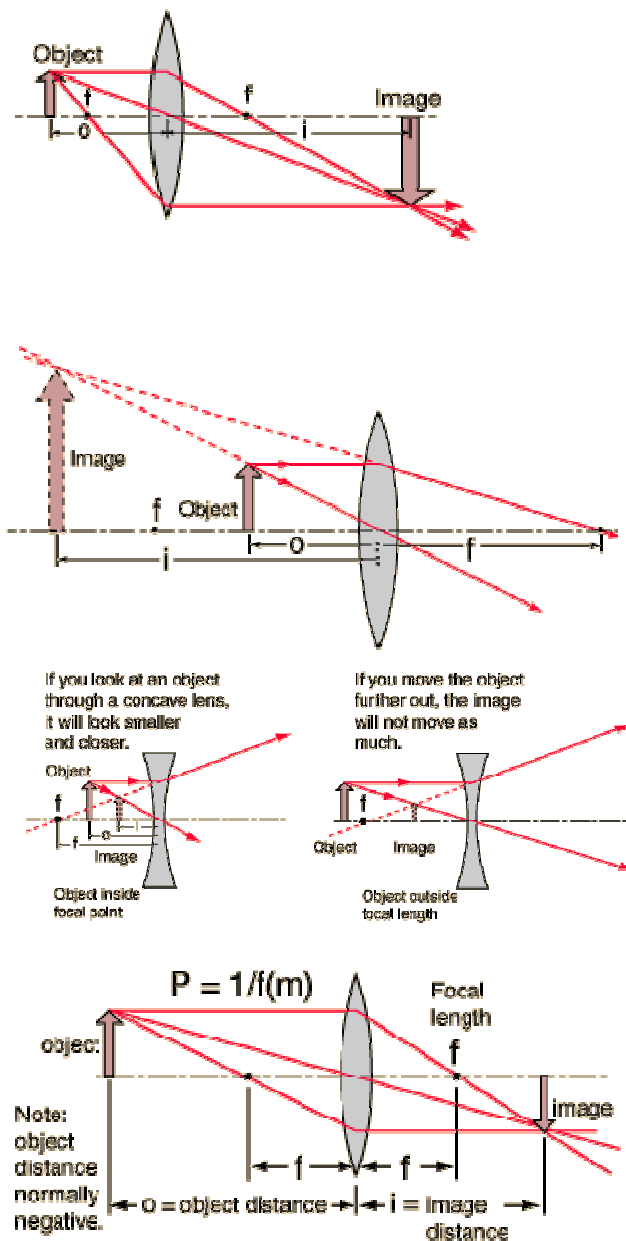


Optika mérések építőmérnököknek

I. Geometriai optikai vizsgálatok

A leggyakoribb és legegyszerűbb optikai eszközök viselkedését geometriai optikai módszerrel lehet legegyszerűbben és szemléletesen leírni. Ezen ismeretek felidézésére az alábbi ábrák tanulmányozását ajánljuk:



I. Lencse fókusztávolságának meghatározása

Domború lencse fókusztávolságát két módon határozzuk meg:

- A leképezési törvény közvetlen alkalmazásával, vagyis egy fókusztávolságon kívüli tárgy leképezésével a tárgy- és képtávolság mérésével.
- A Bessel –módszerrel. Itt rögzített kép-tárgy távolság (s) esetén a lencse két pozíciójában kapunk éles képet. Ha a két pozíció közötti távolság d , akkor a fókusztávolság az alábbi módon határozható meg:

$$f = \frac{(s - d)(s + d)}{4 \cdot s}$$

II. Törésmutató meghatározása a reflexió vizsgálatával

A testeket érő elektromágneses sugárzás részben visszaverődik a felületről, részben elnyelődik, egy része pedig áthalad rajta. Ezen három rész intenzitás-aránya anyagként más és más, és függ a hullámhossztól is.

Méréstechnikai szempontból legegyszerűbben a visszaverődő és az áthaladó hányad mérhető meg, míg az elnyelt részt az energia-megmaradás törvénye alapján határozhatjuk meg.

Mint hogy az elektromágneses sugárzás transzverzális hullám, így nem lényegtelen megvizsgálunk, hogy milyenek a polarizációs viszonyok a visszaverődéskor. Ezért tanulmányozzuk a lineárisan poláros fény visszaverődését is.

I.1. Elméleti összefoglaló:

Essen két közeg határfelületére lineárisan poláros, I_o intenzitású fény. Legyen az első közeg levegő, míg a másodiknak a levegőre vonatkozó törésmutatója n . A beeső, a visszaverődő és a megtört sugárzás intenzitásait jelölje I_o , I_R , és I_T . Az egyszerűség kedvéért itt eltekintünk az elnyelődéstől.

Tudjuk, hogy merőleges beesésnél a visszavert és a megtört sugár egyaránt merőlegesek a felületre és az intenzitásokra az energia-megmaradás értelmében:

$$I_o = I_R + I_T, \quad (1)$$

avagy kifejezve az áthaladó fény intenzitását a közeg törésmutatójával:

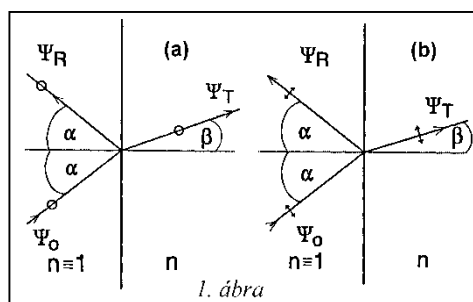
$$I_o = I_R + I_o \frac{4n}{(n+1)^2}. \quad (2)$$

A visszaverődő fény intenzitását kifejezve az

$$I_R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \cdot I_o \quad (3)$$

összefüggés adódik. Jól látható, hogy még merőleges beesésnél is a sugárzás egy jelentős hányada visszaverődik (pl. $n = 1,5$ törésmutatójú üveget véve alapul, a beeső fény intenzitásának 4%-a verődik vissza). Ha a veszteségektől eltekintünk, az áthaladó intenzitás a leírt összefüggések alapján meghatározható.

