

8. OPTIKA II.

A fény mint elektromágneses hullám

A monokromatikus síkhullám

A fényforrások időben és térben változó elektromágneses teret keltenek maguk körül. Ez az elektromágneses tér hullám alakjában terjed. Távol a fényforrástól, átlátszó, homogén, izotrop közegben az elektromágneses tér monokromatikus síkhullámok összegére bontható. Az elektromos térerősség egy ilyen síkhullámban az $\underline{r}$ helyvektorú pontban:

$$\underline{E} = E_0 \sin(\underline{k} \underline{r} - \omega t + \varphi_0) . \quad (1)$$

E_0 a síkhullám amplitúdója, ω a körfrekvencia, $\omega = 2\pi\nu$, ahol ν a frekvencia. A

$$\varphi = \underline{k} \underline{r} - \omega t + \varphi_0 \quad (2)$$

kifejezés a fázis, φ_0 a fázisállandó, $\underline{k}$ a hullámszámvektor. A hullám *terjedési iránya* megegyezik $\underline{k}$ vektor irányával. Az E_0 vektor irányát tekintjük a *polarizáció irányának*.

A fény *transzverzális* hullám, E_0 merőleges a terjedési irányra, így $\underline{k}$ -ra is.

A fény *intenzitása* az ilyen monokromatikus síkhullámban az amplitúdó négyzetével, E_0^2 -tel arányos.

Hullámfront: Azoknak a pontoknak az összessége, melyeken a φ fázis értéke egy adott időpontban azonos. A hullámfront minden pontjában ugyanaz a térerősség és időben azonos módon változik.

Az (1) alakú síkhullámok hullámfrontjai síkok, melyek egyenlete a t időpontban

$$\varphi = \underline{k} \underline{r} - \omega t + \varphi_0 = \text{konst.}$$

Ha a hullám az x tengely irányában terjed, a hullámfront, azaz a fázissík egyenlete:

$$\varphi = kx - \omega t + \varphi_0 = \text{konst.}$$

Az (1) síkhullám időben és térben periodikus függvény. A *periódusidő*, T , az a legrövidebb idő, melynek elmúltával adott helyen ugyanaz lesz a térerősség és a térerősség időderiváltja is, vagyis a fázis változása T idő alatt 2π -vel egyenlő: $\Delta\varphi = \omega T = 2\pi$. A periódusidő reciproka a frekvencia:

$$\nu = 1/T.$$

A térbeli periódus a *hullámhossz*, λ : két szomszédos fázissík távolsága, melyeken a fázis 2π -vel különbözik:

$$\Delta\varphi = 2\pi = k \lambda, \quad \text{azaz} \quad \lambda = 2\pi / k. \quad (3)$$

Eszerint a $\underline{k}$ hullámszámvektor nagysága a hullámhossz reciprokával, a *hullámszámmal* arányos, annak a 2π -szere.

Egy adott φ fázisú hullámfront helyzete a t időpontban

$$x = \omega t / k + (\varphi - \varphi_0) / k ,$$

azaz a front

$$v = \omega / k \quad (4)$$

sebességgel („fázissebességgel”) mozog az x tengely mentén.

Vákuumban a fázissebesség c . Ha a hullám egy más közegbe lép be, frekvenciája azonos marad, *terjedési sebessége* azonban változik a közeg optikai sajátságaitól függően. A vákuumbeli és közegbeli terjedési sebesség hányadosa a *törésmutató*.

A törésmutató függ a frekvenciától (*diszperzió*), átlátszó közegben a frekvencia növekedésével kissé nő. Ekkor *normális diszperzióról* beszélünk. [Abszorbeáló közegekben a törésmutató komplex szám. Ilyenkor a fény terjedését csillapodó hullámmal írhatjuk le.]

A fény frekvenciája, terjedési sebessége és hullámhossza közötti összefüggést (3) és (4) összevetésével kapjuk:

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T v} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \rightarrow \quad \lambda = v T , \quad (5)$$

a fázissík egy periódusidő alatt éppen egy hullámhossz távolságra jut el.

Vákuumban a hullámfront egy periódusidő alatt $\lambda_0 = c T$ távolságot tesz meg. A közegbeli terjedési sebesség $v = c/n$, így a közegbeli hullámhossz

$$\lambda = \frac{c}{n} T = \frac{\lambda_0}{n} . \quad (6)$$

A hullámhossz közegről közegre változik, a vákuumbeli hullámhossz azonban éppúgy jellemzi a hullámot, mint a frekvencia. A *látható tartományban* a (vákuumbeli) hullámhossz 380 és 760 nm között van.

Egy n törésmutatójú közegben beszélhetünk az *optikai úthosszról*:

$$s = n d, \quad (7)$$

mely a tényleges d úthossz és az n törésmutató szorzata.

A hullámok interferenciája; koherencia

Tekintsünk két, az x tengely irányában terjedő, azonos irányban (pl. az y tengely irányában) polarizált, azonos frekvenciájú, azonos irányban haladó, de különböző fázisállandójú síkhullámot. Legyen a két síkhullámban az y irányú térerősség E_1 és E_2 :

$$E_1 = E_{10} \sin(kx - \omega t + \varphi_{10}), \quad E_2 = E_{20} \sin(kx - \omega t + \varphi_{20}).$$

Az eredő térerősség $E = E_1 + E_2$. Beláthatjuk, hogy ez szintén síkhullám: $E = E_0 \sin(kx - \omega t + \varphi_0)$, melynek amplitúdója E_0 , fázisállandója φ_0 .

