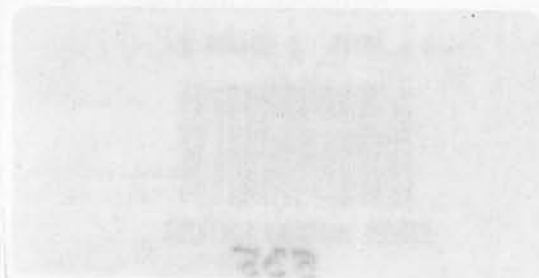


DR. ING. KLAUS TRADOWSKY

A LASER ABC-je



Velőtt kölcsönzö
Könyvtár
1971

MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST, 1971

Az eredeti könyv címe:
DR. ING. KLAUS TRADOWSKY:
LASER KURZ UND BÜNDIG, LASER-SKELETT
VOGEL-VERLAG, WÜRZBURG

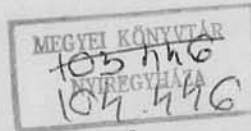
Fordította:
VÁHL FRIGYESNÉ

Szakmailag ellenőrizte:
CSILLAG LÁSZLÓ



T 90

Allomány ellenőrizve
2002.



13

Állományellenőrizte 1973
Copyright: Vogel-Verlag Würzburg, 1968

ETO: 621.375.826

Felelős kiadó: Solt Sándor igazgató
Felelős szerkesztő: Pentsy Jenő
Műszaki vezető: Tamás László — Műszaki szerkesztő: Kaszala József

A könyv formátuma: A5 — Ívterjedelme: 16,5 (A5)
Ábrák száma: 116 — Példányszám: 4800
Papír minősége: 80 g ofszet — Betűcsalád és méret: New Times, gm/gm
Azonosság szám: 70 111 — MÜ: 1589-i-7173
Készült az MSZ 5601-59 és 5602-55 szerint

70-5706 — Szegedi Nyomda

Tartalomjegyzék

Előszó a magyar kiadáshoz	7
Előszó a német kiadáshoz	9
A képletekben használt jelölések és mértékegységeik	12
1. Bevezetés	15
1.1 Történeti háttér	15
1.2 Mire használható a laser	16
2. Fizikai alapok	18
2.1 Az elektromágneses spektrum	18
2.2 Hullám-részecske dualizmus	20
2.3 A sugárzás törvényei	24
2.4 <u>Emisszió, abszorpció és a sugárzás erősítése</u>	27
2.5 Koherens és inkoherens sugárzás	39
3. Laserrendszerek	44
3.1 Inverzió előidézése	44
3.11 Inverzió előidézése gázkisülésben elektronütközéssel	44
3.12 Inverzió létrehozása optikai pumpálással	45
3.13 Elektron-lyukpárok invertált állapotai	45
3.14 Áttérés a lasererősítőről a laserszcillátorra	45
3.2 Az öngerjesztés feltétele	47
3.3 Visszacsatoló rezonátor	54
3.4 A lasersugárzás vonalszélessége	63
3.5 Gázlaserek	67
3.51 Hélium-neon gázlaser (He-Ne laser)	70
3.52 Argon-ion laser	82
3.53 Széndioxidlaser	87
3.6 <u>Szilárdtest-laser</u>	92
3.7 Folyadék-laser	105
3.8 Félvezető-laser	108
4. A lasertechnika optikai alapjai	113
4.1 A fényvisszaverődés (reflexió)	113
4.2 A fénytörés	116
4.3 Intenzitáseloszlás fényvisszaverődésnél és fénytörésnél	118
4.4 Az interferencia	119
4.5 A tükrözés kioltása interferenciával	124
4.6 Interferencia-tükrök	127

4.7 Optikai rezonátorok és módusaik	130
4.8 Optikai szűrők	144
4.9 Az elhajlás	144
4.10 A fénypolarizáció	147
4.10.1 A Brewster-féle törvény	149
4.11 Optikai építőelemek	150
4.11.1 A lencse	151
4.11.2 A távcső	152
4.11.3 Prizmák	153
4.11.31 A pentaprizma	153
4.11.32 A saroktükrök	154
4.11.4 A síkpárhuzamos lemez	154
5. A lasersugárzás modulációja és észlelése	155
5.1 Információátvitel fényvel	155
A nagyfrekvenciás és lasersugaras jelátvitel összehasonlítása	155
5.2 A moduláció alapjai	156
5.21 Elektro-optikai effektus	157
5.22 Magneto-optikai effektus	166
5.3 Modulációs eljárások folytonos üzemi laserekhez	167
5.31 A közvetlen moduláció	167
5.32 Közvetett moduláció elektro-optikai effektussal	168
5.32.1 A külső moduláció	168
5.32.2 A belső moduláció	173
5.4 Impulzusüzemű laserek modulációs módszerei	176
5.41 Moduláció forgótükörrel	177
5.42 Az aktív fénykapcsoló	179
5.43 A passzív fénykapcsoló	180
5.5 A lasersugárzás észlelése	181
5.51 Külső fotoeffektus — fotodiódák és fotoelektronsokszorozók	181
5.52 Belső fotoeffektus — félvezető diódák	193
5.53 Az optikai szuperheterodin-vétel	194
6. A lasersugarak alkalmazása	200
6.1 Anyagok megmunkálása lasersugárral. Fúrás, marás, forrasztás, hegesztés	201
6.2 Orvosi alkalmazások	213
6.3 A légkör és a víz hatása a lasersugarak terjedésére	214
6.31 A légkör hatása a fény terjedésére	214
6.32 Víz hatása a fényre	218
6.4 Távolságmérés lasersugárral	222
6.5 Sebességmérés lasersugárral	234
6.6 A holográfia — háromdimenziós fényképezés lasersugárral lencse nélkül	238
6.61 A holográfia alapjai	238
6.62 A holográfia alkalmazási területei	247
6.7 A lasersugarak további alkalmazási lehetőségeinek áttekintése	254
Irodalomjegyzék	260
Tárgymutató	261

Előszó a magyar kiadáshoz

A könyv szerzője a korszerű technikának evvel a rendkívül érdekes és sokoldalúan használható vívmányával, a laserrel — a fizikai alapok rögzítése szempontjából — viszonylag röviden és tömören foglalkozik. Ez a rövideg és tömörség azonban egyáltalán nem megy az érthetőség rovására. Ellenkezőleg éppen ez a mű előnye. Nem mond többet a szükségesnél, nem vész el fölösleges részletekben. Az adott tárgykörrel nem vázlatosan, nem hézagosan foglalkozik.

A könyv nem népszerűsítő, ismeretterjesztő jellegű, mint a hazai könyvpiacon a laserrel eddig megjelent néhány mű és folyóiratcikk. Olvasásához, ill. megértéséhez feltétlenül szükségesek a fizikai, főleg optikai és elektronikai alapismeretek és a kellő matematikai felkészültség, hogy a laser működésének megértéséhez közölt elméleti megfontolásokat az olvasó követni tudja, és így az alkalmazási lehetőségekkel is teljesen tisztában legyen.

Az olvasó részéről tehát a középiskolai szintet meghaladó matematikai és fizikai ismereteket tételezünk föl, ami azért is természetes, mert a Szerző könyvét elsősorban a laser hradástechnikai és mérés technikai alkalmazásával foglalkozó vagy abban érdekelt műszaki dolgozóknak, mérnököknek, technikusoknak szánta. De a könyvet haszonnal olvashatják a nem műszaki dolgozók is, hiszen a laser nemcsak a technikában, hanem a tudomány más területein is felhasználható. Így például alkalmazásra talál alapvető fizikai kutatásoknál és a kémiai szerkezetvizsgálatban, a mikroszkópia, a gyorsfényképezés, valamint az orvostudomány területén. Az alkalmazások, s így a laserekkel kapcsolatba kerülők köre napjainkban is állandóan szélesedik.

A könyv anyaga — a fordítás és a nyomdai megmunkálás ideje alatt végbement jelentős fejlődés ellenére is — korszerűnek mondható. Bár

a világszerte folytatott intenzív kutatás eredményeként a legutóbbi időben jelentős eredmények születtek, különösen az extrém nagy intenzitású impulzuslaserek, a folytonos CO₂- és YAG-laserek, valamint a hangolható festéklaserek területén, a laserműködés alapjairól és a fontosabb felhasználási területekről írottak ma is változatlanul érvényesek.

A szerző a közölt anyagot jól áttekinthető rendszerben építette fel. A fontosabb tételeket, valamint az összefoglalásokat az egyes fejezetek, szakaszok végén, dőltbetűs szedés emeli ki, az alapvető képleteknek pedig a bekeretezés ad hangsúlyt.

Meggyőződésünk, hogy e könyv kiadásával komoly segítséget nyújtunk a laserek felhasználásában gyakorlatilag érdekelt dolgozóknak, s ezzel egyidejűleg sok érdeklődő, ismereteit bővíteni óhajtó olvasónk kívánságának is eleget teszünk.

