**7. OPTIKA II.**

**Fizikai optika, hullámoptika**

A fényforrások időben és térben változó elektromágneses teret keltenek maguk körül. Ez az elektromágneses tér hullám alakjában terjed, az **E** elektromos és a **H** mágneses térerősség a fény terjedési irányára merőleges síkban harmonikus rezgést végeznek (vagyis a fény transzverzális hullám).

Egyes optikai jelenségek, mint a fénytörés és fényvisszaverődés, leírhatók pusztán a fény részecsketermészetével is (a fény hullámtermészetétől eltekintve). Vannak azonban olyan kísérletek, amelyek csak a fény hullámtermészetével magyarázhatók: ilyen az elhajlás (diffrakció), az interferencia, ill. a polarizáció jelensége; ezekkel foglalkozik a hullámoptika, avagy fizikai optika.

A fényforrások általában a tér minden irányába sugároznak, a fény a fényforrás közelében gömbhullámnak tekinthető. A fényforrástól távolodva a hullám görbülete csökken, a fényforrástól távol a hullám görbülete elhanyagolható lesz, ezért ott jó közelítéssel a fény síkhullámként írható le. A fényforrástól távol, átlátszó, homogén, izotrop közegben az elektromágneses tér monokromatikus (egyetlen frekvenciával jellemezhető) síkhullámok összegére bontható.

**1.1. Az E elektromos térerősség monokromatikus síkhullám esetén**

Az elektromos térerősség a t idő és az **r** helyvektor függvénye:

**E** = **E**0 sin(**k**∙**r** – ωt + ϕ0), (1)

ahol

**E**0 a síkhullám amplitúdója (az elektromos térerősség maximális értéke),

ϕ = **k**∙**r** – ωt + ϕ0 a fázis, (2)

amiben

ω a körfrekvencia: ω = 2πν, ahol ν a frekvencia,

ϕ0 a fázisállandó,

**k** a hullámszámvektor.

A hullám *terjedési iránya* megegyezik **k** vektor irányával.

A fény *transzverzális* hullám, **E**0 merőleges a terjedési irányra, így **k**-ra is. Az **E**0 vektor irányát tekintjük a *polarizáció* *irányának*.

Az (1) síkhullám térben és időben periodikus függvény.

Rögzített **r** helyen (**r** = konst.) az elektromos térerősség nagysága az időnek harmonikus függvénye:

mivel **k**∙**r** = konst. → a fázis ϕ(t) = – ωt + ϕ0 + konst. → **E** = **E**0 sin(– ωt + ϕ0 + konst.)

A *periódusidő*, T, az a legrövidebb idő, melynek elmúltával az adott helyen ugyanaz lesz a térerősség és a térerősség időderiváltja is, vagyis a T idő alatt 2π-vel változik a fázis:

ωT = 2π, azaz , ahol 1/T = ν a frekvencia.

Rögzített t időben (t = konst.) az elektromos térerősség nagysága a helynek harmonikus függvénye:

mivel ωt = konst. → a fázis ϕ(**r**) = **k**∙**r** + ϕ0 + konst. → **E** = **E**0 sin(**k**∙**r** + ϕ0 + konst.)

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

k λ = 2π, azaz . (3)

Eszerint a **k** hullámszámvektor nagysága a hullámhossz reciprokával arányos, annak a 2π -szerese.

A *hullámfront* azoknak a pontoknak az összessége, melyeken a ϕ fázis értéke egy adott időpontban azonos. Emiatt (síkhullám esetén) a hullámfront minden pontjában ugyanaz a térerősség. A hullámfront egy adott pontja a hullámra jellemző terjedési sebességgel (fény esetén a fénysebességgel) mozog.

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

ϕ(**r**,t) = **k**∙**r** – ωt + ϕ0 = konst.

Nézzük azt a speciális esetet, amikor a hullám az x tengely irányában terjed. Ilyenkor a hullámfront, azaz a fázissík egyenlete

ϕ(x,t) = kx – ωt + ϕ0 = konst.

Jelölje ezt a konstanst ϕ\*, azaz kx – ωt + ϕ0 = ϕ\*, amiből kifejezhetjük a ϕ\* fázisú hullámfront helyzetét az idő függvényében:

,

azaz a front

(4)

sebességgel mozog az x tengely mentén, ez a fény terjedési sebessége az adott közegben.

(3) és (4) összevetésével kapjuk a fény λ hullámhossza, v terjedési sebessége és T periódusideje közötti összefüggést:

k → λ = v T , (5)

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

Vákuumban a terjedési sebesség c, azaz vákuumban a hullámfront egy periódusidő alatt λ0 = cT távolságot tesz meg, ez a vákuumbeli hullámhossz.