Az eredő hullám amplitúdója,

$$E_0 = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_{10} - \varphi_{20})} \quad (8)$$

függ a $\Delta\varphi = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ fáziskülönbségtől: az eredő amplitúdó maximális, ha $\Delta\varphi = 0$ vagy 2π egész számú többszöröse, és minimális, ha π páratlan számú többszöröse a fáziskülönbség. Az eredő hullám fázisa:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{E_{10} \sin \varphi_{10} + E_{20} \sin \varphi_{20}}{E_{10} \cos \varphi_{10} + E_{20} \cos \varphi_{20}}.$$

A fázisállandók különbsége úthosszkülönbségnek is felfogható a két összetevő fényhullám között:

$$\Delta s = \frac{\Delta\varphi}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \Delta\varphi,$$

ahol λ a közegbeli hullámhossz. Felhasználva, hogy $\lambda = \lambda_0 / n$,

$$n \cdot \Delta s = \lambda_0 \cdot \frac{\Delta\varphi}{2\pi}.$$

A két fényhullám maximálisan erősíti egymást, ha fázisaik különbsége 2π egész számú többszöröse illetve ha az optikai úthosszkülönbség köztük a vákuumbeli hullámhossz egész számú többszöröse, és maximálisan gyengíti, ha a félhullámhossz páratlan számú többszöröse.

Ha egy párhuzamos fénynyalábban az összetevők fázisainak különbsége időben állandó, akkor a fénynyaláb *koherens*. Ekkor az azonos irányban polarizált hullámok egyetlen hullámmal helyettesíthetők. Csak azonos frekvenciájú síkhullámok alkothatnak koherens nyalábot.

Lineárisan, cirkulárisan és elliptikusan poláros fény

A fénynyalábot alkotó azonos frekvenciájú monokromatikus síkhullámok térerősség-amplitúdó vektorai lehetnek párhuzamosak, ekkor a fénynyaláb *lineárisan poláros* és a polarizáció iránya megegyezik az összetevők polarizáció irányával. Ha a komponensekben az amplitúdó vektorok nem párhuzamosak, akkor az eredő lehet lineárisan, cirkulárisan vagy elliptikusan poláros.

Két egymásra merőlegesen poláros síkhullám eredője

- *lineárisan poláros*, ha a fáziskülönbségük 0;
- *cirkulárisan poláros*, ha az amplitúdók nagysága azonos és a fáziskülönbség $\pi/2$;
- *elliptikusan poláros* különben.

A fény intenzitása

A fényintenzitás (I) a térerősség abszolút érték négyzetének időátlagával arányos. Az (1) monokromatikus síkhullámban $I \sim E_0^2$.

Egy koherens fénynyaláb mindig felbontható két egymásra merőleges lineárisan poláros fényhullám összegére. Két egymásra merőlegesen poláros síkhullámból álló nyalábban a fényintenzitás a két merőleges komponens intenzitásainak összege:

$$I = I_p + I_m.$$

Itt a "p" (párhuzamos) és az "m" (merőleges) jelzés egy kitüntetett síkra, pl. a beesési síkra vonatkozik.

Ha a fénynyalábban a komponensek fázisainak különbsége időben véletlenszerűen változik, akkor ezeknek a komponenseknek az intenzitása összegződik.

Két, egymással párhuzamos polarizáció-irányú koherens fénynyaláb interferenciára képes. Ez azt jelenti, hogy az eredő fénynyalábban a térerősségek (8) szerint a fáziskülönbségtől függően erősítik vagy gyengítik egymást, és az eredő intenzitás

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} \cos(\varphi_{10} - \varphi_{20}). \quad (9)$$

Koherens és közönséges fényforrások

A fényforrásokban a valamilyen módon magasabb energiaállapotokba gerjesztett atomok vagy molekulák sugároznak ki fényt – egy fotont emittálnak, miközben a gerjesztett állapotból az alapállapotba vagy alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek. A foton kibocsátása az átmenet alatt, véges ideig történik, ezért a foton egy véges hullámvonulat, véges hossza van: ez a *koherenciahossz*. A következő foton fázisállandója nem egyezik az előzőével, és ha az emisszió spontán következik be, a fotonok iránya és fázisa véletlenszerű. Így egy közönséges fényforrásból származó fénynyaláb nem koherens, mert benne a fotonok –elemi hullámvonulatok– fázisa időben véletlenszerűen változik. Egy ilyen nem-koherens fénynyalábban egy foton csak önmagával interferálhat – a koherenciahosszában belül.

A lézerek monokromatikus, párhuzamos és koherens fénynyalábot szolgáltató fényforrások. (Persze, a lézerfény sem abszolút monokromatikus, párhuzamos és koherens, de a közönséges fényforrásokhoz viszonyítva nagymértékben az.) Ez annak köszönhető, hogy a lézerben a fénykibocsátás indukált emisszióval történik, szemben a közönséges fényforrásokkal, ahol spontán emisszióval. Az indukált emissziónál egy gerjesztő foton hatására az atomi rendszer úgy kerül egy alacsonyabb energiájú állapotba, hogy a gerjesztő fotonnal tökéletesen azonos (azonos frekvenciájú, terjedési irányú és fázisú) fotont bocsát ki.