A Kiadó

Előszó a német kiadáshoz

A Kiadó evvel a könyvsorozattal a tudomány és a technika rohamos fejlődésének megfelelően a szakfőiskolai hallgatók és a tájékozódást igénylő műszaki szakemberek ismereteinek gyarapítását igyekszik biztosítani. Igen széles a számításba jövő terület, ha a lasertechnika alapjainak és a laser alkalmazási lehetőségeinek ismertetése a cél. Ekkor ugyanis nemcsak a laserjelenségek sokfélesége, sokrétűsége és technikai alkalmazásának számtalan lehetősége, hanem a laserrel foglalkozó kutatóintézetek rohamosan növekvő száma is hozzájárul az érdeklődési kör kiszélesítéséhez. Ma már alig van ugyanis olyan jelentős fizikai kutatóintézet, amelyik valamilyen vonatkozásban ne foglalkozna a laserrel.

A lasersugár a technika új, rendkívül érdekes kísérleti és munkaeszköze. Elődje a MASER (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* — mikrohullámú erősítés indukált sugárzással), ennek működéséből a laserre lényegében már elméletileg következtetni lehetett, mégis minthogy e sugárzás a látható és a szomszédos színeképtartományokba esik, továbbá mert monokromatikus és rendkívül nagy energiasűrűségű koherens hullámokból álló, keskeny fénynyaláb-alakban jelentkezik, felfedezése egészen új felismeréseket és gyakorlati felhasználási lehetőségeket jelentett.

A tiszta fizika szempontjából a keskeny lasersugárban rejlő kivételesen nagy teljesítmény és elektromos térerősség azt sejtette, hogy már a nemlineáris optika érvényességi területén járunk. Ez be is bizonyosodott, mert megfelelő optikai eszközökkel sikerült kék fényt előállítani a hélium-neon gázlaser vörös sugárnyalábjából. Ma már e tipikus nagyenergiájú fizikai területen neves kutatók sora tanulmányozza többek között a sugárzás terjedési törvényeit, az energiának a különböző „módusok”-kal jellemzett keresztmetszeti eloszlását, a kritikus térerősségek felléptét és a sugármenetre gyakorolt hatását, továbbá a fény nagyfrekvenciás eltérítésének kérdését. Közismert az a szenzációs kísérlet, melynek során laserfényből „óriásimpulzust” küldtek a Holdra és a visszavert fényt észlelték. Ezt az tette lehetővé, hogy nagy teljesítményt sikerült egy igen keskeny fénynyaládba koncentrálni.

A Vogel-kiadónak az a kívánsága, hogy a könyv szerzője az anyagot röviden és tömören foglalja össze, sok fejtörést okozhatott. Feltétlenül szükség volt ugyanis arra, hogy a szerző előkészítse az olvasót a laserjelenség és a lasertechnika teljes megértéséhez, felelevenítve a legszükségesebb ismereteket a fény természetéről, a hullám-részecske dualizmusról, az elektromágneses hullám színekéről, a sugárzási törvényekről, a hullámok terjedéséről, a geometriai fényoptikáról, a kvantumelektrodinamikáról, az elektronikáról, a kvantummechanikáról, a félvezetőfizikáról, a gázkisülésekről és néhány más további rokon területről. A valóban nélkülözhetetlen ismeretek kikristályosítása és ennek megfogalmazása tudományos pontosságú, de mégis könnyen érthető formában a szerzőnek olyan jól sikerült, hogy a mű didaktikai haszna a tervezetnél sokkal tágabb körben fog érvényesülni.

Napjainkban az alkalmazott kutatás rohamos fejlődésének üteme és felhasználása az emberiség javára — tekintet nélkül az alkalmazási terület szintjére — mind több alkotó közreműködőt kíván. Ezért örömmel állapíthatjuk meg, hogy ez a könyvsorozat, tömör, tartalmas és szemléletes rajzokkal ellátott összefoglalóival jól kiegészíti a terjedelmes, kifejezetten tudományos alapvető műveket és enciklopédiákat, mert így a tanulni vágyó érdeklődők nagyobb köre számára teszi hozzáférhetővé a szakterületükkel kapcsolatos találmányokat és újdonságokat, valamint az ismeretanyagba való behatolást anélkül, hogy a középiskolai fizika-tanulmányokat vagy ezzel egyenértékű képzettségi szintet meghaladó ismeretanyagot kívánna.

A téma többnyire kvantitatív tárgyalása, az áttekinthető képletek és egyenletek, a rendszeres összefoglalások és a szemléletes rajzok megkönnyítik a nehéz anyag megértését. A mű tartalmi felépítése a következőkben foglalható össze:

Az indukált, koherens lasersugárzás fizikai alapjait követi azoknak az általános feltételeknek a kifejtése, amelyek lehetővé teszik a lasernek erősítőként és oszcillátorként való működését. Ezek a rezonátor, a kvantummechanikai energiaszintek inverziójához vezető pumpálási művelet, a visszacsatolás és öngerjesztés a méretek hatásának figyelembevételével. Ezután következnek a laserek gáz-, szilárdtest-, folyadék- és félvezetőlaser osztályokba csoportosítva, majd ezekhez csatlakozva a folytonos- és az impulzus-üzemű működési módok. Tárgyalja továbbá a szerző a gyakorlati alkalmazásukhoz szükséges optikai segédeszközöket és azok pontossági követelményeit, majd áttér a lasertechnikára, kezdve a sugárzás külső és belső modulációjának lehetőségeivel és eszközeivel, valamint a moduláció észlelésével a fotoeffektus révén. Ezek a laser híradástechnikai alkalmazásának kísérleti alapjai. Ez az alkalmazás a fényhullámok nagy frekvenciájából adódik, s elméletileg a különlegesen nagy átviteli kapacitás folytán kézenfekvő, a valóságban

azonban — részben légköri eredetű okok miatt — itt még jelentős nehézségek adódnak és külön vezetősatornákra van szükség. A továbbiakban tárgyalásra kerül az optikai heterodinvetél szükségessége, ennek problematikája és határai.

Ezután a szerző ismerteti a laser alkalmazási lehetőségét kisméretű munkadarabok, pl. integrált áramkörök mechanikai-termikus finommegmunkálására (fúrás, marás, forrasztás, hegesztés és pontszerű elgőzölögtetés), valamint a laser felhasználását a gyógyászatban, majd pedig rátér a lasersugárzás terjedésének és hatótávolságának kvantitatív tárgyalására a Föld légkörében és a vízben, figyelembe véve azokat az ismert közeghatásokat, amelyek a fényforrás természetétől függetlenül bármely fényfajtára érvényesek. Végül ismerteti a laser felhasználását távolság és sebesség mérésére.

A lasersugárzás megfelelő intenzitású koherens fénye tette lehetővé és képezi alapját a lencse nélküli háromdimenziós (3D) fényképezésnek, az ún. holográfiának. Ezt a Szerző fizikai interferenciajelenségként értelmezi és alkalmazási példákat mutat be. A könyv a laserfény jövőbeli alkalmazási lehetőségeinek felsorolásával zárul. Ennek az új jelenségnek a fizikai összképe ma még kétségtelenül hiányos és nyilván a jövőben kiegészülhet. Egyes jellemzői nem kellően tisztázottak és teljesebb magyarázatra szorulnak. A laser azonban tény, működése érzékelhető, megbízható, szabályozható, mérhető és reprodukálható. A szerző munkájának célja és vezérfonala az volt, hogy e tényeket bemutassa a tanulni vágyó olvasóknak és mindazoknak, akik a laser tudományos és technikai felhasználása iránt érdeklődnek. Ehhez a könyv lehető legnagyobb mérvű elterjedését és objektív elismerését kívánjuk.

