Elektromágneses hullámok

A hullámok közül talán az elektromágneses (EM) hullámok a legfontosabbak, hisz a legfontosabb érzékünk a látás is ennek (illetőleg ennek egy szűk frekvencia tartományának, a fénynek) a detektálásán alapul. Az EM hullámban elektromos és mágneses térjellemzők változnak térben és időben periodikusan. Először ezeket a térjellemzőket értelmezzük.

Az elektromos térerősség ($\vec{E}$) értelmezése

Valamilyen töltéseloszlással létrehozunk egy elektromos mezőt. Ebbe a (külső) mezőbe helyezzünk egy kicsi Q töltést (nevezzük próbatöltésnek). A rá ható $\vec{F}$ erő ekkor arányos a próbatöltés nagyságával. Tehát a hányadosuk:

$$\vec{E} = \vec{F} / Q$$

független lesz a próbatöltéstől, azaz csak az elektromos mezőtől fog függeni. Ezt a hányadost elektromos térerősségnek nevezzük, a mértékegysége *[E]= 1N/C = 1V/m*.

A mágneses indukcióvektor ($\vec{\mathrm{B}}$) értelmezése

A mágneses mezőt jellemző mágneses indukcióvektort az Ampère-erő segítségével definiáljuk. Tekintsünk egy áramjárta egyenes vezetőt, amelyet a (homogén) mágneses mező egy tetszőleges pontjába helyezzük, és mérjük a rá ható erőt. A vezetőre jellemző adatok az áramerősség I, és az az $\vec{\ell}$ vektor, amely az áram irányába mutat, hossza pedig megegyezik a vezető hosszával.

A mérési tapasztalatok szerint a vezetőre ható erő mindig merőleges a vezetőre: $\Delta\vec{F} \perp \vec{\ell}$. Homogén térben mindig felvehető egy olyan kitüntetett *e* egyenes, amelynek irányába állítva az vezetőt $\vec{\ell} \parallel e$, rá erő nem hat, $\vec{F} = \vec{0}$. Ha a vezető α szöget zár be az *e* egyenessel, akkor az erő merőleges az $\vec{\ell}$ és *e* síkjára és nagysága arányos az I árammal, az $\vec{\ell}$ vektor ℓ hosszával, valamint a közbezárt szög szinuszával. A $\frac{F}{\mathrm{I}\,\ell \sin\alpha}$ hányados az áramelem adataitól már nem függ, kizárólag a mágneses mezőt jellemzi, ezt nevezzük a mágneses indukció nagyságának.

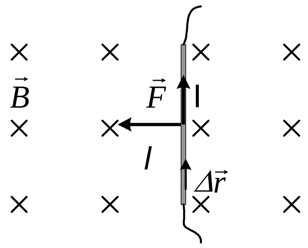
$$B = \frac{F}{\mathrm{I}\,\ell \sin\alpha}$$

A mágneses indukció iránya pedig párhuzamos az *e* kitüntetett egyenessel, és értelme olyan, hogy $\vec{\ell}$, $\vec{B}$ és $\vec{F}$, ebben a sorrendben jobbsodrású rendszert alkosson: $\left\{\vec{\ell}, \vec{B}, \vec{F}\right\}$. A mágneses indukció mértékegysége: $[B] = 1\frac{N}{Am} = 1\frac{Nm}{Am^2} = 1\frac{VAs}{Am^2} = 1\frac{Vs}{m^2} = 1tesla = 1T$

Ezt felhasználva az **Ampère-erő** *képlete*:

$$\boxed{\vec{F} = \mathrm{I}\vec{\ell} \times \vec{B}}$$

Tekintsünk egy *l* hosszúságú *A* keresztmetszetű vonalas vezetőszakaszt, és az legyen merőleges a homogén mágneses mezőre (lásd az ábrát). Ekkor az erő iránya az ábrán látható, a nagysága pedig: $F = BIl$. Ha a vezeték α szöget zár be a $\vec{B}$ mágneses indukcióval, akkor: $F = B\mathrm{I}l\sin\alpha$



Ampère-erő iránya

Ott tartottunk, hogy az EM hullámban elektromos és mágneses térjellemzők változnak térben és időben periodikusan. Csak a homogén, izotróp (irányfüggetlen), töltetlen, nem ferromágneses szigetelőket tekintve elegendő a legegyszerűbb esetet, a monokromatikus síkhullámokat felírni:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \cos\phi \quad és \quad \vec{B} = \vec{B}_0 \cdot \cos\phi$$
$$\phi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \omega t - kx \qquad ,$$

(egy x irányba futó síkhullámot tekintve). Ahol $\vec{E}$ az elektromos térerősség, φ a hullám fázisa, ω a körfrekvenciája, v pedig a fázis sebessége.

