

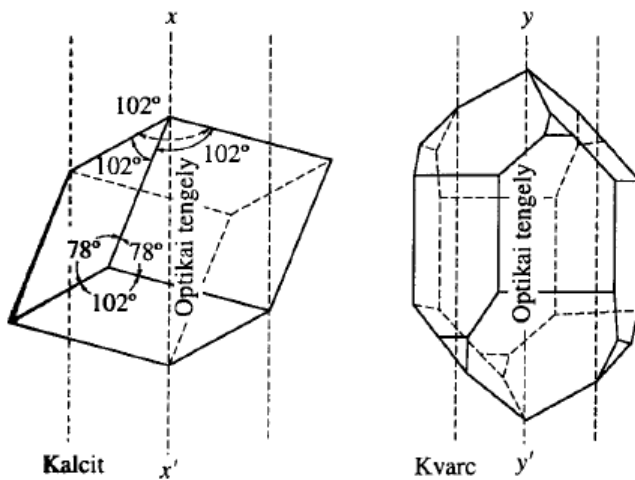


*Ami az internetes jegyzetből hiányzik, de
kell!!!*

Kettős törés

A fény polarizációjával kapcsolatos első leírás *Erasmus Bartholinus* dán professzor nevéhez fűződik. Ő kereskedőktől kapott egy átlátszó kristályt, úgynevezett izlandi pátot (mészpátot), amelyen keresztül nézve meglepve tapasztalta, hogy a tárgyaknak kettős képe látszik.

A legtöbb kristály optikailag anizotrop, amely azt jelenti, hogy a fizikai tulajdonságok szempontjából az irányok nem egyenértékűek, így bizonyos fizikai mennyiséget irányfüggők lehetnek. Az ilyen kristályra eső természetes fény két, egymásra merőleges síkban poláros sugárra bomlik. Egyetlen (esetleg két) olyan irány van csupán, amelyben a természetes fény változás nélkül halad: ezt az irányt a kristály optikai tengelyének nevezzük. A természetes fénysugár a kristályban irány szerint is kettéválí. Ez alól csak az optikai tengely irányában és az erre merőleges irányban haladó sugarak kivételek.



16.9. ábra.

Calcit és kvarc kristályformák. Az optikai tengelyt szaggatott vonallal jelöltük

A kristályoptikai kísérletekhez gyakorta használt mészpát, amely kémiaiilag kalcium-karbonát (CaCO_3), számos királyformában megtalálható a természetben, de leginkább romboéder formára hasadva fordulnak elő.

Amikor polarizálatlan fény esik egy mészpátra, akkor a visszaver sugáron kívül a megszokott, megtört sugár helyett kettő figyelhető meg. Ezt a jelenséget a mészpát esetén kettőtörésnek nevezzük. Megmérve a törési szögeket különböző beeséseknél, azt tapasztalhatjuk, hogy az egyik sugár eleget tesz a Snellius-Descartes-féle törési törvénynek:

$$\frac{\sin \phi}{\sin \phi'} = n$$

míg a másik fénysugár nem. Azt a sugarat, amely teljesíti a fénytörés törvényét, közönséges (ordinárius) vagy O sugárnak nevezzük. Ezek a sugarak szabályosan viselkednek, terjedési sebességük nem irányfüggő. A másikat pedig különleges (extraordináris) vagy E sugárnak nevezzük, aminek a sebessége irányfüggő.

Mivel a mészpátkristálynak a szemben lévő oldalai mindig párhuzamosak, ezért a két megtört sugár a beeső fényvel, s így egymással is párhuzamosan hagyja el a kristályt. Az O sugár mindig a beesés síkjában található. Ez az különleges sugárról csak ritkán mondható el. Ha a beeső fénysugár merőleges a felszínre, akkor az E sugár valamilyen szögben megtörik, s a beeső fénysugárral párhuzamosan hagyja el a kristályt, míg az O sugár egyenesen, eltérés

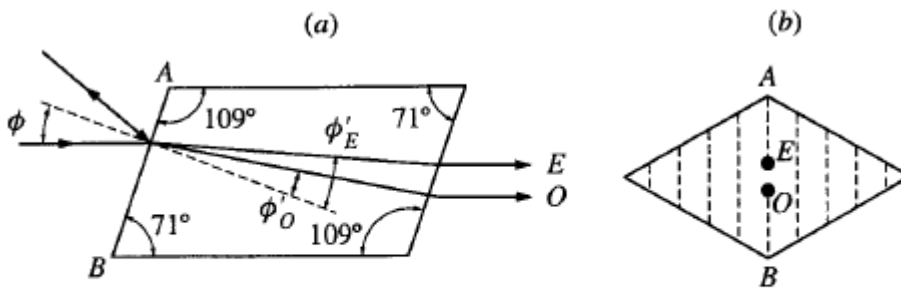
nélkül fog továbbhaladni. A kristály O sugár körüli elforgatása ebben az esetben azt eredményezi, hogy az E sugár a rögzített O tengely körül forog körbe.

Mind az ordinárius, mind az extraordinárius sugarakra definiálhatjuk a törésmutatót a szokásos definícióval:

$$n_o = c/v_o \qquad n_{eo} = c/v_{eo}$$

ahol a v_o és v_{eo} a fázissebesség az ordinárius és extraordinárius sugarakra, c a vákuumbeli fázissebesség. Mivel az extraordinárius sugarakra a fénysebesség irányfüggő, így az ezekre vonatkozó törésmutató szintén irányfüggő. Nyilván az optikai tengely irányában a kétfajta sugárra vonatkozó törésmutató megegyezik.

A két törésmutató eltérése a legtöbb kristályra 1% alatti. A már említett mészpátra viszont a 10%-ot is meghaladja: $n_o=1,658$; $n_{eo}=1,486$ (589 nm-nél) és $n_o=1,683$; $n_{eo}=1,498$ (400 nm-nél).



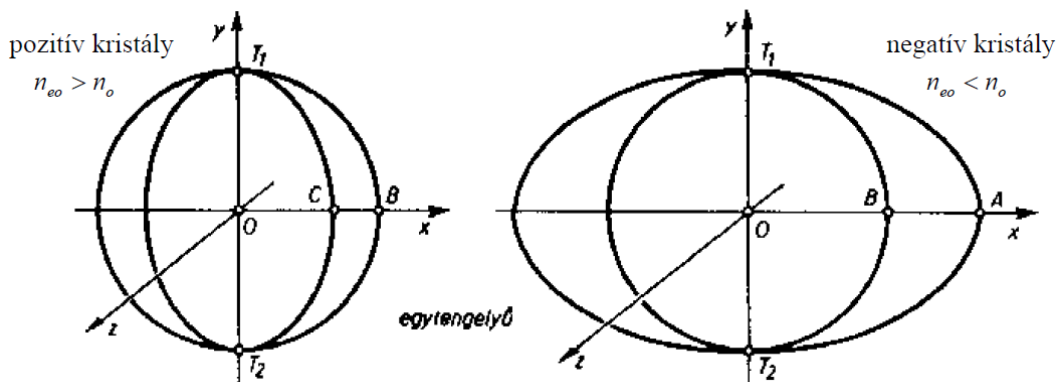
16.10. ábra.

A kalcitkristály kettős fénytörésének oldal- és hátulnézete. (a) A fősík keresztmetszete. (b) Hátulnézet

A kettős törés magyarázata Huygens elve alapján

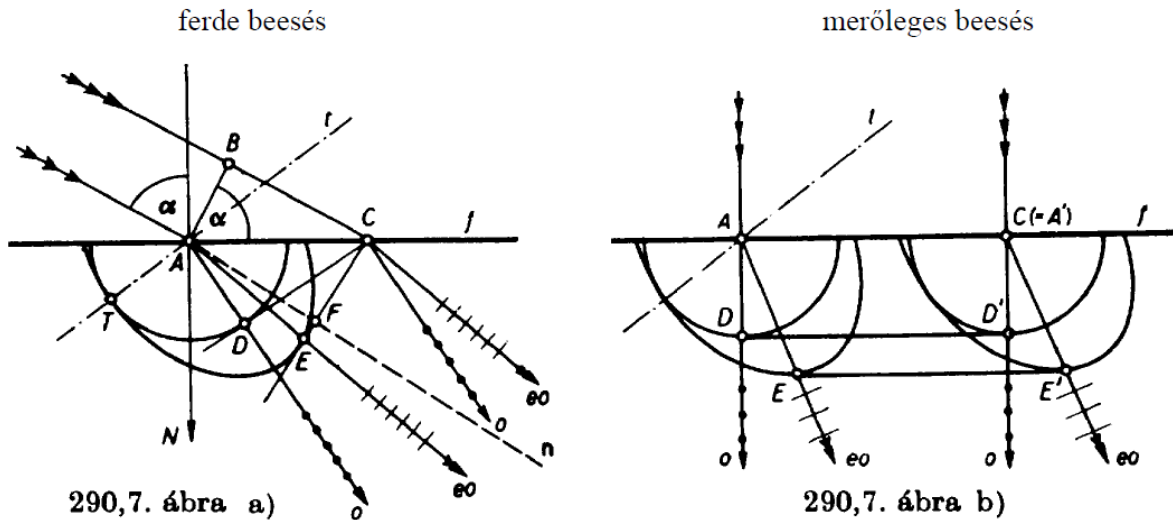
A kristálybeli O pontban lévő hullámforrásból két egymásra merőlegesen lineárisan poláros fénycsugár indul ki, ezek közül legalább az egyiknek a terjedési sebessége irányfüggő.

Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egytengelyű kristályt! Ekkor az ordinárius sugarakra a terjedési sebesség nem irányfüggő, így az O pontban keltett zavar egy adott idő alatt az OB sugarú gömbfelületre ér. Az irányfüggő terjedési sebességű extraordinárius sugarakra, az O pontból kiinduló zavar ugyanezen idő alatt – itt nem részletezett elméleti megfontolásokkal indokolhatóan – egy forgási ellipszoidra jut el. Az ellipszoid forgástengelye a kristály optikai tengelye. A két fajta hullámfelület az optikai tengelyen érintkezik (T_1 és T_2 pontok).



Síkhullám kettős törése egytengelyű kristályban

A sugarak és hullámfelület normálisa különböző irányú, így az energia és a hullámfelületek eltérő irányban terjednek! Ha a fény az optikai tengelyre merőlegesen esik be, akkor a két sugár nem válik ketté, így ekkor látszólag nincs kettős törés! Azonban a fény az o és az eo sugarak mentén eltérő sebességgel terjed, így a két hullám között fáziskülönbség lép fel! Az előbb tárgyalt „természetes” kettős törésen kívül más esetekben is felléphet kettős törés. Ekkor az eredetileg izotrop anyag valamilyen külső fizikai hatásra anizotróppá válik.



A kettős törés egyéb esetei:

- Feszültségi kettős törés (mechanikai feszültség)

Ha kereszttezett polárszűrők közé kettősen törő anyagot (pl. egy plexilapot) helyezünk, és fehér fényel megvilágítjuk, színes interferenciaképet kapunk. Ha ezt a lapot terhelésnek tesszük ki, és ezért benne feszültség ébred, az interferenciakép megváltozik. Így a módszer alkalmas arra, hogy vele olyan eszközök, alkatrészek terheléspróbáját elvégezzék, amelyek előállítása nagyon költséges, vagy nehéz lenne. Kettősen törő műanyagból elkészítik a modelljét, és azon végzik el a kísérleteket. Ezzel az úgynevezett feszültségi kettőstöréssel azok a mechanikai feszültségek is kimutathatók, amelyek az anyag (pl. biztonsági szélvédő, vonalzó) öntésekor és hűtéskor keletkeznek.

- Elektromos kettős törés (Kerr-féle effektus)

Bizonyos anyagoknál jön létre (pl. nitrobenzólnál) amiket elektromos térbe helyezünk. Az optikai tengely általában az elektromos térerősség irányába esik, és az optikai tengelyre merőleges irányban

$$n_{eo} - n_o = K_\lambda \lambda E^2$$

ahol a K_λ a Kerr állandó. Egy d vastagságú rétegben az eo és o sugár között:

$$\varphi = 2\pi d K_\lambda E^2$$

fáziskülönbség hozható létre.

- Mágneses kettős törés (Cotton-Mutton-féle effektus)

Mágneses kettős törésről beszélünk, ha az anizotrópiát mágneses térrel hozzuk létre. A mágneses kettős törés esetén:

$$n_{eo} - n_o = C_\lambda \lambda H^2 \quad \varphi = 2\pi d C_\lambda H^2$$

- Áramlási kettős törés

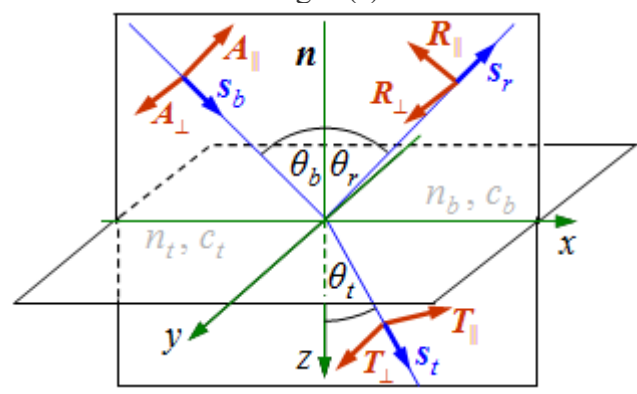
Áramlási kettős törés jön létre áramló folyadékokban

- Pockel-effektus

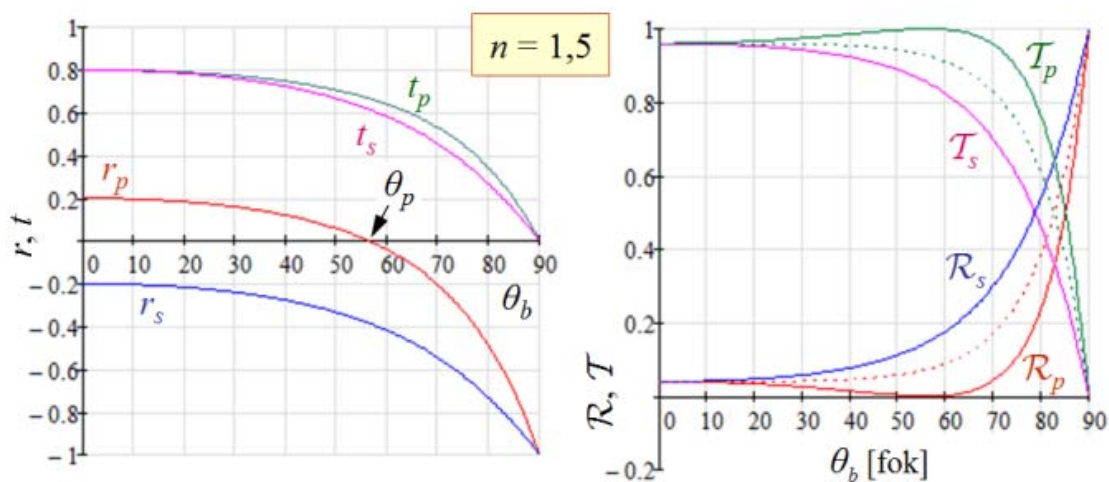
Néhány egytengelyű kristály (pl. KDP) az optikai tengelyével azonos elektromos tér hatására kéttengelyű válik.

Amplitúdó és fázisviszonyok két közeg határán

A beesési síkra merőleges (s) és a beesési síkban lévő (p) komponensek szemléltetése.



Az amplitúdóra (balra) illetve a fényteljesítményre (jobbra) vonatkozó reflexiós és transzmissziós együtthatók $n = 1,5$ relatív törésmutató esetén. A fényteljesítmény esetén a pontozott vonal az s és p komponensekre vonatkozó átlagát mutatja, amely természetes fény esetén adja meg az adott együtthatókat.



Az ábrán jól látható, hogy a θ_p -vel jelölt szög esetén a visszavert p összetevő amplitúdója zérus. Aminek a következtében ilyen beesési szög esetén a visszavert fény a beesési síkra

merőleges irányú lineárisan poláros lesz. Ezért ezt a szöveget polarizációs szögnek vagy Brewster-féle szögnek nevezzük.

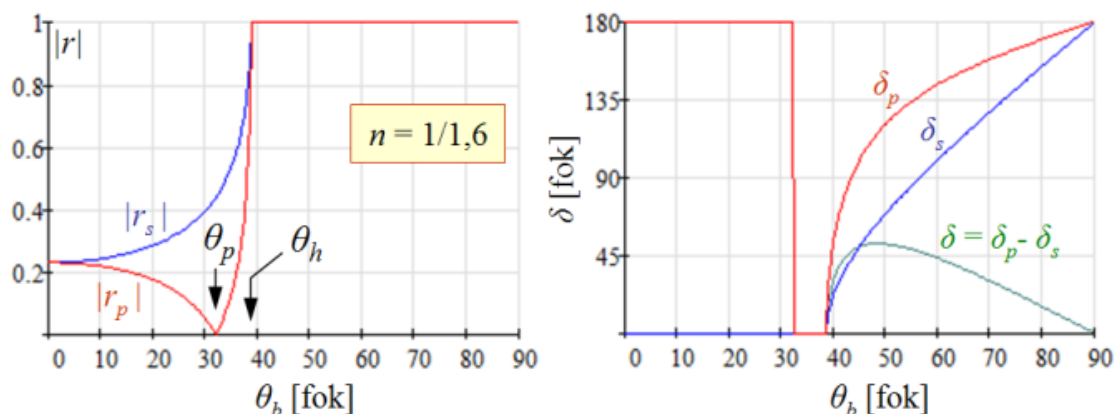
Ekkor a visszavert és a megtört fénysugár 90° -ot zár be.

$$n_{21} = \frac{\sin \theta_b}{\sin \theta_t} = \frac{\sin \theta_b}{\sin(90^\circ - \theta_b)} = \frac{\sin \theta_b}{\cos \theta_b} = \operatorname{tg} \theta_b$$

$$\theta_b = \operatorname{tg}^{-1} n_{21} = \operatorname{tg}^{-1} 1,5 = 56,3^\circ$$

Az amplitúdók előjelén láthatjuk, hogy ilyenkor az s hullám esetén mindig van π fázisugrás, a p hullám esetén pedig csak a Brewster-szög felett.

Az $n < 1$ eset sok mindenben hasonlít az $n > 1$ esethez, például az előbb ismertetett Brewster-féle törvénynek megfelelően a polarizációs szög alatt beeső fény visszaverődve a felületről lineárisan poláros lesz. Egy nagyon lényeges különbség van azonban a két eset között: a beesési szöveget növelve, egy bizonyos határszög után az r_p és r_s reflexiók együtthatók komplex értéket vesznek fel. Mindkettőnek az abszolút értéke pontosan egységnyi lesz. Ennek következtében a felület egy tökéletesen visszaverő tükörként viselkedik. A továbbiakban ezzel az érdekes és nagyon fontos gyakorlati alkalmazásokkal bíró jelenséggel, a bevezetőben is már említett teljes visszaverődéssel foglalkozunk.



Az amplitúdók előjelén láthatjuk, hogy a Brewster-szög alatt ilyenkor az s hullám esetén nincs fázisugrás, a p hullám esetén pedig van π fázisugrás. Tehát a fázisugrások pont ellentétesen viselkednek, mint az $n > 1$ esetben.

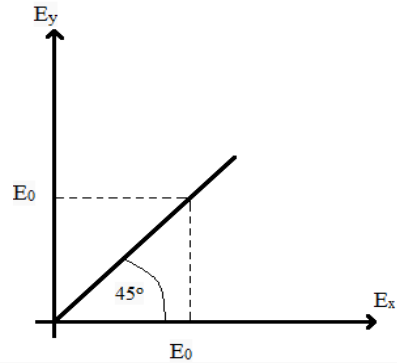
A fázistoló lemezek

Az egyik irányú hullám (pl.:x) fázisát eltolják a másik irány fázisához képest. Ez **fázistoló lemezekkel** történik, ennek eredményeként megváltozik a polarizáció jellege is

- Pl.: Induljunk ki egy **lineárisan poláros hullámból:**

$$E_x = E_0 \sin(\omega t),$$

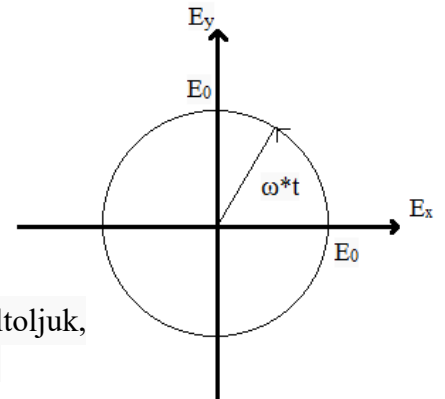
$$E_y = E_0 \sin(\omega t)$$



- Az x irányú komponens $\pi/2$ eltolása után **cirkulárisan poláros hullámunk lesz** (A térerősség vektor vége egy kört ír le).

$$E_x = E_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \pi/2) = E_0 \cos(\omega t)$$

$$E_y = E_0 \cdot \sin \omega t$$

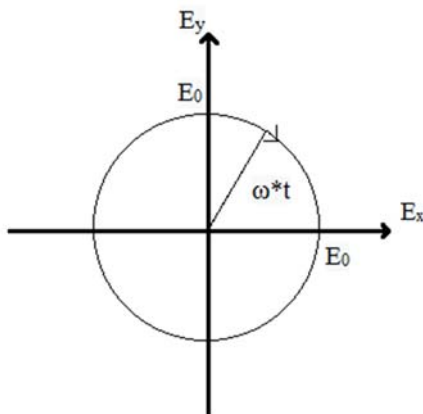
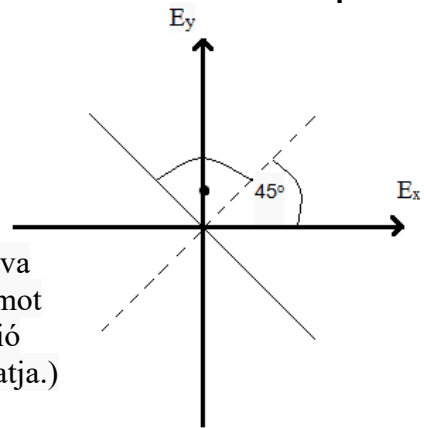


Ha az egyik irányú térerősséget leíró hullám fázisát $\pi/2$ -vel eltoljuk, akkor a lineárisan poláros hullám, cirkulárisan poláros lesz.

- Újabb $\pi/2$ -vel való eltolást követően:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t + \pi/2) = -E_0 \sin(\omega t)$$

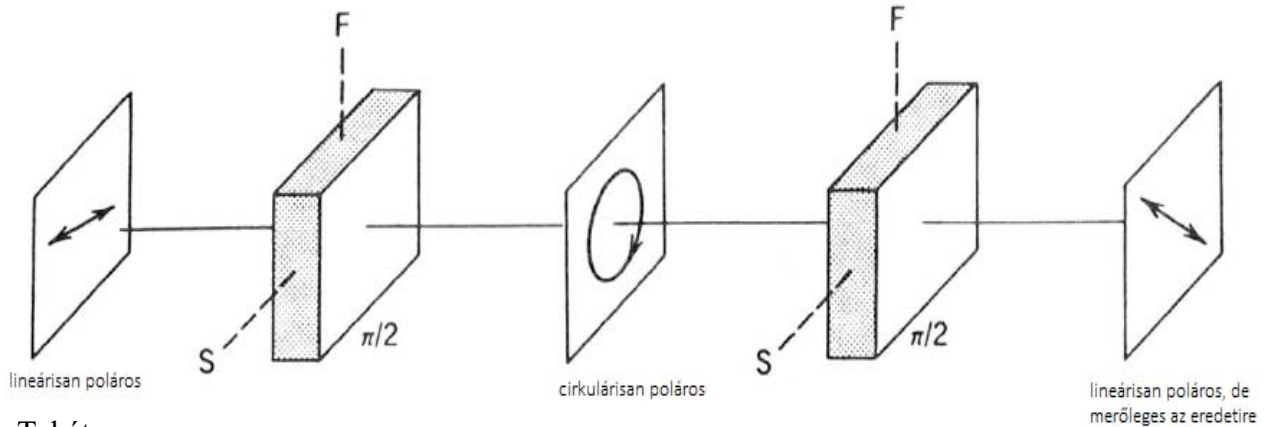
Ekkor ismét lineárisan poláros lesz, de 90° elfordítva az eredeti hullámtól. (Ha a lineárisan poláros hullámot végeredményben π -vel toljuk el, akkor a polarizáció síkot 90° -kal elforgatja.)



- Ha az előző esetre ismét $\pi/2$ -vel való fázistolást alkalmazunk, abban az esetben ismét cirkulárisan poláros hullámot kapunk, de az eredeti cirkulárisan poláros hullámmal ellentétes irányút. (Ha a cirkulárisan poláros hullámra π -vel való fázistolást alkalmazunk akkor az eredetivel ellentétes irányú cirkulárisan poláros hullámot kapunk.)

A $\pi/2$ fázistoló lemezeket $\lambda/4$ lemezeknek nevezik, a π fázistoló lemezeket, pedig $\lambda/2$ lemezeknek is nevezik.