Most vizsgáljuk meg azon eseteket, amikor lineárisan poláros fény esik a felületre (a) úgy, hogy a fény rezgési síkja merőleges a beesési síkra, ill. (b) a rezgési sík párhuzamos a beesési síkkal. Emlékeztetőül: a beesési sík a beeső, a visszavert és a megtört sugarak által meghatáro-



1. ábra

zott sík. A fenti két esetnek megfelelő viszonyokat az 1. ábrán vázoltuk, ahol körrel jelöltük a síkra merőleges, és sugárra merőleges kétirányú nyíllal a párhuzamos rezgést.

A számolások részletezése nélkül (ez bármelyik optikával foglalkozó kézikönyvben megtalálható) megadjuk az ún. Fresnel-formulákat, melyek a fenti eseteknek megfelelő amplitúdó (Ψ) viszonyokat írják le. Az (a) esetre

$$\frac{\Psi_{T\perp}}{\Psi_{O\perp}} = \frac{2}{1+n} \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \quad \text{és}$$

$$\frac{\Psi_{R\perp}}{\Psi_{O\perp}} = \frac{-1+n}{1+n} \frac{\cos\beta}{\cos\alpha}, \quad (4)$$

ahol \perp a síkra merőleges komponenseket jelöli. A (b) esetre pedig

$$\frac{\Psi_{T\parallel}}{\Psi_{O\parallel}} = \frac{2}{n+1} \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \quad \text{és}$$

$$\frac{\Psi_{R\parallel}}{\Psi_{O\parallel}} = \frac{n-1}{n+1} \frac{\cos\beta}{\cos\alpha}, \quad (5)$$

ahol \parallel a síkkal párhuzamos komponenseket jelöli.

A (4) és (5) összefüggések alapján tetszőleges beesési szögű és polarizációjú fény visszavert és megtört (áthaladó) amplitúdóit kiszámíthatjuk, vagy ezek négyzetét képezve az intenzitások is meghatározhatók. Ugyanakkor tetszőleges beeső fény esetén is következtetni lehet a visszavert ill. megtört sugárzás polarizációs viszonyaira is. Hogy ezt igazoljuk, vizsgáljuk meg a Brewster-törvényt, mely szerint bizonyos α_p beesési szög esetén a visszavert és a megtört sugarak merőlegesek egymásra, és a visszavert sugár lineárisan poláros (teljesen). A 2. ábra jelölései szerint ekkor $\beta = 90^\circ - \alpha_p$, és így a törési törvény szerint

$$\frac{\sin\alpha_p}{\sin\beta} = \frac{\sin\alpha_p}{\sin(90^\circ - \alpha_p)} = \frac{\sin\alpha_p}{\cos\alpha_p}, \quad (6)$$

tehát

$$\tan\alpha_p = n. \quad (7)$$

Ez az ún. Brewster-törvény. Vizsgáljuk meg az $\alpha = \alpha_p$ szögben beeső fény esetét a Fresnel-formulák alapján! Ha a rezgési sík párhuzamos a beesési síkkal, akkor

$$\frac{\cos\beta}{\cos\alpha_p} = \tan\alpha_p = n, \quad (8)$$

és így (4) alapján

$$\Psi_{R\parallel} = 0 \quad (9)$$

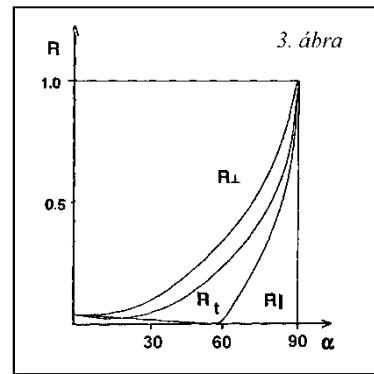
tehát a teljes fényintenzitás visszaverődő része zérus.

Merőleges rezgési síkú beeső fény esetén viszont a fény egy része képes behatolni, hiszen

$$\Psi_{T\perp} = \frac{2}{1+n} \Psi_{O\perp} \neq 0. \quad (10)$$

A fentiek szemléletes tétele érdekében a 3. ábrán egy $n = 1,5$ törésmutatójú üveg reflexióképességét ábrázoltuk, mint a beesési szög függvényét, ahol a reflexióképességet az $R = (\Psi_R/\Psi_o)^2$ összefüggéssel definiáltuk. Az ábrán látható R_{\parallel} a beesési síkkal párhuzamosan, az R_{\perp} az azzal merőlegesen poláros fényre vonatkozó görbe, míg R_T a természetes fényre vonatkozik, ahol

$$R_T = \frac{R_{\parallel} + R_{\perp}}{2}. \quad (11)$$

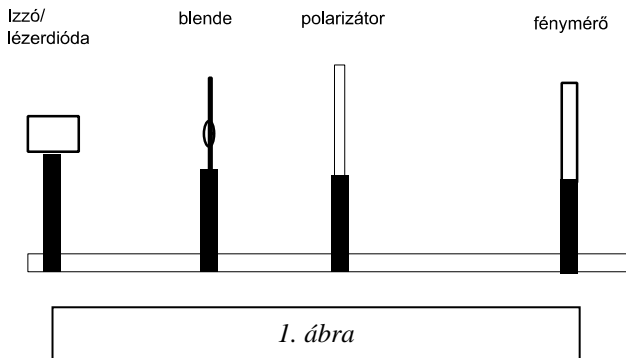


Mérési feladatok:

1. Természetes fény segítségével mérje meg a kapott üveglemez reflexióképességét a beesési szög függvényében!
2. Ábrázolja a kapott eredményt grafikusán! Extrapolálással állapítsuk meg a 0 és a 90° beesési szögekhez tartozó értékeket!
3. Az $\alpha = 0^\circ$ esetét véve alapul, számolja ki az üveg törésmutatóját!
4. Helyezze a polarizátort a fényforrásra! A polarizációs síkot úgy állítsa be, hogy merőleges legyen a beesési síkra! Mérje meg a visszaverőképességet a szög függvényében! A polarizátor le- ill. felhelyezésénél ügyeljen arra, hogy a műanyag foglalat menetes része ne sérüljön!
5. Ismétlje meg a mérést a polarizátor 90°-kal való elforgatása után!
6. Ábrázolja az eredményeket és a számolt $(R_{\parallel} + R_{\perp})/2$ értékeket! Hasonlítsa ezt össze az 1. feladatban kapott eredménnyel!
7. A Brewster-szög meghatározásával ($\pm 1^\circ$ pontossággal) is számítsa ki az üveg törésmutatóját! Hasonlítsa össze a 3. feladatban kapott eredménnyel! Ennél a feladatnál a luxmért a legkisebb méréshatárban és a kisebb érzékelővel használja!

III. Fényforrások polarizációjának vizsgálata

Megvizsgáljuk, hogy egy közönséges fényforrás, a wolframszálas izzó valamint egy lézertióda polarizációs tulajdonságát tekintve milyen fényt sugároz.



1. ábra

IV. Mikrométeres elmozdulás meghatározása interferométerrel

IV.1 Elméleti összefoglaló

Egy fénynyaláb elektromos és mágneses terek oszcillációjaként létrejövő hullámként modellezhető. Amikor két vagy több fénynyaláb találkozik a térben, az oszcilláló terek a szuperpozíció elvének megfelelően összeadódnak, azaz a tér minden egyes pontjában az elektromos és mágneses teret a különböző nyalábok tereinek vektoriális összege határozza meg.

Ha az egyes fénynyalábok különböző forrásokból származnak, általában nincs meghatározott összefüggés az összeadó elektromágneses rezgések között. Minden időpillanatban lesznek olyan pontok a térben, ahol a terek maximális térerősséget eredményezve adódnak össze, de lesznek olyanok is, ahol kioltják egymást. Mivel nincs meghatározott összefüggés az összeadó rezgések között, abban a pontban, ahol az egyik pillanatban maximum volt, a következő pillanatban minimum lehet. A látható fényt alkotó elektromágneses rezgések frekvenciája olyan nagy, hogy az emberi szem nem tudja érzékelni, így az intenzitás gyors változásait kiátlagolja és egyenletes fényintenzitást érzékel.

Ha a fénynyalábok ugyanabból a forrásból származnak, bizonyos korreláció van a rezgések frekvenciája és fázisa között, így a tér egy pontjában a nyalábok intenzitása folyamatosan fázisban lehet egymással. Ebben az esetben az eredő térerősség mindig maximális lesz, és ott fényes folt látható. Ahol a nyalábok intenzitása folytonosan ellentétes fázisban van egymással, az eredő intenzitás minimális, és sötét folt keletkezik.

Először Thomas Young hozott létre ilyen interferenciaképeket úgy, hogy keskeny fénynyalábot irányított két szorosan egymás mellett elrendezett résre. A résekkel szemben elhelyezett ernyőn a réseken keresztül ráeső fényből szabályos, sötét és világos sávokból álló kép jött létre. Young kísérlete fontos bizonyítéka volt a fény hullámtermészetének.

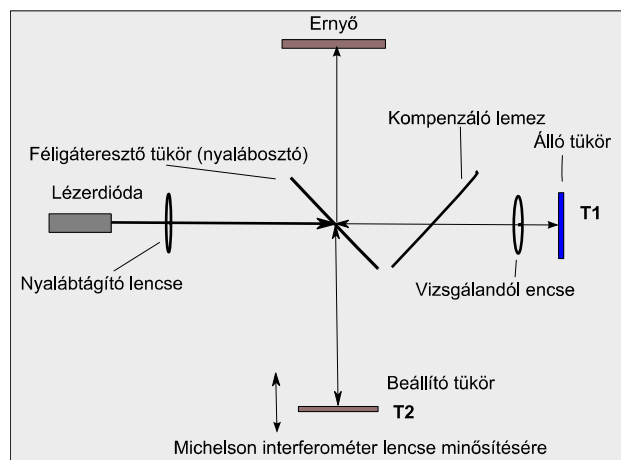
Young rései egyszerű interferométerként használhatóak. Ha ismerjük a rések közötti távolságot, a maximumok és minimumok távolsága felhasználható a fény hullámhosszának meghatározására. Ha viszont a fény hullámhossza ismert, az interferenciaképből a rések távolsága határozható meg.