A fenti elektromágneses hullám tehát monokromatikus, mely egyetlen frekvenciakomponenst tartalmaz, és síkhullám, mert a fázisfelületei síkok. (Fázisfelület: azon pontok mértani helye, ahol a fázisok megegyeznek.)

A megoldás visszahelyettesítése a hullámegyenletbe a $\frac{1}{\lambda^2 f^2} = \varepsilon\mu_0$ összefüggésre vezet. Tehát a hullám v terjedési sebessége a közeg permittivitásával és abszolút permeabilitásával kifejezhető: $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu_0}}$. (Az átírásban megjelenik a hullámtan alapösszefüggése is $v = f\lambda$ $(= \frac{\omega}{k})$.

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.

A fény sebessége más anyagban, ahol $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon'$:

$$v = c \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}} = \frac{c}{n},$$

ahol $n = \sqrt{\varepsilon'}$ az abszolút törésmutató. Megjegyezzük, hogy nagy frekvenciákon a relatív permittivitás kisebb, mint a sztatikus esetben. Ezen túlmenően pedig a relatív permittivitás, és így a fázissebesség és a törésmutató is, az optikai frekvenciákon is függ a frekvenciától. Ezt a jelenséget diszperziónak (színszórásnak) nevezzük. 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.

Az elektromágneses hullámok további tulajdonságai

A fázis $\varphi = 2\pi(ft - \frac{x}{\lambda})$ alakjából jól látható, hogy adott helyen $\Delta t = \frac{1}{f} (= T)$ idő elteltével, ill. adott pillanatban $\Delta x = \lambda$ távolságra a φ fázis 2π-vel változik. Mivel azonban a szinusz és koszinusz függvények periódusa 2π, ez végeredményben a kezdeti fázishoz történő visszatérést jelent. Azaz a hullám időbeli periódusa a T periódusidő, a térbeli periódusa pedig a λ hullámhossz.

Ha az elektromágneses hullám egyik közegből egy másik közegbe érkezik, akkor a frekvenciája nem változik: $f_2 = f_1$. Tekintve, hogy a hullám sebessége (a törésmutatóval fordított arányban) változik $v_1 = \frac{c}{n_1}$; $v_2 = \frac{c}{n_2}$, az $f \cdot \lambda = v$ reláció miatt változnia kell a hullámhossznak: $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$, illetve $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}$. Tehát a közegben a fény hullámhossza az abszolút törésmutató arányában kisebb, mint a vákuumban.

Az elektromágneses hullámok transzverzálisak.

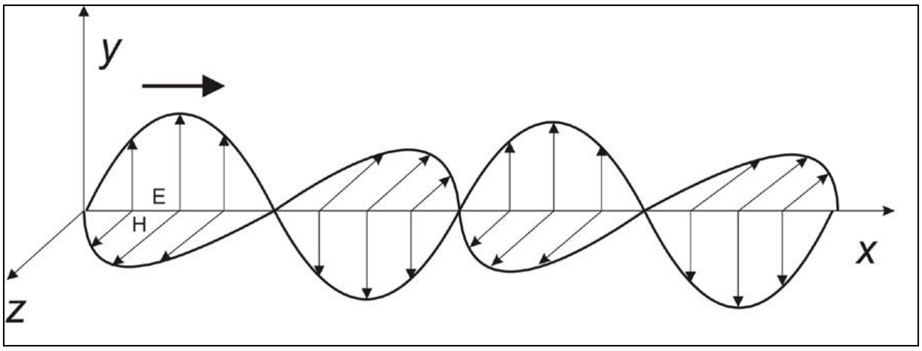
A transzverzalitás azt jelenti, hogy a hullámban terjedő vektormennyiség merőleges a terjedés irányára. Az elektromágneses hullámok esetében ezek a vektormennyiségek az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok. Ezek a vektorok ráadásul egymásra is merőlegesek, ami többet jelent, mint a transzverzalitást. Tehát végeredményben az elektromágneses sugárzásban az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok egymásra is és a terjedés irányára is merőlegesek:

$$\vec{E} \cdot \vec{n} = 0;\ \vec{B} \cdot \vec{n} = 0;\ \vec{E} \cdot \vec{B} = 0$$

A három vektor kapcsolata a következőképpen is felírható:

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \times \vec{E}}{v}$$

Ezeknek az összefüggéseknek az igazságáról úgy győződhetünk meg, ha a síkhullám megoldást visszahelyettesítjük a Maxwell egyenletekbe. Az utóbbi egyenlet szerint tehát a $\vec{n}, \vec{E}, \vec{B}$ vektorok jobbsodrású rendszert alkotnak, és a nagyságokra érvényes a $\left|\vec{B}\right| = \frac{\left|\vec{E}\right|}{v}$ összefüggés.