Grafikusan összefoglalva



Tehát:

- a $\pi/2$ lemez vagy másik nevén $\lambda/4$ lemez elforgatja 90° -kal a polarizációs síkot
- egy újabb $\pi/2$ lemez ellentétes forgási irányú cirkulárisan poláros fényt eredményez
- tehát a π lemez a cirkulárisan poláros fény forgási irányát megfordítja

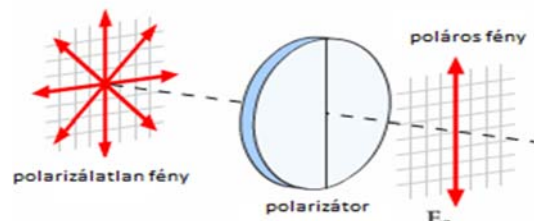
A fény polarizálásának módszerei:

1. Polarizátorral

Ezek olyan anyagokból készülnek, amelyek dikroizmust mutatnak.

Dikroizmusnak nevezzük azt a jelenséget, hogy bizonyos kettősen törő anyagok az

egyik polarizációs irányú fénynyalábot erősebben adszorbeálják, mint a másikat. Erős dikroizmust mutat a turmalin, a herapatit. Műanyagok, pl. polivinil-alkohol alapanyagú jóddal festett lemezek erős dikroizmust mutatnak. A **hosszú láncmolekulákból** álló műanyagok kettős törése a molekulaláncok **szabályos elrendeződésének** következménye.

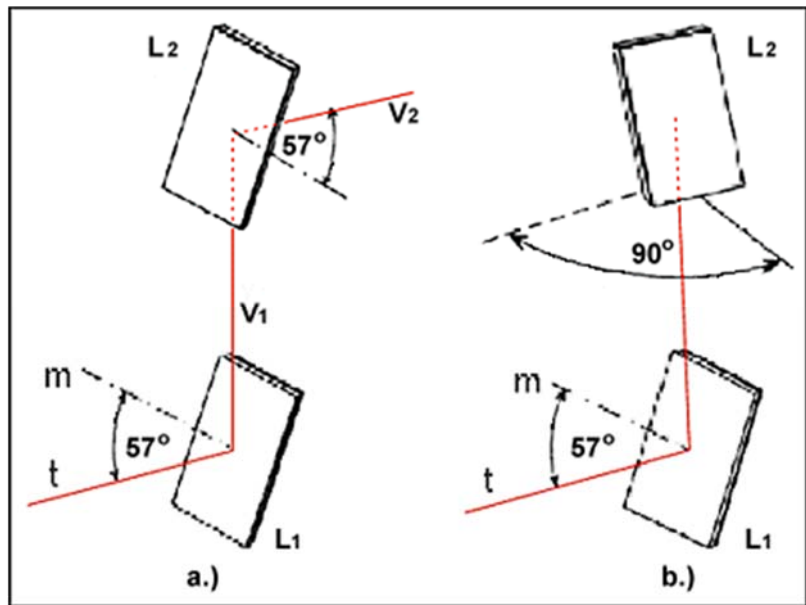


2. Visszaverődéssel

Ha üveglapra kb. 57° -os beesési szögben fénynyalábot ejtünk, az arról visszaverődő fény síkban polárossá válik. A visszavert fényben az E elektromos térerősség vektorok az üveglemez felületén párhuzamos egyenes mentén rezegnek. A fény síkban poláros voltáról meggyőződhetünk úgy, hogy az első lemeztől (a polarizátorról) visszaverődő fény útjába egy második üveglemezt (analizátor) helyezünk, amelyre ismét 57° -os beesési szögben érkezik a fénysugár.

Ez azzal magyarázható, hogy a második üveglemezre már polarizált fény esik, és az teljesen kioltja a visszavert fényt, ha merőleges annak polarizációs síkjára.

ha a polarizátor és analízator síkja párhuzamos, a felső lemezről visszaverődik a fény. Ha az analízator elforgatjuk, a visszaverődő fény intenzitása nullára csökken



Brewster törvénye szerint a polarizáció akkor maximális, ha a beesési szög akkora, hogy a visszavert és a megtört sugár egymásra éppen merőleges.

Ekkor a beesési szög és a törésmutató kapcsolata:
$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin(90^\circ - \alpha)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha$$

3. Szórással

Kolloid oldatban a fényszórást polarizátoron keresztül megfigyelve azt tapasztaljuk, hogy a szórt fény lineárisan poláros. A fény rezgési síkja a beesés irányára merőleges. természetes fény helyett poláros fényt alkalmazva azt találjuk, hogy a fény a rezgési irányra merőlegesen szóródik és lineárisan poláros. A rezgési irányban nem tapasztalunk fényszórást.

A fényszórás fenti tulajdonságai a molekulák kényszerített dipólusugárzásával magyarázhatók.

A Doppler-effektus

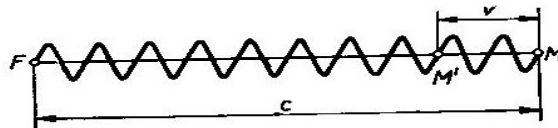
Christian Doppler (1803-1853) osztrák fizikus 1847 és 1849 között a Miskolci Egyetem jogelőd intézményében, a selmecbányai Bányászati és Erdészeti Akadémián a matematika, fizika és mechanika professzora volt.



Ha a hullámforrás és a megfigyelő egymáshoz képest mozog, akkor a megfigyelő a hullám frekvenciáját és hullámhosszát a kibocsájtott hullámétól eltérőnek érzékeli. Ez az effektus, amely a felfedezőjéről a Doppler-effektus nevet kapta igen sok műszaki alkalmazásnak (pl. lézeres, radaros vagy ultrahangos sebességmérés) képezi alapját.

Mi itt most az akusztikai Doppler-effektussal foglalkozunk, erre mindenkinek lehet hétköznapi tapasztalata is. Például a közeledő vonat füttyét magasabbnak halljuk, mint amikor már távolodik tőlünk. Tekintsük a legegyszerűbb esetet, amikor a hangforrás, illetve megfigyelő sebessége az őket összekötő egyenesen van.

- a) a közegben nyugvó hullámforráshoz (F) képest v sebességgel mozgó megfigyelő (M) időegység alatt nemcsak az f számú rezgést fogja fel, hanem azokat is, amelyek a v hosszúságú szakaszra esnek (v/λ).

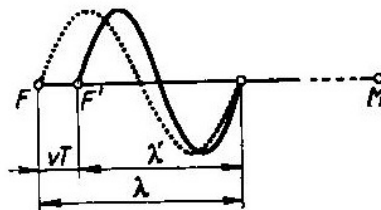


Ennek megfelelően a megfigyelő által észlelt frekvencia

$$f' = f \left(1 \pm \frac{v}{c} \right),$$

ahol a + jel a közeledő, a – jel a távolodó megfigyelőre vonatkozik.

- b) Ha a hullámforrás mozog a közegben nyugalomban lévő megfigyelőhöz képest, akkor (közeledő forrás esetén) a rezgés első fázisát még távolabb bocsájtja ki, mint (T idő múlva) az utolsó fázisát.



Ez az ábrán is mutatott módon a hullámhossz lerövidülését okozza

$$\lambda' = \lambda - vT,$$

amely a

$$f' = f \frac{1}{1 \mp \frac{v}{c}}$$

módosult frekvenciára vezet. Itt a – előjel a fenti esetre, a + pedig a távolodó forrásra vonatkozik.

Ha mozgó tárgyról visszaverődő hullámot detektálunk az álló hullámforrás mellett, akkor mindkét fenti képletet kell egyszerre alkalmazni. U. i. a mozgó tárgy az a) pont szerint detektálja az f' -t, majd az általa kibocsátott f'' -t a b) pont szerinti képlettel kell átszámítani a

$$f'' = f' \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}$$

detektált f' frekvenciát. A végeredmény közeledő visszaverő tárgy esetén:

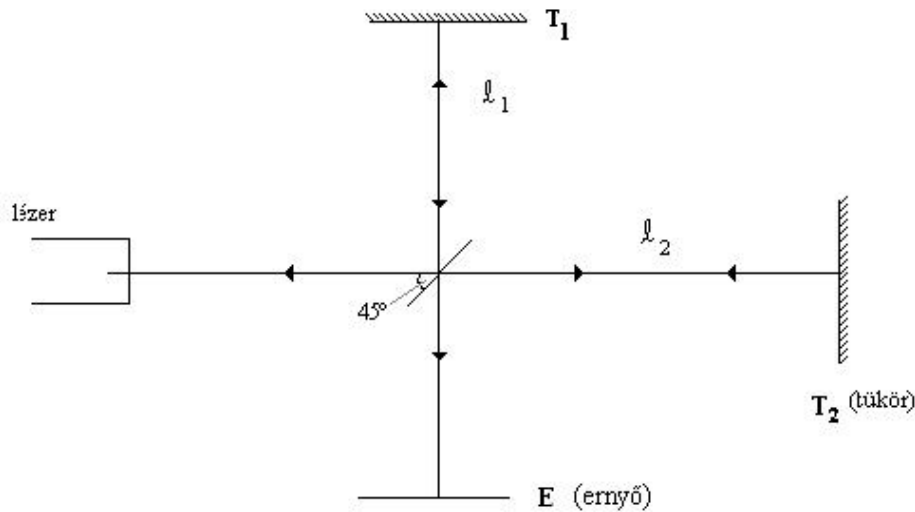
Megjegyezzük, hogy ha a vákuumban terjedő fényt tekintjük, akkor az a) és a b) eset nem különbözik egymástól. Tekintve, hogy a relativitáselmélet szerint csak a relatív mozgás

$$f' = f \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}}$$

értelmezhető. Ekkor a levezetés eredménye $f'' = f \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}}$, ahol v a relatív (közeledő) mozgás sebessége. Ezt a képletet kétszer alkalmazva (közeledő visszaverő tárgy) szintén a fenti f'' -t kapjuk.

Néhány interferométer típus (részben kidolgozandó)

Michelson-interferométer

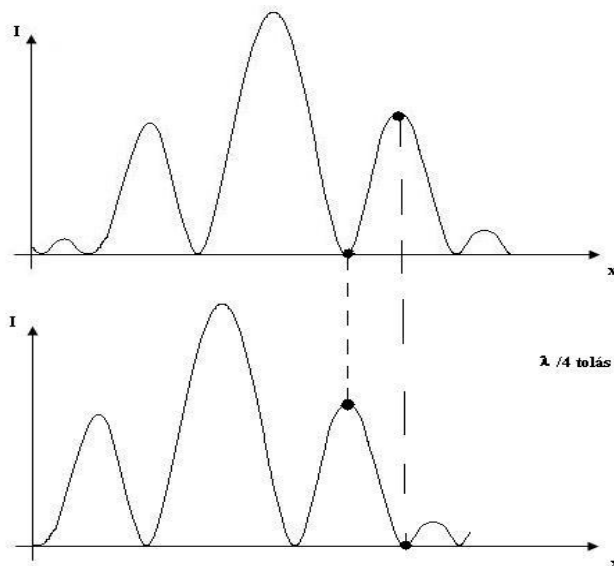


Hogy erősítés lesz-e attól függ, hogy az $(l_2 - l_1)$ távolság mennyi.

Ha $2 \cdot (l_2 - l_1) = n \cdot \lambda$ $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm \dots$, akkor erősítés

Ha $2 \cdot (l_2 - l_1) = (2n-1) \cdot \lambda/2$ azaz $l_2 - l_1 = (n-1/2) \cdot \lambda/2$ akkor kioltás (max. gyengítés)

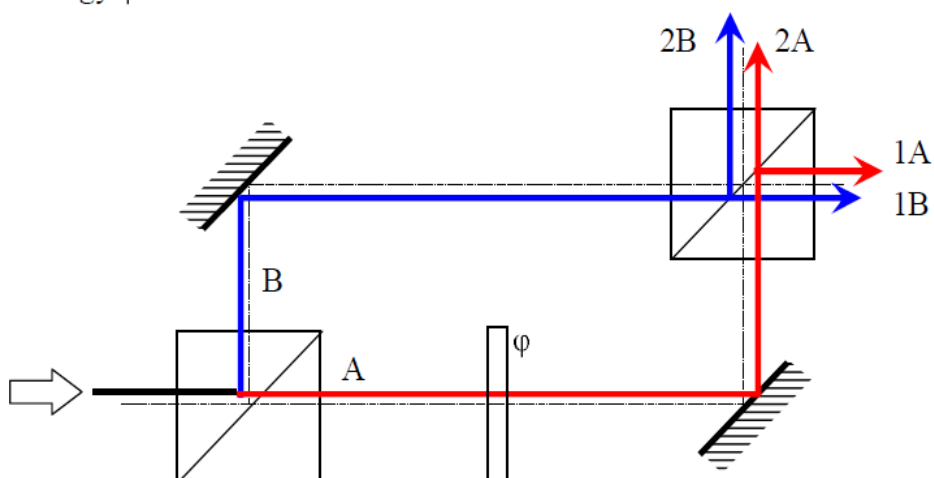
Ha l_2 -t változtatom $\lambda/4$ -gyel, akkor az erősítésből kioltás lesz, ill. fordítva.



Mach-Zehnder interferométer

A Mach-Zehnder interferométer működési elvének lényege, hogy ha az interferométer egyik ágában megváltoztatjuk az effektív törésmutatót, ezáltal a kimeneten intenzitásváltozást tapasztalhatunk.

Vizsgáljuk most meg az interferenciát egy Mach-Zehnder interferométerben, ahol a fényút „A” ágában egy φ fáziskésleltető lemez van.



Levezethető, hogy

$$I_1 = \frac{I_I}{2} \cdot (1 + \cos(\varphi))$$

$$I_2 = \frac{I_I}{2} \cdot (1 + \cos(\varphi + \pi))$$

Azaz, az interferométer után kapott két nyaláb között mindig π fáziskülönbség van, vagyis az 1. és 2. nyalábok MINDIG ellenfázisban vannak. Más szóval, a Mach-Zehnder interferométernél (ill. bármely másikonál) a fény hol az egyik kimenő nyalábba megy, hol a másikba, az úthossz különbségnek (φ fáziskülönbségnek) megfelelően. Ha $\varphi = 0$, akkor az összes fény az 1. nyalábba megy. Ugyanígy a Michelsonnál a fény vagy elhagyja az interferométert, vagy visszaverődik a fényforrás felé.

Fabry-Perot-interferométer (etalon)

Két párhuzamos, részben áteresztő tükörből álló optikai eszköz. A tükör közötti többszörös visszaverődések következtében interferenciajelenség lép fel. Tágabb értelmezésben a lézer tükörrezonátora is egy ilyen interferométer.

Tekintsünk két, egymástól d távolságban lévő, párhuzamos üveglemezt, melyre λ hullámhosszú, monokromatikus fénysugár esik. Az üveglemezek belső felületei részben tükrözőek, így ha θ beesési szög kicsi, a sugár sokszorosán reflektálódik az üveglemezek között. A jobb oldalon kilépő sugarakra az optikai úthossz különböző, azok a végtelenben, vagy egy gyűjtőlencse fókusz síkjában interferálnak. Jelölje a δl az optikai úthosszak különbségét a szomszédosan kilépő (egyel többször oda-vissza reflektálódott) sugarak esetén. Az ábráról leolvasható, hogy fennáll a következő összefüggés:

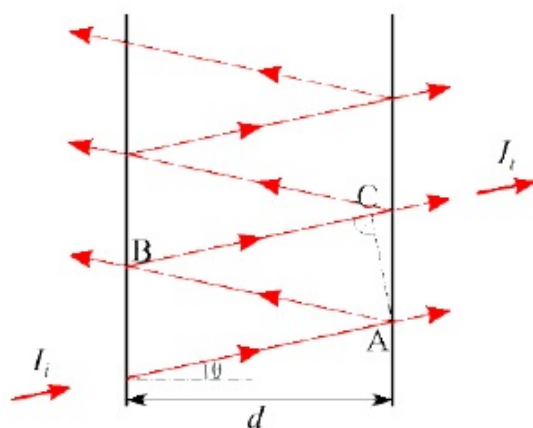
$$\delta l = \overline{AB} + \overline{BC} = 2d \cos \theta, \text{ ahonnan a két sugár közötti fáziskülönbség:}$$

$$\delta\varphi = 2\pi \frac{\delta l}{\lambda} + \varphi_1 + \varphi_2 = 4\pi \cos\theta \frac{d}{\lambda} + \varphi_1 + \varphi_2,$$

Ahol φ_1, φ_2 a fémrétegeken visszaverődéskor kapott fázisváltozás. A beesési szögtől függően az átmenő fény interferenciájában erősítés vagy gyengítés (kioltás) lép fel. Az erősítés feltétele most is $\delta\varphi=2\pi m$, ahol m egy tetszőleges egész szám. Ha eltekintünk a fémrétegeken visszaverődéskor kapott fázisváltozásoktól, akkor a m -ed rendű erősítés iránya a következő lesz:

$$\cos\theta_m = \frac{\lambda m}{2d}.$$

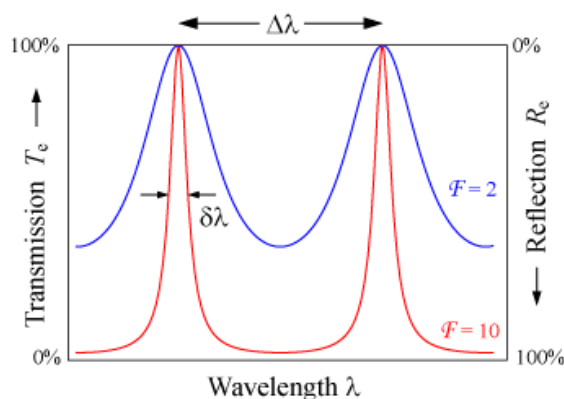
Megjegyezzük, hogy kis szögekre m nagy szám lesz, ugyanis be szokásos vezetni m_0 -át, ami a fenti egyenlet megoldása $\theta=0$ szög esetén, azaz $m_0=2d/\lambda$. Szokásos paraméterek mellett m_0 körülbelül 10^4 nagyságrendű.



Egy sugár többszöri visszaverődése a Fabry-Perot-interferométerben

Az interferométeren átmenő fény intenzitása

Tételezzük fel, hogy egy visszaverődés során a visszavert hullámban a térerősség amplitúdó a beesőnek az r -ed része. Az intenzitások tekintetében a reflexió tényező természetesen $R=r^2$, a transzmisszió pedig $T=1-R$. Nyilvánvaló, hogy nagyobb R esetén a tükröpár között oda-vissza verődő fénysugár kevésbé gyengül, tehát az áthaladt sugarak végtelen sorozata egyre kevésbé csökkenő elemekből áll. Minél több sugár interferenciáját tekintjük, az interferencia annál élesebb maximumokat eredményez.



Ennek a hatásnak a bemutatására hasznos fogalom a **finesz** (finesse) (F). A finesz a módustávolság ($\Delta\lambda$) és a módusszélesség ($\delta\lambda$) hányadosa:

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$

A finesz – mint ahogy fentebb is írtuk – szoros kapcsolatban van a reflexióképességgel.

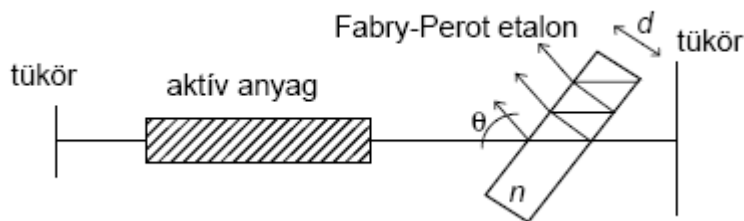
$$F = \frac{\pi \cdot R^{1/2}}{1 - R}$$

Levezethető, hogy:

Például 50%-os reflexió esetén a finesz csak kb. 4,4; azonban 99%-os reflexió esetén már kb. 314.

Megjegyezzük, hogy:

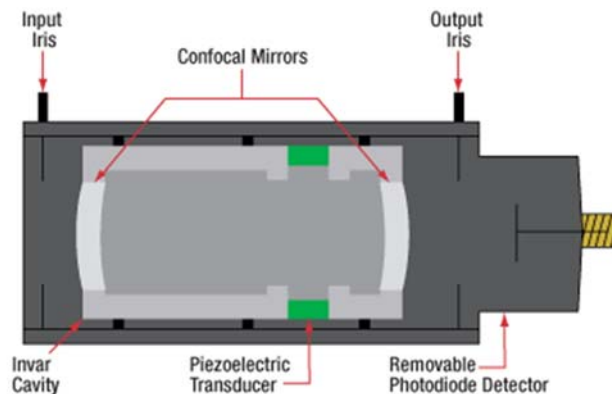
- Ha a két tükör reflexiója különböző, akkor a mértani közepüket kell venni,
- A teljesítmény kicsatolása a tükrörezonátorból lecsökkenti a fineszt,
- A rezonátorban bekövetkező egyéb veszteségek is csökkentik a fineszt.



Egyetlen transzverzális lézermódus biztosítása Fabry-Perot interferométerrel

A Fizikai Intézet is rendelkezik egy Thorlabs SA200-5B Fabry-Perot interferométerrel. Ez a típus nem síktükröket, hanem konfokális elrendezésű gömbtükröket tartalmaz. Ezeknek a beállítása sokkal könnyebb, mint a síktükrösöké. Mivel a rezonátorhossza 5 cm, a módustávolsága (FSR = Free Spectral Range) 1,5 GHz. (A konfokális rezonátorra a $FSR=c/4r$ az érvényes.) Mivel a rezonátor finesze kb. $F=200$, a felbontása kb. 7,5 MHz.

A lézerspektrum felvétele úgy történik, hogy a rezonátor hosszát egy piezoelektromos kristály segítségével folyamatosan változtatjuk. A piezoelektromos kristály méretét vezérlő elektromos jel tipikusan fűrészfog alakú. Ha a fotodetektor jelét a vezérlő elektromos jel függvényében ábrázoljuk, akkor megkapjuk a bejövő lézervény spektrumát, illetve annak egy 1,5 GHz szélességű részletét. Tehát az interferométert olyan lézervény vizsgálatára célszerű használni, amelynek spektruma nem szélesebb 1,5 GHz-nél. (Rövidebb rezonátor nagyobb FSR-t eredményezne, viszont akkor leromlik a felbontás.)



Az alábbi táblázatban néhány fontosabb, koherens optikai erősítő, illetve lézer sajátosságai foglaljuk össze (a lézeranyag egyaránt működhet erősítőként és oszcillátorként).

Lézeranyag	Hullámhossz λ_0 (μm)	Hatás- keresztmetszet σ_0 (cm^2)	Spontán időtartam t_{sp}	Átmeneti szélesség $\Delta\nu$	Törési mutató n
He-Ne	0,6328	1×10^{-13}	0,7 μs	1,5 GHz (i)	≈ 1
Rubin	0,6943	2×10^{-20}	3,0 ms	60 GHz (h)	1,76
Nd ³⁺ : YAG	1,064	4×10^{-19}	1,2 ms	120 GHz (h)	1,82
Nd ³⁺ : üveg	1,06	3×10^{-20}	0,3 ms	3 THz (i)	1,5
Er ³⁺ : Si-szál	1,55	6×10^{-21}	10,0 ms	4 THz (h/i)	1,46
Rhodamin-6G	0,56-0,64	2×10^{-16}	3,3 ns	5 THz (h/i)	1,33
Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃	0,66-1,18	3×10^{-19}	3,2 μs	100 THz (h)	1,76
CO ₂	10,6	3×10^{-18}	2,9 s	60 MHz (i)	≈ 1
Ar ⁺	0,488; 0,514	3×10^{-12}	10,0 ns	3,5 GHz (i)	≈ 1

Az előadáson a hullámhossz mellett elsősorban az erősítési görbe szélességével (átmeneti szélesség) foglalkoztunk.

A gázlézerek erősítési görbéjének inhomogén kiszélesedését lényegében a Doppler effektus határozza meg, ami a frekvencia 2-3 milliomod részének felelhet meg ($\Delta f_D \approx 2 \cdot 3 \cdot 10^{-6} f_0$). A szilárdtest lézerek erősítési görbéjének kiszélesedése ennél nagyságrendekkel nagyobb. Ez a homogén kiszélesedés a mátrix atomok és az adalék atomok kölcsönhatásának a következménye. A széles erősítési görbe rengeteg longitudinális módus megjelenésével járhat. Ez nem feltétlenül gond, mert – mint később látni fogjuk – ezek a módusok adnak lehetőséget a nagyon rövid lézerpulzusok előállítására. Ezek alapján rövid impulzusok előállítására a Nd: üveg lézer alkalmasabb, mint a Nd: YAG lézer. Légrövidebb impulzusokat pedig a titán-zafír (Ti:Al₂O₃) lézer adhat.

Félvezető lézerek

Félvezető alapok

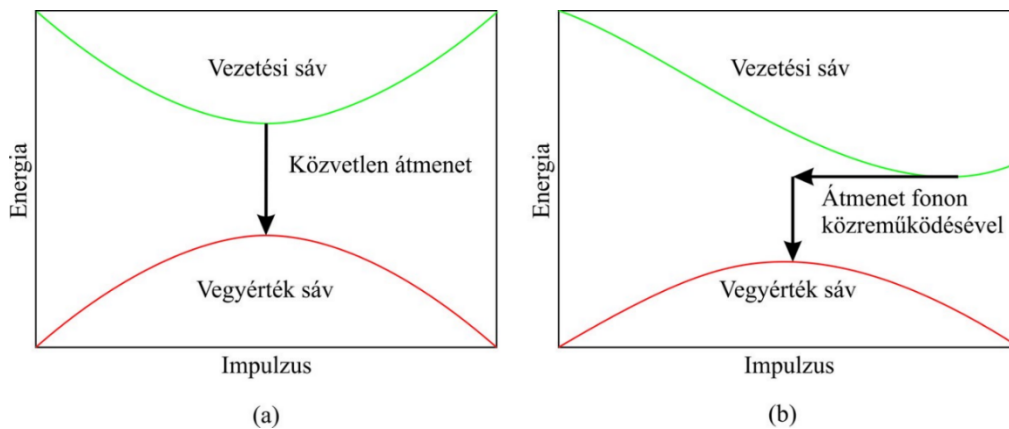
A félvezetők a szilárdtestek azon csoportjába tartoznak, ahol a legfelső betöltött sáv (a vegyérték sáv) és a következő lehetséges energiasáv (a vezetési sáv) közötti energiatartomány (a tiltott sáv) szélessége kisebb 3 eV-nál.