*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*:

n = c / v . (6)

A törésmutató függ a frekvenciától (*diszperzió*): átlátszó közegben a frekvencia növekedésével kissé nő.

A hullámhossz közegről közegre változik:

, (7)

a λ0 vákuumbeli hullámhossz azonban éppúgy jellemzi a hullámot, mint a frekvencia.

A *látható tartományban* a λ0 vákuumbeli hullámhossz 380 és 760 nm között van.

**1.2. Interferencia**

**Interferencia** *esetén azt tapasztaljuk, hogy a* megfelelő méretű réseken keresztül érkező, vagy egy optikai rácsról visszaverődő *fény sötétebb és világosabb foltokat hoz létre az ernyőn, vagyis a fény intenzitása változik a hely függvényében*. A fényintenzitás (I) az **E** elektromos térerősség abszolút érték négyzetének időátlagával arányos.

**1.2.1. Monokromatikus síkhullámok interferenciája**

A jelenség megértéséhez először azt vizsgáljuk meg, hogy egy adott pontban a rés, ill. rács különböző pontjaiból érkező hullámok által létrehozott eredő térerősség nagyságát hogyan befolyásolja az adott pontban találkozó hullámok fáziskülönbsége, majd hogy a létrejött fáziskülönbség hogyan függ a hullámok által (a réstől vagy rácstól az ernyőig) megtett úthossz különbségétől.

Tekintsünk két síkhullámot, melyek az x tengelyen azonos irányban haladnak, azonos frekvenciájúak (ω1 = ω2 = ω), azonos irányban (pl. az y tengely irányában) polarizáltak, de a fázisállandójuk különböző: ϕ10 ≠ ϕ20. A két síkhullámban az y irányú térerősség

E1 = E10 sin(kx – ωt + ϕ10) ill. E2 = E20 sin(kx – ωt + ϕ20) .

Az eredő térerősség E = E1 + E2. Beláthatjuk, hogy ez szintén síkhullám:

E = E0 sin(kx – ωt + ϕ0).

Az E0 amplitúdó levezetéséhez alakítsuk át a függvényeket:

E1 = E10 cos(kx–ωt) cosϕ10 – E10 sin(kx–ωt) sinϕ10

E2 = E20 cos(kx–ωt) cosϕ20 – E20 sin(kx–ωt) sinϕ20

E = E0 cos(kx–ωt) cosϕ0 – E0 sin(kx–ωt) sinϕ0

E1 + E2 = E, ha

E10 cosϕ10 + E20 cosϕ20 = E0 cosϕ0 és E10 sinϕ10 + E20 sinϕ20 = E0 sinϕ0 .

Emeljünk négyzetre az egyenleteket, adjuk össze, alkalmazzuk, hogy sin2ϕ0+cos2ϕ0=1, majd vonjunk gyököt, így megkapjuk az eredő síkhullám amplitúdóját:

. (8)

Látható, hogy E0 függ a ϕ10 – ϕ20 = Δϕ fáziskülönbségtől:

az eredő amplitúdó

**maximális**, ha cos(Δϕ) = 1, vagyis **Δϕ = m⋅2π** , ahol m egész szám, és (9)

**minimális**, ha cos(Δϕ) = –1, vagyis **Δϕ = (2m+1)⋅π** .

Interferencia esetén azért jön létre fáziskülönbség az ernyőre érkező hullámok között, mert különböző hosszúságú utat tettek meg a réstől vagy rácstól az ernyőig. Tekintsük az ernyő egy adott P pontját, és jelölje x1 ill. x2 ennek a távolságát a rés (vagy rács) 2 különböző pontjától (1. ábra).

0

P

ernyő

x1

x2

*1. ábra. Elhajlás kettős résen*

A hullámok fázisa az ernyőn való találkozáskor

ϕ1 = kx1 – ωt + ϕ10 ill. ϕ2 = kx2 – ωt + ϕ20 ,

és a fáziskülönbség köztük

Δϕ = ϕ1 – ϕ2 = k∙(x1 – x2) + (ϕ10 – ϕ20) (mivel a t idő megegyezik).

Ha a résre vagy rácsra beérkező hullámok fázisállandója megegyezik (azaz ϕ10 = ϕ20, ld.1.2.2. fejezet), akkor

, (10)

vagyis a fáziskülönbség az úthossz-különbségtől függ. Az eredő térerősséget (és így a fény intenzitását is) az úthossz-különbség által létrehozott fáziskülönbség szabja meg. A rés vagy rács két rögzített pontjából az ernyő különböző pontjaiig a Δx úthossz-különbség pontról-pontra változik, ezért jönnek létre különböző intenzitású pontok az ernyőn, ebből következően erősítési ill. gyengítési helyek.