Dr. Schröter F.

a Darmstadti Műszaki Főiskola
és a Berliini Műegyetem professzora

A képletekben használt jelölések és mértékegységeik

Jelölés	Egysége	A fizikai mennyiség
A_{21}, A_{31}, \dots	s^{-1}	az <i>Einstein</i> -féle együttható
a	m	a tárgytávolság
B_{12}, B_{21}, \dots	cm^3/Ws^2	az <i>Einstein</i> -féle együttható
$B_{12}^*, B_{21}^*, \dots$	s^{-1}	$= \varrho(v_{12}) \cdot B_{12} = \varrho(v_{21}) \cdot B_{21}, \dots$
b	m	a képtávolság
C	$F = A \cdot s/V$	a kapacitás
c	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	a fénysebesség
c	$\text{cal/g} \cdot ^\circ\text{C}$	a fajhő (csak a 6.1 szakaszban)
konst. w_{Wien}	$\text{m} \cdot \text{fok}$	a <i>Wien</i> -féle állandó
D		az áteresztőképesség (transzperancia)
Dy		a dinódák száma
d	m	az átmérő, ill. vastagság
$E; E; E_{\text{mod}}; E_0;$ $E_R; E_S; E_x; E_y$	V/m	az elektromos térerősség E_R : térerősség rekonstrukciónál (csak a 6.6 szakaszban)
$E; E_A; E_{\text{inser}};$ $E_p; E_R; E_\lambda$	$W \cdot s$	az energia E_R : energia a rezonátorban (csak a 3. fejezetben)
e_0	$A \cdot s$	az elektrontöltés
F	m^2	a felület
f	$\text{s}^{-1} \equiv \text{Hz}$	a frekvencia (a nagyfrekvenciás technikában)
f	m	a gyújtótávolság (az optikában)
G		a geometriai optika és az elhajlás közötti határ becslésére használt mennyiség
$G_{\text{inser}}; G_M; G_{\text{FES}}$		erősítés
H	A/m	a mágneses térerősség
h	$W \cdot \text{s}^2$	a <i>Planck</i> -féle hatáskvantum
h	m	magasság (csak a 6.31 pontban)
I	W/m^2	az intenzitás (teljesítménysűrűség)
J	W	jel-teljesítmény (csak a J/Z összefüggésre az 5.51 és 6.7 szakaszban)
i	A	áram; fotoáram
J	$W \cdot \text{s}^2/\text{m}$	impulzus

Jelölés	Egysége	A fizikai mennyiség
j		normált korrelációs függvény, amely megadja két hullám között a koherencia fokát
K	m/V^2	a <i>Kerr</i> -féle állandó
K_{inser}	p	a laserimpulzus erőhatása
k	$W \cdot s \cdot \text{fok}^{-1}$	a <i>Boltzmann</i> -féle állandó
k_λ	m^{-1}	a levegő abszorpciós együtthatója
L	m	távolság (rezonátorhossz is; vagyis az optikai rezonátor két tükré közötti távolság)
l	m	hosszúság
m	g	tömeg
m_p	$W \cdot \text{s}/\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$	a foton tömege
N	cm^{-3}	az energiaszint betöltési sűrűsége (atomsűrűség)
n		a törésmutató
n_E	s^{-1}	az elektronok száma másodpercenként
n_p	s^{-1}	a fotonok száma másodpercenként
P_{12}	s^{-1}	az abszorpció
P	W	a teljesítmény
p	torr, at vagy bar	a nyomás
Q		a rezonátor jósága
Q	cal vagy Ws	a hőmennyiség (energia) (csak a 6.1 szakaszban)
q		az axiális módusok jelzőszáma a rezonátorban
R		reflexió (visszaverődés az optikában)
R	Ω	ellenállás (az elektrotechnikában)
R_g	m	gömbtükör görbületi sugara
$r; r$	m	sugár
r_{eo}	m/V	az elektro-optikai állandó
S	W/m^2	a felületegységre eső sugárzásteljesítmény (<i>Stefan</i> — <i>Boltzmann</i> szerint = intenzitás)
S	m	térbeli koherencia (csak a 2.5 fejezetben)
S	W/m^2	a <i>Poynting</i> -vektor
$S_{23}; S_{32}$	s^{-1}	sugárzás nélküli átmenet
s	cal/g	olvadáshő
s		a terjedés irányába eső egységvektor
T	$^\circ\text{K}$ (fok)	abszolút hőmérséklet
T	s	időtartam (csak a 2.2 szakaszban)
t	s	idő
u	V	feszültség
V	cm^3	térfogat
V_T		tükrörvesztés ($= 1 - R_T - D_T$)
v	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	sebesség
v	cal/g	párolgási hő (csak a 6.1 szakaszban)
Z	W	a zajteljesítmény (csak a J/Z összefüggésnél az 5.51 és a 6.7 szakaszban)
Z	hullámhossz	a koherens hullámhosszak száma
α	$^\circ$ vagy rad	szög

Jelölés	Egysége	A fizikai mennyiség
α	cm^{-1}	az erősítési tényező a laserhullámhosszra (csak a 3.2 szakaszban)
$\alpha(\nu)$	cm^{-1}	abszorpciós együttható
$\beta_{\text{levegő}}; \beta_{\text{víz}}$	m^{-1}	gyengülési együttható
β_T		tükror-vesztésgtényező $= -\ln R_T$
Γ		korrelációs függvény, mely megadja két hullám között a koherencia fokát
γ	A/W	a fotoelektromos érzékenység
Δ	m	hibás beállítás miatt a tükrön adódó eltérés
δ	$^\circ$ vagy rad	fázisállandó, fázisugrás, fáziskülönbség
δ'	hullámhossz	útkülönbség
δ_n		szekunderelektron-hasznosítás
ϵ		dielektromos állandó
ϵ_0	A·s/V·m	vákuum dielektromos állandója
η		kvantumhatásfok; hatásfok
Θ	$^\circ$ vagy rad	divergencia-szög; konvergencia-szög
ϑ	$^\circ\text{C}$ vagy $^\circ\text{K}$	hőmérséklet
λ	m	hullámhossz
μ		a permeabilitás
μ_0	V·s/A·m	a vákuum permeabilitása
ν	$\text{s}^{-1} \equiv \text{Hz}$	a frekvencia az optikai tartományban
ρ	g/cm^3	sűrűség
$\rho(\nu)$	$\text{W}\cdot\text{s}^2/\text{cm}^3$	a sugárzási tér spektrális energiasűrűsége
σ	$\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{fok}^4$	a Stefan-Boltzmann-féle állandó (csak a 2.3 szakaszban)
$\sigma, \sigma(\nu)$	cm^2	abszorpciós keresztmetszet
σ_λ	m^{-1}	a szórás tényező (Rayleigh-szórás)
τ	s	idő (atom tartózkodási ideje gerjesztett nívón; az 5.5 szakaszban impulzus fel-futási ideje)
φ	$^\circ$ vagy rad	szög
ψ	$^\circ$ vagy rad	szög
Ω	szterad	térszög
ω	s^{-1}	hullám kör- vagy ciklikus frekvenciája $(= 2\pi\nu)$

1. Bevezetés

„A laser ABC-je” című könyv a tudomány és a technika területén dolgozó olyan mérnökök és szakmérnökök részére készült, akik a fizika e különleges területével behatóbban kívánnak foglalkozni. Az ő számukra ismertetjük a lasert és létrehozásának feltételeit, főként részletesebben tárgyaljuk alkalmazási lehetőségeit. Ez az anyag egyébként csak szerteágazóan, irodalmi forrásokban vagy tankönyvekben lenne megtalálható, hiszen a fizika és a technika számos területét kell hozzá figyelembe venni.

Azért szentelünk ebben a könyvben olyan tág teret a laser alkalmazási lehetőségeinek, hogy a mérnökök és technikusok képet alkothassanak maguknak arról, hol használható fel ez az eszköz célszerűen és eredményesen. Csak ily módon találhatunk új alkalmazási területet, s elsősorban ez úton biztosítható a laser széles körű műszaki alkalmazása. Mivel pedig az egyes olvasók magukban aligha képesek tájékozódni a terjedelmes szakirodalomban és megérteni a laser bonyolult fizikai előfeltételeit, röviden összefoglaljuk a lasertechnika alapjait és lehetőségeit. Ennek során el kellett hanyagolnunk néhány olyan — különösen fizikai — finomabb részletet, amelyek tulajdonképpen a laser előfeltételei közé tartoznak. Ezt szükségessé tette a könyv korlátozott terjedelme, valamint az a szándékunk, hogy az anyagot minél rövidebb időn belül feldolgozhassuk. Ezek a korlátozások azonban a fizikai vagy műszaki adottságokat nem hamisítják meg.

1.1 Történeti háttér

A laser szó a „light amplification by stimulated emission of radiation” (fényerősítés indukált emisszió útján) amerikai kifejezés rövidítése. A laser a maser (microwave amplification by stimulated emission of radiation) továbbfejlesztése rövidebb hullámhosszakra.

A stimulált vagy indukált emisszió elve és kvantummechanikai alapjai még Einsteintől származnak, a huszadik század elejéről. A ma-

serhez és laserhez azonban csak az atom felépítéséről pontosabb ismereteket nyújtó hosszadalmas kutatómunka után jutottunk el.