IV.1.1 A Michelson-féle interferométer

1881-ben, 78 évvel Young után, A. A. Michelson hasonló elven működő interferométert épített. Michelson eredetileg az éternek, az elektromágneses sugárzások - így

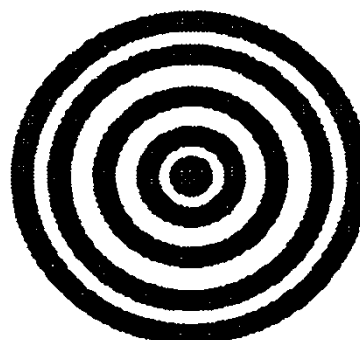
a fénynek is - terjedését biztosító feltételezett közegnek a kimutatására szerkesztette meg interferométerét. Részben az ő erőfeszítéseinek is köszönhetően az éter feltételezését ma nem tekintjük életképes hipotézisnek. Ezen túlmenően azonban a Michelson - féle interferométer széleskörűen elterjedt a fény hullámhosszának mérésére illetve ismert hullámhosszúságú fényforrás alkalmazásával rendkívül kis távolságok mérésére és optikai közegek vizsgálatára.

Az 1. ábrán a Michelson-féle interferométer vázlatja látható. A lézer sugárnyalábja sugárosztóra esik, amely a beeső fény 50 %-át visszaveri, és másik 50 %-át átengedi. A beeső fény így két nyalábra oszlik. Az egyik a mozgatható beállító tükörré (T_2) esik, a másik a rögzített, álló tükörré (T_1) verődik. Mindkét tükör a sugárosztóra veri vissza a fényt. A mozgatható tükörről visszavert fény egyik fele most a megfigyelő ernyőre esik be, és a rögzített tükörről visszaverődő fény fele a sugárosztón áthaladva szintén a megfigyelő ernyőre jut.



2. ábra

Ily módon az eredeti sugárnyaláb először kettéosztódik, majd a keletkezett nyalábok egy része visszafelé egyesül egymással. Mivel a nyalábok ugyanabból a fényforrásból származnak, fázisuk erősen korrelált. Így, amikor lencsét helyezünk a lézer fényforrás és a sugárosztó közé, a fény nyaláb kitágul és a megfigyelő ernyőn sötét és világos gyűrűkből álló kép jelenik meg (2. ábra).



3. ábra

Mivel a két interferáló nyaláb ugyanabból a forrásból származik, fázisuk eredetileg azonos volt. Relatív fázisuk, amikor a megfigyelő ernyő bármely pontjában találkozik

nak, attól az optikai úthossztól függ, amelyet ezen pont eléréseig megtettek.

T_2 mozgásával az egyik nyaláb úthossza változtatható. Mivel a nyaláb az T_2 és a sugárosztó közötti utat kétszer teszi meg, T_2 -t $1/4$ hullámhossznyival közelítve a sugárosztóhoz, a nyaláb úthossza $1/2$ hullámhossznyival csökken. Eközben megváltozik az interferenciakép. A maximumok sugara oly módon csökken, hogy a korábbi minimumok helyét foglalják el. Ha T_2 -t tovább mozgatjuk $1/4$ 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 d_N távolságon, és közben leszámolva N -et, annak számát, hányszor jutott a gyűrűkép az eredeti állapotába, meghatározható a fény hullámhossza:

$$\lambda \equiv \frac{2d_N}{N}.$$

Ha a fény hullámhossza ismert, ugyanígy mérhető a d_N távolság.

Az 1. ábrából kitűnik, hogy az egyik nyaláb csak egyszer halad át a sugárosztón, míg a másik háromszor. Ha erősen koherens és monokromatikus fényforrást alkalmazunk, például lézert, ez nem okoz problémát. Más fényforrások esetében azonban hibaforrás lehet. Növekszik a szétválasztott nyalábok effektív úthosszában különbsége, ezért csökken koherenciájuk mértéke a megfigyelő ernyőnél, és ez torzíthatja az interferenciaképet.

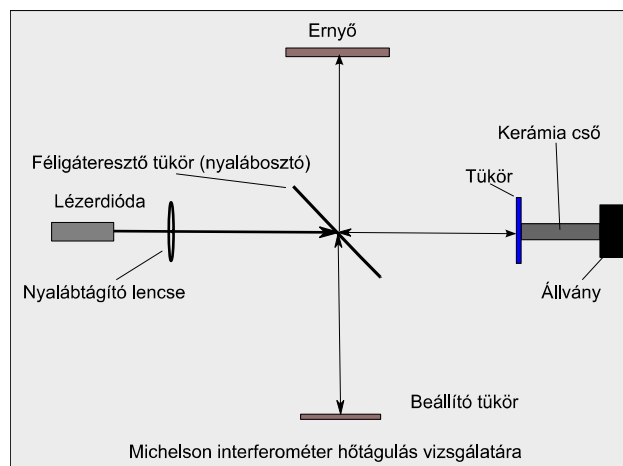
Kompenzátort helyezve el a nyaláb útjában az 1. ábra szerint, mindkét nyaláb azonos vastagságú üvegen halad át, ami kiküszöböli a problémát. A kompenzátor ugyanolyan mint a sugárosztó, de nincs fényvisszaverő bevonata.

A Michelson-féle interferométer felhasználható optikai elemek vizsgálatára. A nyaláb útjában egy optikai lencsét helyezve el úgy, hogy azon csak az interferáló nyalábok egyike haladjon át (lásd 1. ábra), a vizsgálandó lencse bármilyen szabálytalansága jellegzetes torzulást okoz a létrejövő interferenciaképpen.

