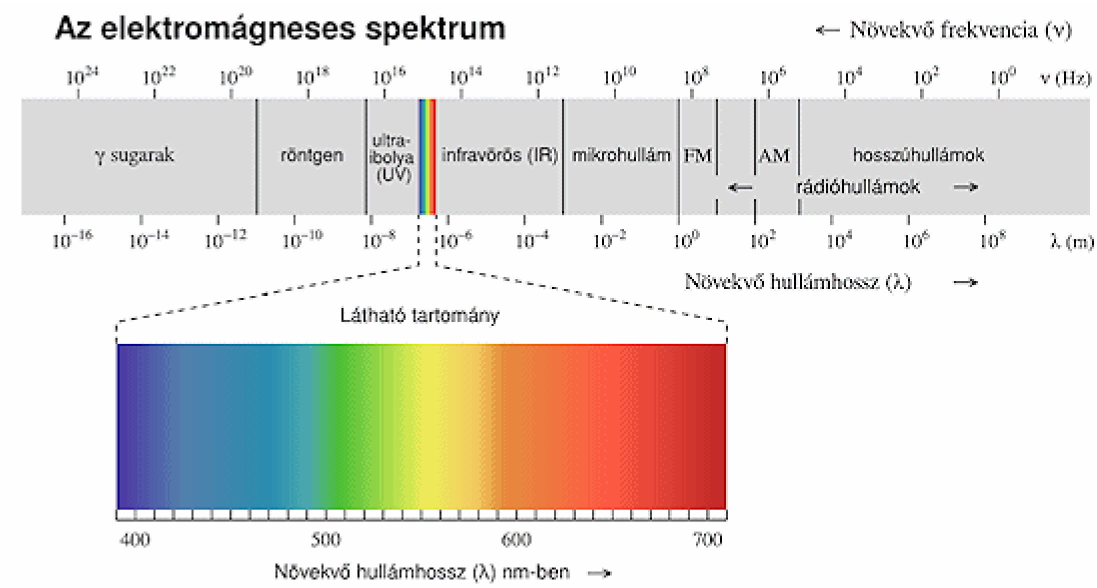
A sugárzás a térben hullám formájában terjed ugyanazzal a *c* fénysebességgel, energiát (és persze tömeget és impulzust) szállítva. Mivel *c* minden elektromágneses hullámra ugyanaz, a $c = f\lambda$ képletből látható, hogy a frekvencia és a hullámhossz fordítottan arányosak. Megjegyezzük, hogy egyes kísérletekben a fény részecskeként viselkedik, a részecske (kvantum) neve **foton**. (Erről a klasszikus elektrodinamika nem tud számot adni, mi is a modern részben tárgyaljuk).

A 380 nm és 780 nm (kerekítve 400 és 800 nm) közötti hullámhosszú elektromágneses sugárzás az emberi szem számára is látható, emiatt **látható fény**nek nevezik. Az összes elektromágneses sugárzás elrendezhető frekvencia (hullámhossz, ill. foton-energia) szerint, ekkor kapjuk az elektromágneses spektrumot.