1.1.2. ábra: A térerősségek helyfüggése az elektromágneses hullámban

A 360 nm és 770 nm (kerekítve 400 és 800 nm) közötti hullámhosszú elektromágneses sugárzás az emberi szem számára is látható, emiatt látható fénynek nevezik. Az összes elektromágneses sugárzás elrendezhető frekvencia, ill. hullámhossz szerint, ekkor kapjuk az **elektromágneses spektrum**ot.

Az elektromágneses (EM) spektrum.

A frekvenciatartomány neve	f(Hz)			λ(m)		
Váltakozó áram	0	–	10^4		–	$3 \cdot 10^4$
Rádióhullámok	10^4	–	10^{11}	$8 \cdot 10^4$	–	$3 \cdot 10^{-3}$
Infravörös sugárzás	10^{11}	–	10^{14}	$3 \cdot 10^{-3}$	–	$3 \cdot 10^{-6}$
Látható fény	$3{,}9 \cdot 10^{14}$	–	$8{,}4 \cdot 10^{14}$	$7{,}7 \cdot 10^{-7}$	–	$3{,}6 \cdot 10^{-7}$
Ultraibolya sugárzás	10^{15}	–	10^{17}	$3 \cdot 10^{-7}$	–	$3 \cdot 10^{-9}$
Röntgensugárzás	10^{17}	–	10^{20}	$3 \cdot 10^{-9}$	–	$3 \cdot 10^{-12}$
γ-sugárzás	10^{20}	–		$3 \cdot 10^{-12}$		

Polarizáció

Általános esetben az $\vec{E}$ vektor (és így a rá merőleges $\vec{B}$ vektor is) forog az $\vec{n}$ vektor körül, miközben a vetületei leírhatók a fenti módon. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának a terjedési irányra merőleges vetülete egy ellipszist ír le. Ezt a fényt szokás elliptikusan polárosnak nevezni. Ez az általános eset, a természetes fény polarizációja általában ilyen. Ennek egy speciális esete a cirkulárisan poláros fény, ekkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy kört ír le.

Az ellipszis másik elfajulása az egyenes. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy egyenes mentén mozog (a rezgés síkja állandó). Az ilyen fényt lineárisan polárosnak (vagy síkban polárosnak) nevezzük. Az elliptikusan poláros fényt felfoghatjuk két egymásra merőleges polarizációjú, egymáshoz képest eltolt fázisú lineárisan poláros fény szuperpozíciójának is.

Amikor egyszerűen poláros fényről beszélünk, akkor legtöbbször lineárisan poláros fényre gondolunk. A lézerek többsége poláros fényt bocsájt ki, a többi fényforrás fénye pedig különböző módszerekkel (szórás, visszaverődés, stb.) polárossá tehető.

Az elektromágneses mező energiasűrűsége (w_{em}) az elektromos (w_e) és a mágneses(w_m) energiasűrűségek összege:

$$w_e = \frac{1}{2}\vec{D}\vec{E} = \frac{\varepsilon}{2}E^2$$

$$w_m = \frac{1}{2}\vec{H}\vec{B} = \frac{1}{2\mu_0}B^2$$

Elektromágneses hullámokban az elektromos és a mágneses energiasűrűség megegyezik.

Tehát a hullámokban az elektromágneses mező energiasűrűsége az elektromos energiasűrűség kétszerese: $w_{em} = w_e + w_m = 2w_e = \varepsilon E^2$

Egy v sebességgel áramló ρ térfogati sűrűségű fizikai mennyiség áramsűrűsége (j) egyszerűen megkapható: j= ρv. Az elektromágneses energia-áramsűrűség (S), amely megadja, hogy egységnyi felületen mennyi elektromágneses teljesítmény halad át:

$$S = v \cdot w_{em} = v \cdot \varepsilon \cdot \left|\vec{E}\right|^2 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon}} \varepsilon \left|\vec{E}\right|^2 \cdot \frac{1}{\mu_0} \cdot = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \left|\vec{E}\right|^2$$