IV.1.2. Hőtágulási együttható meghatározása

1. Egy vékony alumínium-oxid cső hőtágulási együtthatóját határozzuk meg Michelson-féle interferométerrel. A kerámia cső fűtését elektromos tápegységgel végezzük a csőben futó ellenálláshuzal segítségével. A hőmérsékletet Pt 1000 platina ellenálláshőmérővel mérjük. Az érzékelő ellenállását leíró egyenlet: $R(t) = R_0\{1 + \alpha(t - t_0)\}$, ahol $\alpha = 3,92 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{C}$

2. Állítsa össze a Michelson-féle interferométert a 3. ábra szerint. Állítsa be az interferométert, hogy az ernyőn a 2. ábra szerinti kép alakuljon ki. A hőmérőt csatlakoztassa egy multiméterhez és mérje az ellenállását, a fűtőtestet pedig kösse a tápegységhez. A fűtés megkezdésével (~1V, 2A) kezdje számolni a sötét és világos gyűrűváltások számát kb 30°C hőmérsékletnövekedésig. A lézer hullámhosszának ismeretében ($\lambda = 650\text{nm}$) számítsa ki a kerámia cső hőtágulási együtthatóját (a kerámia cső szobahőmérsékleten mért hossza a tartóoszlopon van feltüntetve).



4. ábra

V. Folyadékkristályok vizsgálata

A mérés célja:

- megismerkedni a folyadékkristályok tulajdonságaival és egyszerű elektrooptikai mérésekkel.

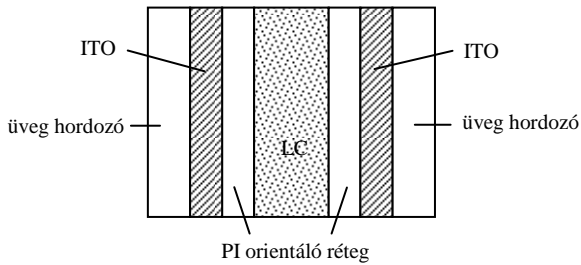
Ennek érdekében:

- röviden bemutatjuk a nematikus folyadékkristály tulajdonságait,
- optikai és elektrooptikai méréseket végzünk különböző folyadékkristály cellákkal,
- kiértékeljük a mérési eredményeket.

Elméleti összefoglaló

V.1. Folyadékkristály

A folyadékkristály (LC = Liquid Crystal) olyan állapota az anyagnak, ami a kristályos szilárd állapot és az amorf folyadék állapot között van. A nematikus LC-k szerves vegyületek, melyek hosszúkás, túszerű molekulákból állnak. A molekulák orientációja (irányítottsága) könnyen egy irányba rendezhető és szabályozható elektromos erőter segítségével. Az LC eszközökhöz azonos vagy jól meghatározott orientációjú LC molekulákra van szükség. A méréshez használt LC cella felépítése az 1. ábrán látható. Az üveg hordozólemezeket először egy vékony, elektromosan vezető, de optikailag átlátszó indium-ón-oxid (ITO = Indium-Tin-Oxide) réteggel vonják be, majd egy vékony polyimid (PI) rendező réteget alakítanak ki. Ezután a PI réteg felszínét megcsiszolják, és ezzel mikroszkopikus árkokat alakítanak ki rajta. Ezek az árkok rendezik egy irányba az LC molekulákat, melyeket szendvicsszerűen két hordozó közé helyeznek. Ezzel a csiszolási módszerrel a kívánt irányba orientált, jól rendezett LC-molekulák kerülnek a hordozók felszínére, és a molekulák közt ható erők hatására az egész LC-hasáb azonos orientációjú lesz. Egy adott helyen a molekulaorientációt az LC adott helyen lévő direktorának nevezik.



1. ábra: Az LC cella szerkezete

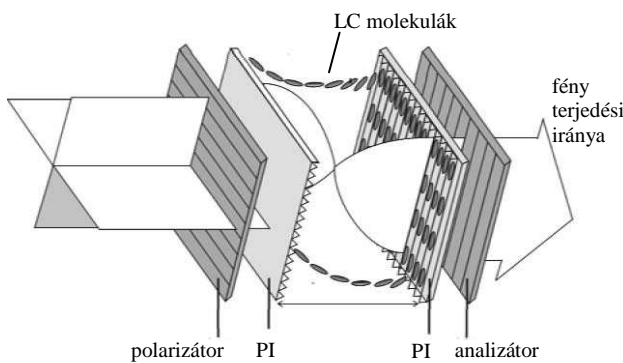
Az LC cellában megfigyelhető az ún. kettőtörés jelensége, amikor az anyagnak kétféle fő törésmutatója van. Ha a fény a direktor irányába terjed, akkor az összes polarizációs összetevő ugyanakkora $v_o = \frac{c}{n_o}$ sebességgel terjed, ahol n_o az ordinárius (rendes) törésmutató. Ezt a terjedési irányt (a direktor irányát) nevezik a cella optikai tengelyének. Ha a fény az optikai tengelyre merőleges irányba terjed, akkor két terjedési sebesség van. A fény elektromos mezejének az optikai tengelyre merőlegesen polarizált része ekkor is v_o sebességgel halad, az optikai tengellyel párhuzamosan polarizált rész sebessége viszont

$v_e = \frac{c}{n_e}$, ahol n_e az extraordinárius (különleges) törésmutató. Az optikai anizotrópia (pontosabban annak mértéke) az extraordinárius és az ordinárius törésmutató különbsége: $\Delta n \equiv n_e - n_o$.