ANIMÁCIÓ

A teljes elektromágneses színkép áttekintése

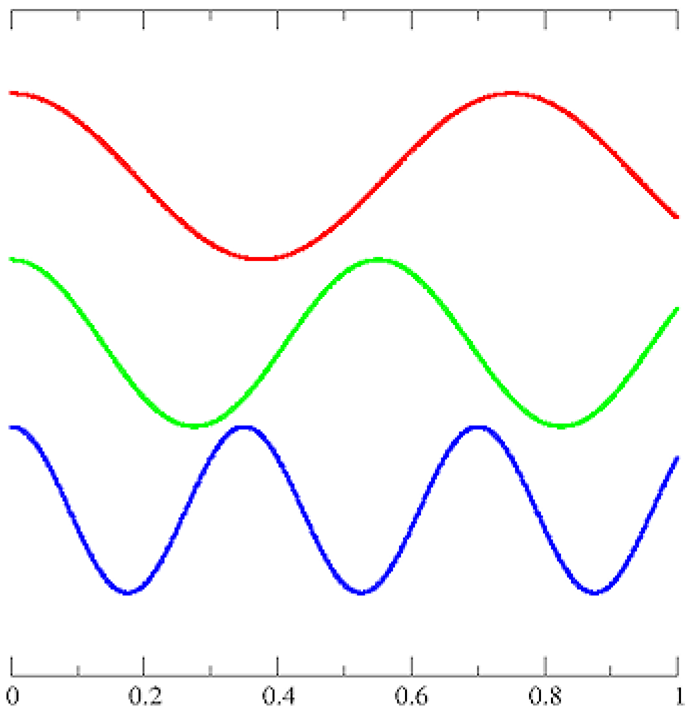
Az elektromágneses hullámok **hullámhossztartomány**a rendkívül nagy, amelynek a látható színkép csak igen kis töredékét foglalja el. A látható színkép hosszú hullámú részéhez csatlakozik az infravörös színképtartomány. Ez átnyúlik az elektromos úton előállított elektromos hullámok tartományába (mikrohullámok, ultrarövid, rövid-, hosszúhullámú rádióhullámok, majd a közönséges váltakozó áramok tartománya); a határon az egyenáram állna ∞ hullámhosszal, 0 frekvenciával. Másrészt a látható színkép rövidhullámú részén túl az ultraibolya tartomány kezdődik, majd a röntgensugarak és a radioaktív g–sugarak következnek. Még rövidebb a hullámhossza és így nagyobb a frekvenciája lehet a kozmikus sugárzás elektromágneses részének.



Mindezekre a hullámokra vákuumban lényegében ugyanazok a törvényszerűségek érvényesek: azonos sebességgel haladnak ($c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s), az elektromos és a mágneses térerősség vektora a terjedés és egymás irányára merőleges, periodikusan változik Az **elektromágneses sugárzás** viselkedését az elektrodinamika írja le a Maxwell egyenletek alapján .

Azonban az anyagok viselkedése a különböző hullámhosszakkal szemben más és más. A fémek pl. a látható fényt nem engedik át, elég nagy frekvenciájú röntgen-hullámokra nézve viszont átlátszóak. Az egyes anyagok és a fény bonyolult kölcsönhatásának leírására a klasszikus elektrodinamika önmagában nem elégséges.

Mivel a **látható színkép** határát pusztán biológiai adottságok szabják meg, gyakran a láthatóság tartományán kívül eső elektromágneses hullámokat is fénynek hívják (pl. infravörös fény, röntgenfény).



A látható fény "színe" az eltérő hullámhossz következménye

Egy váltakozó áramú áramkörben az áramerősség periodikusan változik, ebből arra lehet következtetni, hogy mind az elektromos, mind a mágneses térerősség is periodikusan változik. Az áramkört alkotó vezetékek alakjától stb. függően ez elektromágneses hullámok kibocsájtásával jár. A szokásos 50Hz-es váltóáramra ennek hullámhossza óriási, $\lambda = c / f$ = 6000km. Ebből a tartományból a frekvencia növelésével folytonos az átmenet a **rádióhullámok** felé, melyek előállítása általában rezgőkörökben történik, antennával sugározzák ki őket. Növekvő frekvencia szerint hosszú-, közép-, és rövidhullámokról beszélhetünk, ill. URH (ultrarövid hullám) frekvenciákról. A még rövidebb hullámhosszú mikrohullámokat pl. ételmelegítésre (a *dipólmomentummal* rendelkező molekulák elnyelik az energiáját), de emellett tárgyak helyének és sebességének meghatározására (radar) és PVC-hegesztésre is használják. De ebbe a kategóriába tartozik a mobiltelefonok által használt frekvencia is, ami nagyságrendileg 1 GHz.