Ennek időátlaga a műszerrel is mérhető intenzitás (I): $I = \overline{S}$. (Az S nagysága $\sin^2 \omega t$ szerint változik, ami a fény esetén műszerekkel követhetetlen gyorsaságú váltakozást jelent.) Mivel $\overline{\sin^2 \omega t} = \frac{1}{2}$, ezért $\overline{\left|\vec{E}\right|^2} = \frac{1}{2} E_0{}^2$, vagyis $I = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} E_0{}^2$

Mértékegysége: $[S] = [I] = \frac{W}{m^2} = \frac{J}{s \cdot m^2}$

Interferencia

Két hullám találkozásánál interferenciáról akkor beszélünk, ha az eredő intenzitás nem egyenlő a két hullám intenzitásának összegével.

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad ahol\, I_{12} \neq 0$$

A hullámok találkozásakor az elektromos térerősségek összeadódnak az elektromos mező additív volta miatt.

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cdot \cos \varphi_1$$
$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cdot \cos \varphi_2$$
$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \overline{\left|\vec{E}\right|^2} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \overline{\vec{E}_1 + \vec{E}_2}^{\,2} = \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \overline{\vec{E}_1^{\,2}}}_{I_1} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \overline{\vec{E}_2^{\,2}}}_{I_2} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot 2 \cdot \overline{\vec{E}_1 \vec{E}_2}}_{I_{12}}$$

Interferencia akkor fordul elő, ha az I_{12} interferencia tag értéke nem zérus, azaz ha az eredő intenzitás eltér a találkozó két hullám intenzitásának az összegétől.

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot 2 \cdot \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \overline{\cos\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2}$$

A fenti egyenleten alkalmazva a trigonometrikus addíciós tételeket a következő alakot kapjuk:

$$I_{12}=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}}\cdot\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}\cdot\left[\overline{\cos(\varphi_1+\varphi_2)}+\overline{\cos(\varphi_1-\varphi_2)}\right]$$

$$\varphi_1=\omega_1 t-k_1x_1+\varphi_{01}\ ;\ \varphi_2=\omega_2 t-k_2x_2+\varphi_{02}$$

$$I_{12}=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}}\cdot\vec{E}_{01}\vec{E}_{02}\cdot\left[\overline{\cos\left((\omega_1+\omega_2)t-k_1x_1+k_2x_2+\varphi_{01}+\varphi_{02}\right)}+\overline{\cos\left((\omega_1-\omega_2)t-k_1x_1+k_2x_2+\varphi_{01}-\varphi_{02}\right)}\right]$$

A bal oldali tagban a cos függvény argumentuma tartalmazza az időt, ennek időátlaga tehát zérus. (A cos függvény a nulla körül oszcillál, a pozitív és negatív részei pontosan kiejtik egymást.) A jobb oldali tagból azonban $\omega_1=\omega_2$ esetén eltűnik az időfüggés, a koszinusz függvény argumentuma (legalábbis explicit módon) nem tartalmazza az időt. Ekkor $I_{12}=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}}\cdot\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}\cdot\cos\delta$, ahol a fáziskülönbség: $\delta=k_2x_2-k_1x_1+\varphi_{01}-\varphi_{02}$. Tehát ha a két hullám frekvenciája megegyezik, akkor (és csak akkor) lehetséges az interferencia. Hogy valójában lesz-e, az még további feltételek függvénye. Elég nyilvánvaló például, hogy I_{12} akkor is nulla lesz, ha $\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}=0$, azaz a két hullám térerősség-vektora merőleges egymásra. Egymásra merőlegesen poláros hullámok tehát semmiképpen sem interferálhatnak. Az interferencia feltétele tehát az $\omega_1=\omega_2$ mellett az $\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}\neq 0$ is. Végtelen hosszú hullámvonulatokra más interferencia feltétel nincs is. Azonban a fény véges hullámvonulatokból áll, amelyek kezdőfázisai véletlenszerűen változnak. Az interferenciához azt is biztosítani kell, hogy a találkozó két hullámot alkotó hullámvonulatok kezdőfázis-különbségei időben állandók legyenek ($\varphi_{01}-\varphi_{02}=\acute{a}lland\acute{o}$). Ha a két hullám két független fényforrásból érkezik, akkor ez a feltétel nem teljesül. A gyakorlatban ez csak úgy teljesíthető, hogy az interferáló két hullámot egy hullám kettébontásával nyerjük. Meghiúsíthatja az interferenciát az is, ha a kettébontott, immár két különböző úton haladó fényhullám útkülönbsége nagyobb a hullámvonulatok hosszánál. Ekkor a kettéosztott hullámvonulatok nyilvánvalóan nem találkozhatnak újra. Azt a legnagyobb optikai útkülönbséget (Δs), amelynél még lehet interferencia, koherenciahossznak (σ_k) nevezzük: $\Delta s=n_2l_2-n_1l_1<\sigma_k$ (Az optikai úthossz a törésmutató és a megtett geometriai út szorzata.) Természetes fényre a koherenciahossz általában mm nagyságrendű.