Fényhullámok törése, visszaverődése, elhajlása

A fény mint elektromágneses hullám kielégíti az elektromágneses tér Maxwell-egyenleteit és az egyenletekhez tartozó határfeltételeket.

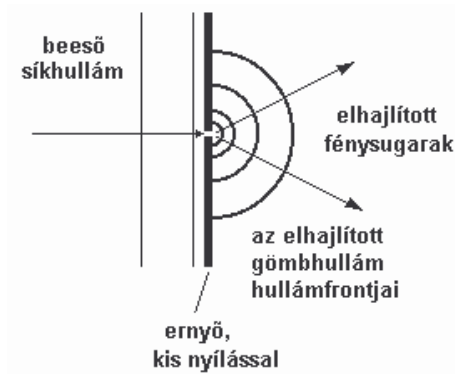
Végtelen homogén és izotrop közegben egyetlen síkhullám is megoldás. Ha azonban a közegben inhomogenitások –a fénysugár útjában akadályok– vannak, akkor egyetlen síkhullám már nem felel meg a határfeltételeknek. Tegyük fel, hogy a teret egyetlen sík határfelület két különböző optikai tulajdonságú részre osztja, és az első közegben egy síkhullám terjed a határfelület felé. Megmutatható, hogy az első közegben az elektromágneses tér két hullám –a beeső haladó hullám és egy visszavert hullám– összege lesz, és a második közegben egy megtört, az eredetitől különböző hullámszámvektorú hullám terjed. A két közeg határfelületének normálisa a beesési merőleges. Ha ezzel a beeső fénysugár $\underline{k}$ hullámszámvektora α szöget zár be, akkor a visszavert sugár hullámszámvektora $-\alpha$ szöget; a megtört sugáré pedig β szöget zár be, ahol az α beesési szög és a β törési szög között a *Snellius-Descartes törvény* áll fenn:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta,$$

ahol n_1 a beesés oldalán, n_2 a határfelület másik oldalán a törésmutató.

Ha a két közeg határfelülete görbült, de a görbületi sugár a hullámhossznál sokkal nagyobb, a felület minden pontján az ottani érintősíkkal helyettesíthető, és a törés és visszaverődés törvényei változatlanok maradnak, csupán a sík normálisa –és így a beesési szög is– pontról-pontra változik, és a síkhullám-kép továbbra is érvényes marad.

Ha az akadály mérete összemérhető a hullámhosszal, akkor elvesz a síkhullámjelleg az akadály közelében. A *Huygens-elvvel* szemléltethető a fény terjedése ilyen esetben: a hullámfront minden pontja elemi gömbhullámok kiindulópontja és ezek eredője adja az új hullámfrontot. Ha a fény útjába egy ernyőt teszünk, melyen egy nagyon kicsi lyuk van, akkor az ernyő mögött a hullámfrontok gömbfelületek lesznek (1. ábra).



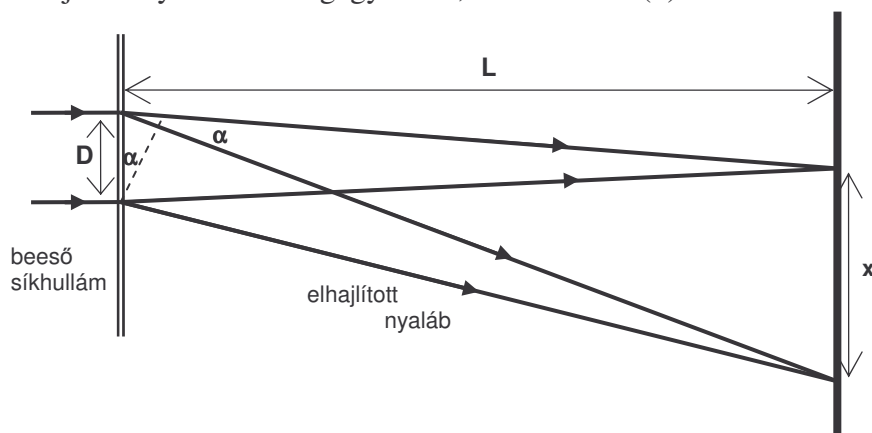
1. ábra. A fény elhajlása ernyőn lévő kis nyíláson

Nagy távolságból nézve egy ilyen gömbfelületnek csak egy kis térszögű részét észleljük, és ez a hullámfrontdarab síkkal is helyettesíthető, a hullám pedig a megfigyelés környezetében síkhullámmal. Bárhonnan nézzük az ernyőt, a rajta lévő nyílásból, mint pontszerű fényforrásból fény jut a szemünkbe. (A fénysugarakhoz kötődő szemléletünk szerint az ernyő mögötti térbe minden irányba fénysugarak indulnak ki az ernyőn lévő nyílásból.)