Az LC cella optikai viselkedése a cella elé helyezett polarizátor és a cella mögé helyezett analizátor polárszűrők segítségével vizsgálható.

V.1.1 90°-kal elcsavart nematikus LC cella

A 90°-kal elcsavart nematikus cellában (2. ábra) (TN = Twisted Nematic) a hátsó felület LC direktora 90°-kal el van forgatva az első felülethez képest. Elöl a helyi direktor párhuzamos a polarizátor (első polárszűrő) polarizációs irányával. A belépő polarizálatlan fény az első polárszűrőben lineárisan polarizált fényvé változik.



2. ábra: 90° TN LC cella

Ha egy lineárisan polarizált fény halad át egy 90° TN cellán, akkor polarizációs iránya követi az LC direktorának csavarodását (a polarizált fény csak n_e -t érzékeli), így a kilépő fénysugár is lineárisan polarizált marad, csak polarizációs iránya 90°-kal elfordul. (Ezt n_e által okozott polarizációs forgató hatásnak nevezzük, ehhez hasonlóan van n_o által okozott forgató hatás is.) Eszerint a 90° TN cella normál fekete (NB = Normal Black) üzemmódjához az analizátor (a második polárszűrő) polarizációs irányát

párhuzamosra kell állítani a polarizátor (az első polárszűrő) polarizációs irányával.

Azonban ha az LC cellára kapcsolt U feszültség értéke elér egy kritikus U_c értéket, az LC molekulák igyekeznek beállni az alkalmazott külső elektromos tér irányába, ami itt megegyezik a fény terjedési irányával. Ennél fogva az LC cella polarizációs irányt elforgató hatása folyamatosan csökken, és a fény átjuthat az analizátoron (a második polárszűrőn). A cella elektro-optikai kapcsolási meredekségét a $\gamma = (U_{90} - U_{10})/U_{10}$ képlet definiálja, ahol U_{10} és U_{90} azok a feszültségek, ahol a cellán áthaladó fény intenzitása eléri a maximális fényintenzitás 10%-át illetve 90%-át.

V.1.2 Homogén, párhuzamosan rendezett LC cella

A párhuzamosan rendezett LC cella esetében az elől és a hátsó hordozón lévő direktorok párhuzamosak egymással. Ha egy polarizált fénysugár úgy esik a párhuzamosan rendezett cellára, hogy polarizációs iránya párhuzamos az LC cella direktorával (a csiszolt vátatok irányával), akkor semmi lényeges változás nem történik, mivel a fény tisztán extraordinárius sugárként viselkedik.

Másrészt, ha egy lineárisan polarizált fénysugár merőlegesen esik a párhuzamosan rendezett cellára, de polarizációs iránya $\theta = 45^\circ$ szöget zár be a cella direktorának irányával (3. ábra), akkor fáziskülönbség (δ) lép fel az extraordinárius és az ordinárius sugarak különböző terjedési sebessége miatt. Ebben a $\theta = 45^\circ$ -os elrendezésben, ha a két polárszűrő egymással párhuzamos ill. merőleges, akkor a rendszer fényáteresztő képességét a következő összefüggések írják le:

$$T_{\parallel} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta}{2} = \cos^2 \frac{\delta}{2},$$

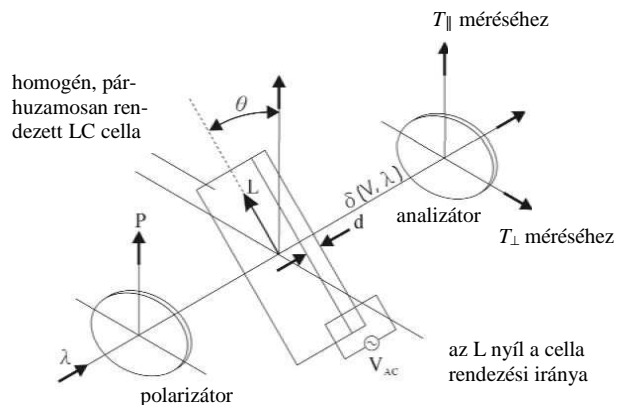
$$T_{\perp} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta}{2} = \sin^2 \frac{\delta}{2},$$

ahol \parallel és \perp az analizátor és a polarizátor polarizációs irányának párhuzamos ill. merőleges állására utal.

A δ fáziskülönbség kifejezhető:

$$\delta = \frac{2\pi d \Delta n(V, \lambda)}{\lambda},$$

ahol d az LC réteg vastagsága, λ a fény hullámhossza levegőben, V a váltakozó feszültség effektív értéke, és Δn (ami λ és V függvénye) az LC cella optikai anizotrópiájának mértéke. Azt is meg kell jegyezni, hogy ha $V = 0$, akkor Δn maximális, és így δ -nak is ekkor van maximuma. Tehát Δn csökken, ha V növekszik.