Schawlow és Townes valamint Prokhorov és Bászov az 1950-es években kidolgozták a maser fizikai alapjait és utaltak az elméleti lehetőségek megvalósítására. A Massachusetts Institute of Technology-n (Technológiai Intézet) dolgozó Townest, valamint a moszkvai Lebegyev Fizikai Intézetben dolgozó Prokhorovot és Bászovot, a maser területén végzett úttörő munkájukért 1964-ben fizikai Nobel-díjjal tüntették ki. 1953-ban és 1954-ben egymástól függetlenül a Maryland-i Egyetemen Webernek, a Kolumbiai Egyetemen pedig Townesnak sikerült a masert beindítania. Logikus következményként merült fel ezután a gondolat, vajon lehetne-e ezt az elvet a sokkal rövidebb fényhullámokra is alkalmazni? Átfogó elméleti előmunkálatok után a Hughes Research Laboratóriumában 1960-ban Maimannak sikerült elsőként észlelnie rubinon laser-effektust. Röviddel ezután — 1960 őszén — Javan munkájának eredményeként a Bell Telephone Laboratories-ban működni kezdett az első hélium-neon gázlaser. Ezzel az elméleti elgondolások beigazolódtak és átfogóbb kísérletekre kerülhetett sor. A világon sok kutatóintézetben indult meg a laserrel kapcsolatos intenzív munka, amelynek eredménye számos közleményben került nyilvánosságra.

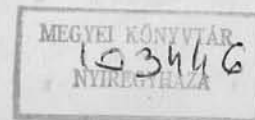
1.2 Mire használható a laser?

Miután maga a laser üzembiztossá vált, erőteljes kutatás indult meg a lasersugárzás alkalmazási lehetőségeinek feltárására. Ez úton válhattott a kísérleti berendezésből technikai eszköz. A laser alkalmazási lehetőségeiről a legeltérőbb vélemények hangzottak el, kezdve a tudományos szempontból tarthatatlan kijelentésektől, mint pl. a „halálsugár”, az olyan elképzeléseken át, melyek lehetségesnek tartották alkalmazását egyes területeken, pl. anyagok megmunkálására, távolságmérésre, holográfiára, egészen az olyan véleményekig, hogy a laser tudományos szempontból ugyan érdekes, műszaki szempontból azonban teljesen jelentéktelen fel fedezés.

Célunk az anyag megvilágításán kívül az olvasó számára azt is kézzelfoghatóvá tenni, miért olyan rendkívül érdekes és jelentős találmány a laser. A laser közvetlen és közvetett módon kiterjeszti az anyag és az atomok felépítésére vonatkozó ismereteinket. Közvetlenül magán a laseren végezhető mérésekkel, közvetve pedig azért, mert a laser egy teljesen újszerű vizsgálati eszköz. Koherenciája és intenzitása egész új utakat nyit az optikai vizsgálati módszerek számára és az eddig ismert módszerek is a laser segítségével oly mértékben voltak javíthatók, hogy ennek folytán újabb eredményeket is hoztak. Ezen kívül teljesen új mun-

katerületek is keletkeztek. Még keresik a járható utat a lasernek, tehát a fény sugárzásnak a jelenlegi mikrohullámú lánchoz hasonló híradástechnikai felhasználására, minthogy ez hatalmas információmennyiség átvitelére alkalmas. A megvalósítás azonban még nehézségekbe ütközik, mert sem az átvitelt, sem pedig a lasersugárzás modulációját eddig nem tudták megnyugtatóan megoldani. Újszerű technika a holográfia is, amelyet a laser, mint intenzív koherens fényforrás tett először megvalósíthatóvá. E fényképezési eljárás lencse nélkül dolgozik és rekonstrukciónál valódi háromdimenziós képeket hoz létre. Az eddigi fényképezésnél sokkal nagyobb információtartalma folytán ezt az eljárást máris számos területen alkalmazzák.

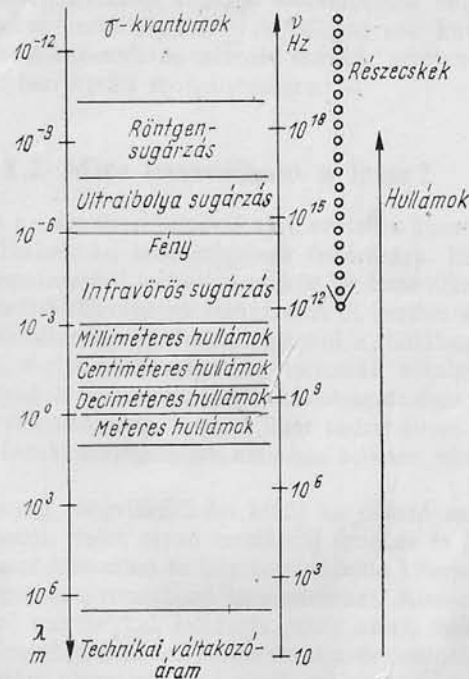
Ez csak néhány példa a laser eredményes vagy sikert ígérő alkalmazási lehetőségeire, de ezek is igazolják a laser kutatást és feltétlenül hozzájárulnak ahhoz, hogy a laser a tudományban és a technikában az őt megillető helyet elfoglalhassa.



2. Fizikai alapok

2.1 Az elektromágneses spektrum

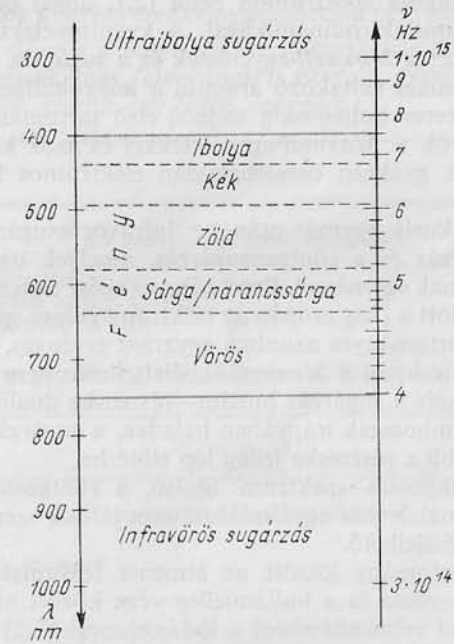
Az elektromágneses spektrum (színkép) (2.1. ábra) rendkívül nagy frekvenciatartományra terjed ki. E spektrumnak azt a részét, amelyet az emberi szem érzékel, (2.2. ábra) fénynek nevezzük; ez a 400 nm-től¹ 750 nm-ig terjedő hullámhossztartományt öleli fel. A 2.1. ábra szemléletesen mutatja, milyen keskeny a fény tartománya az egész spektrum-



2.1. ábra. Elektromágneses színkép

¹ 1 nm = 1 μm = 10⁻⁹ m

hoz képest. A fény közeli rokonságban van az infravörös és az ultraibolya sugárzással. Az infravörös sugárzás a spektrum hosszú hullámok felőli oldalán kapcsolódik folyamatosan a fényhez, míg az ultraibolya sugárzás a spektrum rövid hullámhosszak felőli oldalán helyez-



2.2. ábra. A fény hullámhosszai (az elektromágneses színkép látható része)

kedik el. Az infravörös sugárzás, a fény és az ultraibolya sugárzás együttesen a 10⁻³ m-től a 10⁻⁸ m-ig terjedő hullámhossztartományt foglalja el.

A fénysebességre vákuumban és sok esetben jó közelítéssel a földi légkörben is fennáll:

$$c = \nu \cdot \lambda \quad (2.1)$$

$c, \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a fénysebesség,
 $\nu, \text{ s}^{-1} \equiv \text{ Hz}$ a frekvencia,
 $\lambda, \text{ m}$ a hullámhossz,
 } vákuumban.

A (2.1.) egyenlettel a hullámhosszak átszámíthatók frekvenciákra. A fény frekvenciája $5 \cdot 10^{14}$ Hz-től 10^{15} Hz-ig, az infravörös sugárzás, a fény és az ultraibolya sugárzás egész területe együttesen pedig közelítőleg $5 \cdot 10^{11}$ Hz-től $5 \cdot 10^{16}$ Hz-ig terjed.

Az elektromágnes spektrumon belül (2.1. ábra) bármely jelenség leírható a kvantumelektrodinamikával. A kvantumelektrodinamikának két határesetre van: a Maxwell-egyenletek és a sugárzás részecskejellege (fotonok). A technikai váltakozó áramtól a mikrohullámú technikában használt milliméteres hullámokig terjedő első tartományban az összes jelenségek leírhatók a Maxwell-egyenletekkel és azok következményeivel. E tartományt gyakran összefoglalóan elektromos hullámoknak is nevezik.

Ehhez csatlakozik egymás után az infravörössugárzás, a fény, az ultraibolya sugárzás és a röntgensugárzás, amelyek ugyancsak közeli rokonságban vannak egymással. Ezért néha az egész tartományt is „fény” szóval jelölik, holott a fény csupán az elektromágneses spektrum látható része. Az egész tartományra azonban egyaránt érvényes, hogy az összes fellépő jelenségek csupán a Maxwell-elmélettel már nem értelmezhetők. A spektrum e részét a sugárzás hullám—részecske dualizmusa jellemzi. A rövidebb hullámhosszak irányában haladva, a sugárzás hullámjellege mellett mindinkább a részecske jelleg lép előtérbe.