(10) és (3) felhasználásával kapjuk, hogy

, (11)

tehát az erősítés-gyengítés feltételét megfogalmazhatjuk a két hullám közötti Δx úthossz-különbségnek a hullámhosszhoz mért arányával is: (9) felhasználásával kapjuk, hogy

két fényhullám maximálisan

**erősíti** egymást, ha → **Δx = m⋅λ** ,

vagyis az úthossz-különbség a hullámhossz egész számú többszöröse; illetve

**gyengíti** egymást, ha → **Δx = (2m+1)⋅** , (12)

vagyis az úthossz-különbség a félhullámhossz páratlan számú többszöröse.[[1]](#footnote-1)

**1.2.2. Koherencia**

Az előbbi levezetésnél feltettük, hogy a beérkező hullámok fázisállandója megegyezik. A fényforrásokban a fény kibocsátása úgy történik, hogy a valamilyen módon magasabb energiaállapotokba gerjesztett atomok vagy molekulák 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. Egy közönséges fényforrásnál a következő foton fázisállandója nem egyezik meg az előzőével, a kibocsátott fotonok – elemi hullámvonulatok – fázisa időben véletlenszerűen változik.

*Koherens*nek nevezzük az olyan fénynyalábot, amely monokromatikus, és benne az összetevők fázisainak különbsége időben állandó.

A kiterjedt közönséges fényforrások fénye általában nem koherens.

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) fotonokat bocsát ki.

**1.2.3. A fény intenzitása**

A fény *intenzitása* monokromatikus síkhullámban az amplitúdó négyzetével, E02-tel arányos.

*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

. (13)

**1.3. Diffrakció (fényelhajlás), Huygens-elv**

|  |  |
| --- | --- |
| A fényforrástól távol, homogén, akadálymentes környezetben a fény terjedését monokromatikus síkhullámokkal írhatjuk le. Változó törésmutatójú inhomogén közegben, vagy akadályok közelében ez az egyszerű közelítés nem elég. Általános esetben a fény terjedését a **Huygens-elv** írja le: eszerint *a hullámfront minden pontja elemi gömbhullámok kiindulópontja, és ezek burkolója adja az új hullámfrontot*.[[2]](#footnote-2) | *2. ábra. A fény elhajlása kis nyíláson* |

Ha a fény útjába egy lemezt teszünk, amin egy kicsi lyuk van, akkor a Huygens-elv alapján a lemez mögött a hullámfrontok gömbfelületek lesznek (2. ábra). Nagy távolságból nézve egy ilyen gömbfelületnek csak egy kis térszögű részét észleljük, és ez a hullámfront-darab már síkkal is helyettesíthető, a hullám pedig a megfigyelés környezetében síkhullámmal. Bárhonnan nézzük a lemezt, a rajta lévő nyílásból fény jut a szemünkbe, ugyanúgy, mint egy pontszerű fényforrásból. (A geometriai optika szóhasználatával, a fénysugarakhoz kötődő szemlélettel megfogalmazva ilyenkor a lemez mögötti térbe minden irányba fénysugarak indulnak ki a lemezen lévő nyílásból, a beeső fénysugár minden irányba „elhajlik”.)

**1.3.1. Fényelhajlás kettős résen**

Tegyünk egy párhuzamos, monokromatikus fénynyaláb útjába a terjedési irányra merőlegesen egy olyan lemezt, melyen két párhuzamos keskeny rés van egymástól D távolságra (3. ábra). A réseken a fény elhajlik, nagy távolságból olyan a hullámkép, mintha a résekből az ábra síkjában minden irányban síkhullámok indulnának ki.

**z**

D sinα

α

**D**

elhajlított nyaláb

D

0

beeső síkhullám

P

*3. ábra. Elhajlás kettős résen*

Tekintsük azt az irányt, mely a lemez normálisával α szöget zár be. Ebben az irányban a két réstől távol, a belőlük induló két fénynyaláb közti

úthossz-különbség (az ábráról): Δx = D∙sinα,

fáziskülönbség ((11) felhasználásával): Δϕ = 2π D∙sinα / λ. (14)

A két fénynyalábhoz tartozó térerősségek összeadódnak az ernyő P pontjában az eredő nyalábban. Mivel az amplitúdók a két elhajlított nyalábban megegyeznek, a fényintenzitás (13) szerint

I = 2 I0 (1 + cos Δϕ) .