Tegyük egy párhuzamos, monokromatikus fénynyaláb útjába a terjedési irányra merőlegesen egy ernyőt, melyen két párhuzamos keskeny rés van D távolságban egymástól (2. ábra). A réseken a fény elhajlik, nagy távolságból olyan a hullámkép, mintha a résekből az ábra síkjában minden irányban síkhullámok indulnának ki. Tekintsük azt az irányt, mely az ernyő normálisával α szöget zár be. Ebben az irányban a két réstől származó párhuzamos fénynyaláb közti úthosszkülönbség $D \cdot \sin \alpha$, és a fáziskülönbség

$$\Delta \varphi = 2\pi D \cdot \sin \alpha / \lambda. \quad (10)$$

A két fénynyalábhoz tartozó térerősségek összeadódnak az eredő nyalábban; $E = E_1 + E_2$. Mivel az amplitúdók a két elhajlított nyalábban megegyeznek, az intenzitás (9) szerint $I = 2 I_0 (1 + \cos \Delta \varphi)$.



2. ábra. Elhajlás kettős résen

Ha $\Delta \varphi = 0$ vagy 2π egész számú többszöröse, azaz $D \cdot \sin \alpha$ a hullámhossz egész számú többszöröse, maximális erősítést kapunk, míg ha $\Delta \varphi = \pi$ páratlan számú többszöröse, azaz $D \cdot \sin \alpha$ a félhullámhossz páratlan számú többszöröse, teljes kioltást kapunk. A résektől bizonyos L távolságban elhelyezett ernyőn sötét és világos csíkokat fogunk észlelni, a maximális gyengítés és maximális erősítés irányainak megfelelően.

$$\begin{aligned} D \cdot \sin \alpha &= (2m+1) \cdot \lambda/2 : && \text{kioltás,} \\ D \cdot \sin \alpha &= m \cdot \lambda : && \text{maximális erősítés.} \end{aligned} \quad (11)$$

Az optikai rács

Ha egy átlátszó lemezt egyenlő távolságban, párhuzamosan bekarcolunk, vagy valamilyen más eljárással párhuzamos, periodikusan váltakozva átlátszó és átlátszatlan csíkokat hozunk létre rajta, *transzmissziós optikai rácsot* kapunk. Hasonló módon, reflektáló felületen periodikus, tükröző és nem-tükröző, egymással párhuzamos csíkokból álló mintázatot létrehozva *reflexiós rácsot* kapunk. A rácsot koherens fénynyalábbal megvilágítva és a rács által elhajlított fényt ernyőn felfogva a

fényforrás elhajlási képét kapjuk, egy –a rács csíkjaira merőleges egyenesen elhelyezkedő– fényfolt-sorozat az el nem hajlított nyalábnak megfelelő transzmittált vagy reflektált kép mindkét oldalán; úgy mint a kettős rés esetén, csak nagyobb intenzitással.

Ha a fény *merőlegesen* esik a síkrácsra, az elhajlási kép szimmetrikus és a kioltás és erősítés feltételét (11) adja meg. Így ha az m -edik és $(-m)$ -edik elhajlított kép távolsága az ernyőn $2x_m$, a rács és az ernyő távolsága L és a rácsállandó D , akkor (11)-nek megfelelően

$$x_m = L \cdot \tan \alpha = L \cdot m\lambda / \sqrt{D^2 - (m\lambda)^2}, \quad (12)$$

ahonnan a rácsállandó kiszámítható. Ha $m\lambda \ll D$, akkor $D = m\lambda L / x_m$.

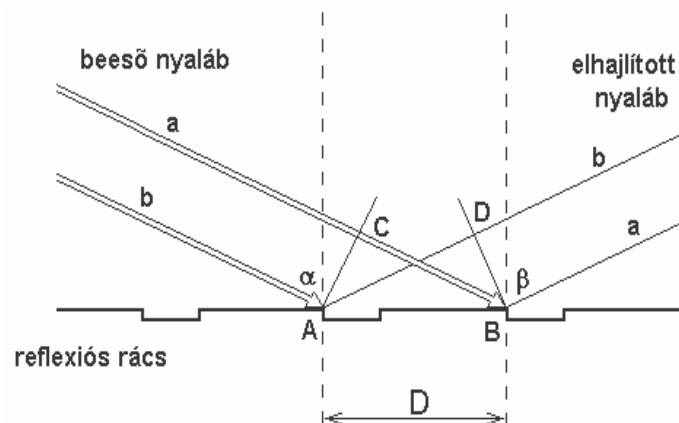
Mérési feladatok

1.A. Lézer hullámhosszának meghatározása reflexiós ráccsal

Eszközök:

- optikai sín
- lovasok
- pozicionálható lézerdióda
- vízszintes korong
- fém vonalzó, bekarcolt 1 mm-es ill. 0,5 mm-es beosztással
- ernyő
- milliméterpapír
- mérőszalag

Reflexiós rácsként fém vonalzót használunk. A vonalzó az 1 ill. 0,5 mm-es skálájával tulajdonképpen egy 1 ill. 0,5 mm rácsállandójú reflexiós rács. A bekarcolt jelek mentén a fény elhajlik, a szomszédos beosztásokon elhajlott fénynyalábok interferálnak egymással, és ha a beesési szög elég nagy (súrló beesést hozunk létre), akkor az ernyőn egy sorozat fénypöttyöt kapunk, a különböző rendű rácsképeket. [Az eredeti ötlet, hogy tolmérő felhasználható reflexiós rácsként, és tolmérővel így módon nemcsak egy cső vagy valami munkadarab szélessége, hossza, hanem a fény hullámhossza is mérhető, annak ellenére, hogy a hullámhossz sokkal kisebb, mint a legfinomabb beosztás, a Trinity College Fizika Intézetéből (Dublin, Írország) származik.]