Az elektromágneses spektrum utolsó, a röntgensugárzáson túli területén a hullámalak már egyáltalában nem játszik szerepet és csupán a részecskejelleg észlelhető.

A három tartomány között az átmenet folyamatos, úgyhogy a részecske jelleg kezdete és a hullámjelleg vége között nincs éles határ.

Összefoglalás:

A fény az elektromágneses spektrumnak csak egy nagyon kis része. Az ultraibolya és az infravörös sugárzás viselkedése nagyon hasonló a fény viselkedéséhez.

2.2 Hullám—részecske dualizmus

A fény mint elektromágneses hullám a Maxwell-egyenletek alapján tökéletesen leírható. Elektromágneses hullámként azonban csak terjedése, elhajlása és interferencia-jelenségei, röviden csak azon jelenségek tárgyalhatók, amelyekben a fény mint hullám viselkedik. Emissziós és abszorpciós jelenségek a hullámelmélettel nem értelmezhetők anélkül, hogy elháríthatatlan nehézségek ne lépjenek fel. Az elmélet és a gyakorlat ugyanis nem egyeztethető össze. Az ellentmondások Planck—Einstein

feltevése segítségével háríthatók el. E szerint a fény nemcsak elektromágneses hullám, hanem részecskesugárzás is, amelyekben a részecskéknak meghatározott diszkrét energiaértékük van. Az infravörös sugárzás, a fény és az ultraibolya sugárzás egész tartományában a hullám—részecske dualizmust figyelembe kell venni. Minden egyéb feltételezés esetén ugyanis sok kísérleti eredmény elméletileg nem magyarázható meg.

Vizsgáljuk először a fénysugárzás részecskejellegét. A fényrészecskéket kvantumoknak vagy fotonoknak is nevezik. Nevezük itt őket fotonoknak. Planck szerint egy foton energiája:

$$E_p = h \cdot \nu \quad (2.2)$$

a ν frekvenciájú foton energiája

E_p Ws a foton energiája,
 h Ws² a Planck-féle hatáskvantum,
 $h = (6,6257 \pm 0,0002) \cdot 10^{-34}$ Ws².

Einstein energia-tömeg összefüggése a fotonokra is érvényes:

$$E_p = m_p \cdot c^2 \quad (2.3)$$

a foton energia-tömeg összefüggése

$m_p \frac{Ws}{m^2 s^{-2}}$ a foton tömege.²

A (2.2) és (2.3) egyenletekből a foton tömegére kapjuk:

$$m_p = \frac{h \cdot \nu}{c^2} \quad (2.4)$$

a foton tömege

$$^2 \quad 1 \text{ Ws} \cong \frac{1}{9,81} \text{ mkp} = 0,102 \text{ mkp}$$

$$1 \frac{Ws}{m^2 s^{-2}} \cong 0,102 \frac{\text{mkp}}{m^2 s^{-2}} = 0,102 \frac{\text{kp}}{m \cdot s^{-2}} = 0,102 \text{ tömegegység}$$

$$\frac{\text{kp}}{m \cdot s^{-2}} \text{ értelmezése} : \frac{\text{erő}}{\text{gyorsulás}} = \text{tömeg (2. Newton-axioma)}$$

A fotonoknak csak azért van tömegük, mert fénysebességgel mozognak. Nyugalmi tömegük nincs. A fotonok tömege impulzusukkal mérhető. Az impulzust általában megkapjuk, ha a tömeget megszorozzuk a sebességgel. Itt a fotonok J_p impulzusára a következő képlet érvényes:

$$J_p = m_p \cdot c \quad (2.5)$$

a fotonok impulzusa

A (2.4) és (2.5) szerint

$$J_p = \frac{h \cdot \nu}{c} \quad (2.6)$$

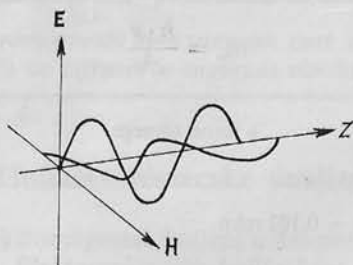
a fotonok impulzusa

A fény hullámjellege a Maxwell-egyenletekkel írható le, amelyekből a fénynek mint elektromágneses hullámnak a hullámegyenlete levezethető. A fény hullámegyenletét az alábbi alakú síkhullám-vektor elégíti ki:

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} \cdot e^{i \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi\mathbf{s}\mathbf{r}}{\lambda} + \delta \right)} \quad (2.7)$$

a fény síkhullám-vektora

- \mathbf{E} az elektromos térerősség,
- \mathbf{A} az amplitúdó,
- t az idő,
- \mathbf{s} a terjedés irányába mutató egységvektor,
- \mathbf{r} a rádiuszvektor,
- δ a fázisállandó.



2.3. ábra. A fény mint transzverzális elektromágneses hullám. A \mathbf{H} mágneses térerősség az \mathbf{E} elektromos térerősség és a z terjedési irány jobbsodrású koordináta-rendszert alkot

A terjedési irány, valamint a mágneses és az elektromos térerősség jobbsodrású koordináta-rendszert képez (2.3. ábra). A mágneses és az elektromos térerősség tehát merőleges a terjedési irányra. A fény így transzverzális hullám.

A (2.7) egyenlettel matematikailag egyszerű komplex írásmódban megadott síkhullámnál csak az \mathbf{E} reális része bír jelentőséggel. Ez két összetevőre bontható fel. Az elektromos térerősség reális összetevőire felírhatjuk:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cdot \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi\mathbf{s}\mathbf{r}}{\lambda} + \delta \right) \\ E_y &= A_y \cdot \cos \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi\mathbf{s}\mathbf{r}}{\lambda} + \delta \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

a fényhullám elektromos térerősségének összetevői

A fény hatásainak vizsgálatához mindig elegendő, ha kiszámítjuk az elektromos térerősséget. A zárójeles kifejezés első tagja megadja a hullám időbeli, második tagja pedig a térbeli periodicitását. Miután az E_x és E_y összetevők egyenletei matematikailag hasonló szerkezetűek, elegendő, ha az alábbi megfontolásokat csak az egyik összetevőre alkalmazzuk. A 2.3. ábra szerint a hullám terjedési iránya a z -tengely. Az x -összetevőre tehát $\mathbf{s} = (0, 0, 1)$ és $\mathbf{r} = (x, y, z)$, így $(\mathbf{s}\mathbf{r}) = z$; ezenkívül a (2.1) egyenlet szerint $\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$. Behelyettesítve e mennyiségeket a (2.8) egyenletbe, a következő összefüggést kapjuk:

$$E_x = A_x \cdot \cos \left\{ 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta \right\}, \quad (2.9)$$

A (2.9) egyenlet időben és térben periodikus, hiszen mind a t idő, mind pedig a z térbeli helyzet szerepel e periodikus függvény argumentumában. E megállapításból még néhány további következtetés is levonható.

Az időbeli periodicitásból következik, hogy T időtartam után az összes folyamatok megisméltődnek. Ez lehetővé teszi a következő egyenlet felírását:

$$\cos \left\{ 2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta \right\} = \cos \left\{ 2\pi\nu \left(t + T - \frac{z}{c} \right) + \delta \right\}.$$

Ennek az egyenletnek $2\pi\nu T$ -re csak egy megoldása van: $2\pi\nu T =$

$= 2\pi$. Itt T a hullám periodusa, a frekvencia $\nu = \frac{1}{T}$, és $\omega = 2\pi\nu$ a hullám kör- vagy ciklikus frekvenciája.

A térbeli periodicitás tényéből az a következtetés vonható le, hogy ugyanazon t időpontban λ hullámhossznyi távolságban azonos állapotoknak kell fennállnia. Ez a következő egyenletet adja:

$$\cos\left\{2\pi\nu\left(t - \frac{z}{c}\right) + \delta\right\} = \cos\left\{2\pi\nu\left(t - \frac{z+\lambda}{c}\right) + \delta\right\}.$$

Ennek az egyenletnek $\frac{2\pi\nu\lambda}{c}$ -re csak egyetlen megoldása van: $\frac{2\pi\nu\lambda}{c} = 2\pi$. Ebből azonnal következik a fénysebesség és a hullámhossz közötti fontos összefüggés: $c = \nu \cdot \lambda$, amelyet már a (2.1) egyenlettel bevezettük. Itt kimutattuk, hogy ez az összefüggés a térbeli periodicitásból szükségszerűen adódik.

A fénysebesség értéke vákuumban:

$$c = 2,988 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1},$$

a fénysebesség vákuumban

Ez csak kissé tér el a fénysebességtől a levegőben. Legtöbb számítás-hoz elegendő, ha a fénysebességre vákuumban $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ értéket veszünk. Az általános szóhasználat többnyire ezt nevezi egyszerűen „fénysebesség”-nek.