Az interferencia feltételeinek (koherencia feltételek) összefoglalása:

1) $\omega_1=\omega_2$, azaz a két hullám frekvenciája azonos,

2) $\vec{E}_{01}\cdot\vec{E}_{02}\neq 0$, azaz a két hullám térerősség-vektora nem merőleges egymásra,

3) $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \acute{a}lland\acute{o}$, azaz a hullámvonulatok kezdőfázis-különbségei időben állandók,

4) $\Delta s < \sigma_k$, azaz a két úton haladó fényhullám útkülönbsége kisebb, mint a koherenciahossz.

Az interferencia révén kialakult hatás lehet erősítő ill. gyengítő jellegű (konstruktív ill. destruktív jellegű) interferencia. Erősítés abban az esetben lép fel, ha az interferenciatag értéke nagyobb, mint zérus ($\cos\delta > 0$). Gyengítés pedig akkor, ha az interferenciatag értéke zérustól kisebb ($\cos\delta < 0$).

A legnagyobb erősítés akkor lép fel, amikor $\cos\delta = 1$. Ekkor a két hullám fáziskülönbsége 2π egész számú többszöröse, $\delta = 2m\pi;\quad m\, eg\acute{e}sz\ sz\acute{a}m$, vagyis tulajdonképpen a hullámok azonos fázisban találkoznak. A legnagyobb gyengítés pedig $\cos\delta = -1$ esetén van. Ekkor fáziskülönbsége π páratlan számú többszöröse, $\delta = (2m+1)\pi;\quad m\, eg\acute{e}sz\ sz\acute{a}m$, vagyis a hullámok ellentétes fázisban találkoznak.

Ha két egyforma erősségű hullám találkozik, akkor a legnagyobb erősítésnél az eredő intenzitás a két hullám intenzitás-összegének kétszerese. Ilyenkor, ha fennállnak a legnagyobb gyengítés feltételei, akkor kioltás is lehetséges.

A fentiek a hullámhossz segítségével is megfogalmazhatók: a fáziskülönbség $\delta = k_2 x_2 - k_1 x_1 + \delta_{01} - \delta_{02}$, ha $\delta_{01} = \delta_{02}$ és $k_1 = k_2 = k$, akkor: $\delta = k \cdot (x_2 - x_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x$. Tehát ha a két hullám között a szétváláskor nem jött létre fáziskülönbség, és szétválás után is azonos közegben haladnak, akkor a fáziskülönbség az útkülönbséggel arányos, az arányossági tényező $\frac{2\pi}{\lambda}$. Ennek megfelelően maximális az erősítés, ha az útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse: $2m\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \to \Delta x = \lambda \cdot m$, m – egész szám.

Maximális gyengítés (esetleg kioltás) pedig a hullámhossz felének páratlan számú többszöröseivel megegyező útkülönbség esetén lesz: $(2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \to \Delta x = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$.

Példák az interferencia jelenségére

Fénysugarak esetén interferenciára tehát akkor számíthatunk, ha egy fénysugarat osztunk ketté (vagy többfelé), majd a szétválasztott sugarakat újra egyesítjük. A szétválasztás történhet akár a fázisfelület, akár az amplitúdó szétosztásával is. Az első csoportba tartozó tipikus interferenciás eszköz az optikai rács, a másodikba pedig például a vékonyréteg interferencia tartozik.