3. ábra. A fény elhajlása a reflexiós rácson súrló beesésnél

Vizsgáljuk meg, mennyi az úthosszkülönbség két szomszédos beosztásról származó elhajlított hullám (a és b) között (3. ábra)!

$$\Delta s = \overline{CB} - \overline{AD}. \quad (13)$$

Ha adott az α beesési szög, akkor maximális erősítést azoknál a β_m elhajlási szögeknél kapunk, melyekre az úthosszkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse,

$$D \cdot (\sin \alpha - \sin \beta_m) = m \cdot \lambda. \quad (14)$$

D , a rácsállandó esetünkben 0,5 mm.

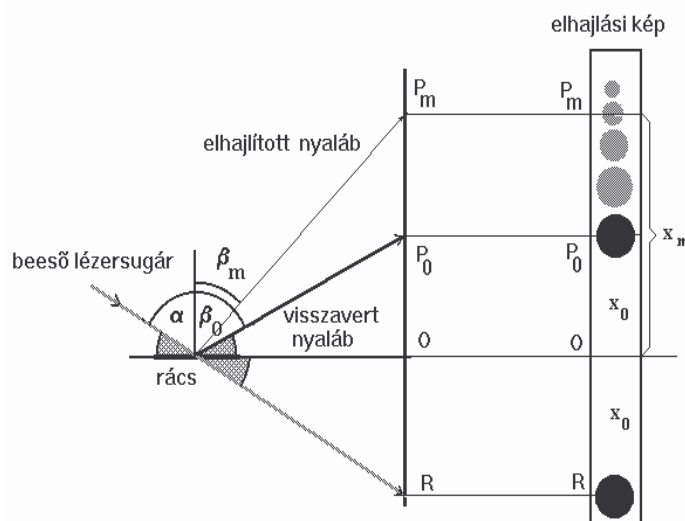
Feladat:

Ragasszunk egy milliméterpapír-csíkot az ernyőre, és tegyük az ernyőt az optikai sín végére egy alacsony lovasba. A sín másik végére tegyük fel a lézert (alacsony lovasban), és állítsuk be úgy, hogy a lézersugár az ernyő alsó részét érje. Ezután helyezzük a vonalzót a forgatható korongra (magas lovason) úgy, hogy a lézersugár a 0,5 mm-es skálára essen. A vonalzó és a korong helyét, valamint a lézert állítsuk be úgy, hogy a legfényesebb pötty (az egyszerű visszavert sugár) alatt legfeljebb egy pötty, fölötte viszont legalább 8 pötty legyen látható az ernyőn. (Ha szükséges, emeljük meg a lézertartót a lovasban.) Jelöljük meg a pöttyök helyét ($P_0, P_1, \dots$) a milliméterpapíron, mérjük meg a mérőszalaggal a vonalzón látható fényfolt közepének távolságát (L) az ernyőtől, és (a korongot levéve) jelöljük meg az eltérítetlen lézersugár foltját (R) is.

Kiértékelés:

A 4. ábrán látjuk kissé eltorzítva a mérési elrendezést a kiértékeléshez szükséges mennyiségek feltüntetésével. Az el nem térített lézersugár helye az ernyőn R , az elhajlási kép fényfoltjainak helye rendre $P_0, P_1, \dots$. A P_0 pont, a legfényesebb fényfolt középpontja, a nulladrendben elhajlított fénynyalábtól származik. A nulladrendben elhajlított nyaláb tulajdonképpen az egyszerű visszavert sugár, úgyhogy $\beta_0 = \alpha$. Az RP_0 szakasz felezőpontja az O pont. Ettől a ponttól mérjük az egyes fényfoltok távolságát: $x_m = \overline{OP_m}$. A vonalzón lévő fényfolt távolsága az ernyőtől L . Látható, hogy

$$\tan \beta_m = L / x_m. \quad (15)$$



4. ábra. A mérési elrendezés lézer hullámhosszának meghatározásához

Ebből meghatározzuk az elhajlási szögeket, majd $\sin \beta_m$ -et:

$$\sin \beta_m = \sin \left(\arctg \frac{L}{x_m} \right) = \frac{L}{\sqrt{L^2 + x_m^2}}$$

ábrázoljuk m függvényében. Másrészt (14)-ből kifejezve $\sin \beta_m$ -et:

$$\sin \beta_m = \sin \alpha - m \cdot \lambda / D \quad (16)$$

látható, hogy ez egy egyenest ad m függvényében, melynek meredeksége $-\lambda/D$. λ tehát meghatározható a mérési pontokra illesztett egyenes meredekségéből a rácsállandó ismeretében.

A jegyzőkönyvben beadandó:

Készítsünk táblázatot, melyben feltüntetjük m -et, x_m -et, és $\sin \beta_m$ értékét 6 tizedes pontossággal kiszámítva.

Ábrázoljuk $\sin \beta_m$ -et az elhajlás rendjének, m -nek a függvényében!

Számoljuk ki a lézerdióda hullámhosszát és annak hibáját, az egyenes meredekségét és annak szórását a legkisebb négyzetek módszerével meghatározva!

1.B. Hajszál vastagságának mérése

A hajszál vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával, így alkalmas arra, hogy megfigyeljük rajta az elhajlás jelenségét. A hajszál szélein elhajló fénynyalábok által létrehozott elhajlási képből megmérhető a hajszál vastagsága is.