Gerjesztetlen félvezetőben $T = 0$ K-en a vezetési sáv üres. Gerjesztés hatására a vezetési sávba elektronok kerülnek, melyek a gerjesztést követően a sávon belül gyorsan elfoglalják (10^{-13} s alatt) a legalacsonyabb lehetséges energiaszinteket.

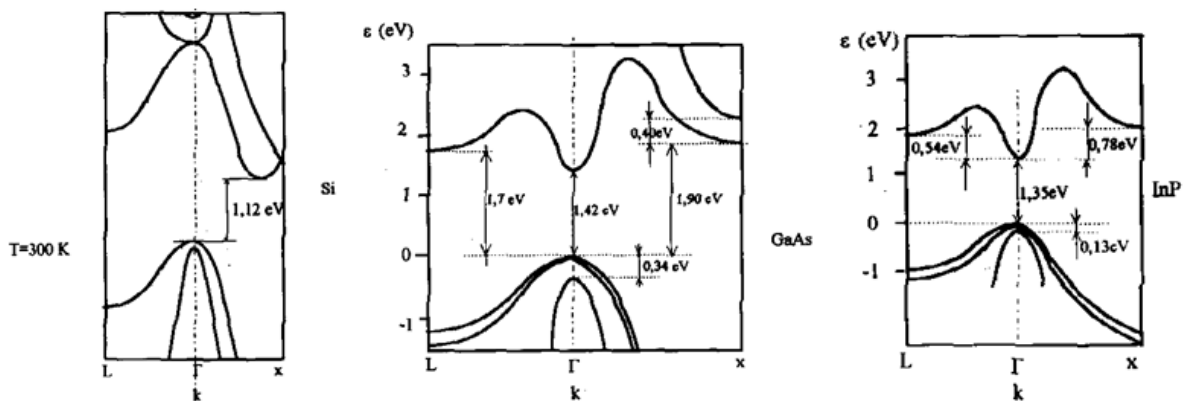
Hasonló átrendeződés zajlik a vegyértéksávban is. A tiltott sáv közelében kialakuló inverz betöltöttség és a fénykibocsátásos rekombináció biztosítja a félvezető lézer működését.

A vezetési sávból a vegyértéksávba fénykibocsátással csak olyan elektronátmenet lehetséges, amikor az elektron impulzusa gyakorlatilag változatlan marad, mivel a foton impulzusa ($|p_{foton}| = h\nu/c = h/\lambda$) nagyságrendekkel kisebb az elektron impulzusánál.

A rekombináció mikéntje szerint a félvezetők két csoportba sorolhatók: a direkt és az indirekt sávú (sávátmenetű) csoportokba. (Az osztályozás nem minden esetben éles: a GaAs például direkt sávú, míg a GaP indirekt, de a GaAs-hez kis mennyiségű foszfort adalékolva a félvezető továbbra is direkt sávú marad, amíg a foszfor adalékolás mértéke egy küszöb alatt marad.) A rekombináció során a direkt átmenetű félvezetőkben a vegyértéksáv energiamaximuma és a vezetési sáv energiaminimuma a töltéshordozók ugyanazon impulzusánál van, így a rekombináció közvetlenül megvalósulhat.



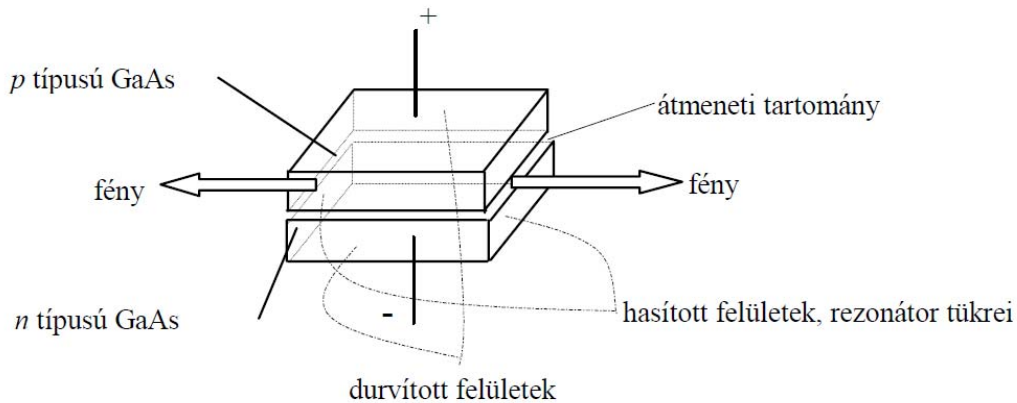
Direkt (a) és indirekt (b) sávátmenetű félvezetők sematikus sáv szerkezete.



Konkrét indirekt (szilícium) és direkt (GaAs és InP) sáv szerkezetek

Az indirekt sávátmenetű félvezetőkben a rekombinációhoz általában egy fonon közreműködése is szükséges, mivel a rekombináció során kibocsájtott foton impulzusa elhanyagolható az elektron és lyuk impulzusának különbsége mellett, az impulzus megmaradást a fonon részvétele biztosítja.

GaAs lézer

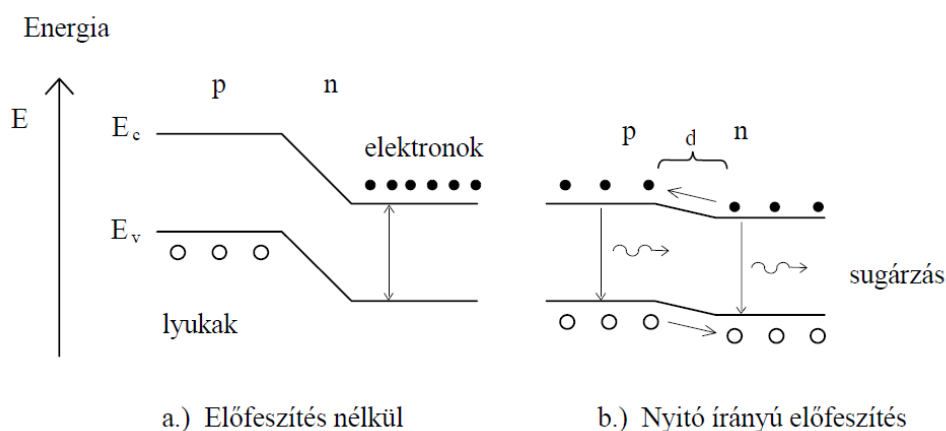


Első működő félvezető lézer szerkezete

Az első félvezető lézert nyitó irányban előfeszített $p - n$ átmenetű GaAs-ből készítették. Az n típusú réteg elektrontöbblete a vezetési sáv alján helyezkedik el, a p típusú elektronhiánnyal (lyuk többlettel) rendelkező rétegben pedig a vegyérték sáv teteje marad betöltetlen, a két réteg atomi szintű érintkezése egyenirányító hatást eredményez.

Ha a p és n vezetési típust mutató tartományokra V feszültséget kapcsolunk, ennek hatására a legfelső betöltött szintek (p rétegnél vegyérték sávban, n rétegnél vezetési sávban) távolsága az előfeszítés nélküli közel azonos szinthez képest eltávolodik.

Feszültségmentes állapotban - a) ábra - a határfelületnél tértöltési tartomány alakul ki. Nyitó irányú feszültség rákapcsolásával a b) ábra szerinti átrendeződés alakul ki. Az átmeneti tartományban elektronok injektálódnak az n típusú rétegből a vezetési rétegbe, és lyukak – elektronhiány – a vegyértéksávba, ami biztosítja az inverzió fennmaradását. Az átmeneti aktív tartomány szélessége (d) μm nagyságrendű.



A GaAs lézer 1,4 – 1,5 V-os előfeszítéssel impulzusban szobahőmérsékleten működött. Tipikus méretei: hossza 250-500 μm , szélesség 100-200 μm . A lézerműködéshez az erősítési feltételnek

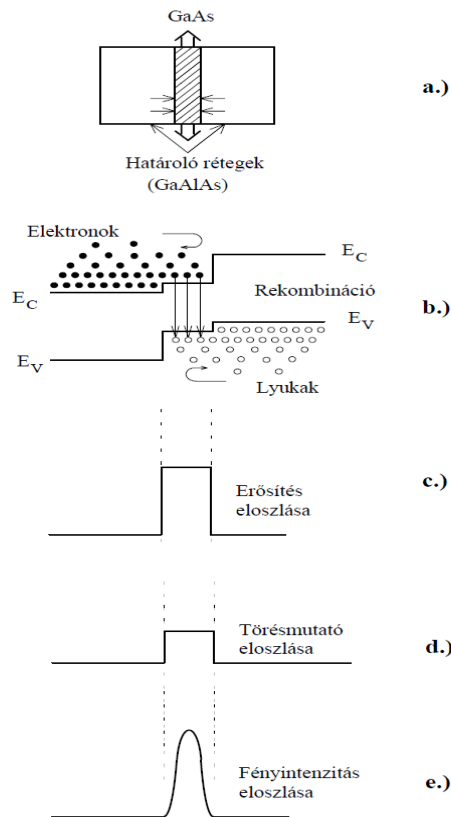
teljesülnie kell, ami a korai kialakítású eszközöknél szobahőmérsékleten csak nagy küszöbáram, illetve áramsűrűség (10^5 A/cm^2) esetén teljesült.

A szobahőmérsékleti folyamatos működtetéshez csökkenteni kellett a fényvesztést az eszközben, illetve meg kellett akadályozni a diffúziós töltéshordozó elvándorlást az aktív rétegből. Ehhez bonyolultabb szerkezetű, heteroátmenetes lézert kellett építeni.

A heteroátmenet akkor jön létre, ha olyan félvezető anyagokat érintkeztetünk atomi közelségben, amelyeknél a tiltott sáv nagysága különbözik.

A nagyon vékony GaAs aktív réteget mindkét oldalról GaAlAs ($\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) határoló réteg veszi körül. A két réteg típusa rendre n és p (a ábra) Ha mindkét rétegre nyitó irányú feszültséget kapcsolunk, akkor mindkettő injektálni kezd a GaAs-be. Mivel mind az n -, mind a p -típusú GaAlAs-ben nagyobb a tiltott sáv szélessége, mint az aktív réteget alkotó GaAs-é, az elektronok összegyűlnek az aktív rétegben és létrejön az inverz betöltöttség (populáció inverzió). Ha az aktív réteg vastagságát kellően vékonyra választjuk, akkor már viszonylag alacsony áramsűrűség mellett is létrejön az inverz betöltöttség. A /b. ábra a töltések, a /c. ábra az erősítés eloszlását szemlélteti. Tekintettel arra, hogy a GaAlAs kémiaiilag is más tulajdonságú anyag, így a törésmutatója is eltér a GaAs törésmutatójától. Ezt szemlélteti a /d. ábra. A fenti hatások figyelembevételével alakul ki a kimenő fény intenzitás-eloszlása, ezt szemlélteti a /e. ábra.

A GaAlAs optikai tulajdonságai különböznek a GaAs-étól. Az elrendezés szempontjából a törésmutató különbözőségének van döntő jelentősége. A GaAs törésmutatója ugyanis 6 %-kal nagyobb, mint a GaAlAs-é. Ezáltal a keletkező fény az aktív rétegben koncentrálódik. Így tehát a GaAlAs nagyobb sáv szerkezetével az elektronokat, kisebb törésmutatójával pedig a fényt koncentrálja az aktív rétegbe.

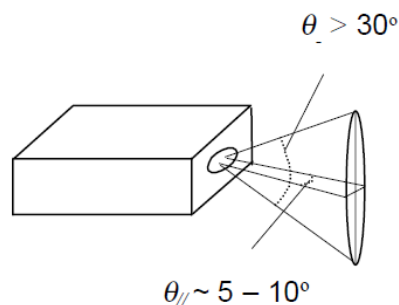


Kettős heteroszerkezetű GaAlAs-GaAs lézer

A küszöbáram csökkentéséhez szükséges az aktív tartomány oldalirányú behatárolása, mely vagy növeli a töltéshordozó-koncentrációt szigetelő rétegek beépítésével, vagy fénykoncentrációt eredményez kisebb törésmutatójú rétegek beépítésével, csökkentve ezáltal a fényvesztést.

A küszöbáram alatt is van fénykibocsátás, de az eszköz viselkedése a LED viselkedéséhez hasonló. A küszöbáram feletti lineáris szakasz meredekségét meg szokták adni a lézerciódák adatlapján.

A hullámhosszal összemérhető emittáló felület miatt a félvezető lézerekből kilépő nyaláb erősen divergens, a divergencia szöge általában különbözik az átmenettel párhuzamos és merőleges irányban. A kilépő nyaláb általában asztigmatikus, elliptikus Gauss-nyaláb.



Félvezető lézerek rezonátora

A dióda lézerek rezonátorát sokféleképpen kialakíthatják. A legkézenfekvőbb csoportosítást az aktív réteg és a rezonátor irányának viszonya alapján tehetjük meg. A dióda lézerek rezonátorát sokáig úgy építették, hogy az aktív réteg két párhuzamos síkját hasítással (cleavage) tükörré alakították, míg az oldalsó határoló felületeit érdesítették. (A hasítással kialakított felületek annak következtében képesek igen jó minőségű tükörként működni, hogy a félvezető kristályok bizonyos kristálytani irányban igen könnyen hasíthatóak.) Az ilyen eszközöket hívjuk élsugárzó lézereknek, mivel ilyenkor a rétegszerkezet oldalán lép ki a lézerfény. Az ilyen elrendezés legfőbb előnye, hogy a szerkezet teljes hosszából (ez tipikusan néhány száz μm) kinyerhető az energia, ez sugárzó teljesítmény eredményezhet.

Aktív anyag/szubsztrát	Működési hullámhossz (nm)
InGaN/GaN	360-525
SiC	470
GaP	550-590
GaAs _{0.15} P _{0.85}	589
AlGaInP/GaAs	625-700
GaAs _{0.35} P _{0.65} /GaAs	632
GaAs _{0.6} P _{0.4} /GaAs	650
GaAsP/GaAs	700
Ga _{1-x} Al _x As/GaAs	650-900
GaAs	910-1020
InGaAsP/InP	600-1600

Alternatív megoldás, amikor az aktív rétegre merőleges irányban lép ki a fény, ekkor a visszacsatoló elem síkja párhuzamos az aktív réteggel. Ennél a megoldásnál az aktív réteg vastagságával egyezik meg a rezonátorhossz (ez tipikusan a keltett fény hullámhossza nagyságrendű), és igen jó nyalábminőség érhető el ezzel a megoldással.

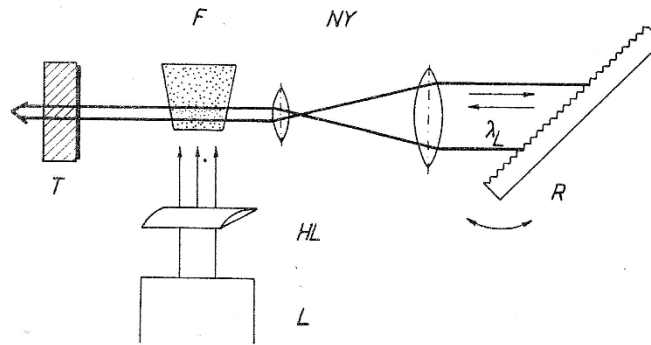
A félvezető lézerek előnyös tulajdonságai:

- egyszerű elektromos gerjesztés
- a gerjesztő áram változtatásával a kimenet modulálható
- magas, akár 50%-ot meghaladó energia átalakítási hatásfok
- robusztus, megbízható kivitel
- kis méretek, tipikus beépítési sűrűség $>1000/\text{cm}^2$
- tömeges mennyiségben automatizáltan előállíthatók
- számos paramétere az alkalmazások igényeinek megfelelően optimalizálható.

Különleges lézerek

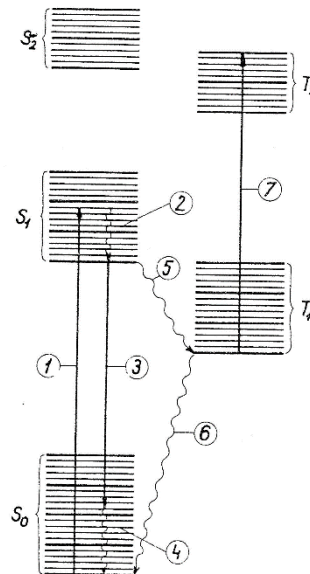
Festék lézer

Egy másik lézer táplálja, ez csak átalakítja a frekvenciát hangolható módon.



28. ábra. N_2 -lézerrel pumpált hangolható festéklézer szokásos felépítési vázlata. F : festékkoldatot tartalmazó kűvetta, L : pumpáló N_2 -lézer, HL : hengerlencse, NY : nyalábtágító optikai rendszer, R : forgatható reflexió optikai rács, T : kicsatoló tükör. A kilépő lézersugárzás λ_L hullámhossza az R forgatásával a fluoreszcenciasávon belül folyamatosan változtatható

27. ábra. Festékmolekulák tipikus energianívó-vázlata és átmenetei: 1 gerjesztés fényelnyeléssel, 2 sávon belüli sugárzásmentes átmenet, 3 fényerősítés, ill. lézérátmenet, 4 sávon belüli sugárzásmentes átmenet, 5 sugárzásmentes $S_1 \rightarrow T_1$ átmenet, 6 sugárzásmentes átmenet az alapállapotba, 7 $T_1 \rightarrow T_2$ elnyelés. Ez utóbbi általában néhány μs után leállítja a lézerműködést

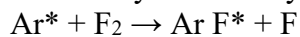


- A bejövő lézer fény gerjeszti
- Sávon belüli sugárzás mentes átmenet
- Lézer átmenet $N_2 > N_1$ teljesül
- Gyors kiürülés
- Zavaró átmenetek emiatt a festék lézer impulzus üzeműek

Excimer lézerek (kidolgozandó)

Excited dimer olyan atomos molekulák amely csak gerjesztett állapotban léteznek, alap állapotukban nem.

Ultra ibolya tartományban működnek.



Ez a gerjesztett 2 atom molekula

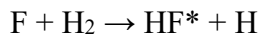
Foton kibocsátással szétesik és visszaáll alap állapotba. Ar F nem létezik, ez azt jelenti, hogy $N_1 = 0$.

Az $N_2 > N_1$ minden esetben teljesül. A TEA lézerhez hasonló felépítése jellemzi.

Felhasználása általában a szemműtéteknél alkalmazható nagyon hatékonyan.

Kémiai lézerek (kidolgozandó)

Felépítésük hasonló a excimer lézer típushoz, de az energiát kémiai folyamat biztosítja (nem elektromos hálózat), tehát ezek a lézerek mobilisak, terepiek.



↓

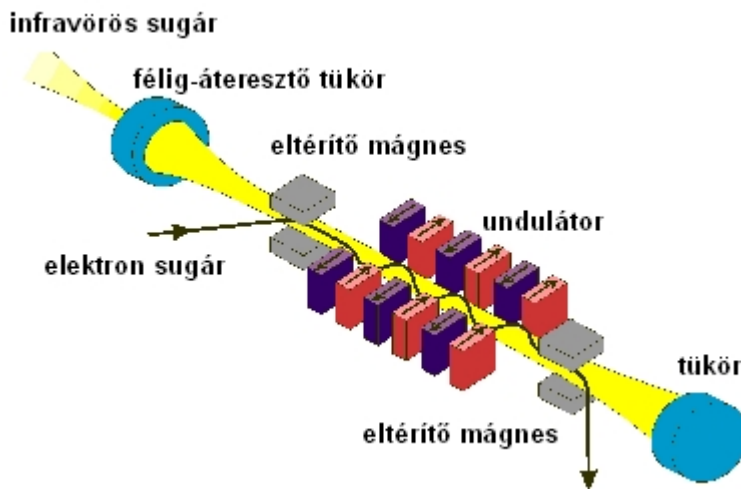
Ez a lézer aktív anyaga

A $\text{H}_2 - \text{F}_2$ lézer 2,6 – 3,5 μm tartományban működik.

Felhasználása a katonai alkalmazásokban használják. Nagy teljesítményt el lehet vele érni.

Szabadelektron lézer

Felépítése, és működési elve:



A szabadelektron lézerben (SZEL) a lézerfény előállítása elektron gyorsítással kezdődik. Az elektronokat egyenes pályán fénysebességhez igen közeli sebességre gyorsítjuk, majd átvezetjük őket egy periodikus mágneses téren (undulátor). Ebben a térben az elektronok a Lorentz-erő miatt hullámos pályára kényszerülnek. Ez periodikusan változó (oldalirányú) gyorsulást jelent, a gyorsuló töltések pedig elektromágneses sugárzást bocsájtanak ki. Ez a sugárzás (jó esetben) monokromatikus és előre irányított lesz, hasonlóan a többi szinkrotron sugárzáshoz. A sugárzás azonban ezen a ponton még inkoherens.

A lézerekre jellemző koherenciával csak akkor fog rendelkezni, ha létrehozuk a tükör rezonátort is. A rezonátorban oda-vissza verődő sugárzás kölcsönhat az elektronokkal, azokat (mikrométerű) csomókba rendezi. Ennek hatására az elektronok koherensen kezdenek sugározni. Igen fontos hangsúlyozni, hogy ennek az a feltétele, hogy az elektronok és a keltett sugárzásuk jó közelítéssel együtt haladjanak, azaz $v \sim c$ legyen. (Például 50 MeV elektron energiánál $v=0,99995c$, ennél azonban sokkal nagyobb energiákról van szó.)

Az elektronok energiájával a sugárzás hullámhossza beállítható. Igen nagy energiájú elektronokkal távoli UV, sőt akár röntgen sugárzás is kelthető. Ilyen kis hullámhosszúságú sugárzásokra megfelelő tükör nem létezik. A röntgen tartományban működő szabadelektron lézerek tehát tükör rezonátort már nem tartalmazhatnak. Napjainkra számos technika kialakult ennek a problémának a kezelésére. Ezek egyikében beoltás (angolul: seeding) segítségével lehet jó időbeli koherenciával rendelkező UV ill. rtg. impulzusokat előállítani. Ez a technika abból áll, hogy az undulátorba az elektroncsomaggal egyidejűleg beküldenek olyan lézerimpulzust aminek a frekvenciája a rezonancia frekvencia, vagy annak páratlan tört része. Ilyen impulzust ultrarövid impulzusok magasharmonikus keltésével (angolul: high harmonic generation, HHG) lehet előállítani.

A röntgendiffrakciós vizsgálatokban alkalmazható 1,6 Å hullámhosszú lézerimpulzusokat kb. 6 GeV-es elektronokkal lehet előállítani. Míg a 2 MeV energiájú elektroncsomagok közvetlenül előállíthatóak egy 1-2 méter hosszú elektronágyúval, addig a 6 GeV energiájú elektroncsomagok előállításához már nagyon összetett rendszerre van szükség, amely több gyorsító szakaszból áll, amelyek között elektroncsomag fókuszáló, manipuláló és diagnosztizáló eszközök helyezkednek el. A mikrohullámú elektrongyorsítókkal maximum 30 MeV/m gyorsítási gradienst lehet elérni. Ez alapján 6 GeV eléréséhez legalább 200 m tiszta gyorsítási hossz szükséges. A kiegészítő eszközök miatt az ilyen gyorsító hossza tipikusan több mint 500 m.

A SZEL-ek tehát nagy, bonyolult és ennek megfelelően igen költséges berendezések. Így világszerte mindössze néhány tucat működik belőlük. A nagy bekerülési és fenntartási költségük ellenére azért építenek ilyen berendezéseket, mert olyan kutatásokat lehet velük elvégezni, amelyeket semmilyen más eszközzel sem. A ma működő legmodernebb SZEL a Kaliforniában, Stanfordban 2010-re megépített LCLS röntgen szabadelektron lézer. Hozzáink legközelebb a Trieszt-i berendezés van (ELETTRA and FERMI lightsources, <https://www.elettra.trieste.it/>).

Alkalmazási területei:

Kisebb teljesítményű változatai alkalmazhatók légkörfizikai, kémiai, orvosi és rádiócsillagászati célokra.

Ígéretes új eszköz lehet a néhány száz atomból álló szerkezetek, például mikrogépezetek vagy DNS-molekulák vizsgálatában is.