3. ábra: A $\theta = 45^\circ$ -os elrendezés vázlata

V.2. A méréshez használt egyéb optikai eszközök

V.2.1 Lézerdióda

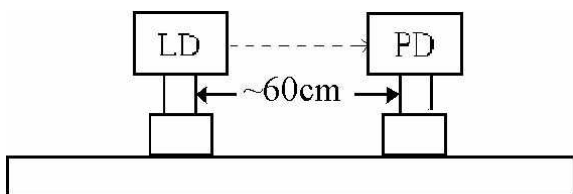
A méréshez használt fényforrás egy 650 nm hullámhosszúságú félvezető lézer. Ha a lézerdióda (LD) árama nagyobb egy küszöbáramnál (threshold current), a dióda monokromatikus, részlegesen polarizált, koherens fényt bocsát ki. Ha a lézerdióda árama kisebb a küszöbértéknél, a kibocsátott fény intenzitása nagyon kicsi. A küszöbáram felett a fényerősség az áramerősség növekedésével rohamosan nő, és a két mennyiség között lineáris kapcsolat van, egészen egy I_m áramértékig. Ha az áram tovább nő, a fényerősség növekedési üteme a lézerdióda melegedése miatt (kis mértékben) csökken. A lézerdióda optimális működési tartománya az, ahol a fényerősség lineárisan függ az áramerősségtől. Az I_{th} küszöbáram definíció szerint az áramerősség tengely és a lineáris tartományra illesztett egyenes meghosszabbításának metszéspontja.

A lézerefény csak részlegesen polarizált. A polarizáció mértékét a $\beta \equiv J_p / (J_p + J_u)$ aránnyal lehet jellemezni, ahol J_p és J_u a lézerefény polarizált és polarizálatlan összetevőjének intenzitása.

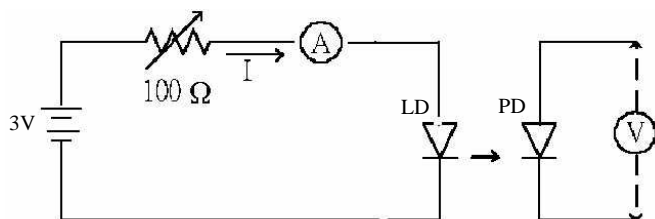
V.2.2 Fotodetektor

A méréshez használt fotodetektor egy fotodiódából és egy áramerősítőből áll. Ha a fotodiódára tápfeszültség van kapcsolva, akkor a diódára eső fény hatására áram generálódik (fotoáram). Állandó hőmérsékleten, monokromatikus fény estében a fotoáram egyenesen arányos a fényintenzitással. Az áramerősítő ezt a fotoáramot egy kimenő feszültségjelle alakítja. A fotodetektor kétféle erősítéssel működhet: "high" és "low". A méréshez csak a "low" állást kell használni. Azonban a fotodióda tulajdonságai miatt, ha a fényerősség nagyon nagy, a kimenő feszültség 8 V tájékán telítődik (nem nő tovább), ilyenkor a fotodióda már nem működik helyesen. Emiatt a fotodetektor akkor működik megfelelően, amikor a lineáris tartományban van. Ha a fényerősség olyan nagy, hogy a fotodióda eléri a telítődést, akkor a fotodetektor már nem mutatja helyesen a fényintenzitást.

A lézerdióda (LD) és a fotodetektor (PD) elrendezése és elektromos kapcsolása a 4. és 5. ábrán látható.



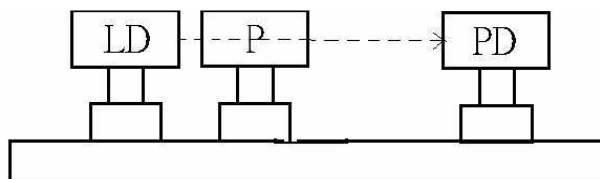
4. ábra: A lézerdióda és a fotodetektor optikai elrendezése



5. ábra: A lézerdióda és a fotodetektor elektromos kapcsolása

V.2.3 Polárszűrők

A forgatható foglalatba szerelt polárszűrők az áthaladó fényt lineárisan polarizálják. Az első polárszűrőt polarizátornak, a másodikat analizátornak szokás nevezni, de felépítésük azonos. A polárszűrő (P) optikai elrendezése a 6. ábrán látható.



6. ábra: A polárszűrő optikai elrendezése

Mérési feladatok

I. A lézerdióda és a fotodetektor beállítása és vizsgálata

- Szereld fel a lézerdiódát és a fotodetektort egy vízszintes egyenes mentés az optikai sínre, ahogy a 4. ábrán látható! Kapcsold össze a változtatható ellenállást, a telepet, az amper- és a voltmérőt, a lézerdiódát és a fotodetektort az 5. ábrának megfelelően! Állítsd be a változtatható ellenállást úgy, hogy a lézerdiódán átfolyó áram kb. 25 mA legyen, és a lézerdióda megfelelően világítson! A fotodetektor "low" állásban legyen! Állítsd be a lézerdióda és a fotodetektor magasságát úgy, hogy a lézersugár vízszintes legyen. A lézerdiódán lévő csavarok segítségével állítsd be, hogy a lézerefény a detektoron lévő kis lyukba jusson, és a fotodetektor maximális értéket mutasson!
- A fotodetektor kimenő feszültségét használd a lézerefény J intenzitásának leírására! Növekd a változtatható ellenállással a lézerdióda I áramát nullától a maximális értékig, és mérd meg, foglald táblázatba és ábrázold J -t I függvényében! Figyelj arra, hogy az érdekes pontok (I_{th} , I_m) környékén megfelelően kicsi lépésekben növeljed az áramot! Határozd meg az $J(I)$ görbe lineáris tartományának maximális I_m áramát! Jelöld be a lineáris tartományt nyílak (\downarrow) segítségével, és határozd meg az I_{th} küszöbáramot! Válaszd a lézerdióda áramát $I_{th} + 2(I_m - I_{th})/3$ értékűre, és győződj meg róla, hogy a lézerdióda és a fotodetektor jól működik! Ezután már ne változtass a lézerdióda áramán!
- Szerelj fel egy polárszűrőt a lézerdióda és a fotodetektor közé, ahogy az a 6. ábrán látható! Győződj meg róla, hogy a lézersugár a polárszűrő középső részén halad-e át! Állítsd be a polárszűrőt úgy, hogy a beeső fénysugár merőleges legyen a polárszűrő síkjára! (Javaslat: Rakj be egy darab áttetsző papírt a fényútba, és ezen a teszternyőn ellenőrizd, hogy a beeső és a visszavert sugár egybeesik-e!) Fordogd körbe a polárszűrőt, és mérd meg az J_{max} maximális és az J_{min} minimális fényintenzitást! Határozd meg a lézerefényben a lineárisan polarizált fény β arányát! $\beta \equiv J_p / (J_p + J_u) = (J_{max} - J_{min}) / (J_{max} + J_{min})$.
- Állítsd be a polárszűrőt úgy, hogy a fényintenzitás maximális legyen! Szereld fel a másik polárszűrőt is az optikai sínre és állítsd be ezt is a fénysugárra merőlegesen! Állítsd be a második polárszűrő polarizációs irányát az elsővel párhuzamosra (fordogd addig, amíg a fényintenzitás maximális nem lesz)!