Eszközök:

- optikai sín
- lovasok
- pozicionálható lézerdióda
- diatartó
- hajszál diakeretben
- ernyő
- mérőszalag

Feladat:

Az előző méréshez hasonlóan helyezzük el az optikai sínen a lézert és az ernyőt, majd közéjük a diatartóba a hajszálat. A lézer pozicionálásával állítsuk elő az elhajlási képet. Mérjük meg az első 3 kioltási hely pozícióját az ernyőn, és mérjük meg a hajszál távolságát az ernyőtől.

Kiértékelés:

A hajszál két széléről, azaz egymástól D távolságról kiinduló két fénynyaláb interferenciája következtében (11) szerint kioltás azokon a helyeken jön létre, ahol $D \cdot \sin \alpha_m = (2m+1) \cdot \lambda/2$. Mivel α kicsi, $\sin \alpha$ közelíthető $\tan \alpha$ -val, vagyis $\sin \alpha_m \approx \tan \alpha_m = x_m / L$. A hajszáltól L távolságra lévő ernyőn tehát a kioltási helyek távolsága a középponttól (azaz a nulladrendű maximumtól)

$$x_m = (2m+1) \cdot \lambda L / 2D ,$$

és két szomszédos kioltási hely távolsága

$$\Delta x = \lambda L / D .$$

Mérjük meg a szomszédos kioltási helyek távolságát és számoljuk ki a hajszál vastagságát. (A lézer hullámhosszát, azaz λ értékét az előző feladatban meghatároztuk.) Vessük össze a most kiszámolt értéket az Optika I. mérésnél kiszámolt értékkel!

2. Polarizáció, optikai aktivitás, kettőstörés vizsgálata

A fényhullám elektromos térerősségének irányát tekintjük a polarizáció irányának. A polarizátorok egy irányban polarizált fényhullámot engednek át, az erre az irányra merőleges elektromos teret nem, így a polarizátor mögött a polarizátor áteresztési irányának megfelelően lineárisan polarizált fényt kapunk.

Egy lehetséges módszer polarizált fény előállítására az anizotrop anyagoknál előforduló dikroizmus jelenségét használja. A dikroikus anyagok egyes polarizációs irányban a fényt elnyelik, az erre merőlegesen polarizáltat pedig átengedik. A *polaroid fóliát* tartalmazó polarizátorok működnek ezen az elven. Ilyen polarizátort használunk ennél a mérésnél.

Nézzünk polarizátoron keresztül lámpa felé és forgassuk a polarizátort! Semmi változást nem észlelünk. Most nézzük a lámpa fényét két polarizátoron keresztül és forgassuk a polarizátorokat egymáshoz képest! Az áteresztett fény intenzitása erősen változik.

Vizsgáljunk meg ezután egy polarizátoron keresztül nézve sima fényes (de nem fém!) felületekről kb. 50 fokos szögben visszaverődött természetes fényt! Ha forgatjuk a polarizátort, a fény intenzitása változik. Ez azt mutatja, hogy a felületről visszavert fény (a szögtől függő mértékben) lineárisan polarizált. Ez is lehetőséget ad polarizált fény létrehozására (ld. Brewster-szög).

Eszközök:

- optikai sín
- lovasok
- lámpa

- diafragma
- két polarizátor, szögbeosztással ellátott foglalatban
- lencse
- diatartó
- celofánok diakeretekben

Bemutatóhoz:

- kvarckristálylapka diakeretben
- műanyag vonalzó
- cukoroldat
- lézer

Bemutató: Optikai aktivitás vizsgálata

A két polarizátor forgatásával beállítjuk azt a helyzetet, amikor a fényforrás képe teljesen elsötétedik. Az első polarizátor után a fény lineárisan polarizált, aminek síkjára merőlegesen helyezkedik el a második polarizátor (az analizátor), így azon nem jut át fény. Ha a keresztezett polarizátorok közé kvarcérteget helyezünk, a kép kivilágosodik az ernyőn. A kvarckristálylapka elforgatja a polarizátor után kapott fény polarizáció irányát, így ebben van olyan komponens, mely párhuzamos az analizátor áteresztési irányával. Próbáljuk kioltani a fényt az ernyőn az analizátor forgatásával! Nem kapunk teljes sötétséget, ellenben a fényfolt színe az analizátor szögétől függően változik. Ezek a színek azonban mások, mint a prizma vagy rács színbontásánál kapott spektrum tiszta színei. A kvarc optikai forgatóképessége frekvenciafüggő, így az analizátor mindig csak egy színt olt ki, és a ki nem oltott színek keverékét látjuk az ernyőn. Monokromatikus fényforrást (lézer) használva viszont ki tudjuk oltani a kvarclapka által elforgatott fényt.

A kvarclapának ez a tulajdonsága, hogy el tudja forgatni a polarizáció irányát, az *optikai aktivitás*. Ez a szimmetriacentrumot nem tartalmazó molekulájú anyagokra jellemző. Az elforgatás mértéke a rétegvastagságtól és az optikailag aktív anyag koncentrációjától függ. Hasonlóképpen optikailag aktív anyag a pl. glükóz is, ezen az elven működik a szachariméter.