Különböző α irányokban eltérő lesz a fáziskülönbség, ill. az annak megfelelő fényintenzitás, az ernyőn sötét és világos csíkokat fogunk észlelni. A maximális gyengítés és maximális erősítés irányai (9) és (12) felhasználásával:

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
|  | erősítés: |  | m⋅2π , |  | m ∙ λ . |  |
| maximális |  | ahol Δϕ = |  | avagy D∙sinα = |  | (15) |
|  | gyengítés: |  | (2m+1)⋅π , |  | (2m+1) ∙ λ/2 . |  |

Az el nem térített (a lemez normálisának irányában haladó) nyalábnak megfelelő pont az ernyőn a   
z = 0 koordinátájú pont, az innen mért z koordinátával és az ernyő résektől mért L távolságával kifejezhető az α szög:

tgα = z / L. (16)

**1.3.2. Az optikai rács**

***Transzmissziós*** *optikai rácsot* kapunk, ha egy átlátszó lemezt sűrűn, egyenlő D távolságban, párhuzamosan bekarcolunk, vagy valamilyen más eljárással párhuzamos, periodikusan váltakozva átlátszó és átlátszatlan csíkokat hozunk létre rajta D periódussal (átlátszó és átlátszatlan csíkok vastagságának összege). D-t nevezzük az optikai rács rácsállandójának. A rácsot koherens fénynyalábbal megvilágítva az ernyőn látható elhajlási kép a kettős réséhez hasonló, de nagyobb intenzitású: a rács csíkjaira merőlegesen egy fényfolt-sorozatot látunk az el nem hajlított nyalábnak megfelelő transzmittált kép mindkét oldalán. Az el nem hajlított nyalábnak megfelelő képet *nulladrendű* képnek nevezzük, és innen számozzuk a többi erősítési helyet *elsőrendű, másodrendű, …, kép*nek, az egyik irányba pozitív, a másik irányba negatív előjellel.

Ha a fény merőlegesen esik a síkrácsra, akkor az elhajlási kép szimmetrikus, és a kioltás és erősítés feltételét (15) adja meg. Ha teljesül az, hogy az első néhány elhajlított képhez tartozó szög olyan kicsi, hogy alkalmazható a tgα ≈ sinα közelítés, akkor az m. rend távolsága a nulladrendtől (16) alapján

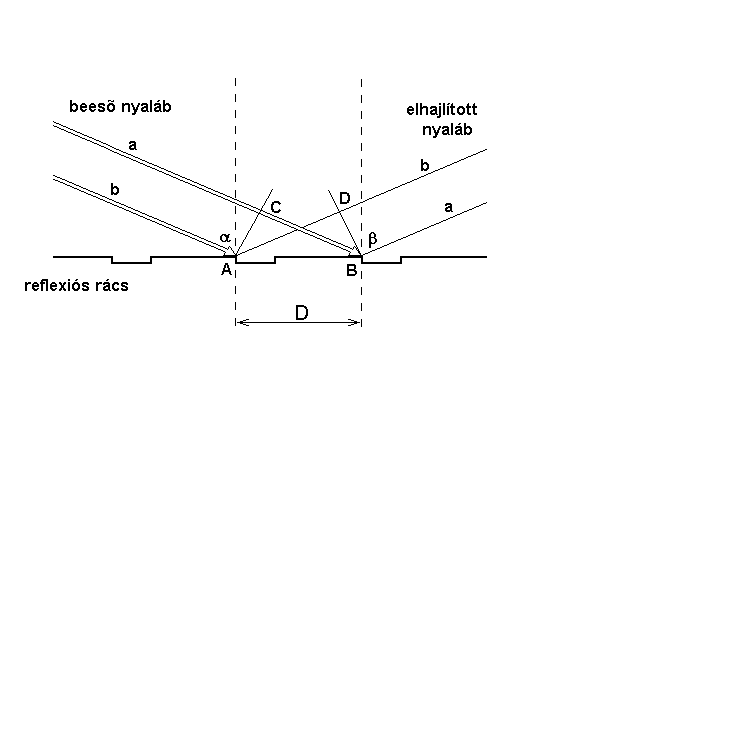
zm = L ∙ tgα ≈ L ∙ sinα ,

másrészt (15)-ből

L ∙ sinα = , ezekből

zm = . (17)

A transzmissziós rácshoz hasonló módon *reflektáló* felületen periodikus, tükröző és nem-tükröző, egymással párhuzamos csíkokból álló mintázatot létrehozva ***reflexiós rács****ot* kapunk. Súrló beesés esetén a rácsot koherens fénynyalábbal megvilágítva a rács által visszavert és elhajlított kép a transzmissziós rácséhoz hasonló, az ernyőn a fényforrás elhajlási képét kapjuk, egy csökkenő intenzitású fényfolt-sorozatot a reflektált kép mindkét oldalán (különböző rendben elhajlított képeket a nulladrendű, azaz a visszavert sugár két oldalán).



*4. ábra. A fény elhajlása a reflexiós rácson súrló beesésnél*

A fáziskülönbséget létrehozó úthossz-különbség két szomszédos rácspontról származó elhajlított hullám (**a** és **b**) között

Δx =  –  = D∙sinα – D∙sinβm , (18)

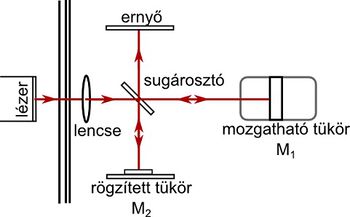
ahol α a beesési szög, βm pedig az egyes fényfoltokhoz tartozó elhajlási szögek (m az *elhajlás rendje)*.