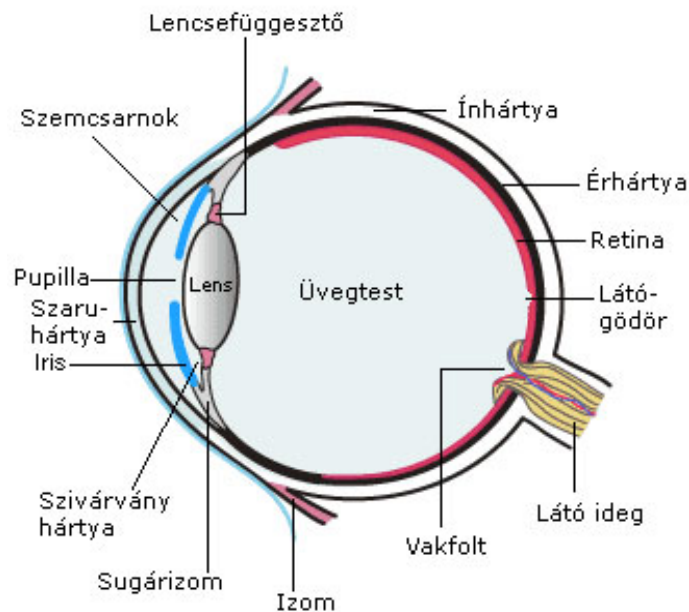
Nagyobb változatai katonai célokra is felhasználható, igen nagy teljesítményű koherens fényforrások

Lézerbiztonság

Kockázatok:

1. a szem károsodása (ez a legnagyobb veszély)
2. a bőr sérülése (csak IV. veszélyességi osztályban)
3. ártalmas gázok (egyres lézerekben a normál működés közben is keletkezhetnek ártalmas gázok, ezeket el lehet vezetni. Ennél nehezebb problémát jelenthetnek a lézerfény és anyag kölcsönhatásakor létrejövő ártalmas gázok.)
4. áramütés (hasonlóan más elektromos berendezésekhez)

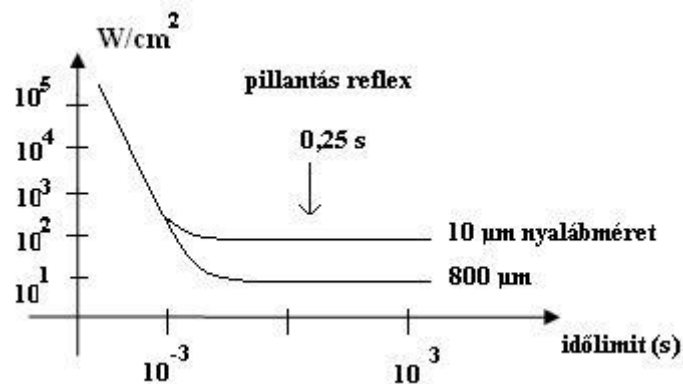
A szem károsodása:



A fő probléma a párhuzamos lézernyalábot a szem egy pontban gyűjti össze, ez a pont az ideghártyán (retinán) van. Ezen a ponton sérülhet az ideghártya. Ha sok ponton sérül az látásromlást eredményez.

A retinán a lézer teljesítménysűrűség 10^5 -szeres is lehet.

Megengedett teljesítménysűrűség a retinán:



Pl.:

1mW He - Ne lézer; 3mm átmérőjű nyaláb esetén a teljesítménysűrűség $0,014 \text{ W/cm}^2$, a retinán ez 1400 W/cm^2 lesz. Tönkre teszi-e a szemet vagy sem?

Válasz: ez az érték csak akkor lenne megengedett, ha a hatás időtartama ms nagyságrendű lenne. Ennél valószínűleg hosszabb idejű a behatás, tehát az 1 mW-os lézer akár a retina károsodását is okozhatná. A valóságban ez ritkán következik be, mert sem a lézernyaláb, sem pedig a szem, mint optikai eszköz, nem optimális. A gyakorlatban pont ez a lézerteljesítmény értéket szokás a veszélyessé alsó határának tekinteni.

Veszélyességi osztályok:

I. Lézerosztály (biztonságos):

Ide olyan alacsony teljesítményű lézerek tartoznak, amelyek normál működési körülmények között nem bocsátanak ki veszélyes sugárzást, mert teljesen zártak. (Vagy zárt dobozban működnek.) Ilyen lézereket alkalmaznak a lézer nyomtatókban, a CD lejátszóknak, stb.

II. Lézerosztály (a szem védelmét pillantás reflexszel meg lehet valósítani):

Az ide tartozó lézerek fénye már kilép a dobozból, de a kisugárzott teljesítmény még nem éri el az 1mW-ot. Ennek ellenére, hogyha a lézerfény huzamosabb ideig éri a retinát, akkor akár látáskárosodást is okozhat. A szem automatikus pupillareflexe (aminek 0,25s a reakcióideje), azonban megvédi a retinát a sérüléstől. II. Lézerosztályba tartozó lézerek pl. a kisebb lézer pointerek, vonalkód olvasók és a kisebb (pl. iskolai) He-Ne lézerek.

III.a Lézerosztály (Pillantás reflex + nyalábméret véd):

Ide a 1-5 mW közötti teljesítményű lézerek tartoznak. Ha a nyaláb csak kis ideig (másodperc törtrészéig) éri a szemet, akkor nem okoznak maradandó károsodást. Hosszabb behatás esetén vagy gyújtólencsén át nézve viszont nagy eséllyel károsítják a szemet. Ilyen lézer dobozán (vagy a szobában, ahol a lézert működtetjük) figyelmeztető táblát kell elhelyezni. Ezen a táblán fel kell hívni a használó figyelmét arra, hogy a lézerfényt mások szemébe irányítani nem szabad. Ilyen lézerek a nagyobb He-Ne lézerek, vagy a nagyobb teljesítményű lézer pointerek.

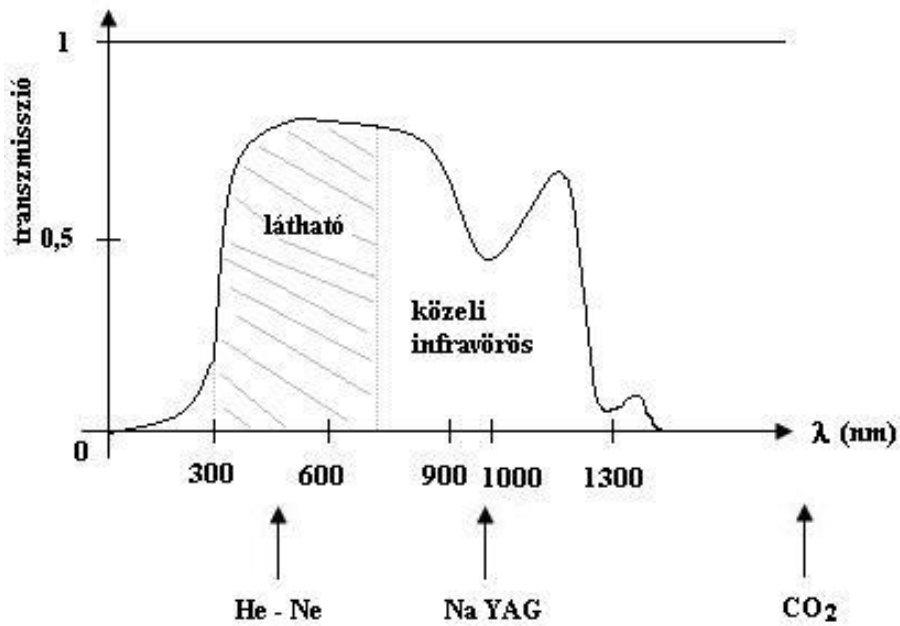
III.b Lézerosztály (a diffúz reflexió még nem károsít):

Olyan folytonos üzemű lézerek, amelyek teljesítménye 5mW és 500 mW között van. 0.25 s-os impulzusos lézerek közül azok tartoznak ide, amelyek kevesebb, mint 10 J/cm^2 energiasűrűségű nyalábot bocsátanak ki. Fényük közvetlenül a szembe jutva biztos látáskárosodást okoz. Még a szórt/falról visszavert fényük is veszélyes lehet. Ezeket a lézereket előzetes instrukciók megadása után lézerekre vonatkozó biztonsági szabályok ismeretével nem rendelkező személy is működtetheti, persze csak védőszemüvegen!

IV. Lézerosztály (veszélyes):

Az ide tartozó lézerek folytonos üzemben 500 mW-nál nagyobb teljesítményűek vagy 0.25 s-os impulzusüzemben 10 J/cm^2 -nél nagyobb energiasűrűséggel rendelkeznek. Az ezekből kilépő lézersugár veszélyes a szemre, a bőrre és tüzet is okozhat. (Ez még a visszavert/szórt fényükre is igaz.) Ilyen lézer pl. a CO_2 (széndioxid) lézer.

A szem transzmissziója:



A retinát csak a 300nm – 1300nm tartományba eső lézertény érheti el, tehát csak ezek károsíthatják. Az ezen kívül eső lézerek (rtg. lézer, egyes excimer lézerek, molekula lézerek (CO₂ lézer), stb.) a szemre nem jelentenek különleges veszélyt, csak annyit, amennyit más testrészekre.

Külön kiemelendő, hogy a közeli infravörös sem nyelődik el a szem fénytörő közegeiben, eléri a retinát. Tehát a közeli IR-ben működő lézerek, bár a „fényük” nem látható, veszélyesek a retinára. Mivel láthatatlanok talán még veszélyesebbek is, mint a látható fényűek.

A lézertényre figyelmeztető egyezményes jelzés:

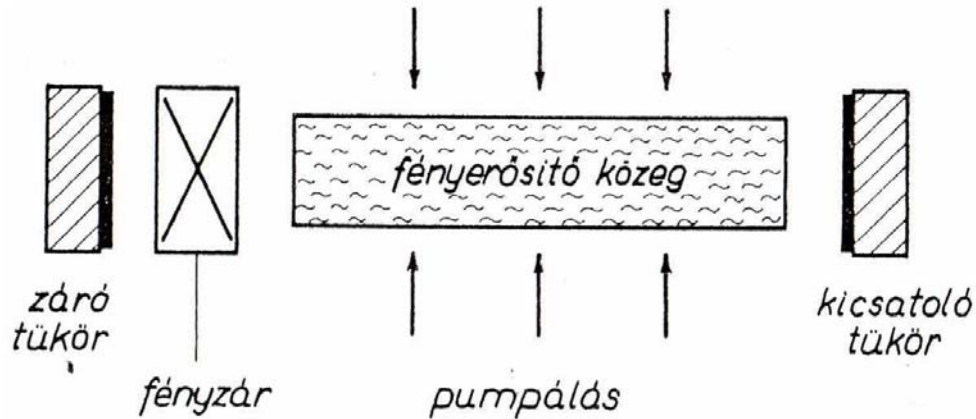


Rövid lézer impulzusok előállítása:

1) A Q kapcsolás

Q: quality = minőség

A tükörrezonátor jósági tényezője



A Q - kapcsolás elve. Amíg a fényzár csukva van, a rezonátor visszacsatolása nem elegendő a lézer beindulásához. A zárat hirtelen kinyitva a visszacsatolás megnő, a felépülő lézersugárzásban egyszerre sok gerjesztett atom energiája sugárzódik ki.

Elve:

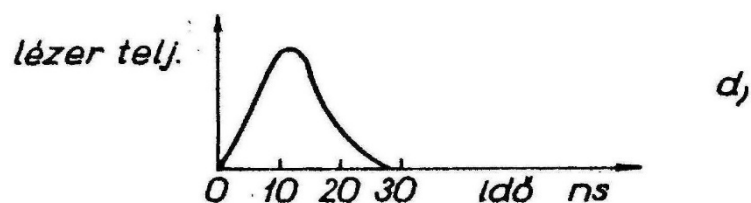
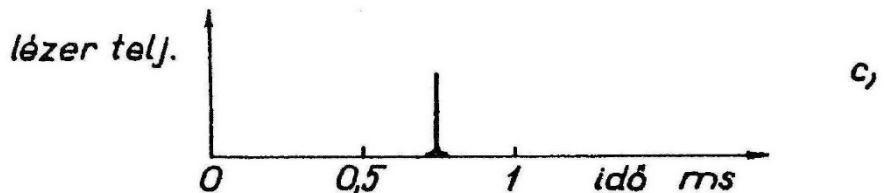
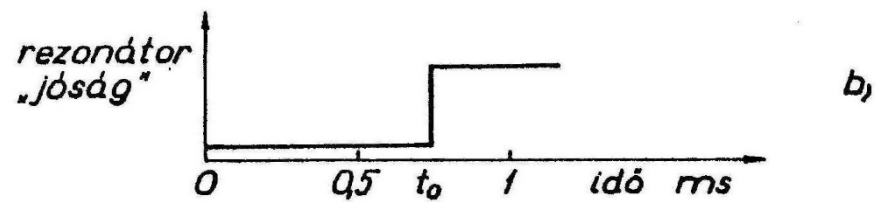
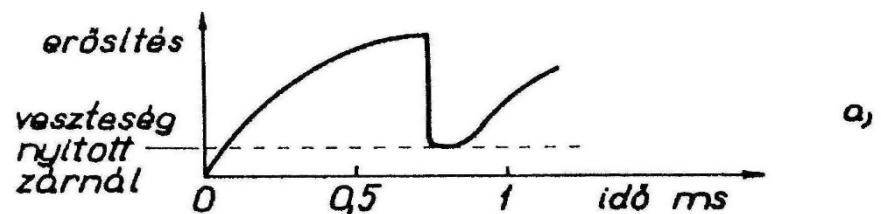
Óriásimpulzus kialakulása szilárdtest impulzuslézerekben

a) Az inverzió, ill. erősítőképesség időfüggése

b) A zár nyitása

c) A lézerimpulzus megjelenése

d) A lézerteljesítmény időbeli változása a c)-hez képest húszezerszeresen széthúzott időskálán



A Q kapcsolás energetikai veszteséget okoz.

Q kapcsoló nélkül 1ms impulzus 1W teljesítmény = 1mJ impulzus

Q kapcsolóval 1ns impulzus 10^5 W teljesítmény = $10^{-9} \cdot 10^5 = 10^{-4}$ J = 0,1mJ

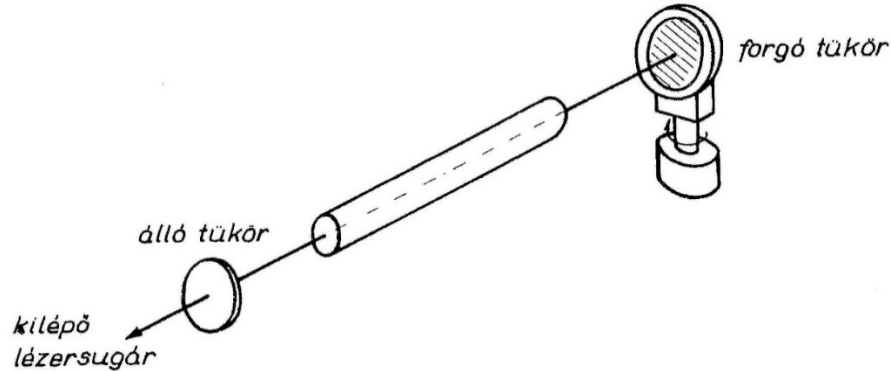
A Q kapcsoló megvalósítása (aktív módon):

a) A forgótükör

Folytonos lézert meg lehet szaggatni ezzel az eszközzel

$Q \neq 0$, ha a tükör merőleges a rezonátor tengelyre

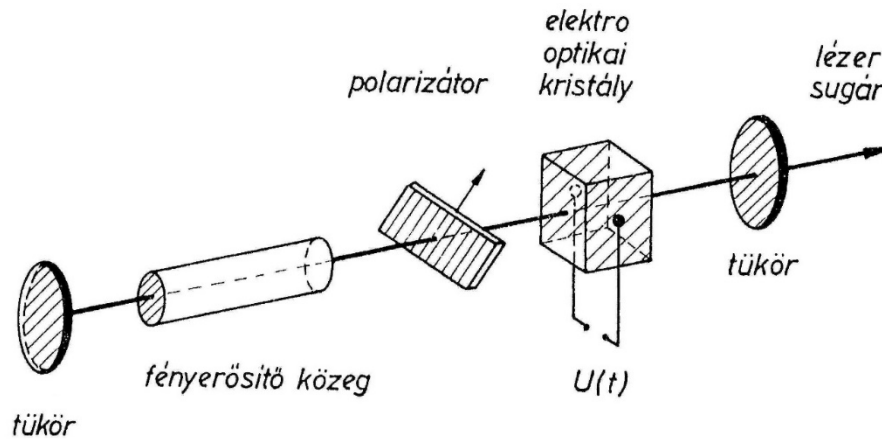
20-40 ezer fordulat/perc a tipikus fordulatszám



Forgótükros Q – kapcsoló. A visszacsatolás csak addig hatékony, míg a tükör a rezonátortengelyre merőlegesen áll.

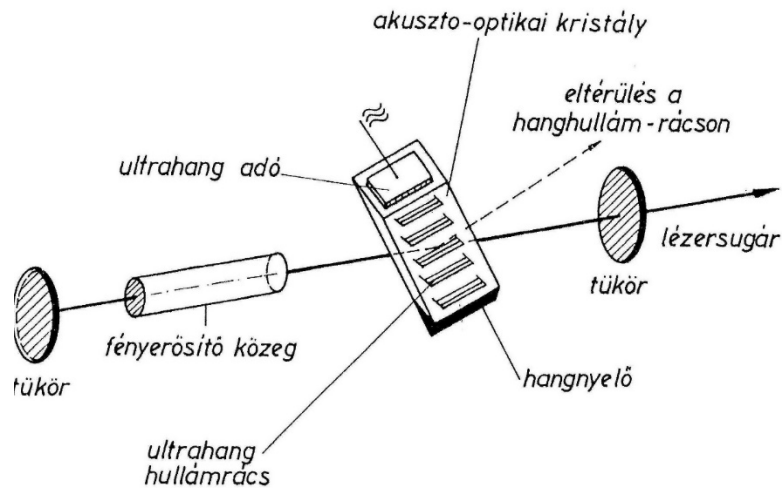
b) Elektrooptikai Q kapcsolás

Gyors működésű.



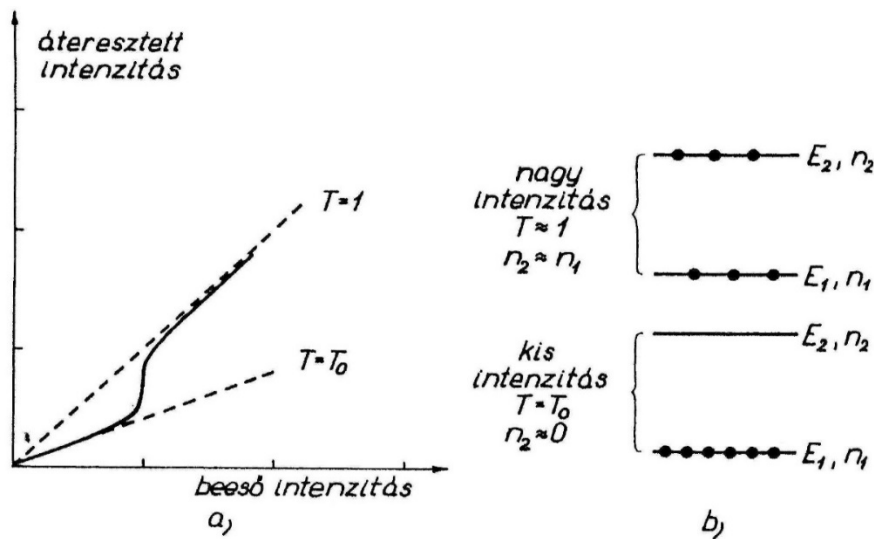
Elektrooptikai Q – kapcsolás. A KDP kristályon olyan feszültség van, hogy a rajta oda – vissza áthaladó, lineárisan polarizált fény polarizációs síkját éppen 90° -kal forgatja el, amit a polarizátor nem ereszt tovább; ebben az állapotban a rendszer zár. Amikor a KDP-ről a feszültséget hirtelen lekapcsolják, a polarizációs sík elforgatása megszűnik, a zár kinyit.

c) Akusztóoptikai eljárás



Akusztóoptikai Q – kapcsolás. Az akusztóoptikai kristályban ultrahanghullámot keltenek, ez törésmutató rácsot hoz létre a kristályban, melyen a fény elhajlást szenved; ilyenkor a rezonátor vesztesége nagy. Amikor a hanghullámot hirtelen lekapcsolják, az eltérítés megszűnik, a zár kinyit.

Passzív Q kapcsoló:



Passzív Q – kapcsoló festékoldat kivilágosodása

a) Kis intenzitásnál a festékoldat fényáteresztése állandó értékű (T_0). Bizonyos intenzitás szint felett az oldat transzmissziója rohamosan nőni kezd és megközelíti a $T = 1$ -et.

b) A kivilágosodás oka: kis intenzitásnál a gerjesztett állapotú molekulák száma (n_2) elenyésző az alapállapotúakhoz (n_1) képest. Nagy intenzitásnál viszont $n_2 \approx n_1$.

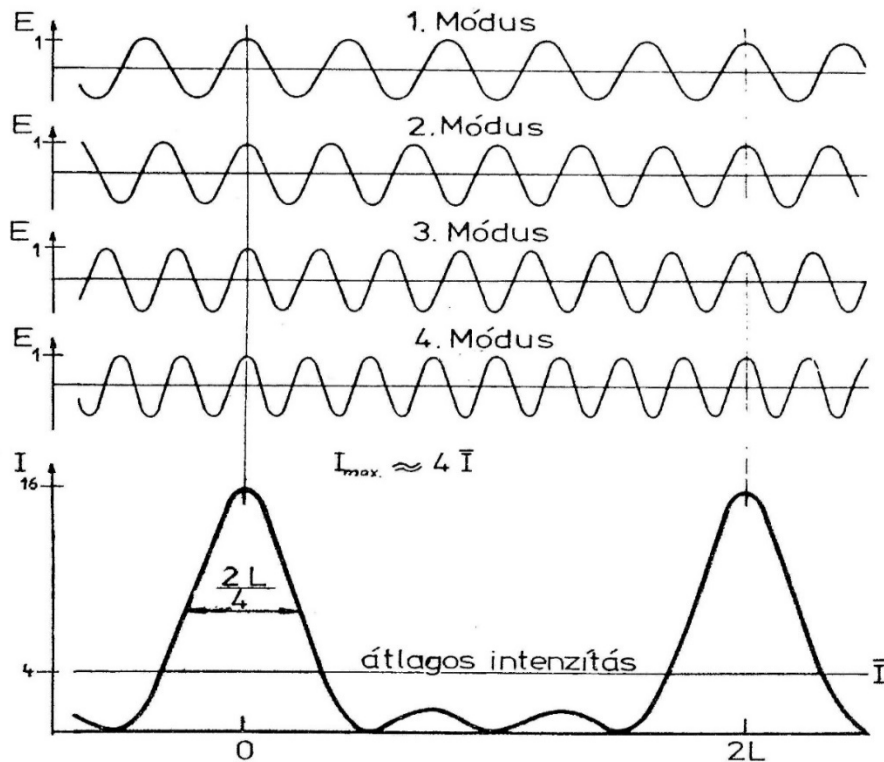
$$\Delta E = h \cdot \nu$$

2) Módusszinkronizáció

A longitudinális módusok szinkronizálása

$$n \cdot (\lambda/2) = L \leftarrow (\text{rezonátor hossz})$$

Szomszédos longitudinális módusok, ha $n' = n + 1$



Négy szinkronizált lézermódus eredő intenzitása egy adott pillanatban, a tér különböző pontjaiban (egy egyenes mentén). A kezdőpontban minden módusnál éppen hullámhegy van. Ez az állapot $2 \cdot L$ távolságban megismétlődik (L : rezonátorhossz). A csúcshintenzitás a négy módus átlagintenzitásának négyszerese, az intenzitásmaximum térbeli szélessége $2 \cdot L/4$.

Általában a módusok fázisai össze – vissza vannak. Sok módus esetén a maximumok nem esnek mind egybe. Hogy egybe essenek szinkronizálni kell őket.

Az n szinkronizált módust összeadva az intenzitás maximum szélessége $2 \cdot L/n$.

Pl.:

$$L = 20 \text{ cm}$$

$$n = 100$$

$$\Delta x = 2 \cdot 20 / 100 = 4 \text{ mm} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\Delta t = \Delta x / c = 4 \cdot 10^{-3} / 3 \cdot 10^8 = 4/3 \cdot 10^{-11} \text{ s} = 13 \text{ ps}$$

Hogy lehet a módusokat szinkronizálni?

A lézert tápláló teljesítményt (vagy a Q-t) moduláljuk $2L/c$ periódus idővel (pontosan kell!). Ez aktív!

Passzív módusszinkronizáció kivilágosodó festékkel.

Ezt a kettőt együtt alkalmazzák!

A nemlineáris optika alapjai, a frekvencia kettőzés (kidolgozandó)

A nemlineáris optika (NLO) az optika azon területe, ami a fény viselkedését írja le nemlineáris közegben, tehát olyan közegben, amiben a polarizáció nemlineárisan függ a fény elektromos mezőjétől. Ez a nemlineáriság általában nagy fényintenzitás esetén figyelhető meg, tipikusan lézer-impulzusoknál. Az előző részben tárgyalt passzív Q kapcsoló is egy nemlineáris optikai effektuson alapul, hisz a festék transzmissziója intenzitás-függő.

A nemlineáris optikai jelenségekhez eljuthatunk:

- A közeg tulajdonságai alapján

Az anyagok elektromos és mágneses tulajdonságait az $\vec{E} - \vec{D}$ és $\vec{B} - \vec{H}$ vektorok közötti kapcsolatok írják le. Ezen kapcsolatok rendkívül változatos módon függenek az anyagi minőségtől. A legtöbb anyag csak akkor mutat elektromos és mágneses tulajdonságokat, ha azt külső mezőbe helyezzük. Kivételt képeznek ez alól a ferroelektromos és ferromágneses anyagok. Az anyagok nagy részénél a dipólusmomentum sűrűség nulla, mivel a \vec{p}_n atomi dipólusmomentumok minden irányban egyforma súllyal mutatnak, így $\sum_n \vec{p}_n = \vec{0}$.