Bemutató: Kettőstörés vizsgálata

Tegyünk a keresztezett polarizátorok közé átlátszó műanyag vonalzót és állítsuk elő egy lencsével a vonalzó éles képét az ernyőn. Ha a polarizátorok között ott van a vonalzó, megjelenik a fény az ernyőn, és a vonalzó skálájának környékén, a szélén, a töréseknél (ahol mechanikai feszültségek vannak) színes csíkokat látunk. Ennek a jelenségnek az oka a mechanikai kettőstörés. A vonalzó az előállítás körülményei miatt anizotrop, a törésmutatója irányfüggő. A kettőstörő anyagok is elforgatják a polarizáció irányát, és a forgatás mértéke itt is függ a fény frekvenciájától és az anyag vastagságától.

2.A. Bemutató / Fakultatív mérési feladat:

Optikai aktivitás (kettőstörés) vizsgálata celofánnal

Feladat:

Nyújtott szénláncú, polimerizált fóliák –mint a celofán– is kettőstörő tulajdonságúak.

Tegyünk az optikai sín végére a lámpát, elé –egy közös lovason– a diafragmát és az első polarizátort, utána a lencsét, majd a második polarizátort („analizátor”), és a sín végére az ernyőt. Állítsuk be úgy a lovasok helyét és a diafragmát, hogy az ernyőn a polarizátorokon átjutott fényt még vegye körül egy fekete gyűrű. Az analizátort állítsuk 0 fokra, és a polarizátor forgatásával keressük meg azt a helyzetet, amikor a kép a legsötétebb (vagyis amikor a két polarizátor éppen keresztezve helyezkedik el). Ezután helyezzünk egy lovast diatartóval a lencse és az analizátor közé, és tegyünk bele különböző (diakeretbe foglalt) celofánokat. Forgassuk a polarizátorokat és jegyezzük fel megfigyeléseinket!

2.B. Törésmutató meghatározása Brewster-szög mérésével

A polarizáció síkjának iránya fontos szerepet játszik a fényvisszaverődésnél. Visszaverődésnél másképp viselkedik a beesési síkra merőlegesen és a beesési síkkal párhuzamosan polarizált fény: a párhuzamosan polarizált fény kisebb hányada verődik vissza az átlátszó közegekről, mint a merőlegesen polarizálté. A Brewster-törvény szerint a beesési szög változtatásával mindig lehet találni egy olyan beesési szöget, amelynél a visszavert fényből hiányzik a párhuzamosan polarizált komponens. Ez az a beesési szög, amelynél a visszavert és megtört sugár egymásra merőleges. Ekkor a beesési szög és a törésmutató kapcsolata:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha.$$

A Brewster-szögben beeső fény visszaverődés után lineárisan polarizált lesz. A polarizátorok egyik fajtája éppen ezt a jelenséget használja fel, hogy ha a fény a Brewster-szögben esik az anyagra, akkor a visszaverődött fény a beesési síkra merőlegesen polarizált. A polaroid napszemüvegekben a polarizátorok úgy vannak beállítva, hogy a vízszintes felületekről visszaverődött, nagyrészt polarizálódott fényt szűrjék ki és ezáltal csökkentsék azok csillogását. Fényképészet...

Eszközök:

- optikai sín
- lovasok
- lámpa réssel
- diatartó réssel
- forgatható polarizátor
- forgatható szögmérő korong
- prizma
- ismeretlen törésmutatójú anyag
- ernyő

Feladat:

A mérési elrendezés megegyezik az Optika I. mérésnél alkalmazottal, de itt még polarizátorra is szükség lesz: az optikai sínre helyezzük fel a lámpát a réssel, a diatartót a réssel, majd egy polarizátort, és utána a szögmérő korongot. A rések állításával hozzunk létre keskeny, de intenzív fénysugarat úgy, hogy az a korong középpontján menjen át, és forgassuk a korong 0 jelzését a fénysugárhoz. Az Optika I. mérésnél meghatározott törésmutató alapján számoljuk ki a prizma anyagának Brewster-szögét. Tegyük a prizmát a korong közepéhez és forgassuk el a korongot a kiszámolt szögnek megfelelő helyzetbe. Állítsuk úgy a polarizátort, hogy a visszavert sugár intenzitása minimális legyen. Forgassuk ide-oda a korongot, és figyeljük meg a visszavert fénysugár intenzitásának változását! Ezután tegyük az ismeretlen törésmutatójú anyagot a korong közepére, és a korong forgatásával keressük meg a Brewster-szöget.

A jegyzőkönyvben beadandó:

A mért Brewster-szög és az ismeretlen törésmutató. (Mi lehet ez az anyag?)

Kérdések, gyakorló feladatok:

A jegyzetben szereplő legfontosabb fogalmak ismertetése: pl. elhajlás, Huygens-elv, interferencia, polarizáció, Brewster-szög...

A mérési elrendezések rajzai.

Igaz-e, hogy *

- a $0,5\ \mu\text{m}$ hullámhosszú elektromágneses sugárzás a látható fény tartományába esik?
- az elsőrendű elhajlási képek távolsága arányos a hullámhosszal?
- ha az elektromágneses hullám más közegbe lép be, a hullámhossza változatlan marad?
- interferencia esetén az eredő amplitúdó akkor minimális, ha a fáziskülönbség 2π egész számú többszöröse?

- a törésmutató függ a fény frekvenciájától?