(12) alapján maximális erősítést azoknál a βm elhajlási szögeknél kapunk, melyekre az úthossz-különbség a hullámhossz egész számú többszöröse:

D∙(sinα – sinβm) = m∙λ . (19)

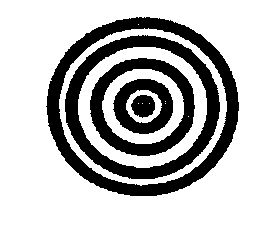
**1.4. A Michelson-féle interferométer**

Először Th. Young hozott létre interferenciaképeket 1803-ban úgy, hogy keskeny fénynyalábot irányított két szorosan egymás mellett elrendezett résre. Young kísérlete fontos bizonyítéka volt a fény hullámtermészetének. 1881-ben A. A. Michelson hasonló elven működő interferométert épített. (Michelson eredetileg az éternek, az elektromágneses sugárzások, így a fény terjedését is biztosító feltételezett közegnek a kimutatására szerkesztette meg interferométerét. Részben az ő erőfeszítéseinek is köszönhetően az éter feltételezését ma nem tekintjük életképes hipotézisnek.) A Michelson-féle interferométer széleskörűen elterjedt a fény hullámhosszának mérésére, illetve ismert hullámhosszúságú fényforrás alkalmazásával rendkívül kis távolságok mérésére, és optikai közegek vizsgálatára.



*5. ábra. A Michelson-féle interferométer vázlata*

Az 5. ábrán a Michelson-féle interferométer vázlata látható. A lézer sugárnyalábja sugárosztóra (beam splitter) esik, amely a beeső fény 50%-át visszaveri, 50%-át átengedi. A beeső fény így két nyalábra oszlik. Az egyik a (tengelye mentén előre-hátra) mozgatható tükörre (M1) esik, a másik az álló tükörre (M2) verődik. Mindkét tükör a sugárosztóra veri vissza a fényt. A mozgatható tükörről visszavert fény egyik fele most a megfigyelő ernyőre (viewing screen) esik be, és az álló tükörről visszaverődő fény fele a sugárosztón áthaladva szintén a megfigyelő ernyőre esik.



*6. ábra. Michelson-féle interferométerrel létrehozott interferenciakép*

Ily módon az eredeti sugárnyaláb először kettéosztódik, majd a keletkezett nyalábok egy része visszafelé egyesül egymással. Mivel a nyalábok ugyanabból a fényforrásból származnak, így koherensnek tekinthetőek. Amikor lencsét helyezünk a lézer fényforrás és a sugárosztó közé, a fénynyaláb kitágul és a megfigyelő ernyőn sötét és világos gyűrűkből álló kép jelenik meg (6. ábra).

Mivel a két interferáló nyaláb ugyanabból a forrásból származik, fázisuk eredetileg azonos volt. Relatív fázisuk, amikor a megfigyelő ernyő bármely pontjában találkoznak, attól az optikai úthossztól függ, amelyet ezen pont eléréséig megtettek.

M1 mozgatásával az egyik nyaláb úthossza változtatható. Mivel a nyaláb az M1 és a sugárosztó közötti utat kétszer teszi meg, M1-et ¼ hullámhossznyival közelítve a sugárosztóhoz, a nyaláb úthossza ½ hullámhossznyival csökken. Eközben megváltozik az interferenciakép. A maximumok sugara oly módon csökken, hogy a korábbi minimumok helyét foglalják el. Ha M1-et tovább mozgatjuk ¼ hullámhossznyival a sugárosztó felé, a maximumok sugara tovább csökken úgy, hogy a maximumok és a minimumok ismét helyet cserélnek, és az új elrendezés megkülönböztethetetlen lesz az eredeti képtől.

Lassan mozgatva a tükröt egy meghatározott *dN* távolságon és közben leszámolva *N*-et, vagyis annak számát, hányszor jutott a gyűrűkép az eredeti állapotába, meghatározható a fény hullámhossza:

, (20)

illetve ha a fény hullámhossza ismert, akkor meghatározható a *dN* távolság.

**2. Mérési feladatok**

**2.1.1. Lézer hullámhosszának meghatározása vonalzóval (mint reflexiós ráccsal)**

Reflexiós rácsot lézerrel megvilágítunk. Ha a beesési szög elég nagy (súrló beesést hozunk létre), akkor az ernyőn egy sorozat fénypöttyöt kapunk, a különböző rendű rácsképeket, amelyből a rácsállandó ismeretében a lézer hullámhossza meghatározható.