A minket körülvevő, nagyságrendileg szobahőmérsékletű testek a legtöbb sugárzást az **infravörös** tartományban bocsájtják ki. Bőrünkkel ezt melegségnek érzékeljük, ezért hősugaraknak is nevezzük őket, bár ez megtévesztő lehet, mert magasabb hőmérsékleten látható és ultraibolya fényt is sugároznak a testek, pl. az izzólámpa (lásd a hőmérsékleti sugárzás részben). Az infravörös hullámokat használják az épületek, földfelületek kisugárzására jellemző hőfényképek készítésekor.

Az **ultraibolya sugárzás**okat három tartományra osztják, az UV A hullámhossza 320 nm feletti, az UV B hullámoké 320 és 280 nm közötti, az UV C hullámoké 280 nm-től kisebb. Az UV sugárzás (különösen a nagyobb frekvenciájú) képes felbontani a kémiai kötéseket, esetleg elektronokat is leszakíthat az atomokról. Az emberek esetében okozhat lebarnulást, leégést, ill. bőrrákot. Az ultraibolya sugárzást fertőtlenítésre és ásványhatározásra is használják.

A **röntgensugarak** frekvenciája többnyire az ultraibolya tartomány fölött van, velük az atomfizika alapjainak megismerése után külön fejezetben foglalkozunk. Leggyakoribb előállítási módjuk, hogy gyorsított elektronokat valamilyen anyagnak, pl. fémfelületnek ütköztetnek.

A **g–sugarak** atommag-reakciókban, természetes és mesterséges atommag-átalakulásoknál keletkeznek. Frekvenciájuk akár 10^{21}Hz is lehet. Itt kell megjegyeznünk, hogy egy adott sugárzás kategorizálásánál (pl. röntgen vagy gamma) nem elsősorban a hullámhosszt/frekvenciát, hanem a keletkezés módját veszik alapul, a röntgen pl. az atomok elektronburkában, a gamma fotonok az atommagban lejátszódó folyamatok termékei. Megfelelő feszültséggel felgyorsítva a fémnek csapódó elektronok nagyobb energiájú röntgensugárzást keltenek, mint a legtöbb magátalakulásban keletkező g–sugárzás.

A világűrből is különböző fajtájú és energiájú sugárzások, részecskék záporoznak a Földre (pl. protonok, hélium-atommagok, elektronok...: ezek nagy része nem elektromágneses hullám!), ezt nevezzük *elsődleges kozmikus sugárzásnak*. Ezek egy része ütközik a légkört alkotó atomokkal és az ütközésben más részecskék (pl. fotonok) keletkeznek, ez a másodlagos kozmikus sugárzás.

Számolási Feladat

Feladat: Egy keretantenna 50 menete A=40cm·40cm-es területet határol. Egy 300m hullámhosszú elektromágneses hullám a keretantennában 2mV effektív feszültséget indukál. Mekkora a maximális indukció (B_{max}) és a maximális térerősség (H_{max}) értéke az antenna helyén?

Megoldás: Az elektromágneses hullám fénysebességgel terjed. Jó közelítéssel levegőben a fény sebessége megegyezik a vákuumban mérhető fénysebességgel, melynek értéke c=3·10^8m/s. A $c = f\lambda$ képletből kapjuk, hogy a hullám frekvenciája: f=10^6Hz, azaz a körfrekvencia $\omega = 2\pi \cdot 10^6$ 1/s. Az egy menetre eső fluxus a mágneses indukció változása miatt pl. koszinuszos függvény szerint változik: $\Phi_{menet} = A \cdot B_{max} \cos \omega t$. Az antenna N menetű tekercsnek fogható fel, tehát a tekercsfluxus a menetfluxus N-szerese. Ebből a Faraday-törvény segítségével az indukált feszültség kiszámítása:

$$U = -\frac{d\Phi_{tekercs}}{dt} = NA \cdot B_{max} \omega \sin \omega t \cdot$$

Az indukált feszültség csúcsértéke az effektív érték $\sqrt{2}$ -szöröse, tehát:

$$U_{max} = \sqrt{2} \cdot U_{eff} = NA \cdot B_{max} \omega \cdot$$

Ebből kifejezhető az indukció csúcsértéke: B_{max}= 5,627·10^{-11}Vs/m^2 Mivel az antenna levegőben van, a relatív permeabilitás 1-el közelíthető. Így a mágneses térerősség maximális értéke:

.

$$H_{max} = B_{max} / \mu_0 = 4,48 \cdot 10^{-5} A/m$$

2. A GEOMETRIAI OPTIKA

Törés és visszaverődés

Az elektromágneses hullámok terjedése jól szemléltethető a fénysugarakkal. A fénysugarak a $\vec{k}$ hullámszám vektor (a hullám terjedése) irányába mutatnak, az erre merőleges kiterjedésük kicsi (mert pl. résekkel előzőleg lehatároltuk). A geometriai optika fogalmai akkor használhatók, ha a rések és az esetleges többi akadály mérete is sokkal nagyobb a fény hullámhosszánál. Ekkor a fény homogén közegben egyenes vonalban terjed. Ha azonban két közeg határára ér, akkor egy része visszaverődik, másik része behatol a másik közegbe. Általában ez utóbbi rész is megváltoztatja az irányát, azaz a fény megtörik.

Erre a visszaverődésre-törésre igazak az alábbiak:

1. A visszavert és a megtört fénysugár is benne van a beeső fénysugár és a beesési merőleges által meghatározott síkban.
2. A visszaverődési szög (α') megegyezik a beesési szöggel (α).
3. A beesési szög (α) szinuszának és a törési szög (β) szinuszának aránya a közegekben mért c_1 és c_2 terjedési sebességek arányával egyenlő, ami megegyezik a két közeg relatív törésmutatójával (n_{21}).

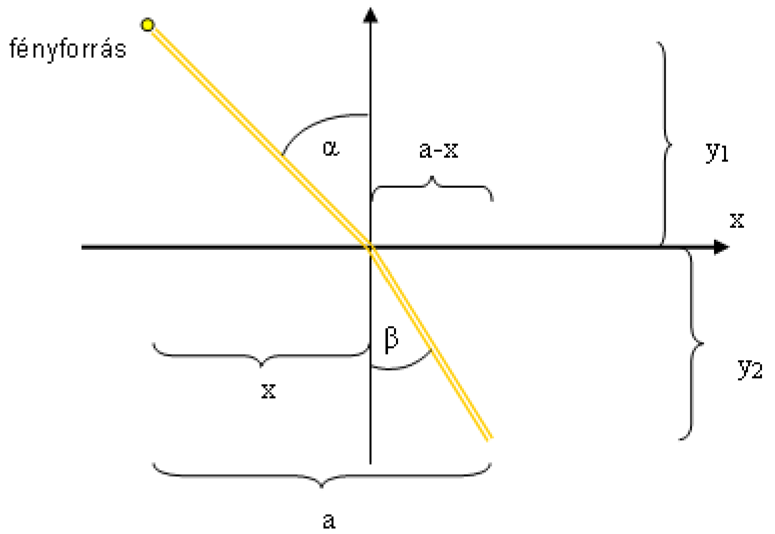
$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Ez utóbbi törvényt **Snellius-Descartes törvény**nek nevezzük. Az n_1 és n_2 abszolút törésmutató tehát azt jellemzi, hogy hányadrészére csökken a közegben a fénysebesség a vákuumbelihez képest, és milyen mértékben törik meg a vákuumból a közegbe behatoló fény. Korábban láttuk, hogy $n_1 = \sqrt{\varepsilon_{r,1}\mu_{r,1}}$.

Ezeket a törvényeket jól meg lehet érteni és bizonyítani a "legrövidebb idő elve" vagy **Fermat-elv** (1662) alapján. Ennek alapgondolata a következő volt: két pont között a geometriailag lehetséges (szomszédos) utak közül a fény a valóságban azt a pályát követi, amelynek a megtételéhez a legrövidebb időre van szüksége. Ebből például már a homogén közegben való egyenes vonalú terjedés magától értetődően következik, mint ahogy a fényút megfordíthatóságának elve is. ***Fermat*** elve azért is jelentős, mert a természet egyszerűségén kívül nem támaszkodik semmilyen mélyebb metafizikai megalapozásra, mégis a geometriai optika minden törvényszerűsége levezethető belőle.