Összefoglalás:

*A fény mind elektromágneses hullám, mindpedig foton-sugárzás.
A fény terjedésére az elektromágneses hullámelmélet érvényes.
A fényemissziót és abszorpciót a kvantumelmélet alapján kell tárgyalni.*

2.3 A sugárzás törvényei

A sugárzási törvényeknek a klasszikus fizika, de különösen az elektrodinamika és a termodinamika segítségével való levezetése során nehézségek merültek fel, mert elméleti úton a kísérleti eredményeknek ellentmondó képletek adódtak.

Planck ugyan próbálgatásokkal talált egy sugárzási törvényt, amely mennyiségileg helyes volt, de nem volt levezethető. Erre Planck új, döntő lépést tett. Feltételezte, hogy az energiát szolgáltató sugárzó oszcillátorok csak meghatározott diszkrét energiaállapotokat vehetnek

fel, amelyeknek egy elemi energiakvantum egészszámú többszöröseinek kell lenniök. Planck bevezette az energia kvantálását és az elemi energiakvantumra az $E = h\nu$ összefüggést [(2.2) egyenlet] kapta. E feltételezés lehetővé tette a Planck-féle sugárzási törvény következetes levezetését.

$$E_\lambda d\lambda = \frac{2h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda \quad (2.10)$$

a Planck-féle sugárzási törvény

T , °K (fok), a sugárzó test abszolút hőmérséklete,
 k , $\text{Ws} \cdot \text{fok}^{-1}$ a Boltzmann-féle állandó,
 $k = 1,4 \cdot 10^{-23} \text{Ws} \cdot \text{fok}^{-1}$.

$E_\lambda d\lambda$ az az energia, amely a felületegységről az egységnyi nyílásszögű kúpban az időegység alatt a λ és $\lambda + d\lambda$ közötti hullámhossztartományban kisugárzásra kerül. A Planck-féle sugárzási törvényt a teljes hullámhossztartományra integrálva megkapjuk az összsugárzásra érvényes Stefan—Boltzmann-féle törvényt:

$$S = \sigma \cdot T^4 \quad (2.11)$$

a Stefan—Boltzmann-féle törvény

S , $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ a felületegységre eső sugárzásteljesítmény

σ , $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ fok}^4}$ a Stefan—Boltzmann-féle állandó

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ fok}^4}$$

Azon sugárzó test összsugárzása, amelyre a Planck-féle sugárzási törvény érvényes, az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával nő.

Az olyan fényforrást, amelynél a sugárzási energia hullámhosszeloszlása a Planck-féle sugárzási törvényt követi, fekete sugárzónak nevezzük. A szokásos fényforrások, mint a Nap és a wolframszálas izzólámpák, a Planck-féle sugárzási törvény szerint sugároznak, ami messze-menő következményekkel jár. Ez a sugárzási törvény azt mutatja, hogy termikus fényforrás kis hullámhossztartományban csak nagyon kis energiát bocsát ki, tehát a hullámhossztartomány lesűkítése csökkenti a kisugárzott energia mennyiségét. Ez kísérletileg is ismert, mert, ha a fényt monokromátor segítségével — amennyire lehet — monokromati-

kussá kívánjuk tenni, akkor a fény igen legyengül és végül már eredményesen meg sem figyelhető. Erre a körülményre azért kell nyomtatékosan felhívunk a figyelmet, mert a laser e vonatkozásban teljesen eltérően viselkedik.

Valamely hőmérsékleti sugárzó sugárzási teljesítménye a *Stefan—Boltzmann*-féle törvény értelmében a hőmérséklet növekedésével nagyon erősen nő, ugyanakkor a maximális emisszió hullámhossza pedig a *Wien*-féle eltolódási törvény szerint a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el. A fényemisszió határfoka, azaz a látható tartományba eső sugárzási teljesítmény és az összsugárzás közötti arány akkor a legkedvezőbb, ha a maximális emisszió hullámhossza az emberi szem érzékenységi görbéjének közepére esik.

A *Wien*-féle eltolódási törvény segítségével a maximális emisszió hullámhossza adott hőmérsékleten egyszerű módon meghatározható. A *Wien*-féle eltolódási törvényt a következőképpen írhatjuk fel:

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{konst}_{\text{Wien}} \quad (2.12)$$

a *Wien*-féle eltolódási törvény

λ_{\max} , m a maximális emisszió hullámhossza
 $\text{konst}_{\text{Wien}} = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{m} \cdot \text{fok}$.

A hőmérséklet növekedésével a maximális emisszió hullámhossza a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el.

Példa: Maximális fényhatásfokú fényforrás sugárzásának eloszlása.

Az emberi szem legnagyobb érzékenysége körülbelül a látható spektrum közepére, $\lambda = 560 \text{ nm}$ -re esik. A *Wien*-féle (2.12) eltolódási törvény szerint e hullámhosszon bekövetkező maximális emisszió mellett a sugárzási forrás hőmérséklete kerekén 5200 °K . A (2.10) *Planck*-féle sugárzási törvény alapján a sugárzási intenzitás eloszlása a következő: a sugárzási forrás optimális hőmérséklete ellenére a kisugárzott energiából csak 40% fény, 6% ultraibolya sugárzás és 54% infravörös sugárzás.

Kirchhoff-törvénye:

$$\frac{\text{emisszió}}{\text{abszorpció}} = f(\lambda \cdot T) \quad (2.13)$$

a *Kirchhoff*-féle törvény

kimondja, hogy *adott hőmérsékleten az emisszió és az abszorpció aránya minden testre állandó és csak a hullámhossz és az abszolút hőmérséklet függvénye.*

Összefoglalás:

Jó közelítéssel sok fényforrás, pl. a Nap, izzólámpák, fénycsövek (de nem gázkisülési lámpák) fekete sugárzóként sugároznak és így sugárzási energiájuk hullámhosszeloszlása a Planck-féle sugárzási törvényt követi.

2.4 Emisszió, abszorpció és a sugárzás erősítése

Az összes emissziós és abszorpciós jelenségek csak a kiterjesztett *Bohr*-féle atomelmélet és a kvantumelmélet alapján értelmezhetők kielégítően. E tanulmány keretei azonban nem nyújtanak lehetőséget kimerítő tárgyalásukra. *Einstein* és *Planck* műveiből kiindulva mégis ismertetünk néhány modell-elképzelést, amelyek megkönnyítik a laser-folyamatok megértését.

A fényemisszió alapvető és legegyszerűbb értelmezését a *Bohr*-féle posztulátumok nyújtják. Ezek szerint:

1. Minden atomnak több olyan stacionárius (állandósult) állapota van, amelyben létezhet anélkül, hogy sugározna. Az atom energiaállapotát csak úgy változtathatja, ha egyik stacionárius állapotból másik stacionárius állapotba megy át. Közbenő állapotok nincsenek.
2. A stacionárius energiaállapotok közötti átmeneteknél az emitált (kisugárzott) vagy az abszorbeált (elnyelt) energiára teljesül a *Bohr*-féle frekvenciafeltétel, amelyet itt az E_1 , E_2 és E_3 energiaállapotokra írunk fel:

$$\begin{array}{ll} E_3 - E_1 = h \cdot \nu_{13} & E_3 - E_1 = h \cdot \nu_{31} \\ E_2 - E_1 = h \cdot \nu_{12} & E_2 - E_1 = h \cdot \nu_{21} \\ E_3 - E_2 = h \cdot \nu_{23} & E_3 - E_2 = h \cdot \nu_{32} \end{array} \quad (2.14)$$

abszorpció emisszió

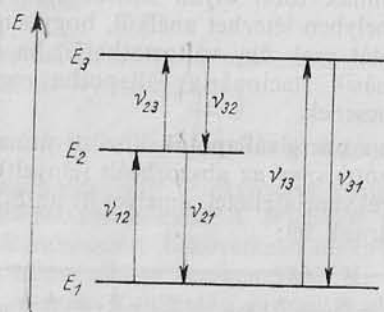
Bohr-féle frekvenciafeltétel az atom E_1 , E_2 és E_3 energiaállapotai közötti átmenetekre E_1 , E_2 , E_3 , ... az atom stacionárius energiaállapotai: ezek energiája növekvő indexszel nő. A legkisebb, E_1 energiájú energiaállapotot *alapp állapotnak*, minden más, nagyobb, E_2 , E_3 , ... energiájú állapotot pedig

gerjesztett állapotnak neveznek. Az energiaállapotokat a kvantumszámok egyértelműen jellemzik.

Abszolút zéruspont hőmérsékleten (0°K) az összes atom alapállapotban van. Ez jelen megfontolásainkra jó közelítéssel szobahőmérsékleten (20°C) is érvényes, ezért feltételezzük, hogy a kiindulási állapotban az összes atomok legkisebb energiájú állapotukban, az alapállapotban vannak.