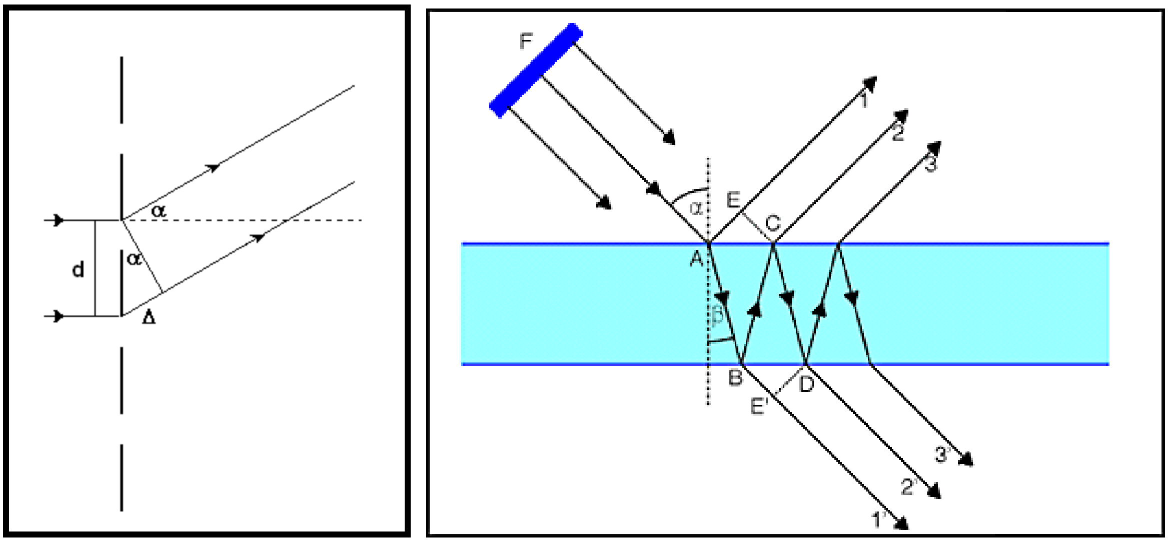
Az optikai rács szabályos periódusú tükröző, elnyelő és/vagy áteresztő pontokból, vonalakból, sávokból álló lemez, amelyet olyan fénysugár útjába helyezünk, amely hullámhossza összemérhető a rács periódusával. Az interferencia a visszavert fény (reflexiós rács) vagy átengedett fény (transzmissziós rács) esetében is megtörténhet.

A lenti ábra bal oldalán egy transzmissziós optikai rács metszetét láthatjuk, amelyre egy széles fénynyaláb merőlegesen esik be. Az átlátszó tartományokon átjutó keskeny fénysugarak interferencia révén akkor erősíthetik egymást, ha az útkülönbségük a hullámhossz egész számú többszöröse. Tekintsük a d távolságra lévő (d: rácsállandó) szomszédos átlátszó tartományokon átjutó fénysugarakat és fejezzük ki Δs útkülönbségüket a fénysugarak ϑ szóródási szögével:

$$\Delta s = d \cdot \sin \vartheta = \lambda \cdot m$$

Ha az útkülönbség 0, akkor a fő maximumot, ha λ, akkor az első mellékmaximumot, ha 2λ, akkor a második mellékmaximumot, stb. kapjuk.

Ebből a szempontból optikai rácsnak (bár nem teljesen szabályosnak) tekinthető a CD lemez és a hologram is.



Interferencia rácson és vékonyrétegen

A vékonyréteg-interferencia a fentiektől abban különbözik, hogy a vékonyrétegen (amelynek a vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával) a teljes fénysugár áthalad. A fénysugár a rétegek határfelületein részben visszaverődik, részben áthalad. Interferencia mind a visszavert, mind a megtört fénysugarak között lehetséges. Tekintsünk egy d vastagságú lemez két határfelületéről visszavert egy-egy fénysugár interferenciáját. Legegyszerűbb esetben, amikor a fény merőlegesen esik be, a két visszavert fénysugár közötti útkülönbség: $\Delta s = n \cdot 2d$

A legnagyobb erősítést akkor érjük el, ha ez az útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse: $\Delta s = \lambda \cdot m$

Valójában ez a feltétel csak akkor igaz, ha mindkét visszaverődés optikailag sűrűbb vagy optikailag ritkább közegen történt. Ugyanis az optikailag sűrűbb közegen történő visszaverődés közben a fény fázisugrást szenved. Így ha az egyik (és csak az egyik) visszaverődés ilyen, akkor a fenti feltétel vezet a legnagyobb gyengítésre. A legnagyobb erősítést pedig pont akkor kapjuk, amikor az út különbség a félhullámhossz páratlan számú többszöröse: $\Delta s = \frac{\lambda}{2}(2m+1)$

A vékonyréteg interferencia szép példái a vízen úszó olajfolt és a szappanbuborék.