ANIMÁCIÓ

A Snellius-Descartes törvény levezetése a Fermat-elvből



A két közeg közötti határ legyen az x tengely, a kiindulási pont (fényforrás) y1, a cél y2 távolságra van az x tengelytől, x irányban a két pont távolsága a. $t = \frac{s}{v}$, az össz-időt kell minimalizálni: $t_1 = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{c/n_1}$ és $t_2 = \frac{\sqrt{(a-x)^2 + y^2}}{c/n_2}$, azaz

$$\frac{d\sum t}{dx} = \frac{n_1}{c}\frac{2x}{2\sqrt{x^2+y_1^2}} - \frac{n_2}{c}\frac{2(a-x)}{2\sqrt{(a-x)^2+y_2^2}} = 0 \ .$$

Ebből $\frac{n_1 x}{\sqrt{x^2+y_1^2}} = \frac{n_2(a-x)}{\sqrt{(a-x)^2+y_2^2}}$, de $\sin\alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2+y_1^2}}$ és $\sin\beta = \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+y_2^2}}$, ezeket beírva $n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$, átrendezve kapjuk a Snellius-Descartes törvényt:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} \ .$$

Megjegyezzük, hogy a Snellius-Descartes törvény a Maxwell-egyenletekből is levezethető.

Teljes visszaverődés

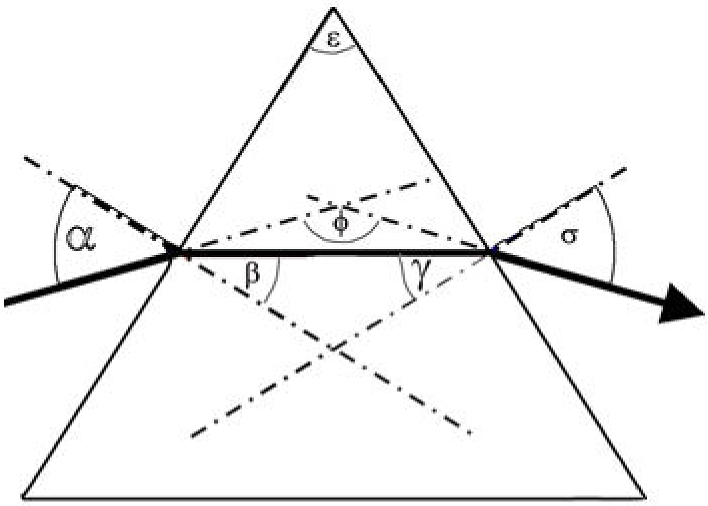
Ha a fénysugár a közeghatárra a nagyobb törésmutatójú (azaz optikailag sűrűbb) közeg felől érkezik, akkor a törési szög nagyobb lesz a beesésinél. Lesz egy olyan beesési szög – ezt nevezzük határszögnek (α_h) – amelyhez 90°-os törési szög tartozik. Ekkor teljesül a

$$\frac{\sin\alpha_h}{\sin 90^\circ} = \sin\alpha_h = n_{2,1} = \frac{1}{n_{1,2}}$$