Ha viszont az anyagot külső mezőbe helyezzük, a közeg dipólusait saját irányába igyekszik befordítani. Az így keletkező polarizáció az anyag belsejében izotróp esetben arányos az adott helyen fellépő elektromos térerősséggel:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$$

ahol ε_0 a vákuum permittivitása, χ neve pedig elektromos szuszceptibilitás, itt mindkettő skalár mennyiség. Ezt az összefüggést, mint közelítőleg érvényes anyagi egyenletet, az elektrodinamikai tanulmányok során már megismertük. Ebben az eddig használt közelítésben tehát az anyag polarizációja az azt létrehozó térerősségnek **lineáris** függvénye, az erre épülő (és eddig tanult) optika a **lineáris optika**.

Ez azonban az anyagi egyenletnek csak egy közelítése. Ha ennél nagyobb pontosságra van szükség, akkor az anyagi egyenletnek egy általánosabb formáját kell választani. Ha csak a nagyságokat tekintjük (az irányt nem):

$$P = \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \alpha_3 E^3 + \dots$$

Az anyagok döntő többségére, nem szélsőségesen nagy térerősségekre igaz, hogy:

$$\alpha_1 E \gg \alpha_2 E^2 \gg \alpha_3 E^3 \gg \dots$$

Tehát a lineáris közelítés ebben az esetben kielégítő ($P = \alpha_1 E (= \varepsilon_0 \chi E)$). Különleges anyagokra, különösen nagy térerősségek esetén azonban a magasabb fokszámú tagok sem hanyagolhatók el, ez az eset a **nemlineáris optika**.

A lineáris optika határait éppen csak átlépve az $\alpha_1 E$ mellett először az $\alpha_2 E^2$ lesz nem elhanyagolható nagyságú. Tekintve, hogy a hullámban $E = E_0 \cos \omega t$ és $\cos^2 \omega t = 1/2 (\cos 2\omega t + 1)$, a nemlineáris optikában szükségképpen megjelennek a hullám felharmonikusai (jelen esetben a kétszeres frekvenciájú).

- A rezgések amplitúdója alapján

A kis amplitúdójú rezgések mindig harmonikusak ($y=A \cos \omega t$), mert az egyensúlyi helyzet közvetlen környezetében történnek, ahol az erőtvény lineárisan közelíthető. Nagy amplitúdójú rezgések esetén kilépünk ebből a tartományból és megszűnik a rezgések tisztán harmonikus jellege. Ez pedig azt jelenti, hogy a rezgést leíró periodikus függvény sorfejtésében megjelennek a felharmonikusok, először a kétszeres frekvenciájú ($y=A \cos 2\omega t$).

- A kvantumelmélet fotonképe alapján

:

A kvantumelmélet szerint egy $E_1 \rightarrow E_2$ gerjesztés egyetlen fotonnal történik, amelyre fennáll a $E_2 - E_1 = hf$ összefüggés. Magasabb rendű közelítésekben ezt két fele ekkora energiájú foton is képes megtenni. Ennek a valószínűsége „hétköznapi” intenzitások mellett azonban elhanyagolható. Lényegessé válhatnak viszont igen nagy intenzitásokon, tekintve hogy a kétfotonos folyamatok valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos.

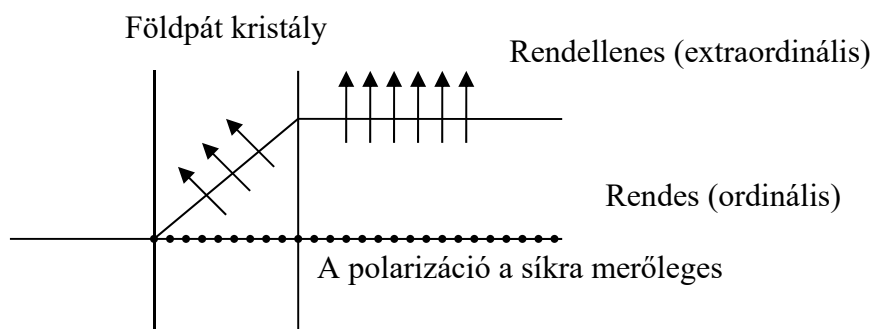
Még nagyobb intenzitásokon a sokfotonos folyamatok is lényegesek lehetnek.

A lehetséges nemlineáris optikai jelenségek:

- 1 db lézer fényének frekvencia kettőzése
- 2 db lézer fényének frekvencia összeadása $\omega' = \omega_1 + \omega_2$
- kivonása $\omega' = \omega_1 - \omega_2$
- 1 db lézer fényének frekvencia kettéosztása, frekvencia felezése

Frekvencia kettőzés és kettőtörés

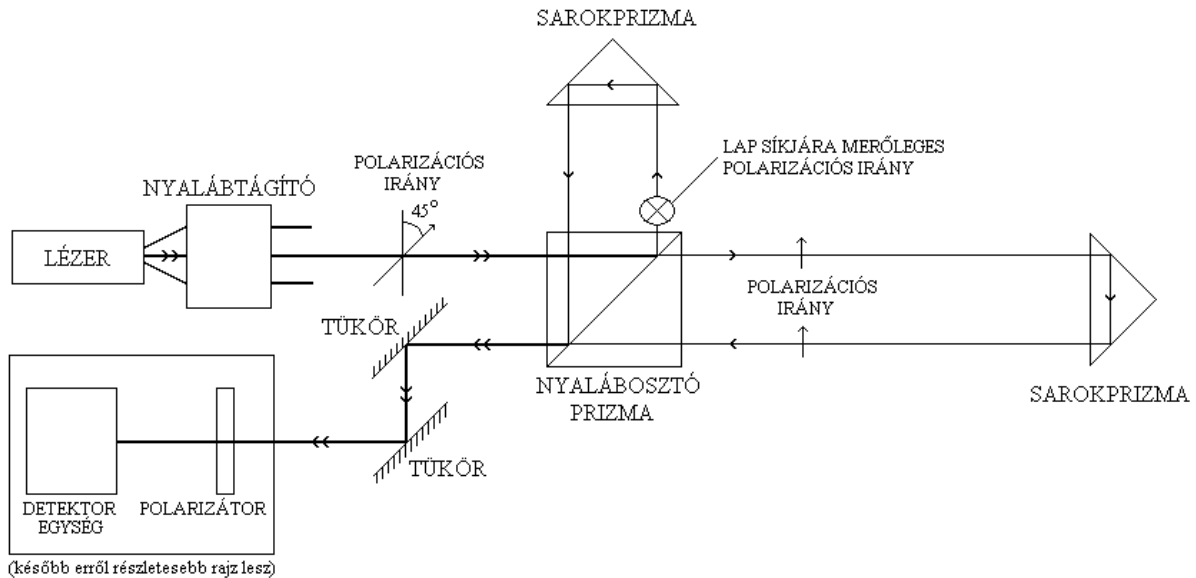
- Probléma: folyamat kis valószínűsége, amely javítható, ha a nemlineáris optikai anyagban tartósan haladhat az ω és a 2ω frekvencia hullám
- De ez általában nem lehetséges a diszperzió miatt (amely szerint a hullám terjedési sebessége frekvencia-függő)
- Megoldás: kettőtörés segítségével. A kettősen törő kristályokban, megfelelő kristálytani irányokban a kétféle polarizációs irányú fény (ordinális és extraordinális sugarak) más sebességgel terjed. Indukált kettőtörés esetén ez szabályozható is.
- A diszperzió miatti fénysebesség eltérést az indukált kettőtöréssel ki lehet kompenzálni, ezáltal a keltett 2ω frekvencia hullám az eredeti ω frekvenciájával tartósan együtt tud haladni (a keltett 2ω frekvencia hullám mindig jó fázisban kapja az utánpótlást). Például $n_o(2\omega) = n_{eo}(\omega)$, azaz a 2ω frekvenciájú ordinális és az ω frekvenciájú extraordinális hullámra a törésmutató éppen megegyezik.



Precíziós lézerinterferometrikus elmozdulás mérés

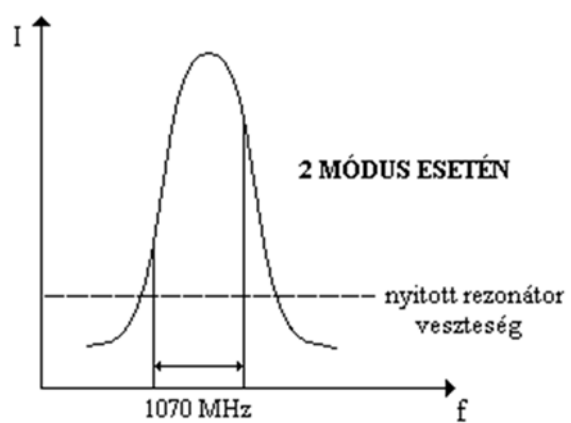
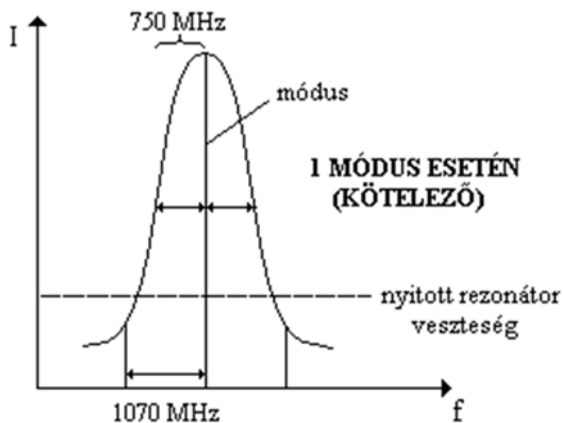
Az eszköz lényegében egy Michelson-interferométer, amelyet már korábban tárgyaltunk. Itt ennek az eszköznek az (egyik) továbbfejlesztéséről van szó, amelyben a polarizáció felhasználásával a pontosságot megkészsereztük és a mozgás irányát is mérhetővé tettük. A megnövelt pontosság $\lambda/8$.

Felépítése:



1, Lézer:

- He-Ne lézer ($\lambda=632,8$ nm)
- belső tükrös
- rögzített polarizációs irány (Brewster ablak)
- hossza kb. 12 cm
- teljesítmény: $P \sim 3$ mW (3A biztonsági osztály)
- nyalábdivergencia: $v \sim 10$ mrad
- longitudinális módustávolság: 1070 MHz
- sávszélesség: kb. 1500 MHz (rezonátor nélkül)



- ez a lézer egy vagy két longitudinális módusban tud működni. Kötelező az egy long. módus => néhány század fokra stabilizálni kell a rezonátorhosszat (Ha $\Delta T=1^\circ\text{C}$, akkor $\Delta l \sim 0,5 \mu\text{m}$ => Δl stabil kb. $0,2 \mu\text{m}$ -re $\sim \lambda/30$)
- TEM00 módus (Gauss nyaláb)
- Frekvencia stabilitás $0,8 \cdot 10^{-7}$

2, Nyalábtágító: már tárgyaltuk...

3, Nyalábosztó prizma: (polarizációs nyalábosztó)

a visszavert és átengedett lézersugár polarizációs iránya egymásra merőleges. A lézerfény eredetileg a függőlegessel 45° -os szöget bezáró pol. iránnyal rendelkezik. Áthaladás után a hullám függőlegesen polarizált, a visszavert pedig vízszintesen.

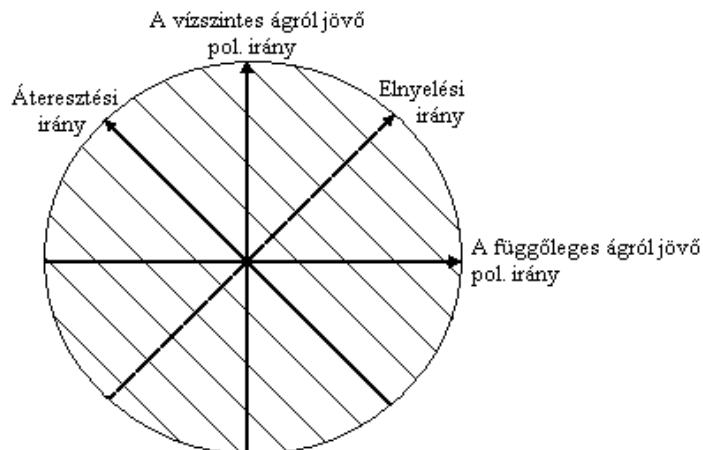


4, Sarokprizma:

- 100% reflexió (teljes visszaverődés)
- a párhuzamosság mindig biztosított (nincs szögi hiba)
- a nyalábot eltolja, ezáltal szétválik a beeső és a visszavert nyaláb.

5, Visszafelé a pol. nyalábosztó prizmán az áthaladt hullám (vízszintes) 100%-ban áthalad, a visszavert fénysugár (függőleges) 100%-ban visszaverődik => mindkét sugár vízszintesen lép ki a prizmából.

Az egymásra merőleges polarizációjú hullámok nem interferálnak. Hogy lesz akkor itt interferencia? => Kell bele egy polarizátor. Ez a polarizátor a függőlegessel 45° -os szöget bezáró polarizációjú hullámot engedné át teljesen, a vízszintes, ill. függőleges polarizációjúnak csak a vele párhuzamos komponensét. A másik (a merőleges) komponens a polarizátorban elnyelődik. Végeredményben tehát a polarizátoron a lézersugarak fél intenzitással jutnak át, viszont az átjutott sugarak már interferenciára képesek.

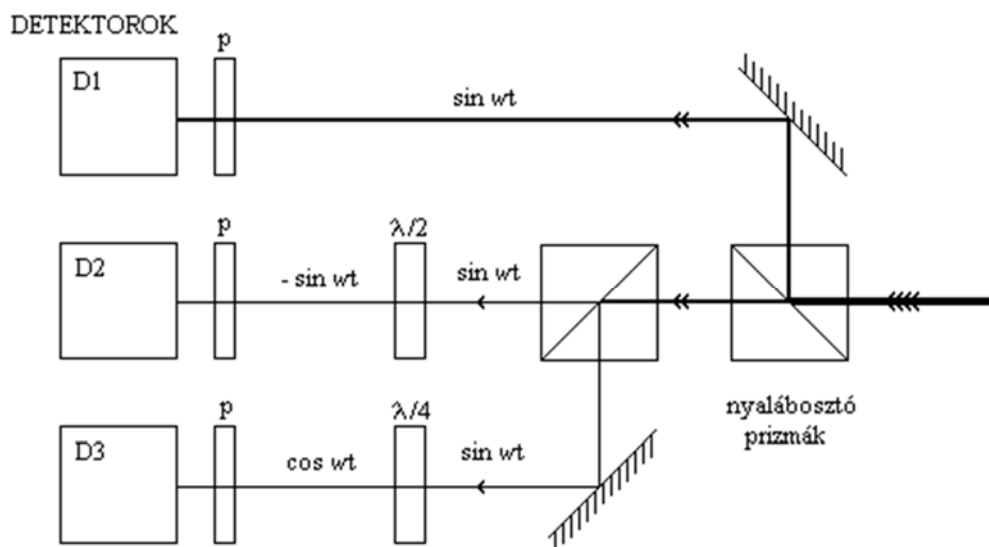


A polarizátor mögött van a detektor, ami fotodióda lehet. Nézzük mire képes egyetlen detektor, ha azzal csak az intenzitás maximumokat és minimumokat vagyunk képesek detektálni! Jól tudjunk, hogy ezek akkor következnek be, ha a két sugár útkülönbsége a $\lambda/2$ -nek páros ill. páratlan többszöröse. A maximum a minimumba tehát $\lambda/2$ útkülönbség változásnál fordul. $\lambda/2$ útkülönbség változás pedig $\lambda/4$ mérőkarhossz változáshoz tartozik, mivel a fénysugár oda-vissza megy. Ilyen körülmények között tehát a mérőágbeli sarokprizma elmozdulását $\lambda/4$ pontossággal tudjuk mérni.

Sajnos csak az elmozdulás nagyságát, egyetlen detektorral az elmozdulás irányára nem lehet következtetni. Ehhez kell egy második detektor is, amely elé egy fázistoló lemezt ($\lambda/4$ lemezt) helyezünk! Jelentse ez például azt, hogy a függőleges polarizációjú (a mérőágbeli) hullám fázisát toljuk el ennyivel a másik ágéhoz képest. Ennek az interferenciára pontosan olyan hatása lesz, mintha a mérőágbeli fényt $\lambda/4$ -gyel növeltük volna, tehát a sarokprizmát $\lambda/8$ értékkel távolabb toltuk volna. Ezzel a detektor úttal önmagában szintén $\lambda/4$ pontossággal lehet mérni, viszont a két detektor úttal együttesen már $\lambda/8$ pontosság érhető el. Ráadásul a két detektor jelei sorrendjének elemzésével eldönthető a mérőágbeli elmozdulás előjele is.

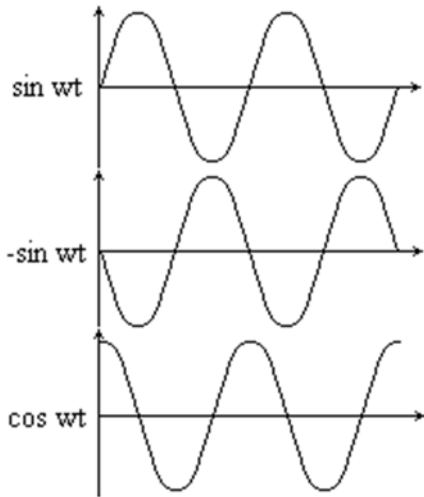
Elvben már ez a két detektálási út is elegendő lenne. Méréstechnikai okok miatt célszerű lehet egy harmadik detektálási út használata is ($\lambda/4$ lemez). A mi eredeti rendszerünkben ez volt a helyzet, ezt láthatjuk az ábrán is:

A mérőegység kinagyítva:



$\lambda/2, \lambda/4$: a beeső fénysugár fázisán $2\pi/2$ ill. $2\pi/4$ -et tolnak.

p: polarizátor



Ha a mérőági prizma egyenletesen mozog, akkor az interferencia miatti intenzitások harmonikus függvények szerint változnak. Ha például a D1 detektor jele szinuszos, akkor a D3 jelének az alkalmazott fázistolás miatt koszinuszosnak kell lennie, a D2-é pedig mínusz szinuszos lesz.

Látható az is, hogy a D1 és D2 detektorok jeleinek összegzése egyenfeszültségi szintet ad, ami a mérőágakban referencia szintként használható.

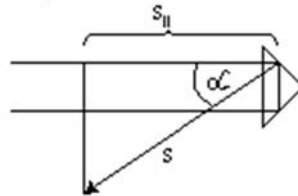
Összegezve:

- mindig a távolság változását (azaz az

elmozdulást) detektáljuk.

(egészen pontosan a nyalábirányú távolság változik)

(ha nem nyalábirányban mozog a rendszer => koszinuszos hiba)



- a mérés egysége $\lambda/8 = 79,1 \text{ nm} \sim 0,08 \mu\text{m}$

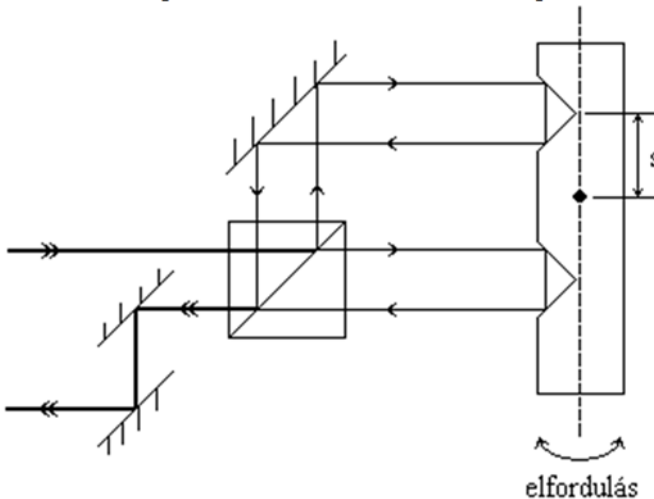
- túlságosan gyors mozgásokat nem képes követni (max. 150 mm/s-os sebesség)

- mérhető úthossz: $\sim 3 \text{ m}$ ($\sim 6 \text{ m}$ koherenciahossz)

- a rezgések nem nagyon zavarják, azok hatását ki tudja átlagolni

(de azért rezgésmentes asztalra szükség van)

Lézeres szögelfordulás mérés is lehetséges vele:



A mérés pontossága: $(\lambda/8)/s$ [rad]

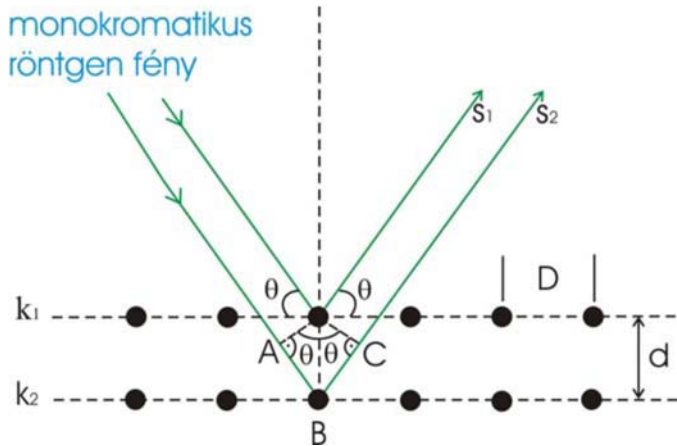
pl.: $0,08 \mu\text{m} / 1 \text{ m} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ rad}$
(rezgésmentes környezetben)

Tényleges pontosság 2 szögmásodperc.
 $2/3600 \text{ fok} \sim 10^{-5} \text{ rad}$

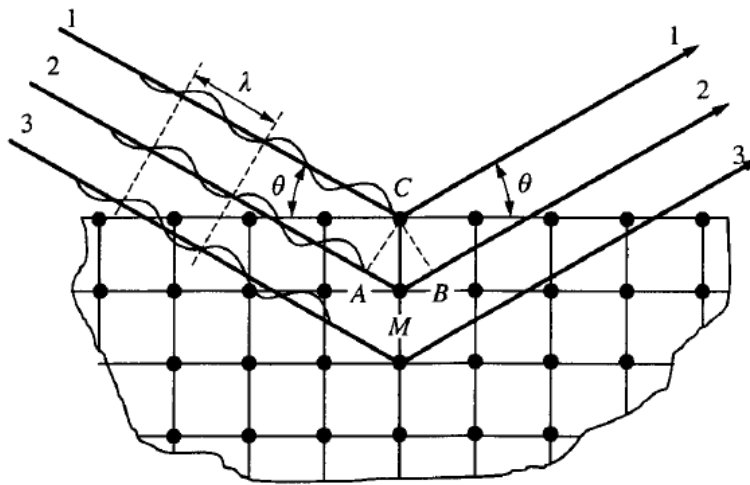
Bragg-reflexió:

W. H. Bragg és V. L. Bragg nevéhez fűződik a kristályrácsok mérése röntgen diffrakcióval. 1915-ben Nobel-díjat kaptak kutatásaikért.

Az eljárás lényege, a kristályrácsok részlegesen tükröző síkként működnek, a hullámokat meghatározott irányokba szórják szét.



Ahol a k_1 és k_2 atomréteg, avagy kristálysík; d a tükröző felületek, azaz kristálysíkok közötti távolság; s_1, s_2 monokromatikus röntgenfény útját jelöli; D a rácspontok közötti távolság; λ a hullámhossz



Bragg szabályának geometriai illusztrációja, röntgensugarak visszaverődésére egy köbös kristály síkjairól

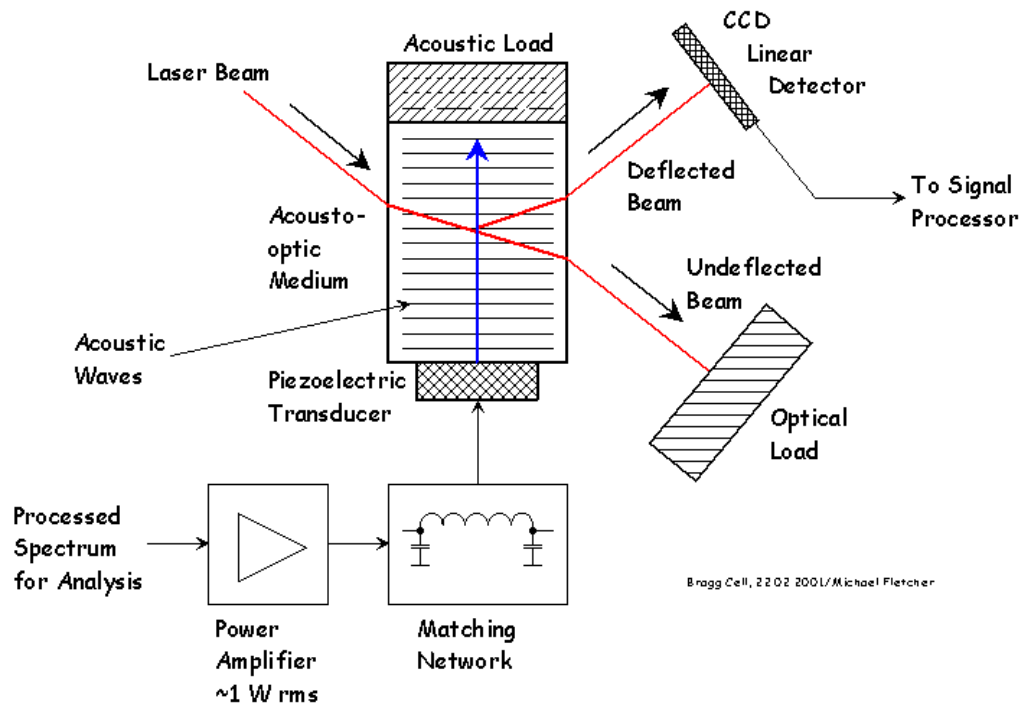
Az egymás melletti síkokról visszavert röntgensugarak közötti különbség pontosan egy hullámhossznyi, és mivel ugyanabban a fázisban vannak, ezért interferálnak egymással. Az interferencia képből ki lehet számolni a tükröző síkok távolságát (d); és ebből lehet következtetni a kristályok szerkezetére.

$$\Delta s = s_2 - s_1 = m \lambda$$

Bragg-féle szóródási összefüggés:

$$\lambda = 2d \sin \theta$$

A Bragg-cella:



Egy piezoelektromos energia átalakító segítségével ultrahangot keltünk, ami sűrűség hullámokat idéz elő bizonyos anyagokban (pl.: kvarc, üveg, tellúr-dioxid), ezek a sűrűség hullámok optikai rácsként működnek.