Reflexiós rácsként fém vonalzót használunk.[[3]](#footnote-3) 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.

Eszközök:

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

**zz**

**L**

αα

nyalábok

0

beeső lézer-sugár

z0

visszavert nyaláb

nyaláb

β0

PD

P0

z1

P1

P-1

z-1

zm

Pm

βm

-z0

elhajlított

eltérítetlen

**rács**

*7. ábra. Vázlat a lézer hullámhosszának meghatározásához*

*(a távolságok és a szögek torzítva vannak az ábrázolás kedvéért)*

Feladat:

Tegyük az ernyőt az optikai sín végére egy magas lovasba, a sín másik végére pedig tegyük fel a lézert. Tegyük a korongot egy magas lovasba és rögzítsük a lovast a lézertől kb. 25 cm-re. A lézert állítsuk be úgy, hogy a lézersugár a korongon egy kb. 5 cm hosszú fényfoltot hozzon létre. Szükség esetén mozdítsuk odébb a korongot, vagy emeljük feljebb a lézert a tartóban.

Ezután helyezzük a reflexiós rácsként használt fém vonalzót a korongon lévő fényfoltba, úgy, hogy a lézersugár egésze a 0,5 mm-es skálára essen. Akkor jó a beállítás, ha a legfényesebb pötty (az egyszerű visszavert sugár) alatt legfeljebb egy pötty, fölötte viszont legalább 8 pötty látható az ernyőn.

Vegyük ki a korongot a lovasból, és ellenőrizzük, hogy az eltérítetlen lézersugár az ernyőre esik. Ha alatta van, akkor helyezzük át az ernyőt egy alacsony lovasba. Tegyük vissza a korongot és a fém vonalzót, majd ragasszunk egy milliméterpapír-csíkot az ernyőre, úgy, hogy minden jelölendő pont rajta legyen.

Jelöljük meg a pöttyök helyét (**P0, P1**, ..., **Pm**) a milliméterpapíron,

mérjük meg a mérőszalaggal a vonalzón látható fényfolt közepének távolságát az ernyőtől (L),

és (a korongot levéve) jelöljük meg az eltérítetlen lézersugár (direkt nyaláb) foltját (**PD**) is.

Kiértékelés:

A 7. ábrán látjuk a kiértékeléshez szükséges mennyiségeket.

A **PD** pont az eltérítetlen sugár által létrehozott fényfolt középpontja, a **P0** pont pedig a legfényesebb fényfolt középpontja, amit a nulladrendben elhajlított (azaz egyszerűen visszavert) fénynyaláb hoz létre. A szakasz felezőpontja a ztengely origója, ettől mérjük az egyes fényfoltok közepének zm koordinátáját.

A vonalzón lévő fényfolt távolsága az ernyőtől L. Ezekből kifejezhető sinβm:

. (21)

Másrészt (19)-ből kifejezve sinβm-et

sinβm = – ·m + sinα (22)

látható, hogy ez egy egyenes m függvényében, melynek meredeksége –λ/D.

λ tehát meghatározható a sinβm – m diagram pontjaira illesztett egyenes meredekségéből.

D, a rácsállandó esetünkben 0,5 mm.

A jegyzőkönyvben beadandó:

Készítsünk táblázatot, melyben feltüntetjük m-et, zm-et, valamint sinβm értékét 6 értékes jegy pontossággal kiszámítva!

Ábrázoljuk sinβm-et az elhajlás rendjének, m-nek a függvényében!

Számoljuk ki az egyenes meredekségét és tengelymetszetét a legkisebb négyzetek módszerével meghatározva, és az egyenes meredekségének szórását!

Számoljuk ki a lézerdióda hullámhosszát, és annak hibáját az egyenes meredekségének hibájából, a Gauss-féle hibaterjedési törvényt alkalmazva!

**2.1.2. Transzmissziós rács rácsállandójának meghatározása**

Egy, a fény hullámhosszával összemérhető rácsállandójú transzmissziós rács alkalmas az elhajlás jelenségének megfigyelésére. A létrehozott elhajlási kép segítségével megmérhető a rácsállandó is.

Eszközök:

* optikai sín, lovasok, diatartó, ernyő
* diakeretbe foglalt transzmissziós rács
* pozícionálható lézerdióda

Feladat:

Az előző méréshez hasonlóan helyezzük el az optikai sínen a lézert és az ernyőt, majd közéjük a diatartóban a transzmissziós rácsot, és állítsuk elő az elhajlási képet. Mérjük meg a két legszélső, még jól látható erősítési hely távolságát az ernyőn. Mérjük meg a rács távolságát az ernyőtől, kivételesen nem az optikai sínnel párhuzamosan, hanem a fénysugár útja mentén, azaz a rácson látható fényfolt közepétől az ernyőn látható legfényesebb folt közepéig.