Az alapállapotban levő atom csak felvehet, tehát abszorbeálhat energiát. Röviden összefoglalva, a (2.14) egyenlet az abszorpciós folyamatra a következőket mondja: Az atom az E_1, E_2, \dots energiaállapotból egy magasabb, E_2, E_3, \dots energiaállapotba megy át, ha pontosan a két energiaállapot közötti energiakülönbséggel egyenlő energiát vesz fel. Ha az energia sugárzással áramlik oda, akkor az atom megfelelő frekvenciájú kvantumot abszorbeál, tehát pl. az E_1 -ről E_2 -re való átmenetnél $h \cdot \nu_{12}$ energiájú kvantumot.

Emisszió esetében az atom magasabb, E_2, E_3, \dots energiaállapotból alacsonyabb energiaállapotba jut, tehát gerjesztett állapotban kell lennie. A két energiaállapot közötti energiakülönbség megfelelő frekvenciájú kvantum alakjában kerül kibocsátásra, így pl. az $E_2 - E_1$ átmenetnél mint $h \cdot \nu_{21}$ energiájú kvantum.



2.4. ábra. Az atom energiaállapotai a Bohr-elmélet szerint

Az abszorpciós frekvenciáknak egyezniük kell az emissziós frekvenciákkal, tehát $\nu_{13} = \nu_{31}$, $\nu_{12} = \nu_{21}$, $\nu_{23} = \nu_{32}$. Az E_1 alapállapotból az E_3 energiaszintre való átmenethez tartozó energia megegyezik az E_1 alapállapotból az E_2 energiaszintre és az E_2 energiaszintről az E_3 energiaszintre való átmenetekhez tartozó energiák összegével. A 2.4. ábra e folyamatokat szemléletesen mutatja.

A laser szempontjából Einstein abszorpcióra és emisszióra vonatkozó elgondolásai nagyon lényegesek. Míg abszorpcióra csak egyetlen lehetőség áll rendelkezésre, az emisszió viszont kétféle módon játszódhat le. Einstein különösen az emissziókat azzal a fajtájával foglalkozott, amely a sugárzási tér hatására lép fel és amelyet *stimulált* vagy *indukált emisszióknak* neveznek. E sugárzási tér kvantumainak pontosan azon két energiaszint távolságának megfelelő energiájuknak kell lennie, amelyekre a sugárzási tér hat. Az emisszió e különleges fajtája az egyébként fellépő emissziótól nem választható el, ezért először röviden foglalkozunk kell a közönséges emisszióval. Ezt a következőképpen értelmezhetjük:

Egy zárt térben igen sok azonos fajtájú atom vagy molekula van alapállapotban. Energiaközlés hatására — ez lehet termikus, elektromos vagy sugárzási energia — az atomok egy része magasabb energiaállapotba kerül. Az atomok τ átlagos tartózkodási idő után minden külső behatás nélkül maguktól, tehát spontán, visszatérnek az alapállapotba. E közben különböző energiájú kvantumokat bocsátanak ki, amelyek külön-külön eleget tesznek a Bohr-féle frekvenciafeltételnek. Egy ilyen forrás kisugárzott fénye tehát sok frekvenciából tevődik össze. E folyamatot nevezzük *spontán emisszióknak*.

Egyszerűsítésként vizsgáljunk most meg egy olyan rendszert, amelynek csak E_1 alapállapota és E_2 gerjesztett állapota lehet. Annak a valószínűsége, hogy egy atom az E_2 energiaállapotból az E_1 energiaállapotba megy át: A_{21} . Az A_{21} átmeneti valószínűség értéke az energiaátmenetre és az atomra vonatkozó természeti állandó. Ha N_2 atom van gerjesztett állapotban, akkor az időegység alatt $N_2 \cdot A_{21}$ atom megy át magasabb energiaállapotból alacsonyabb energiaállapotba. A τ_{21} átlagos tartózkodási idő a gerjesztett állapotban a spontán emisszióval szemben tanúsított élettartamára jellemző mennyiség. Értéke megegyezik az átmeneti valószínűség reciprokéval:

$$\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}}, \quad (2.15)$$

a tartózkodási idő és átmeneti valószínűség közötti összefüggés

τ_{21} , s, az atom átlagos tartózkodási ideje az E_2 gerjesztett energiaállapotban, A_{21} , s^{-1} , az átmeneti valószínűség az E_2 magasabb energiaállapotból az E_1 alacsonyabb energiaállapotba.

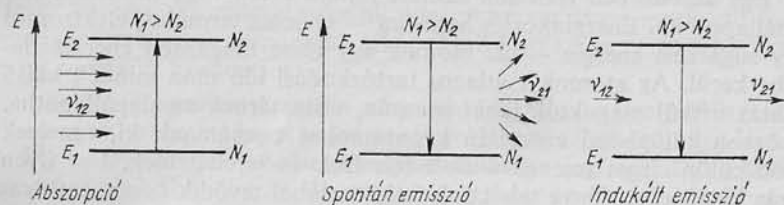
Ha nagyszámú atom van a sugárzási térben, akkor *abszorpció* következik be. Az abszorpció feltétele szerint ahhoz, hogy az atomok egy része magasabb energiaállapotba kerülhessen, a sugárzási energiának

pontosan meg kell egyeznie az E_1 és E_2 energiaállapotok közötti különbséggel. Ezért a P_{12} abszorpció arányos lesz a tér ν frekvenciához tartozó $\rho(\nu)$ spektrális energiasűrűségével, valamint egy — az átmenetre jellemző — B_{12} állandóval:

$$P_{12} = \rho(\nu) \cdot B_{12}. \quad (2.16)$$

Az időegység alatt tehát $N_1 \cdot \rho(\nu) \cdot B_{12}$ kvantum abszorbeálódik.

Ilyen sugárzási tér hatására a spontán emisszió mellett egy másfajta emisszió is lejátszódik, amelyet *Einstein* elsősorban számításai alapján vezetett be. Ezt a laser szempontjából döntő fontosságú folyamatot *stimulált* vagy *indukált emisszió*nak nevezzük. Ez az emisszió függ a be-



2.5. ábra. Emisszió, abszorpció és indukált emisszió

sugárzott kvantumok frekvenciájától és csak akkor jöhet létre, ha a frekvencia megfelel az atom két energiaszintje közötti frekvenciaátmenetnek. Az indukált emisszió arányos a besugárzó tér spektrális energiasűrűségével és egy, az átmenetre, valamint az indukált emisszióra jellemző állandóval.

Valamely magasabb energiaszinten levő és a sugárzási tér hatásának kitett atomi rendszer emissziója tehát két részből tevődik össze: spontán emisszióból, amely mindig fellép és indukált emisszióból, amely csak sugárzási tér hatására következik be.

$$P_{21} = A_{21} + \rho(\nu) \cdot B_{21}. \quad (2.17)$$

Az időegység alatt tehát összesen $N_2 \cdot A_{21} + N_2 \cdot \rho(\nu) \cdot B_{21}$ kvantum kerül kibocsátásra. Mivel az abszorpciónak egyenlőnek kell lennie az emisszióval (lásd 2.5. ábrát), a következő összefüggés adódik:

$$N_1 \cdot \rho(\nu) \cdot B_{12} = N_2 \cdot A_{21} + N_2 \cdot \rho(\nu) \cdot B_{21} \quad (2.18)$$

$$\text{abszorpció} = \text{spontán emisszió} + \text{indukált emisszió}$$

N_1, cm^{-3} az atomsűrűség az E_1 alapállapotban,
 N_2, cm^{-3} az atomsűrűség az E_2 gerjesztett állapotban,
 $\rho(\nu), \frac{\text{W} \cdot \text{s}^2}{\text{cm}^3}$ a besugárzó tér spektrális energiasűrűsége (energia per térfogat és frekvencia),
 $B_{12} \frac{\text{cm}^3}{\text{W} \cdot \text{s}^2}$ az abszorpcióra jellemző állandó az $E_1 \rightarrow E_2$ átmenetnél,
 $B_{21} \frac{\text{cm}^3}{\text{W} \cdot \text{s}^2}$ az indukált emisszióra jellemző állandó az $E_2 \rightarrow E_1$ átmenetnél.

Itt az alábbi egyszerűsítő feltételeket alkalmaztuk: Az atomok száma nagy, a betöltési sűrűségek változása pedig olyan kicsi, hogy az összállapot csak kevésbé változik, továbbá az átmenetek frekvenciái valamint a sugárzási tér frekvenciája ideális vonalak. A természetben ugyan nem ez a helyzet, de a lényeges felismerések nem változnak, ha a sok számítás elkerülése végett ideális körülményeket tételezünk fel, amelyek a megértést megkönnyítik.