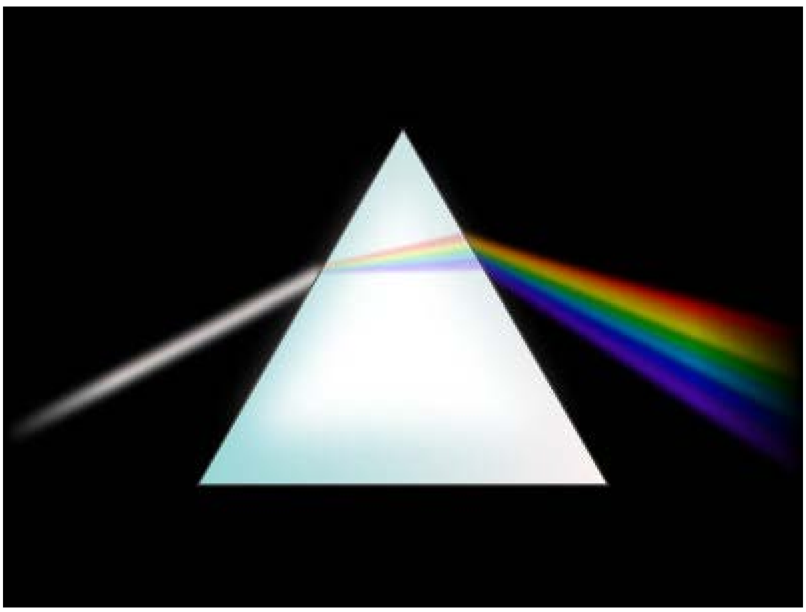
egyenlet. Például üveg-levegő határfelületre ($n_{1,2}$ = 1,5) a határszög 41,8°. Ennél nagyobb szögű beesés esetén egyáltalán nincs fénytörés, a fénysugár 100 %-ban reflektálódik. Ez a teljes visszaverődés jelensége. Ekkor a **Snellius-Descartes törvény** csak úgy teljesülhetne, ha a törési szög szinusza egynél nagyobb lenne, ami ellentmondás, vagyis a törvény ilyenkor nem használható. Külön hangsúlyozzuk a 100 %-os, azaz a veszteségmentes visszaverődést. A gyakorlati alkalmazások jelentős részében – azokban, amelyekben a veszteségmentesség alapvető követelmény – tükrök helyett teljes visszaverődést használunk.

Diszperzió

Egy adott közegben a fény terjedési sebessége és így a **közeg törésmutatója** függ a frekvenciától. Normális diszperzió esetén a nagyobb frekvenciájú fény jobban megtörik, pl. egy prizma a lila fényt töri meg a legjobban és a vöröset a legkevésbé. Az anomális diszperziónál ennek a fordítottja igaz, vagyis a törésmutató a hullámhossz növekedésével nő. Bármely konkrét anyagra, ha nagyon kicsi frekvenciától kezdve elkezdjük növelni f-et, fokozatosan, lassan növekszik a törésmutató, majd hirtelen ugrással csökken. Ekkor, az anomális diszperzió keskeny tartományában a *fényelnyelés* (**abszorpció**) is megnő. Ezután *n* újra növekedni kezd, stb.



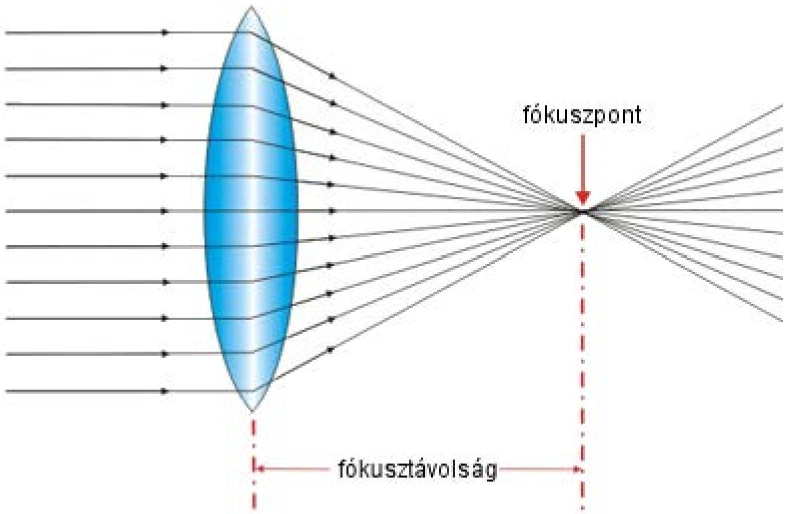
A **diszperzió** jelenségét az optikai prizmában a fehér fény színekre bontására használhatjuk. A prizmában a fenti sugármenet esetén a két egymást követő törés miatti irányváltozások összeadódnak. A fénysugár teljes eltérülése (180°-φ) annál nagyobb, minél nagyobb a törésmutató, ami viszont a hullámhossz függvénye. A prizmába a bal oldalon belépő fehér fénysugár tehát különböző módon eltérülő színes fénysugarakra fog bomlani a másik oldalon. Ha a fehér fényben minden frekvencia előfordul, akkor ezek a színes fénysugarak nem különülnek el, hanem folytonosan mennek át egymásba (a spektruma folytonos). A spektrumszínek (normális diszperzió esetén) felülről lefelé haladva: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya. A fehér fény lehet olyan is, hogy csak néhány meghatározott frekvenciát tartalmaz. Ekkor a prizmából kilépő színes fénysugarak jól elkülönülhetnek és a fénysugár útjába helyezett ernyőn vonalakat alkothatnak (*vonalas spektrum*).