Kiértékelés:

Számoljuk ki két szomszédos erősítési hely távolságát (azaz a két szélső hely mért távolságát osszuk el a látható erősítési helyek száma mínusz eggyel). Transzmissziós rács elhajlási képében két erősítési hely távolsága (17) alapján

Δz = ,

így az erősítési helyek távolságából a rácsállandó kiszámolható.

A jegyzőkönyvben beadandó:

Az erősítési helyek távolsága, és a rácsállandó értéke.

**2.1.3. Hajszál vastagságának mérése**

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

A hajszál által létrehozott elhajlási kép esetén nem a fényfoltok közepét lehet jól megfigyelni, hanem a kioltási helyeket. Ráadásul a szomszédos erősítési helyek távolsága ebben az esetben nem állandó, a kioltási helyek távolsága viszont igen.

Eszközök:

* optikai sín, lovasok, diatartó, ernyő
* pozícionálható lézerdióda
* hajszál diakeretben
* mérőszalag
* réssel ellátott kartonpapír

Feladat:

Az előző mérési elrendezésben tegyük a transzmissziós rács helyére a diatartóba erősített (számozott, vagy akár a saját) hajszálat. A szórt lézerfény csökkentése érdekében tegyük a mintatartó lézer felőli oldalára a réssel ellátott kartonpapírt. A kartonpapírt és a hajszálat addig tologassuk oldalirányban, amíg a lézernyaláb közepe átmegy a résen, és a hajszál ennek útjába kerül. Figyeljük meg, hogy a mintázat közepén (a nulladrendnél) nem kioltási hely van, hanem erősítés!

Jelöljük meg a kioltási helyek pozícióját az ernyőre ragasztott papíron! A nulladrend mindkét oldalán legfeljebb 5-5 kioltási helyet vizsgáljunk.

Jegyezzük fel a hajszál távolságát az ernyőtől (L)! (Ha a lézerdiódát és a diatartót nem mozgattuk az előző mérés óta, akkor a hajszál távolsága az ernyőtől megegyezik a transzmissziós rács és az ernyő előző feladatban megmért távolságával; ha a lézerdiódát vagy a diatartót elmozdítotttuk, akkor mérjük meg a hajszál távolságát az ernyőtől.)

Kiértékelés:

(17) alapján két szomszédos kioltási hely távolsága

Δz = λL / D ,

mivel azonban középen nincs kioltás, így a nulladrend melletti két kioltási hely távolsága kétszer akkora (2·Δz).

Δx értékéből kiszámolható a hajszál vastagsága. (λ értékét a **2.1.1.** feladatban meghatároztuk.)

A jegyzőkönyvben beadandó:

A papíron megjelölt kioltási helyekből állapítsuk meg Δx-et, és számoljuk ki a hajszál vastagságát!

Vessük össze a most kiszámolt értéket az Optika I. mérésnél kiszámolt értékkel!

**2.2. Michelson-féle interferométer**

**Demonstráció:** a Michelson-féle interferométer összeállítása és beszabályozása

* Szereljük a lézertartót, a sugárosztót és a tükröket az interferométer alapra! Jelen esetben az egyik tükör álló, de a dőlésszöge állítható; a másik tükör a vízszintesen befogott kerámiacső végére van rögzítve.
* Helyezzük el a sugárosztót a lézernyalábbal 45°-os szöget bezáróan a jelzések közé, úgy, hogy a visszavert nyaláb az M2 tükör közepére essék.

Ekkor két fényes pontsorozatot kell látnunk a megfigyelő ernyőn. Az egyik pontsorozat az egyik tükörről, a másik a másik tükörről jön létre; mindkét pontsorozat egy fényes pontot és két vagy több kevésbé fényes pontot tartalmaz (a többszörös visszaverődés miatt).

* Állítsuk a sugárosztó szögét addig, amíg a két pontsorozat a lehető legközelebb kerül egymáshoz, majd rögzítsük a sugárosztó helyzetét!
* A tükrök hátoldalán lévő csavarokkal állítsuk be azok hajlásszögét úgy, hogy a két pontsorozat a megfigyelő ernyőn egybeessék!
* Helyezzünk egy (18 mm fókusztávolságú) lencsét a lézer és a sugárosztó közötti nyalábba, és állítsuk be úgy, hogy a széttartó nyaláb a sugárosztóra koncentrálódjék!

Ekkor koncentrikus gyűrűknek kell megjelenniük a megfigyelő ernyőn. Ha nem így volna, állítsunk a tükrök dőlésszögén, amíg a gyűrűk meg nem jelennek.