Ez az optikai rács a Bragg-effektus elvén működik, és nem úgy, mint a karcolt rács.

A CCD (Charge-coupled Device, azaz töltés-csatolt eszköz) egy analóg jelek továbbítására szolgáló elektronikai eszköz. Fotodiódával kombinálva a fényt elektronikus jelekké alakító eszköz, mely egymáshoz csatolt kondenzátorokból álló integrált áramkört tartalmaz.

A Bragg-cella kétféleképpen működhet:

1: Állóhullámokat gerjesztünk a megfelelő összetételű anyagban (pl kvarc kristály):

Ekkor nincs frekvenciaváltozás. E működést alkalmazzák például az akusztó - optikai kapcsolóknál.

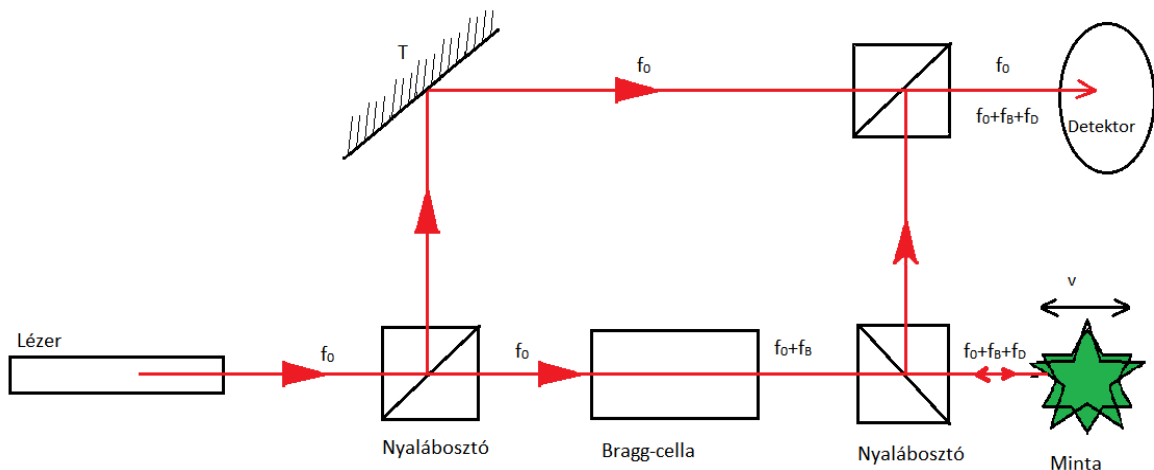
2: Haladó hullámokat hozunk létre az akusztó-optikai kristályban:

Ekkor van frekvenciaváltozás. Ezt akusztó - optikai modulátoroknál alkalmazzák.

$$\Delta f = f_B \sim 10^{-6} - 10^{-7} * f_0$$

ha $f' = f_0 + f_B$ és f_0 interferál, akkor a kicsi frekvenciabeli eltérés miatt lebegés jön létre. Az intenzitás f_B -val változik.

LDV:



T: Tükör

f_0 : A lézerből kibocsájtott fénysugár frekvenciája

f_B : A Bragg-cellából kijövő fénysugár frekvenciája

f_D : A rezgő felületről visszaverődő fénysugár, (elektromágneses hullám) frekvenciája (Doppler-effektus szerint $f_D = (f_0 + f_B) \cdot v$)

A lézerből kijövő fénysugarat nyalábsztó segítségével kettéosztjuk, az egyik része a detektorba érkezik, ez fog referenciául szolgálni. A másik részét a mérni kívánt rezgést végző felületre küldjük, a felületről visszaverődő fénysugár a Doppler-effektus miatt frekvenciájában torzul (csúszik), a visszaverődés után a detektáló eszközbe érkeztetjük. A rezgésnek csak a lézersugár irányába eső vetülete mérhető.

A frekvenciák alakulása ha f_B értéke például 20MHz-cel egyenlő

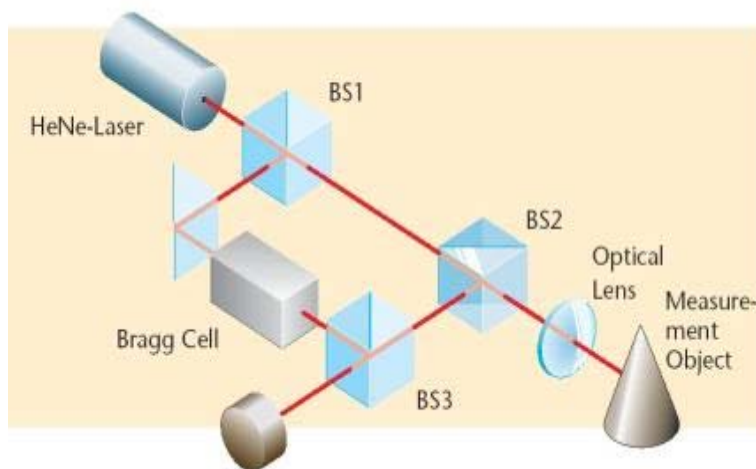
$f_B = 20\text{MHz}$

$f_B + f_D > 20\text{ MHz}$, ha közeledik

és

$f_B + f_D < 20\text{ MHz}$, ha távolodik a mintadarab

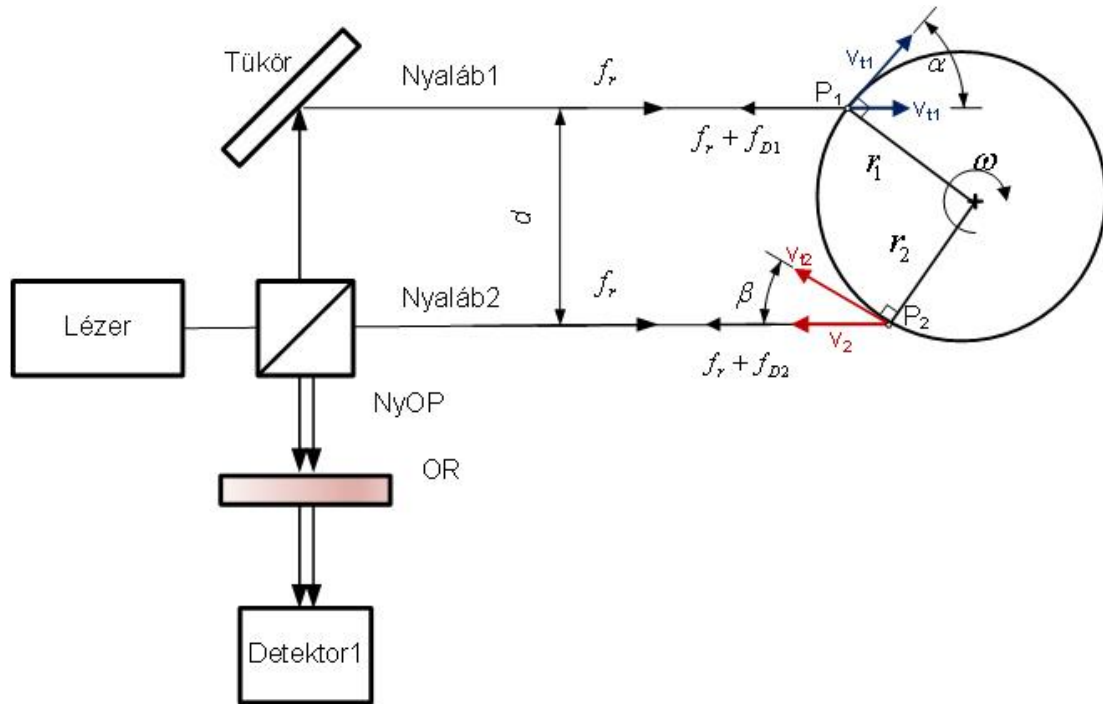
A lebegési frekvencia mérésével a rezgés sebességkomponense meghatározható.



CSAVARÓ REZGÉSEK MÉRÉSE

Az állapotfelügyelettel foglalkozó szakirodalomban sokszor találkozhatunk forgó alkatrészek, minkadarabok szögsebességének vizsgálatával. Tengelyek, csapágyak állapotának üzem közbeni ellenőrzésére ma már leggyakrabban a lézeres eszközöket használják, hiszen a hozzáférés általában korlátozott, vagy kevés hely áll rendelkezésre egyéb eszközökkel történő mérésre. Továbbá a hagyományos technikák csak korlátozott frekvenciatartományban képesek információt nyújtani.

A gyakorlatban létezik egysugaras fordulatszám-mérő is, azonban az esetek többségében két lézertapogatja le a forgó tárgyat. Ezt a mérési elvet mutatja be az ábra:



Szögsebesség mérése kétsugaras technikával

A lézerforrás fénye egy 50%-os átviteli reflexióval rendelkező nyalábosztó prizmával (NyOP) két ágra bontódik, majd egy tükör segítségével két párhuzamos nyalábot formál, melyek a forgó tengely A ill. B pontját találják el. Mivel a felület mozog, a két fénysugár visszaverődésekor frekvenciaeltolódást szenved (Doppler). A két pont eltérő elhelyezkedése miatt a doppler-frekvenciák különböznek. A két visszavert jelet interferáltatjuk. Az egyesített hullámok intenzitása a forgó tengely szögsebességével egyenes arányban modulálódik. Az A pontról visszavert sebességkomponens okozta frekvenciaeltolódás $f_1 = f + f_{d1}$, míg a B pontról visszaverté $f_2 = f + f_{d2}$, ahol $f_r = f$. Mivel

$$f_{d1} = -2 \frac{v_1}{\lambda} = -\frac{2\omega r_1 \cos(\alpha)}{\lambda} \quad \text{és} \quad f_{d2} = 2 \frac{v_2}{\lambda} = \frac{2\omega r_2 \cos(\beta)}{\lambda},$$

hiszen a távolodó P1 pontról visszavert fény frekvencia eltolódása negatív, a közeledő P2-ről pedig pozitív.

A két visszavert nyaláb interferenciája során az eredő intenzitás a két hullám frekvencia különbségével fog ingadozni. Ez a frekvencia különbség pedig:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = f_{d2} - f_{d1} = \frac{2\omega}{\lambda} (r_1 \cos(\alpha) + r_2 \cos(\beta)) = \frac{2\omega d}{\lambda},$$

mert $d = r_1 \cos(\alpha) + r_2 \cos(\beta)$.

Vagyis az utóbbi összefüggés a végeredményt igen leegyszerűsítette: az eredő hullám intenzitása hullámzásának frekvenciája (a fotodetektor által mért áramjel változó összetevője) egyenesen arányos a pillanatnyi szögsebesség értékével. Az arányossági tényező $2d/\lambda$, ahol d a két lézersugár távolsága. Csak ez az adat számít, minden más geometriai adat érdektelen.

Az áramlástechnikában alkalmazott lézeres mérési módszerek (LDA, PIV)

LASER DOPPLER ANEMOMETRY (LDA)

A Laser Doppler Anemometry (Lézer Doppler Sebességmérő), vagy rövid szokásos jelölése az LDA. Széles körben elfogadott mérési elv, amelynek legfőbb tulajdonsága, hogy lehetőséget biztosít a beavatkozás mentes mérés megvalósítására olyan esetekben, amikor az áramlásba helyezett érzékelők (szenzorok) alkalmazása nehéz vagy nem lehetséges. Széleskörű alkalmazására néhány példa: jól alkalmazható visszaáramlások mérésére, kémiai reakcióknál vagy magas hőmérsékletű közeg áramlásának mérésekor és forgó gépekben lezajló folyamatok követésére. Egyik legfontosabb korlátozó tulajdonsága viszont az, hogy szükség van a mérés végrehajtásához olyan – az áramlásba bekevert – nyomjelző anyagra, amely az áramlással együtt mozog.

Az eljárás előnyös tulajdonságai:

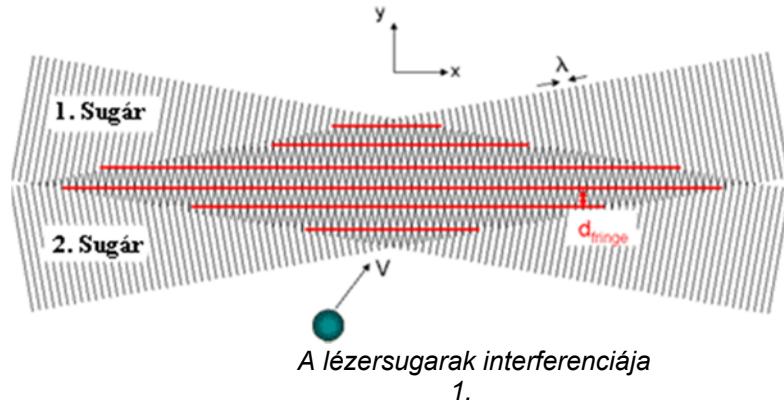
- beavatkozás mentes mérést tesz lehetővé,
- nagy térbeli és időbeli felbontás lehetséges,
- nem igényel különösebb kalibrációt,
- a sebesség mérési tartománya 0-tól szuperszonikus sebességig lehetséges,
- egy, kettő vagy három sebesség komponens egyidejű mérése lehetséges,
- mérési távolság a néhány cm-től a méter nagyságig megoldható,
- lehetőség van visszaáramlás mérésére,
- pillanatnyi és időbeni átlagolt mérési lehetőség egyaránt lehetséges.

Az eljárás korlátai:

- csak pontbeli mérést tesz lehetővé, vagyis alkalmazásával síkbeli, vagy térbeli áramlásokat csak letapogatásos módszerrel lehet meghatározni,
- időbeli változást csak adott pontban lehet vele követni,
- megfelelő nyomjelző anyag szükséges.

Az LDA mérés elve

Az LDA mérés lényege, hogy abban a pontban, ahol a sebességre kíváncsiak vagyunk, két lézert sugarat metszésbe hozunk. A két sugár alkotta síkra merőleges sebességkomponens mérhető. A mérési pont valójában kicsiny mérési térfogat, amely általában néhány milliméter nagyságú. A két lézert sugarat találkozásánál interferencia lép fel. Ezáltal párhuzamos síkokból álló nagy intenzitású sugár keletkezik, amit interferenciacsíkoknak hívnak, amit legegyszerűbben mérési térfogatként határozhatunk meg. (1. ábra)



Az interferenciacsíkok távolságát (d_f) a lézer λ hullámhossza és a két lézert sugarat által bezárt θ

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

szög határozza meg:

Minden egyes részecske, amikor keresztülhalad a mérési térfogaton, akkor a részecske által szórt fény arányban áll a helyi fény intenzitással.

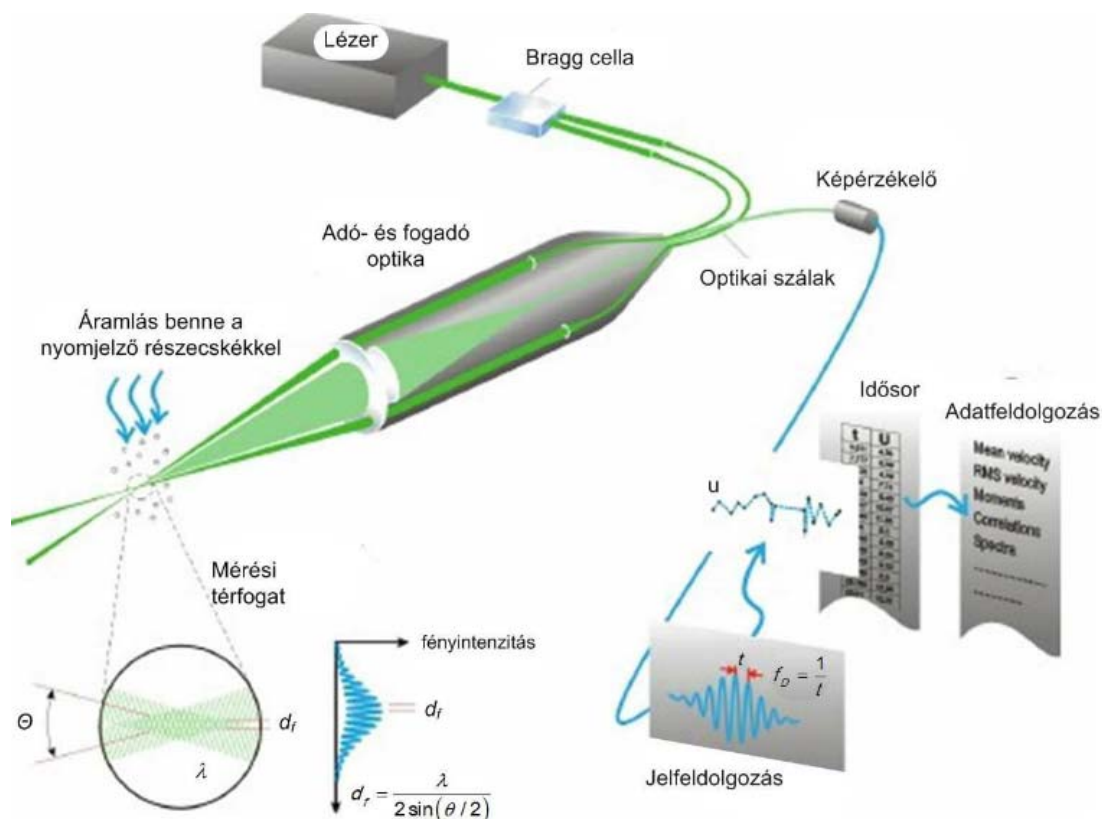
A részecske által okozott fényszórás mértéke alapján tudunk információt kapni az adott áramlás sebességéről, mivel amikor a részecske keresztülhalad a mérési térfogaton, akkor fényszórást okoz, amit mérni tudunk. A szórt fény tartalmazza az f_D , úgynevezett Doppler eltolás frekvenciát, amely arányban áll a két lézert sugarat szögfelezőjére merőleges sebesség komponenssel.

A szórt fényt egy gyűjtő lencse összegyűjti és fókuszálja a fotódetektorra. Az alkalmazott interferenciaszűrő, ami a fotódetektor előtt található, csak a megfelelő hullámhosszú fény sugarakat engedi át. A külső fény és egyéb más hullámhosszú fény által okozott hibákat az interferenciaszűrő távolítja el.

Az alap LDA méréshez szükséges eszközök a következők:

- Folytonos lézert fény,
- Továbbító optika sugár szétválasztóval és fókuszáló lencsék,
- Vevő optika, ami tartalmaz egy fókuszáló lencsét, egy interferencia szűrőt és egy fotódetektort,
- Jelerősítő és jelfeldolgozó egység.

Sugár szétválasztáshoz általában Bragg cellát alkalmaznak. A Bragg cella egy üveg kristály és egy vibrációs piezo kristály összessége. Ez a vibráció alakítja az akusztikai hullámokat olyaná, mint egy optikai rács. A Bragg cella kimenete egy egyenlő intenzitású két külön sugárnyaláb f_0 és f_{eltolt} . Az előállított sugarakat optikai szállal továbbítják a méréshez használt szondába. Ez a két sugárnyalábot a mérési pontba (térfogatba) irányítja, ahol azok kereszteződnek.



Az LDV mérési elrendezése
2.

Az LDA rendszerhez általában hozzá tartozik még egy szögbeállító egység, ami segíti az optikák összehangolását.

A mérési pontra való beállást, illetve további mérési pontokra való átállást (mérési sík vagy mérési térfogat letapogatását) általában egy számítógép vezérelte háromdimenziós mozgó egység (traverzrendszer) végzi.

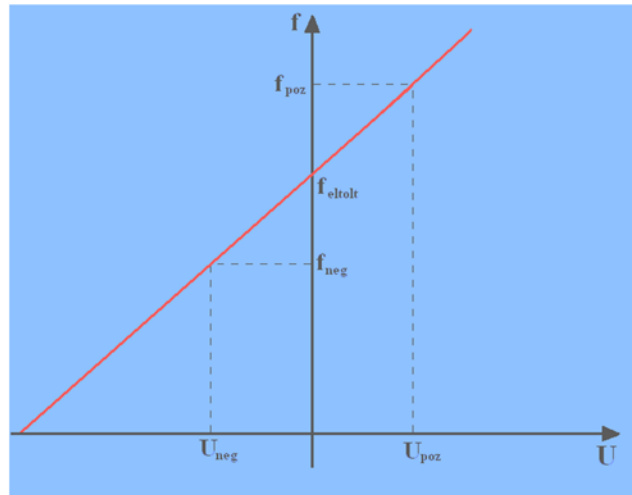
A jelfeldolgozás a következőképpen történik. A változó fényintenzitást a fotódetektor konvertálja elektronikus jellé, amit a későbbi feldolgozás során felhasználunk. A Doppler jelsorozat alakja a szinusz függvényhez hasonlít annyi kiegészítéssel, hogy tartalmazza a Gauss eloszlásból adódó ingadozást is. A Doppler jel a lézersugarak intenzitás profiljának felel meg. (2. ábra)

A (f_D) Doppler jelsorozatot a jelfeldolgozó egység szűri és erősíti, amely meghatározható minden egyes áthaladó részecske esetén. Az elemzés során gyakran alkalmazzuk a Fast Fourier Transform algoritmust az adott algoritmus elemzéséhez.

A d_f interferenciacsík-távolság szolgáltat információt minden egyes vizsgált részecske által megtett távolságról. A f_D Doppler frekvenciából számítható az eszközben eltelt idő: $t = l / f_D$.

Az áramlással együtt haladó részecske sebessége (és így egyben az áramlási sebesség is) egyszerű számítással meghatározható, mivel a sebesség egyenlő az elmozdulás és az idő hányadosával, így az előbbi kifejezésből a lézersugarakra merőleges sebességkomponenst az alábbi összefüggés adja: $v = d_f \cdot f_D$.

A sebesség előjelének meghatározásához az f_{eltolt} eltolt frekvencia ad lehetőséget. Az LDA rendszer eltolt frekvencia alkalmazása nélkül nem alkalmas arra, hogy különbséget tudjunk tenni a pozitív és negatív sebességek között, valamint a zero sebesség mérés sem lehetséges. Az eltolt frekvencia alkalmazásával viszont lehetséges különbséget tenni a különböző áramlási irányok között, valamint a zero sebesség mérése is lehetővé válik.



Doppler frekvencia a sebesség irányának meghatározásához, az eltolt frekvenciával működő LDA rendszer esetén

A frekvencia eltolás meghatározható a Bragg cella által generált interferenciacsíkok mozgásából állandó sebesség mellett. A nem mozgó részecskék által generált jel az eltolt frekvencia f_{eltolt} jele. A v_{poz} és v_{neg} sebesség a f_{poz} és f_{neg} frekvenciák által határozható meg (3. ábra), azaz attól függően, hogy az észlelt frekvencia kisebb, vagy nagyobb, mint az eltolt frekvencia.

A sebességvektor (a további két merőleges sebesség komponens) mérése:

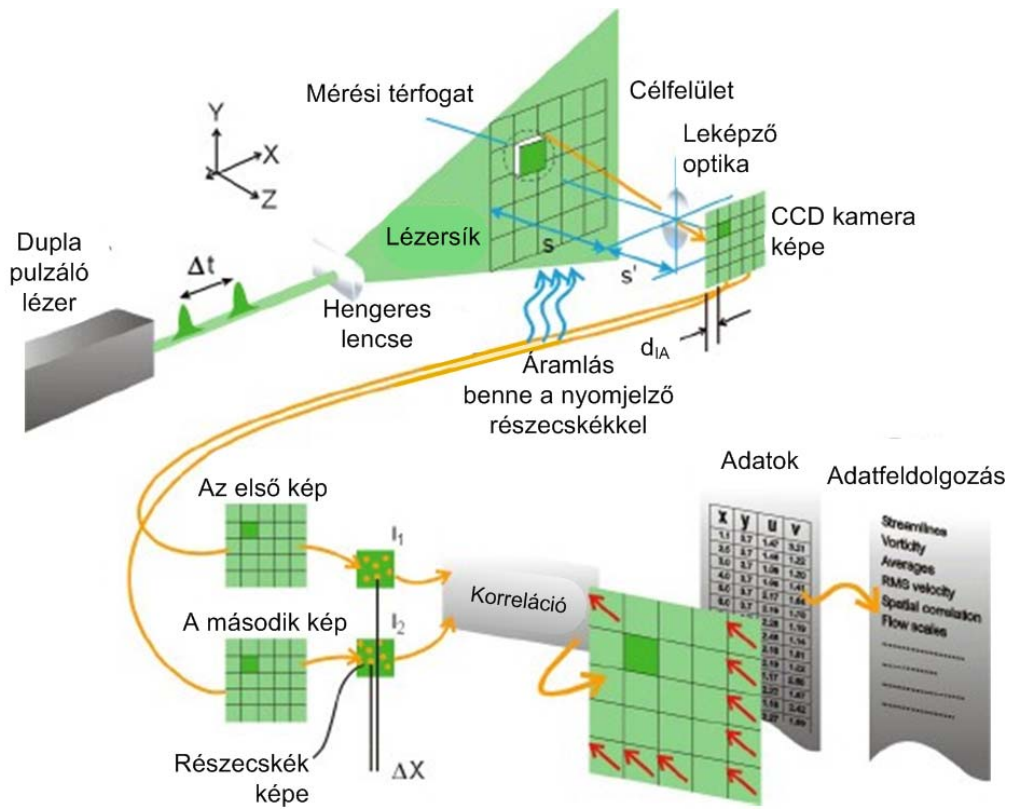
A sebesség további egy komponensének méréséhez szükséges még két extra sugár, amit az eddigi egyszeres továbbító optikába építenek be az eddigi sugarak által meghatározott síkra merőlegesen.