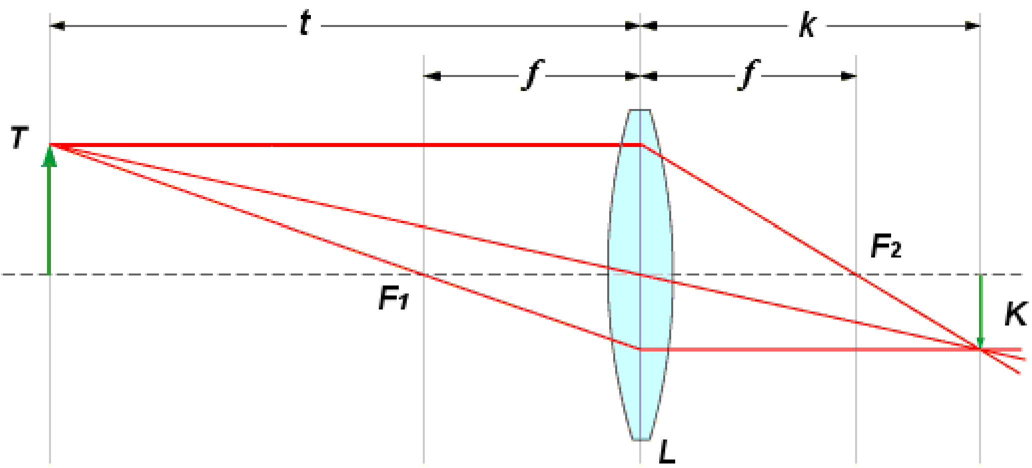
Optikai lencsék

Az **optikai lencsék** két gömbfelület által határolt átlátszó anyagból készült testek. A rajta áthaladó fénysugár – hasonlóan a prizmához – belépéskor és kilépéskor is törik. Az optikai tengelyhez közelebb haladó fénysugarak azonban kevésbé törnek, mint a lencse szélén haladók. Ez azt eredményezi, hogy a lencse a párhuzamos fénysugarakat egy pontba gyűjti össze (fókuszpont vagy gyújtópont). Ezeket gyűjtőlencséknek nevezzük.

A **gyűjtőlencsék** például a domború felületekkel határolt lencsék, feltéve hogy anyaguk törésmutatója nagyobb a környezeténél. Vannak azonban **szórólencsék** is: ezek a párhuzamos fénysugarakat úgy szórják, mintha azok egy pontból indultak volna ki (virtuális fókusz). Ezek értelemszerűen *homorúak*. Fontos megjegyezni, hogy a pontszerű fókusz csak tengelyhez közeli, tengellyel közel párhuzamos sugarakra jelent jó közelítést.