**2.2.1.** Közös mérési feladat: **kerámiacső lineáris hőtágulási együtthatójának meghatározása**

A kerámiacső feszültség ráadásával fűthető. A hosszának változását a Michelson-féle interferométer segítségével határozzuk meg, a hőmérsékletét pedig egy benne elhelyezett Pt ellenálláshőmérővel tudjuk mérni.

A Pt ellenálláshőmérő ellenállása R(T) = R0 (1 + αPt·(T–T0)),

névleges ellenállása T0 = 0 ºC-on R0 = 1000 Ω,

hőmérsékleti koefficiense αPt = 3,92·10–3 K–1.

Feladat:

* Olvassuk le az ellenállásmérő műszerről az ellenállást.
* Számoljuk ki ezek alapján, hány Ω-ot kell mutasson az ellenállásmérő műszer, ha 25 °C-kal akarjuk emelni a kerámiacső hőmérsékletét.
* Jelöljünk meg az ernyőn egy kioltási pontot a belső gyűrűk egyikén.
* Kezdjük el fűteni a kerámiacsövet. A koncentrikus gyűrűk sugara most folyamatosan változik, az ernyőn kijelölt pontban hol erősítés, hol kioltás lesz (az adott pont hol világos, hol sötét lesz).
* Figyeljük, mikor érjük el a 25 °C-os hőmérsékletnövelésnek megfelelő ellenállásértéket, és közben számoljuk, hányszor lett újra sötét a megfigyelt pont (N).

Jegyezzük fel a kerámiacső *l*0 hosszát.

A jegyzőkönyvben beadandó:

* (20) alapján számoljuk ki, mennyivel változott meg a kerámiacső hossza! (A lézer hullámhossza λ = 650 nm.)
* Számoljuk ki a kerámiacső lineáris hőtágulási együtthatóját!

A hőtágulást az *l* (T) = *l*0 (1 + α·(T–T0)) képlet adja meg.

**3. Kérdések, gyakorló feladatok**

**3.1. Minimumkérdések:**

* a fénysebesség értéke (*c* = 2,998∙108 m/s);
* hogyan változik a fény sebessége, frekvenciája, hullámhossza más közegbe lépve;
* azonos periódusidejű harmonikus függvények összege, maximális erősítés ill. gyengítés feltétele;
* Huygens-elv;
* interferencia jelensége;
* a mérési feladatok leírása.

Igaz-e, hogy \*

- a 0,5 μm 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 válaszokhoz képletet vagy indoklást is kérünk!*

**3.2. Gyakorló feladatok:**

**3.2.1.** Üvegbe levegőből érkező 760 nm hullámhosszú fénysugár beesési szöge 60°, a törési szög 30°. Mekkora az üvegben a fény

– hullámhossza,

– terjedési sebessége és

– frekvenciája?

Adjuk meg a hullámszámvektor nagyságát is az üvegben!

*Megoldás:*

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

Az üvegbeli hullámhossz: λ = λ0 / n, ahol λ0 = 760 nm a vákuumbeli hullámhossz, tehát λ = 439 nm.

A terjedési sebesség az üvegben v = c / n = 3⋅108 / 1,732 = 1,732⋅108 m/s.

A frekvencia ν = c / λ0 = v / λ = 3,95⋅1014 Hz.

A **k** vektor nagysága k = 2π / λ = 2π / (439⋅10–9) = 1,43⋅107 m–1 (iránya a terjedés iránya).

**3.2.2.** Transzmissziós 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:*

(15) szerint D∙sinα = λ, ahol α az első rendben elhajlított sugár és a rácssík normálisa által bezárt szög, λ = 633 nm a hullámhossz. tgα = x/L, ahol L = (0,60±0,01) m, és x az elsőrendű képpont távolsága a nulladrendű képponttól. A két elsőrendű kép távolsága 2x = (0,50±0,01) m, vagyis   
x = (0,25±0,005) m.

Behelyettesítve

.

A rácsállandó hibája: ΔL = 0,01 m, Δx = 0,005 m

.

1. Megjegyzés: ha bevezetjük az s = n·d *optikai úthossz*t (mely a közegbeli tényleges d úthossz és az n törésmutató szorzata, vagyis az az úthossz, amit az adott idő alatt vákuumban tett volna meg a hullám), akkor a fentihez hasonló feltételek fogalmazhatók meg a λ0 vákuumbeli hullámhosszra. [↑](#footnote-ref-1)
2. Ez az elv csak az új hullámfrontok helyét, azaz a fény terjedési irányát adja meg, az amplitúdóról nem mond semmit. Az amplitúdó számolásához az elemi gömbhullámok összegét kell felírni egy integrállal (Huygens-Fresnel-elv). [↑](#footnote-ref-2)
3. Az eredeti ötlet, hogy tolómérő felhasználható reflexiós rácsként, és tolómérővel ily 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. [↑](#footnote-ref-3)