Mindhárom sebesség komponens meghatározásához szükséges az előbbi két komponens méréséhez alkalmas optika, valamint plusz egy komponens méréséhez alkalmas optika. A sugarak a mérési térfogatban metszik egymást.

A megkülönböztethetőség eléréséhez különböző hullámhosszú sugarakat alkalmaznak a különböző sebesség komponensek meghatározásához. A három sebesség komponens meghatározásához három fotódetektorra (három különböző hullámhosszra) van szükség, mindegyikhez tartozik egy-egy egyedi interferenciaszűrő, hogy a megfelelő hullámhosszú sugarakat detektálja.

A modern LDA rendszerekben kompakt továbbító egységeket használnak, amelyekben megtalálható a Bragg cella, valamint a szín sugár szétválasztó. Az előbbi egység képes 6 sugárnyalábot előállítani: eltolt frekvenciájú és eltolás nélküli sugarakat három különböző színben (hullámhossztól függően). A sugarakat a szonda belsejében optikai kábellel továbbítják az optikához.

PIV (kidolgozandó)



A lézeres anyagmegmunkálás alapjai: lézeres vágás, hegesztés, hőkezelés (kitekintés) **kiegészítendő**

- lézeres vágás (beleértve a fúrást)
- lézeres hegesztés
- lézeres hőkezelés

Lézeres vágás:

- CO₂ lézerrel (telj. 2-4 kW, $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$)
- Nd:YAG lézerrel ($\lambda \sim 1 \mu\text{m}$)

Mikor használjuk?

- kis darabszámok esetén
- bonyolult felületeken bonyolult alakzatok vágásánál

Jellemzői:

- nagyfokú automatizálhatóság
- nagy pontosság
- vékony vágási vonal => igen kicsi elvesztett anyagmennyiség
- nincs kontaktus a munkaeszköz és a vágandó anyag között
- nemfémek előnyben

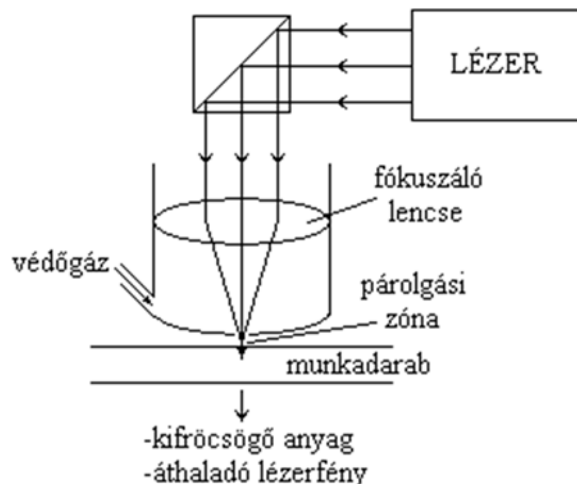
A megolvadt anyag eltávolításának 3 módszere:

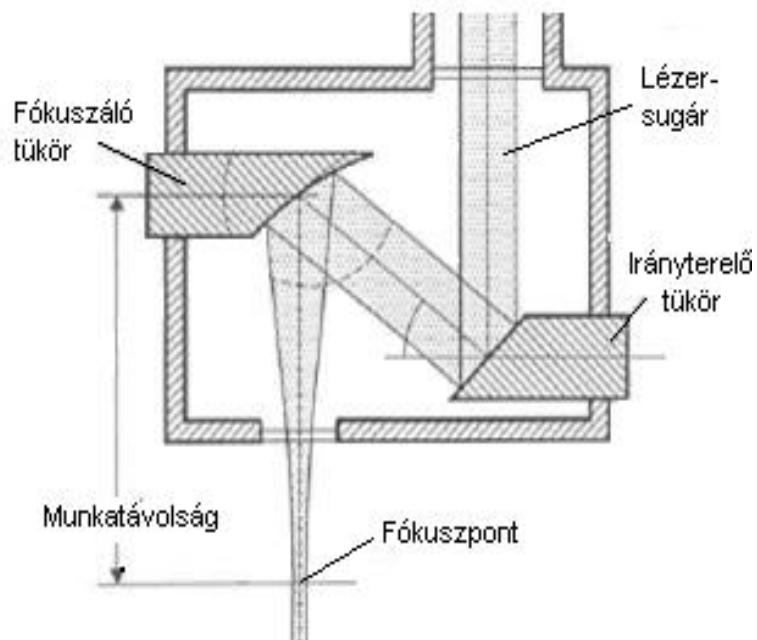
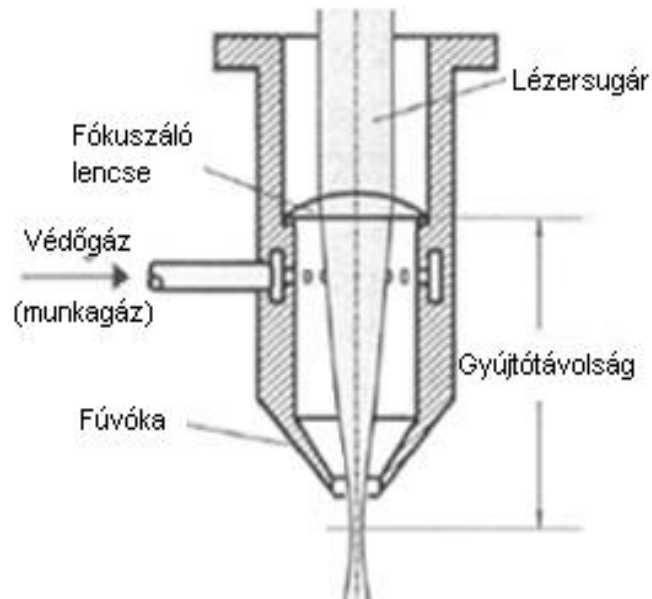
- szublimációs vágás: (itt nincs megolvadt anyag => elgőzölög)
papír, fa, kerámia, egyes műanyagok, textil vágásánál használjuk.
N₂ vagy Ar fújja ki az elgőzöltetett anyagot.

- nagynyomású inert gázos vágás: ~20 bar nyomású nagy tisztaságú N₂ vagy Ar fújja ki a megolvadt anyagot.

- oxigén vágás: ekkor elég (oxidálódik) az anyag (általában acéloknál használják).

Felépítése:





Lézeres hegesztés: (pl. CO₂ lézerrel)

- Kulcslyuk típusú hegesztés: nagyon szorosan összeillesztjük a két anyagot és a lézer pontosan követi az összeillesztést (0,1-0,2 mm).
- nem szükséges kitöltő-anyag
- atmoszférikus nyomáson történik
- igen nagy pontosság
- hőhatás-zónák nagyon kicsik
- különleges profilokban is
- nincs szennyezés
- anyagvesztés nagyon kicsi
- könnyen automatizálható
- időosztásban is működik.

Lézeres hőkezelés:

- itt kell a legkisebb intenzitást alkalmazni
- védőgázt kell alkalmazni
- védőgáz kisebb nyomású, mint a vágásnál, hegesztésnél
- a felületi keménységet, szilárságot, kopásállóságot ~2-3 szorosára lehet növelni
- egyedi geometriájú kopásálló felületek kialakítása
- súrlódás csökkentése
- nagy tisztaság
- nagy a reflexió veszély
- nagyfokú automatizálhatóság
- kezelhető anyagok: Ti, Al ötvözetek, acél
- a legvékonyabb edzett felületek létrehozására alkalmas
- ennél a módszernél marad a legkisebb belső feszültség
- csak nagyon kicsi felület van felmelegítve ezért hamar vissza tud hűlni
- hűlési sebesség ~1000°C/min

Reflexió kiküszöbölése:

- nagy intenzitású lézertény nem reflektálódik, mert behatol az anyagba (megváltozik az anyag törésmutatója)
- impulzus üzemben használják a lézert
- fekete festékekkel befestik az anyagot
- diszperziós festés
- smirglivel megdörzsölik (érdesítés)
- grafit bevonat
- oxidálás
- fémlakk
- molibdén-szulfid bevonat
- homok fűvás

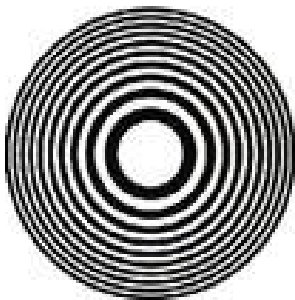
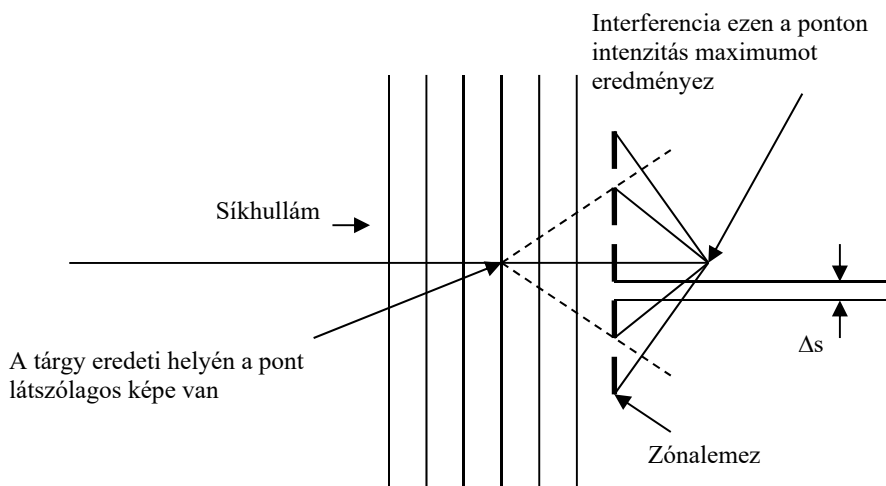
A holográfia elve és alkalmazásai, sík- és vastag hologramok készítése

Hologram = "teljes kép": nem csak az intenzitás viszonyok, hanem a fázisviszonyok is rögzítve vannak

-Gábor Dénes találta ki a módszert még 1950 előtt, de megfelelően koherens fényforrás hiányában nem lehetett alkalmazni. A módszer a lézerek elterjedése után vált használhatóvá, érte 1971-ben Nobel-díjat kapott.

Alapelv: -fázisviszonyokat interferenciával rögzíti, az interferencia a tárgyról visszavert hullám és az eredeti (referencia) hullám között van.

Nézzük egyetlen pont hologramját!



-monokromatikus síkhullám beérkezik, a pontszerű akadályról gömbhullámok indulnak ki, sík és gömbhullám interferenciája adja a pontszerű akadály hologramját a Gábor-féle zónalemezt. Ha az ernyő fényképezőlemezről van, akkor a kép előhívható.

Rögzítődik az intenzitás eloszlása mellett a fázis eloszlás is. A fényképező lemez ott feketedik meg a leginkább, ahol a sík hullám és a gömbhullám interferenciája intenzitás maximumot eredményez.

Ha nem egy, hanem 2 db pont van, akkor a 2. zónalemez egymásra szuperponálódik, ahol átfednek, ott pöttyök lesznek. Igen sok leképezett pont esetén lemez igen sok apró pontból fog állni.

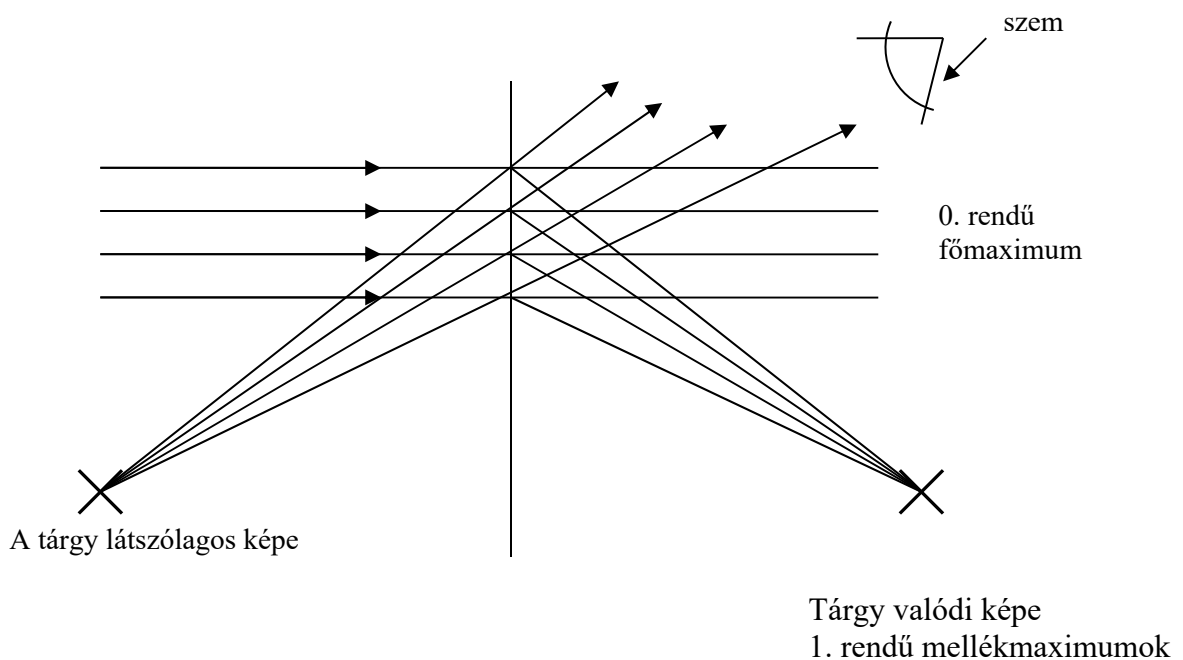
A pontok távolsága λ nagyságrendű ($\lambda < 1 \mu\text{m}$). Hogy pontosan mennyi,

az elsősorban a két hullám (a tárgyról érkező és a referencia) szögétől függ. Az LDA fejezetben bemutatott képlet itt is érvényes:

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Az első hologramok készítése idején még csak rosszabb felbontású ($d \sim 10 \mu\text{m}$) fényképező lemezek voltak. Ez $\lambda \sim 0,5 \mu\text{m}$ esetén legfeljebb 3 fokos szöget enged meg a két fénysugár között. (Ennél nagyobb szögű diffrakciót a fotolemez nem képes rögzíteni.)

A kép rekonstrukciója úgy történik, hogy a hologramot (az előhívott fotolemezt) az eredeti kitágított lézersugárral megvilágítjuk. A hologram pontjain (mint optikai rácson) interferáló lézervény valódi és látszólagos képet is létrehozhat. A látszólagos kép az ábra szerint megfigyelhető, a képpontok – a tárgy pontok elhelyezkedésének megfelelően – a 3 dimenziós térben vannak. (Másképpen: a két szem máshelyen van, így azokban másképp teljesülnek az interferencia feltételek. A két különböző képből az agy képes visszaállítani a térbeliség érzetét.)



Ezek a hologramok egyrészt **Sík hologramok**, mivel két dimenzió történik az információátvitel. Másrészt a hologram (és a rekonstruált kép is) a beérkező síkhullámban – tehát lényegében a tengelyen – keletkezik, ezért szokás ezt a technikát **on axis** holográfiának is nevezni.

Egyébként a régi fotolemezek néhány mikronos szemcsemérete nagyságrendileg egyezik a modern képalkotó eszközök pixel méretével. Ezért ma az **on axis holográfia** másodvirágzását éli, természetesen a mai technika által lehetővé tett valós idejű digitális jelfeldolgozás mellett.

Az, hogy a hologram és a rekonstruált kép is a beérkező síkhullámban vannak igen sok kényelmetlenség forrása, látványként ezek a hologramok élvezhetetlenek. A beeső nyalábból a kép csak nagyobb szögű interferencia révén tud kikerülni (**off axis** holográfia). Ehhez egyrészt javítani kellett a fotoanyagok felbontását legalább a hullámhossz méretig. Másrészt nagyobb koherenciahosszú lézerekre volt szükség.

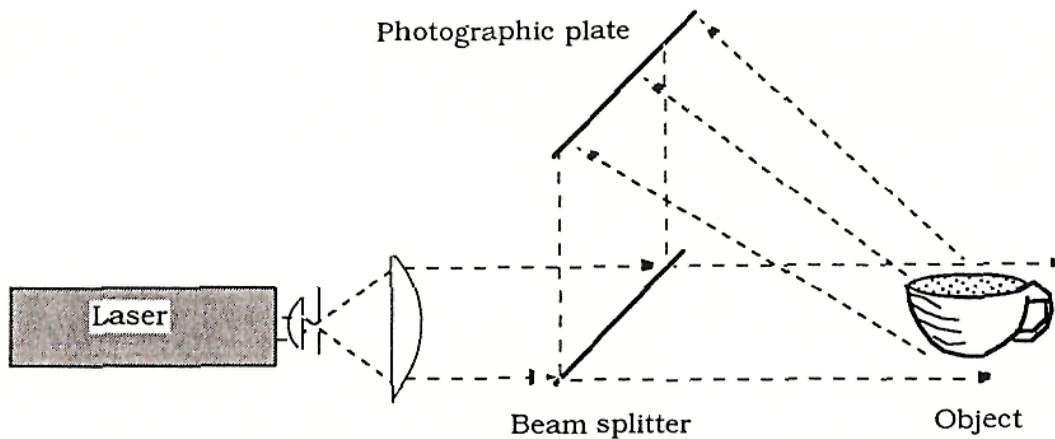
Az off axis síkholográfia

Az eredeti (kitágított) lézernyalábot egy nyalábosztóval (beam splitter) kettéosztjuk (nagy szögben). Akár az amplitúdót (mint a rajzon), akár a hullámfelületet is oszthatjuk. A tárgyról visszavert sugarak és az eredeti nyaláb egyes részei interferálódnak a fényképező lemezen. Így interferencia csíkok milliói alakulnak ki ezt kell a fototechnikával rögzíteni (a hologram akkor van kész, ha a fotolemezt elő is hívjuk).

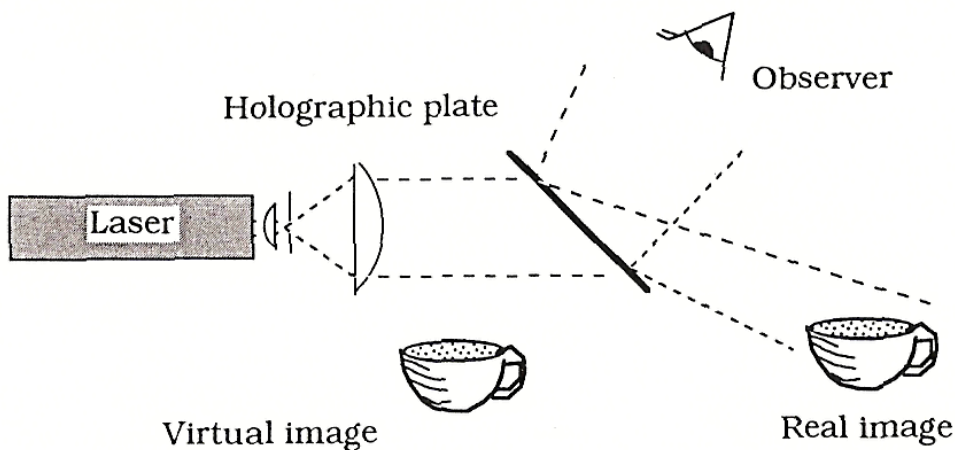
2 súlyos nehézség:

- a szubmikronos fényképező lemez felbontáshoz igen kicsi fényérzékenység tartozik, ehhez pedig hosszú expozíciós idő kell.
- Rezgés mentes körülményeket kell biztosítani, hosszú időn át.

Olyan fénysugárra van szükség, aminek nagy a térbeli és időbeli koherenciája.



A tárgy rekonstrukciója



Nehézségek folytatása

-fotoanyag zsugorodása

↳ a vékony emulziót vastag hordozóra tesszük

-a referencia sugarak és a tárgyon szóródott sugarak között nagy az útkülönbség →

nagy koherenciahossz szükséges

↳ nagy időbeli koherencia szükséges (1 db longitudinális módus lehetséges)

↳ nagy térbeli koherencia → TEM₀₀ alaplómódus

↳ ezek igen kis teljesítményű lézerek → hosszú idő a készítéshez

A fehér fény hologramjai:

Egyéb elnevezések: vastag hologram, térfogati hologram, Denisyuk hologram

A kép rögzítése nem egy síkfelületen, hanem az emulzió teljes térfogatában történik. A beeső és visszavert fénysugár interferenciája állóhullámokat eredményez a vastag ($d \sim 10 \mu\text{m}$) fotolemez térfogatában.

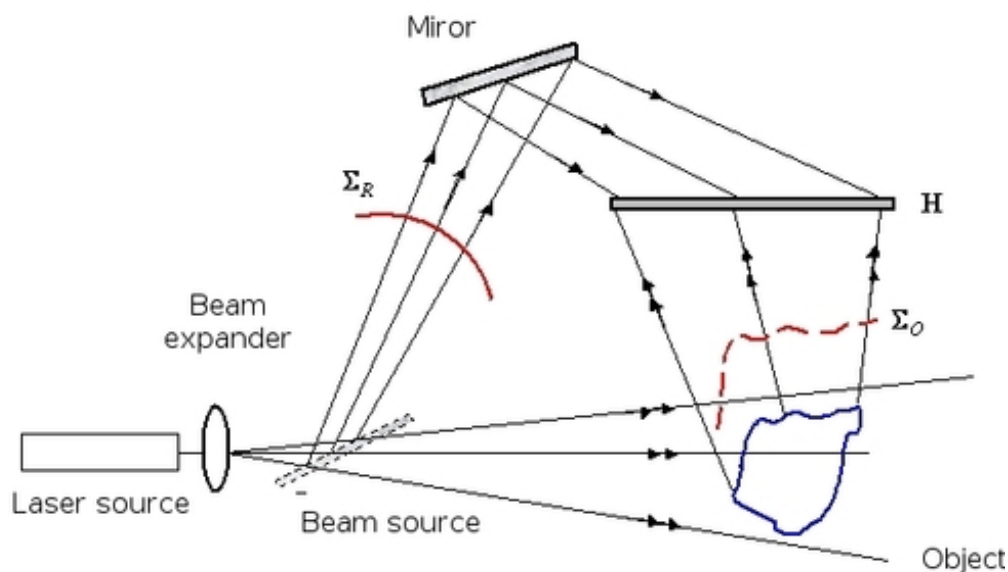
A vastag emulzió zsugorodása alig kerülhető el az előhívás alatt.

A rekonstrukció során a vastag hologramban maga választja ki a monokromatikus fényt, ez a zsugorodás miatt kisebb frekvenciájú, mint az eredeti lézéré

Különböző lézerefény (kék, sárga, vörös) esetén 3 térfogatbeli leképezés

↳ a 3 alap lézerefény színes hologramot hozhat létre

↳ a zsugorodás miatt hamisak lesznek a színek



A ma gyártott hologramok többsége nem fotolemez alapú, hanem nyomdatechnikai úton papírra felvitt domborzat, ill festék (**préselt hologramok**). Tehát legfeljebb a nyomóformájuk látott lézert. Mivel ezeken a „képeken” a pontok távolsága hullámhossznyi, így fénymásolóval nem másolhatók. A színeket nem festék, hanem a pontokon történő interferencia eredményezi. Ma a hologramok többsége nem fénymásolható biztonsági elem.

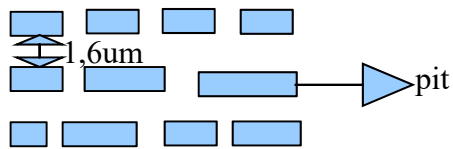
Holografikus adattárolás

- redundancia, hiba esetén sincs adatvesztés
- párhuzamos adatkezelés
- nagy tároló kapacitás
- gyorsabb adatkiolvasás
- multiplexelés (egy térfogatba több hologram kép)
- λ^3 térfogat 1bit tárolásához.

Néhány informatikai lézeralkalmazás: CD (DVD), fénytávközlés (kidolgozandó)

A CD, DVD

a CD lemez felülete



a pít-eken a reflexió kisebb,
mint mászol. Oka: fázis eltérés
vagy domborzati.