* A válaszokhoz indoklást is kérünk!

Feladatok:

1. Üvegbe levegőből érkező $710\ \text{nm}$ hullámhosszú fénysugár beesési szöge 60° , a törési szög 30° .

Mekkora a fény

- sebessége
- hullámhossza
- frekvenciája az üvegben?

2. Transzmissziós rácsot merőlegesen beeső koherens fénynyalábbal világítunk meg, a hullámhossz $633\ \text{nm}$ (He-Ne lézer). Az elsőrendű elhajlási képek távolsága $50\ \text{cm}$, a rács és az ernyő távolsága $75\ \text{cm}$. Számítsuk ki a rácsállandót!

Gyakorló feladatok:

1. Üvegbe levegőből érkező $760\ \text{nm}$ hullámhosszú fénysugár beesési szöge 60° , a törési szög 30° .

Mekkora az üvegben a fény

- hullámhossza,
- terjedési sebessége és
- frekvenciája?

Adjuk meg a hullámszámvektort is az üvegben!

Megoldás:

A beesési és törési szögből számolható az üveg törésmutatója: $n = \sin 60^\circ / \sin 30^\circ = 1,732$.

Az üvegbeli hullámhossz: $\lambda = \lambda_0 / n$, ahol $\lambda_0 = 760\ \text{nm}$ a vákuumbeli hullámhossz, tehát $\lambda = 439\ \text{nm}$.

A terjedési sebesség az üvegben $v = c/n = 3 \cdot 10^8 / 1,732 = 1,732 \cdot 10^8\ \text{m/s}$.

A frekvencia $\nu = c / \lambda_0 = v / \lambda = 3,95 \cdot 10^{14}\ \text{Hz}$

A $\mathbf{k}$ vektor nagysága $k = 2\pi/\lambda = 2\pi/(439 \cdot 10^{-9}) = 1,43 \cdot 10^7\ \text{m}^{-1}$, iránya a terjedés iránya.

2. Két, azonos irányban lineárisan polarizált, azonos frekvenciájú síkhullám alkot egy fénynyalábot.

Az egyes síkhullámokban az elektromos térerősség nagysága:

$$E_1 = 3 \sin(\omega t - kx - \pi/6) \quad E_2 = 4 \sin(\omega t - kx + \pi/3).$$

Adjuk meg az eredő hullám amplitúdóját és fázisállandóját!

Megoldás:

Vezessük be a $\vartheta = \omega t - kx$ jelölést, és legyen az eredő hullám amplitúdója A , fázisállandója φ .

$$E_1 = 3 \sin \vartheta \cos \pi/6 - 3 \cos \vartheta \sin \pi/6, \quad E_2 = 4 \sin \vartheta \cos \pi/3 + 4 \cos \vartheta \sin \pi/3$$

$$E_1 + E_2 = \sin \vartheta (3 \cos \pi/6 + 4 \cos \pi/3) + \cos \vartheta (4 \sin \pi/3 - 3 \sin \pi/6) = A \cos \vartheta \sin \varphi + A \sin \vartheta \cos \varphi.$$

A $\cos \vartheta$ -t és $\sin \vartheta$ -t tartalmazó tagok együtthatóit egyenlővé téve a fenti egyenlet mindkét oldalán, kapjuk:

$$A \sin \varphi = 4 \sin \pi/3 - 3 \sin \pi/6, \quad A \cos \varphi = 3 \cos \pi/6 + 4 \cos \pi/3.$$

Mindkét egyenletet négyzetre emelve és a két egyenletet összeadva:

$$A^2 = 16 + 9 - 24 \sin \pi/3 \sin \pi/6 + 24 \cos \pi/3 \cos \pi/6 = 25 - 24 \cos(\pi/3 + \pi/6) = 25 \rightarrow A = 5.$$

A két egyenletet elosztva: $\tan \varphi = 0,4272$, $\varphi = 0,4037$.

3. Reflexiós rácsot merőlegesen beeső koherens fénynyalábbal világítunk meg, a hullámhossz 633 nm (He-Ne lézer). Az elsőrendű elhajlási képek távolsága 50 ± 1 cm, a rács és az ernyő távolsága 60 ± 1 cm. Számítsuk ki a rácsállandót és a rácsállandó hibáját!

Megoldás:

(11) szerint $D \cdot \sin \alpha = \lambda$, ahol α az első rendben elhajlított sugár és a rácssík normálisa által bezárt szög, $D = 633$ nm a rácsállandó. $\tan \alpha = x/L$, ahol $L = 0,6$ m, és x az elsőrendű rácskép távolsága a reflektált képtől (!), vagyis $x = 0,25$ m. Behelyettesítve

$$D = \frac{\lambda}{\sin(\arctg(x/L))} = \lambda \cdot \frac{\sqrt{x^2 + L^2}}{x} = 1,65 \mu\text{m}.$$

A rácsállandó hibája: ($\Delta x = 0,5$ cm és $\Delta L = 1$ cm)

$$\Delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial D}{\partial x} \cdot \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial L} \cdot \Delta L\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\lambda \cdot L}{x \sqrt{x^2 + L^2}} \cdot \Delta x\right)^2 + \left(-\frac{\lambda \cdot L^2}{x^2 \sqrt{x^2 + L^2}} \cdot \Delta L\right)^2} = 0,04 \mu\text{m}.$$