Az optikai lencse nemcsak a végtelenből érkező (tehát párhuzamos) fénysugarakat gyűjti össze egy pontba, hanem a közelebbről érkezőket is. (Vagy úgy teszi széttartóvá, mintha azok egy pontból indultak volna ki.) Egy tárgy bármelyik pontjáról kiinduló, a lencsén áthaladó összes fénysugarat ismét egy pontba gyűjt össze, ezek a képpontok rajzolják ki a képet. Például a bal oldali nyílhegyről induló fénysugarak a jobboldali nyílhegyet rajzolják ki. Ezek közül az ábrán három fénysugár látható, ezek nevezetes sugarak. Az egyik párhuzamosan beesve, törés után a fókuszponton halad át, a másik nevezetes sugár a lencse közepén (az optikai középponton) áthaladva törés nélkül jut el a képpontba. A harmadik nevezetes sugár a bal oldali fókuszon át esik a lencsére, majd törés után az optikai tengellyel párhuzamosan érkezik a képpontba.



A **fókusztávolság** (f), a **tárgytávolság** (t) és a **képtávolság** között mindig fönnáll az ún. **leképezési törvény**:

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

Az ábráról könnyen leolvasható, hogy a kép (K) és a tárgy (T) nagyságának aránya, a nagyítás (N) egyenlő a kép és tárgy távolságainak arányával:

$$N=\frac{K}{T}=\frac{k}{t}$$

Ha a tárgy egy pontjáról kiinduló fénysugarak a leképezés után találkoznak, akkor a képtávolság pozitívnak adódik. Ez a kép *valódi, ernyőn felfogható* és – amint az ábrán látható – *fordított állású*.

Csökkentve a tárgytávolságot a fénysugarak összetartása csökken, a kép tehát távolodik. Ha a tárgy a fókuszponton belülre kerül, a fénysugarak a leképezés után is széttartók maradnak, olyan mintha egy – a tárgyponttól távolabbi – pontból indultak volna. Valódi, ernyővel felfogható kép tehát nem keletkezik, de a szemünkkel a lencsén át a tárgyra tekintve, azt nagyobbnak látjuk. Ennek a látszólagos képnek is megadja a helyét a leképezési törvény, de ekkor *k* negatívnak adódik. A negatív *k* tehát egy, a tárgy felé eső oldalon a lencsétől $|k|$ távolságra lévő egyenes állású látszólagos képet jelent. A leképezési törvény szórólencsére is alkalmazható, de ekkor a fókusztávolságot negatívnak kell tekinteni.

ANIMÁCIÓ

3. Ellenőrző kérdések

FELADATOK - OPTIKA

Többször megoldható feladat, **elvégzése kötelező**.
A feladat végső eredményének a mindenkori **legutolsó megoldás** számít.

Oldja meg a következő feladatokat!

Válassza ki a helyes megoldást!

1. **Teljes visszaverődés akkor lép fel, ha a fény.**

   - ○ nagyon simára csiszolt felületre esik
   - ○ optikailag sűrűbb közegből ritkábba lépne, de a beesési szög nagyon nagy
   - ○ túl magas törésmutatójú közegbe lépne
   - ○ olyan közegbe hatolna be, amelyben a fény nem terjedhet, pl. fémben

2. **Az infravörös és az ultraibolya sugárzás abban különbözik egymástól, hogy:**

   - ○ az előbbi fotonjainak energiája nagyobb, mint az utóbbié
   - ○ az előbbi frekvenciája mindig kisebb, mint az utóbbié
   - ○ az előbbi hullámhossza mindig kisebb, mint az utóbbié
   - ○ az előbbit a nagyobb, az utóbbit inkább a kisebb rendszámú elemek bocsájtják ki
   - ○ az előbbit inkább a magasabb, az utóbbit az alacsonyabb hőmérsékletű testek bocsájtják ki

3. **A részecskékhez rendelhető hullám hullámhossza...**

   - ○ fordítottan arányos a részecske lendületével
   - ○ egyenesen arányos a részecske sebességével
   - ○ egyenesen arányos a részecske mozgási energiájával
   - ○ egyenesen arányos a részecske tömegével

4. **Mekkora energiájú fotonok vannak a látható tartományban? (**

$h = 6.626 \cdot 10^{-34} Js$, $e = -1,6 \cdot 10^{-19} C$)

- 0,1 eV
- 10 eV
- 2 eV
- 1 keV
- 0,0001 J
- 1 eV