Szatellit vonalak: igyekeznek a főfoltot a track-en tartani

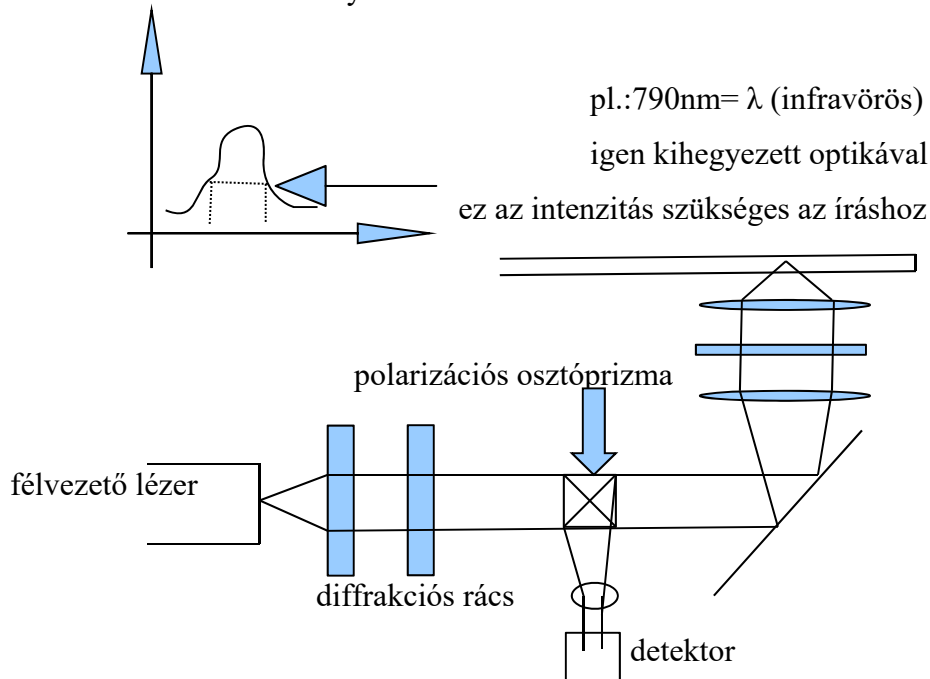
Íráskor/törléskor nagyságrendileg nagyobb lézer teljesítmény

pl.: Olvasás 0,7mW

Írás 15mW

Törlés 20mW

Gauss eloszlású a lézerfény intenzitása



- A két szatellit nyalábot egy diffrakciós rács állítja elő (1. rendű diffrakciós maximum)
- polarizátor olyan polarizált fényt csinál (pl.: függőlegesen polarizált fényt), amelyet az osztóprizma átenged, ekkor a határrétegen nincs reflexió
- $\lambda/4$ lemez: a lineárisan poláros fényből cirkulárisan polárosat csinál visszafelé a cirkulárisan poláros fényből újra lineárisan poláros, de 90° -kal elforgatva



Története (nem zh. anyag, nincs belejavítva)



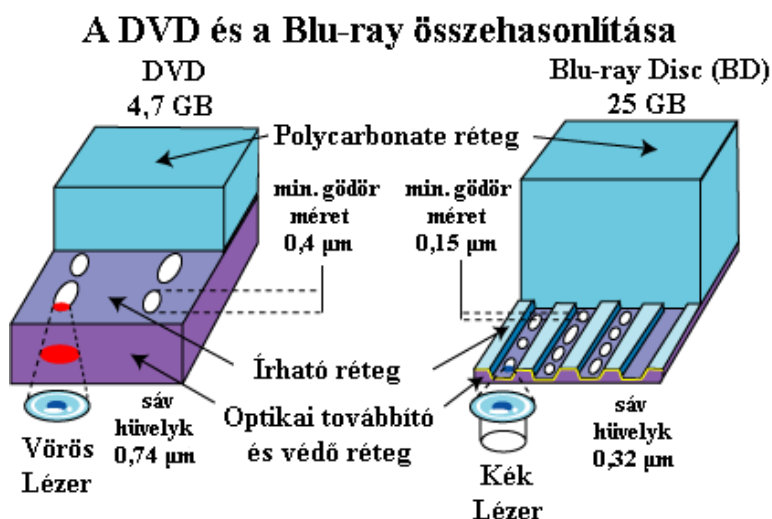
védjegy.

1997-ben jelent meg a DVD, ami az emberek otthonába hozta a digitális hang és videó élményét az egész világban, és megváltoztatta a mozi ipar működését. A **Blu-ray** szabványt az elektronikai termékek felhasználóinak egy csoportja és PC társaságok, – közös nevükön Blu-ray Disc Association (BDA) – fektették le 2006-ban. A Blu-ray egy nagy tárolókapacitású digitális optikai tárolóeszköz-formátum. Névben a „blue” (kék) a lézer színére utal, amit ezen technológia használ, a „ray” pedig az optikai sugárra. Az „e” betű a „blue” szóból azért lett szándékosan kihagyva, mert egy mindennapi szó nem lehet

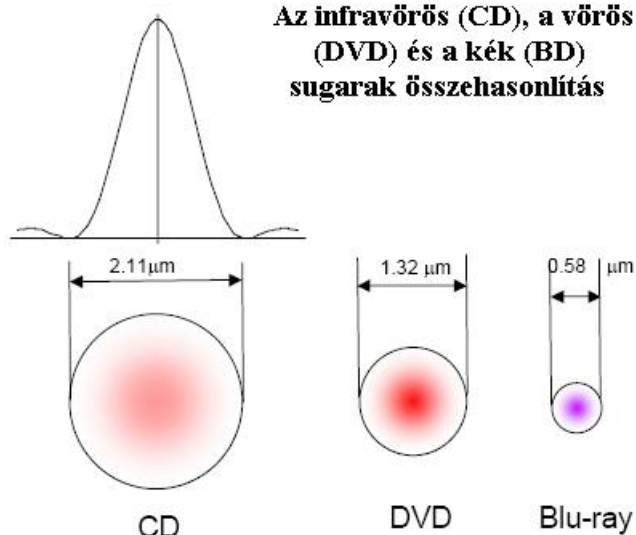
Működése

Eltérően a jelenlegi DVD-ktől, amik vörös lézert használnak az adatok írásához és olvasásához, a BD kék lézert használ (amiről egyébként a nevét is kapta). A kék lézer rövidebb hullámhosszon működik (405 nanométer), mint a vörös lézer (650 nanométer). A 0,85-ös fénytörési index használatával (összehasonlításként a normál DVD-nél ez az érték 0,6, a HD DVD-nél 0,65) a lézert kisebb területre lehet fókuszálni.

Ez lehetővé teszi, hogy olyan kis gödröcskéből („pits”) is kiolvassunk adatokat, amik csak 0,15 mikrométer (μm ; 1 mikron = 10^{-6} méter) hosszúak – ez több, mint kétszer kisebb a DVD-n található kis gödrökhöz képest. Mindezen túl a Blu-ray lecsökkentette a sávok hüvelykméretét 0,74 mikronról 0,32 mikronra. A kisebb gödröcskék, a kisebb fénysugár, és a rövidebb sáv-hüvelyk együttesen azt eredményezte, hogy az egyrétegű Blu-ray lemezen akár ötször több adatot tudunk tárolni mint egy hagyományos DVD lemezen. Egy rétegnél a BD-nél ez az adatmennyiség több, mint 25GB-t jelent.



Az infravörös (CD), a vörös (DVD) és a kék (BD) sugarak összehasonlítás

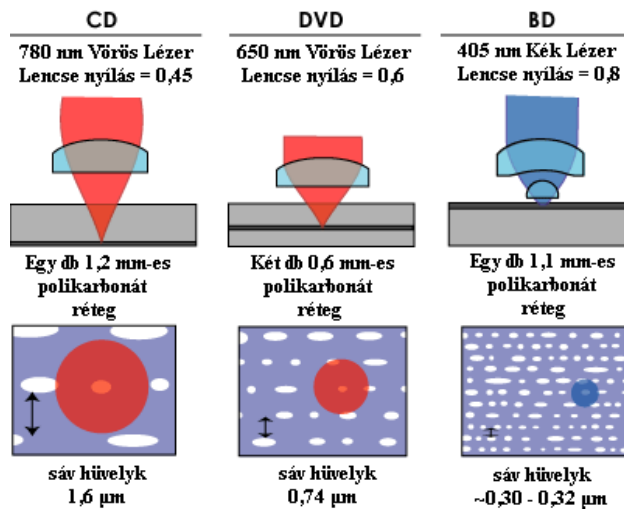


Blu-ray lemez felépítése

A lemezek a digitálisan kódolt videó és audió információt „gödrök”-ben tárolja. Ezek a gödrök („pits”) a lemezen spirálisan helyezkednek el a központból kiindulva a szélek felé. A lézer a gödrök másik oldalát olvassa, – azaz a dudorokat („bumps”), – hogy lejátssza a filmet, vagy a programokat, amit a lemezen tárolunk. Minél több adatot tárolunk a lemezen, annál kisebb és egymáshoz közelebb pakolt gödröknek kell lenniük. Minél kisebb a gödröcske (és ez által a dudor is), annál pontosabbnak kell lennie a lézerolvasónak. Minden Blu-ray lemez megközelítőleg ugyanolyan vastagságú (1,2 milliméter), akárcsak a DVD-k. De ezen két lemez adattárolása különböző. A DVD-n az adat, mint egy szendvics, két 0,6 milliméter vastag polikarbonát réteg között helyezkedik el. Amelyik polikarbonát réteg az adat tetején helyezkedik el a kettős törés problémáját idézheti elő, amiben az alsó réteg megtöri a lézer fényét két elkülönült fénynyalábra. Ha a fénynyaláb túl szélesen hasad el, akkor a lemez olvashatatlan lesz. Egyébként ha a DVD felszíne nem pontosan sík és ezért nem pontosan merőlegesen a fénysugár rá, akkor arra a problémára vezethet, amint úgy neveznek, hogy „disc tilt”, amiben a lézer sugár eltorzított. Mindezen tulajdonságok, a nagyon körülményes előállításához vezetnek. A Blu-ray lemez felülkerekedik az előbb tárgyalt DVD előállítási módon úgy, hogy az adatot egy 1,1 milliméter vastag polikarbonát rétegre helyezi. Amiatt, hogy a tetején van elhelyezve az adat, ezáltal a kettős törés és az olvashatósági problémák nem léphetnek fel. Annak következtében, hogy az olvasó mechanizmusnál az írható réteg

közelebb helyezkedik el az objektív lencséhez a „disc tilt” problémáját virtuálisan elimináltuk.

CD - DVD - BD írás



Az adat felszínhez közeli elhelyezkedéséből kifolyólag egy kemény védőréteggel van ellátva a lemez, hogy megvédje a karcoktól, illetve az ujjlenyomatoktól.

Blu-ray lemez átviteli sebessége és biztonsága

Az adatátviteli sebességben is a BD a gyorsabb. A DVD 10 Mbps gyorsaságával szemben a Blu-ray lemez mintegy 36 Mbps sebességet nyújt a használóknak. Ebből következik, hogy 25 GB adat másolásához elegendő csupán másfél óra.

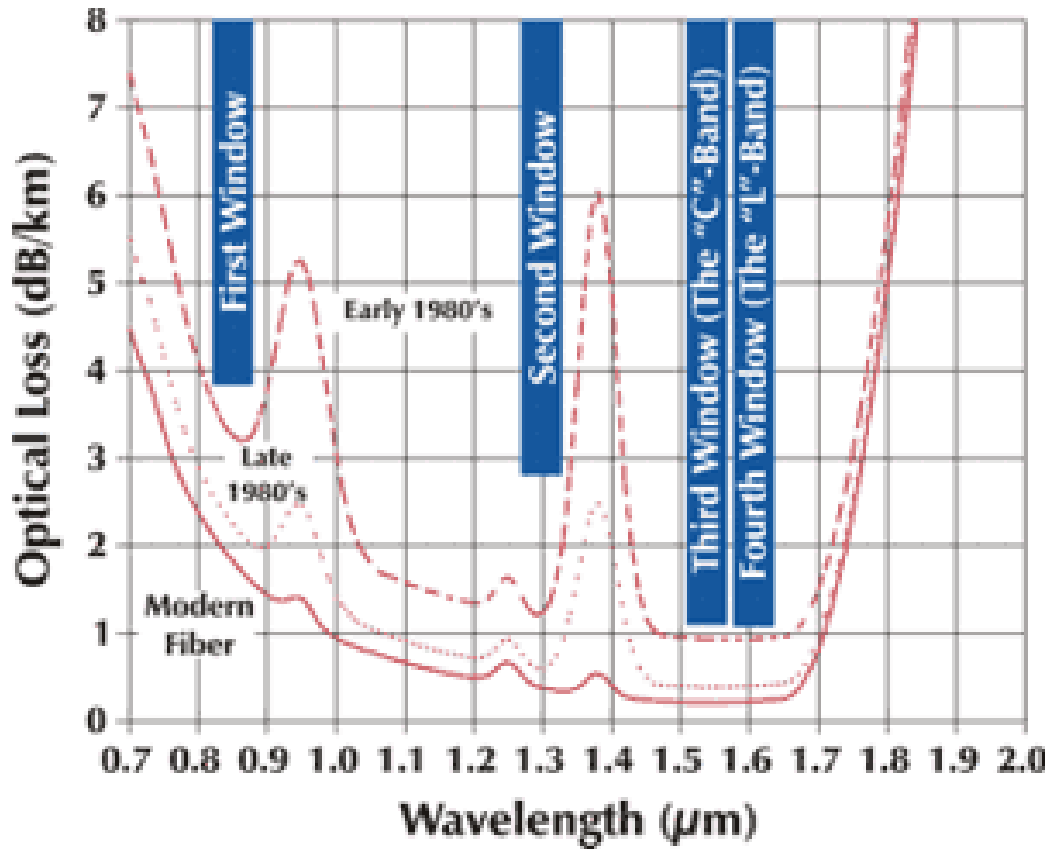
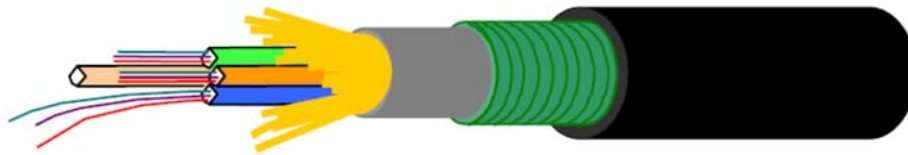
Ugyanakkor védelem szempontjából is jobb a Blu-ray lemez a mai DVD-knél. Egyedi biztonsági titkosító rendszerrel rendelkeznek, ami annyit jelent, hogy van egy egyedi ID-jük (azonosító), ami védelmet nyújt a film- és szoftverkalózkodók ellen, illetve a szerzői jogok megsértése ellen. Jelenleg háromféle másolásvédelem létezik. A legmegbízhatóbb a BD+, mely elméletileg arra is képes, hogy ha egy lejátszóban illegálisan másolt lemezt játszottak le, azt megjelöli, és internetről (BD Live segítségével), vagy egy eredeti lemezbe beépített programmal akár le is zárja. De ezt a technológiát valószínűleg sosem fogják alkalmazni, ugyanis a hibalehetőség nem zárható ki teljesen.

Blu-ray lemez felhasználása

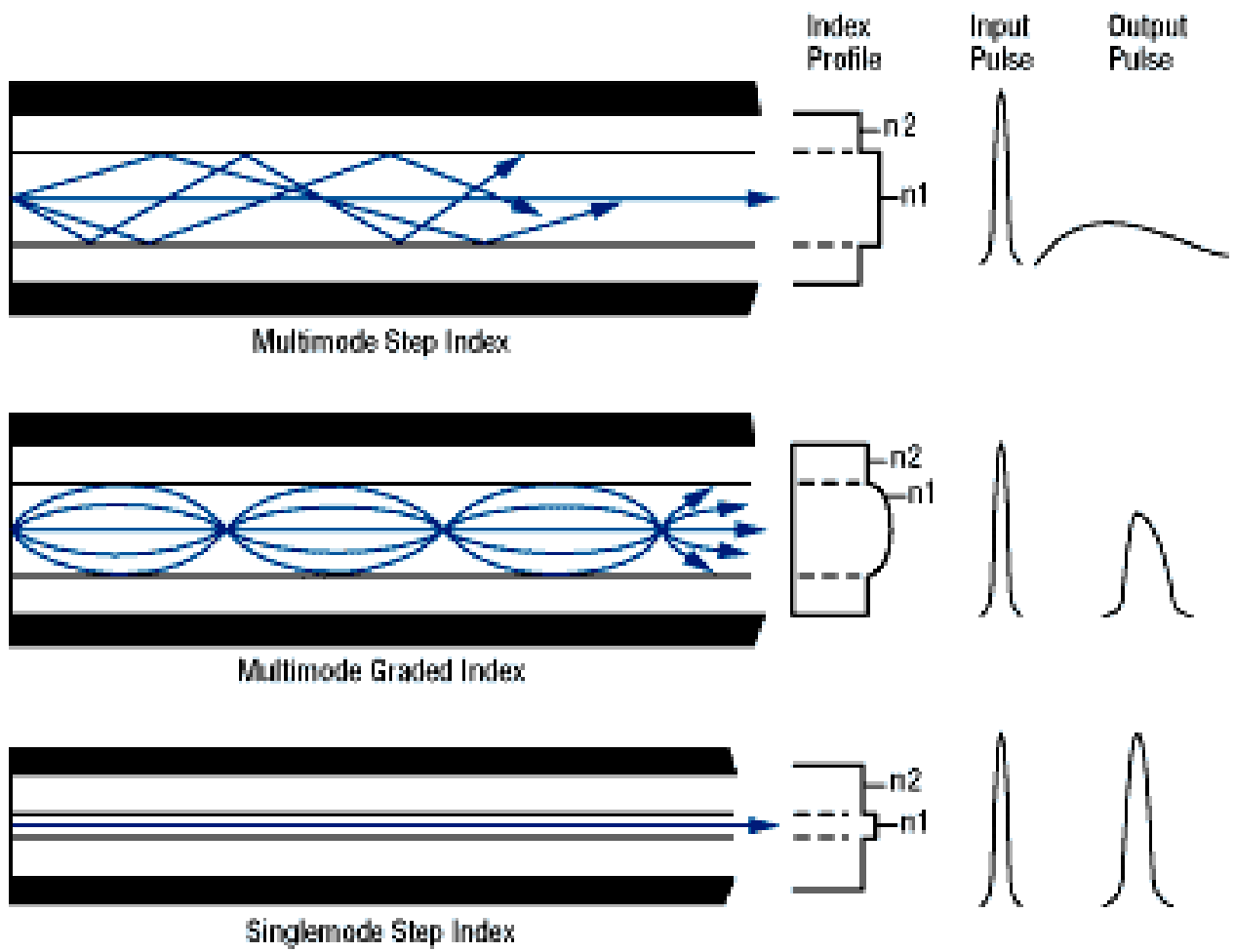
Házimozi rendszerek (Full HD-s filmek tárolása 1920×1080-as felbontásban), játékkonzolok (Sony PlayStation 3) vagy adatok tárolása otthoni felhasználás céljából.

Optikai jelátvitel

(még nincs szöveg hozzá)



A Rayleigh-szórás



Lézernyomtatók

A lézernyomtatók egyik fő és legdrágább része a dob, mely fényérzékeny anyaggal van bevonva (leginkább szelén vegyületekkel). A nyomtatás kezdetén a dob elektrosztatikusan feltöltődik egy műanyag henger által. Az így feltöltődött hengert nagy sebességgel soronként kezdi megvilágítani egy lézersugár, vagyis ahol a papíron képpontnak kell lennie, ott be van kapcsolva a lézer, és azon a helyen megváltozik a dob feltöltésének a polaritása, ahol pedig fehér kell maradjon a papír, ott a lézersugár ki van kapcsolva, a polaritás nem változik. A lézer ki-be kapcsolását a nyomtató memóriájából érkező jelek vezérlik.

Egy lencséből, egy mozgatható tükörből és magából a lézerből álló szkennelő egység rajzolja meg az oldalt. A lézer soronként írja a dobra a tükör segítségével a kapott adatokat, tehát soronként fényt bocsát ki, ha az adott pontban van jel (vagyis nyomtatandó pont). Ahogy a tükör mozog, lencsék sorozatán ereszti át a fénycsóvát. Ez a rendszer kompenzálja a tükör és a dob pontjai közti eltérő távolságok okozta képtorzulást. A lézer csak vízszintesen mozog. Ahogy a vízszintes sor végére ér a fényérzékelő dob egy sorral feljebb mozdul és a lézer újra vízszintesen haladva rajzolhat a dobra.

Megjegyzés: Vannak olyan lézernyomtatók, amelyek egy csík fénykibocsátó diódát, LED-et használnak az oldal képének megírásához, a lézer helyett. Ezen nyomtatók előállítása olcsóbb, de a nyomtatott képek pontossága gyengébb.

Az elektrosztatikusan polarizált sor a festékadagoló elé jut. A festékadagoló tárolja, és értelemszerűen adagolja a festéket, úgy hogy egy mozgatható tokba építve képes mozogni.

A festék két alapvető komponensből áll: festékből és műanyagból. A festék szerepe egyértelmű, a műanyagra pedig azért van szükség, hogy a papírra olvasztásnál legyen olyan anyag ami hőre lágyulva megtapad és megtartja a festéket is.

A nyomtató a festéket az adagolóból gyűjti be az előhívó egység segítségével. Az előhívó nem más, mint negatív töltésű mágneses buborékok halmaza, melyek egy forgó fémhengerhez tapadva végighaladnak a festékadagolóban található festéken. Mivel ezek a buborékok negatív töltésűek, magukhoz vonzzák a pozitív töltésű festék részecskéket, melyek így a dobra jutnak, pontosabban a dob negatív töltésű részeihez, amelyek a lézer által kialakított kép színnel rendelkező részei. A dob ezután végiggördül a papíron, amely a dobról magára húzza a festéket. A lapadagoló által behúzott papír elektrosztatikusan feltöltődik ellentétes polarításúra mint a festékpórá, s amikor a festékanyaggal bevont dob alá ér, a festékszempcsék átugranak rá.

Hogy a folyamatot követően megakadályozzuk, hogy a papír az ellentétes töltésű dobbhoz tapadjon a leválasztó korona vezeték a festék felszedését követően azonnal kisüti azt.

A papír folytatja útját egy melegítőhenger alatt, ahol kb. 180 fokra felmelegszik, így a jelentős részben műanyag alapú festék beleég a papír rostjai közé.

Ehhez a papír egy beégető egységen halad át, ahol quartz csőlámpák által felhevített Teflon hengerek megolvasztják a festékben található műanyagot, amely így a papírra tapad. A teflon bevonatnak köszönhetően a hengerre viszont nem.

A felhevült hengerek természetesen a papírt is felmelegítik a nyomtatás közben, ezért is meleg a papír, amikor végül a kimenetei tálcába érkezik. Az hogy az egyébként gyúlékony papír nem ég el a hevítés közben kizárólag annak köszönhető, hogy olyan gyorsan gördül át a hengerek közt, hogy nincs ideje a gyulladási pont elérésére. A lézernyomtatóból ezután kijön a papír a kinyomtatott fekete-fehér képpel.

A fekete-fehér lézeres nyomtatókat követték a színes lézeres nyomtatók. Az első színes lézernyomtatók tulajdonképpen módosított színes fénymásolók, melyek csatlakoztathatók voltak a számítógéphez, a nyomtatandó adatokat innen kapták. A nyomtatási technológia alapja azonos mint a fekete-fehér nyomtatóknál, az eltérés abban van, hogy négy színes festéktartó

kazetta szükséges (a CMYK színek: magenta, cián sárga és fekete), a fent leírt folyamatot egy papírlap négyszer teszi meg, vagyis négy különböző festéket vesz fel.

A képet a négy nyomtatási színre kell felbontani, amit a számítógép végez el megfelelő programok segítségével, majd a négy színes képet egymásra nyomtatja a gép a papíron, s megkapjuk a színes képet. Ez a nyomtatási folyamat történhet egy menetben, vagy pedig négymenetes folyamatban. Az egymenetes nyomtatóknál négy fényérzékeny dob van, a papír folyamatosan halad el a dobok előtt, s így a festékszempcsék színként kerülnek rá, kialakítva a színes képet. A négymenetes nyomtatásnál egy fényérzékeny dob van, a négy festékkazetta pedig egy forgódobra van elhelyezve. A nyomtató memóriájából a négy színjel külön-külön tölti fel elektrosztatikusan a dobot, majd a festékkazettákat hordozó dob elforog a megfelelő színig, majd rákerül a színpor a papírra. A drágább nyomtatóknál a nyomtatandó kép először egy speciális hengeren alakul ki, majd csak azután lesz rányomtatva a papírra. A négymenetes nyomtatási folyamat hosszabb ideig tart, emiatt ezek a nyomtatók nemigen közkedveltek, noha a kép minősége sokkal jobb, mint az egymenetes nyomtatóknál.

A kinyomtatott kép minőségének egyik fő meghatározója a papír minősége. A legtöbbször használt papír a 80 g/m^2 -es minőségű fénymásoló papír. Ezen a papíron megfelelő lesz a nyomtatás minősége, de ha még jobb kinézést szeretnénk elérni, figyelniük kell arra, hogy a papír kibírja-e a festékszárításakor keletkező magas hőmérsékletet. Ajánlatos csak olyan papírt használni, melynek a csomagolásán fel van tüntetve, hogy a lézernyomtatókra nem káros. A nyomtatás minőségét dpi-ben (pont hüvelykenként) adják meg a gyártók, a manapság használatos nyomtatóknál ez az érték nincs 600 alatt.

A lézernyomtatók előnyei a sebesség, a pontosság és a gazdaságosság (nyomatár).

A lézernyomtatók nagyobb sebességgel képesek nyomtatot előállítani, mint a tintasugaras nyomtatók. Pontosabb képet adnak, hisz a lézerek átmérője állandó, a tintasugarakkal ellentétben. A lézernyomtatók beszerzése, megvásárlása drágábbak, mint a tintasugarasaké, ellenben a nyomatok előállítása, az üzemeltetés olcsóbb, így ott ahol nagyobb használatnak vannak kitéve, hamar megtérül az áruk.