II. A 90° TN LC cella vizsgálata

- Szereld fel az NB 90° TN LC cellát (sárga drótok) a két polárszűrő közé, és állítsd be a fénysugárra merőlegesen a polárszűrőkhöz hasonlóan!

Forgasd körbe 5-10°-os lépésekben az LC cellát! Mérd meg, foglald táblázatba és ábrázd az áthaladó fény intenzitását a forgatás θ szögének függvényében!

6. Állítsd be úgy az LC cellát, hogy az intenzitás minimális legyen (NB mód)! Kapcsoljál a cellára 100 Hz-es négyszögjelet, és változtasd a jel (effektív) feszültségét 0-tól 7,2 V-ig! Figyelj arra, hogy a fontos, érdekes pontoknál megfelelően kis lépésekben változtasd a feszültséget!

Mérd meg, foglald táblázatba és ábrázd az NB 90° TN LC cella elektro-optikai kapcsolási görbéjét (I az U függvényében)!

Határozd meg a $\gamma \equiv (U_{90} - U_{10})/U_{10}$ kapcsolási meredekséget és az U_c kritikus feszültséget! U_c meghatározásánál vedd figyelembe, hogy $U > U_c$ feszültségnél az I fényintenzitás U monoton növekvő függvénye!

III. A párhuzamosan rendezett LC cella vizsgálata

7. Cseréld ki az NB 90° TN LC cellát a párhuzamosan rendezett cellával (narancssárga drótok), és állítsd be a fénysugárra merőlegesen a polárszűrőkhöz hasonlóan! Egyelőre ne kapcsolj feszültséget a cellára ($U = 0$)!

Állítsd be a $\theta = 45^\circ$ -os elrendezést! Ehhez állítsd az analízátort a polarizátorral merőleges állásba (forgasd el 90°-kal), majd forgasd a párhuzamosan rendezett LC cellát addig, amíg az átmenő fény intenzitása el nem éri a maximális értékét ($\sim T_{\perp}$)! Ez a helyzet valósítja meg a $\theta = 45^\circ$ -os konfigurációt. Jegyezd fel a T_{\perp} -sel arányos intenzitásértékét! Ezután mérd meg ugyanebben a $\theta = 45^\circ$ -os állásban az áteresztő képességet abban az esetben is, ha az analízátor és a polarizátor polarizációs iránya párhuzamos ($\sim T_{\parallel}$)!

Tudjuk, hogy a lézerefény hullámhossza 650 nm, az LC réteg vastagsága $d = 7,7 \mu\text{m}$ és hogy $\Delta n \approx 0,25$. Felhasználva T_{\perp} és T_{\parallel} az előzők szerint megmért arányát, számítsd ki a δ fáziskülönbség és a Δn optikai anizotropia pontos értékét az adott LC cellára, $U = 0$ esetben!

8. Az előzőekhez hasonlóan, továbbra is a $\theta = 45^\circ$ -os konfigurációban mérjél! Kapcsolj 100 Hz-es négyszögjelet a cellára és változtasd a feszültség (effektív) értékét 0-tól 7 V-ig! Mérd meg, foglald táblázatba és ábrázd a párhuzamos cella elektro-optikai kapcsolási görbéjét az analízátor és a polarizátor párhuzamos állásánál (T_{\parallel})! A függvény szélsőértékeinek közelében vedd fel sűrűbben a pontokat (különösen a 0,5-4,0 V feszültségtartományban)!

Az elektro-optikai kapcsolási görbéből határozd meg az U_{π} feszültséget! U_{π} az a feszültség, amelynél az LC cellában a fázistolás π (180°). Ne felejtse el, hogy Δn (és így δ is) az U feszültség csökkenő függvénye!

Az elektro-optikai kapcsolási görbéből határozd meg azt a minimális U feszültséget, ahol a cellából kilépő fény cirkulárisan polarizált! A fény akkor válik cirkulárisan polarizálttá, ha a fázistolás $\pi/2$ páratlan többszöröse.

**FIGYELEM! Ne nézz bele közvetlenül a lézersugárba!
Tönkretetheted a szemedet!**

A mérés végén ne felejtse el kikapcsolni