Az A_{21} , B_{21} és B_{12} állandókat *Einstein*-féle együtthatóknak nevezzük. Köztük az *Einstein*-féle összefüggések adják meg a kapcsolatot. Ezek szerint:

$$B_{12} = B_{21} \quad (2.19)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3} \cdot h \cdot \nu \cdot B_{21}. \quad (2.20)$$

az *Einstein*-féle együtthatók közötti összefüggés

n a törésmutató (lásd a 4.2 fejezetet).

Termikus egyensúlyban az egyes energiaszinteken az atomok sűrűségét a *Boltzmann*-féle eloszlás adja meg:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}}. \quad (2.21)$$

a *Boltzmann*-féle eloszlás

A *Boltzmann*-féle eloszlás szerint *termikus egyensúly* esetében az *alacsonyabb energiaállapot mindig sokkal jobban be van töltve mint a hozzá legközelebb eső magasabb állapot*. Átlagos hőmérsékleti értékeken (100°C alatt) gyakorlatilag csak az alapállapot betöltött.

Példa: A hélium első gerjesztett szintjének populációja a Boltzmann-féle eloszlás szerint.

A hélium első gerjesztett energiaszintje az alapállapotnál mintegy 20 eV-tal magasabb. Az eV egység energiámérték, amelyet az atomfizikában gyakran használnak. Egy elektronvolt az atom energiája, ha töltése az elektrom töltésével (e_0) egyenlő és 1 V feszültségkülönbségen halad át. Az elektron töltése $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As, tehát $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Ws. A kT szorzat értéke 300 °K (27 °C) hőmérsékletre: $k \cdot T_{300 \text{ °K}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \text{ Ws} = 4,1 \cdot 10^{-21}$ Ws. Hélium esetében az alapállapot és az első gerjesztett állapot közötti 20 eV energiakülönbség: $E_2 - E_1 = h \cdot \nu_{21} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 20 \text{ Ws} = 3,2 \cdot 10^{-18}$ Ws. Ezt a (2.21) egyenletbe behelyettesítve, kapjuk:

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\frac{3,2 \cdot 10^{-18}}{4,1 \cdot 10^{-21}}} = N_1 \cdot e^{-780} \approx 10^{-339} N_1$$

Azonos számítással $T = 500 \text{ °K}$ -ra (ami 227 °C -nak felel meg) felírhatjuk:

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\frac{3,2 \cdot 10^{-18}}{6,9 \cdot 10^{-21}}} = N_1 \cdot e^{-465} \approx 10^{-202} N_1.$$

E számítás E_2 -re hélium esetében nagyon szemléletesen mutatja azon feltételezésünk helyességét, hogy átlagos hőmérsékleten az alapszint fölötti energiaszintek gyakorlatilag nincsenek betöltve.

Átlagos hőmérsékleten az atomoknál csak az alapszint betöltött.

A He példája azonban azt is mutatja, hogy a körülmények még magasabb hőmérsékleten sem változnak lényegesen. Minthogy pedig egy hőmérsékleti sugárzó minden energiaszintjének betöltési sűrűségét a Boltzmann-féle eloszlás határozza meg, azért a hőmérsékleti sugárzó spontán emissziója mindig kicsi, bár az indukált emisszióhoz képest még mindig nagyon nagy. Még különösen nagy hőmérsékleten sem észlelhető termikus sugárzásból indukált emisszió. A termikus sugárzók indukált emisszió útján gyakorlatilag nem sugároznak.

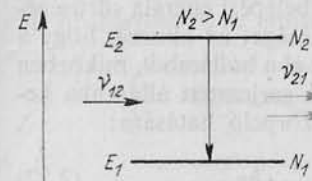
Termikus gerjesztésű fényforrások csupán spontán emisszióval sugároznak.

Vizsgáljunk meg most ismét egy zárt rendszerben tartózkodó nagyszámú atomot és használjuk az eddigi jelöléseket az előzőhöz hasonló módon. Tegyük ki a alkalommal ν frekvenciájú és ρ energiasűrűségű sugárzást tér hatásának (amint ismeretes, ez előfeltétele annak, hogy spontán emisszió mellett indukált emisszió is fellépjen), ugyanakkor nem kívánjuk meg, hogy a rendszer termikus egyensúlyban legyen.

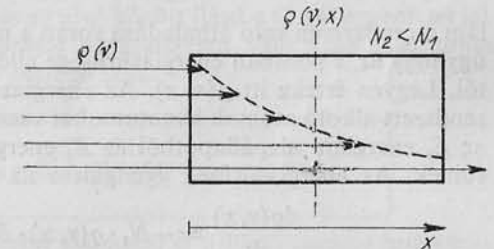
A (2.17) egyenlet szerint ilyen rendszer emissziója E_2 -ből az E_1 energiaállapotba való átmenetnél $N_2 A_{21} + N_2 \rho(\nu) B_{21}$, míg abszorpciója E_1 -ből E_2 -be a (2.16) egyenlet értelmében $N_1 \rho(\nu) B_{12}$. Ha tehát $N_1 > N_2$, ami normális körülmények között, de főképpen termikus egyensúlyban mindig teljesül, úgy a beeső sugárzás időegységenként $(N_1 - N_2) \rho(\nu) B_{12}$ kvantummal csökken. Ezek olyan kvantumok, amelyek az atomokat magasabb energiaszintre emelik és amelyeket a beeső sugárzás irányában fellépő indukált emisszió nem pótol. A spontán emisszióval mindig elvész $N_2 A_{21}$ kvantum, hiszen a spontán emisszió minden irányban statisztikusan oszlik el és így csak csekély töredéke esik a beeső sugárzás irányába. Minthogy pedig $N_1 > N_2$ esetében az indukált emisszió járuléka nagyon csekély, a beeső sugárzás irányában a rendszerből mindig kevesebb emittálódik, mint amennyit az sugárzás formájában felvesz (lásd 2.5. ábrát). E folyamat *abszorpció* néven ismeretes és közönséges feltételek között mindig fellép.

Vizsgálatainkat eddig azzal a feltételezéssel végeztük, hogy a magasabb E_2 energiaszinten kevesebb atom van, mint az E_1 alapállapotban, N_1 tehát nagyobb volt, mint N_2 . Tekintsük most a fordított esetet, legyen N_2 nagyobb, mint N_1 . Miután ez pontosan fordítottja a termikus egyensúly melletti normális eloszlásnak, ezt az esetet *eloszlás-megfordításnak*, vagy *inverzióknak* nevezzük. Inverziónál a körülmények úgy változnak, hogy még mindig fellép ugyan spontán emisszió, de emellett a beeső hullám indukált emisszió következtében fel is erősödhet (2.6. ábra). Az ezen esetben sokkal erősebb indukált emisszió a beeső sugárzás irányába esik, úgy, hogy az erősített sugárzás iránya azonos a beeső sugárzásával, míg a spontán emisszió, mint rendesen, minden irányban egyenletesen oszlik el. A sugárzást erősítő indukált emisszió alapul a laser. Szükséges tehát, hogy e folyamatokat az eddiginél részletesebben vizsgáljuk.

Az alap- és egy gerjesztett állapotú atomok zárt rendszerét kétszintes (kétnívós) rendszernek is nevezzük. Essen e rendszerre az x -irányban egy $\rho(\nu)$ energiasűrűségű síkhullám (2.7. ábra). Egyszerűsítésképpen ismét

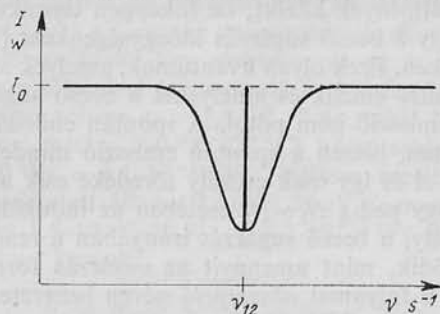


2.6. ábra. Indukált emissziós erősítés inverziónál

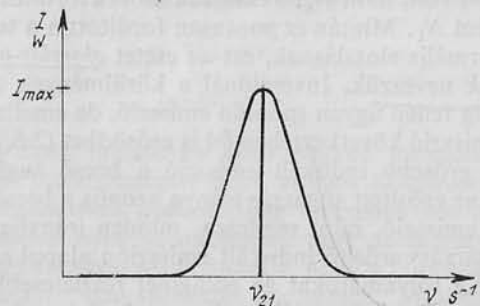


2.7. ábra. $\rho(\nu)$ energiasűrűségű fényhullám abszorpciója normál betöltési sűrűségű kétnívós rendszeren való áthaladásánál

tételezzük fel, hogy az abszorpciós és az emissziós vonalak nagyon kis $\Delta\nu$ sávszélességű, éles vonalak, holott a természetben mindig egy bizonyos frekvenciatartományon oszlanak el (2.8. és 2.9. ábra). A fényhul-



2.8. ábra. Abszorpciós vonal. A behúzott vastag vonal jelképezi az „éles” vonal egyszerűsítő feltételét



2.9. ábra. Emissziósvonal. A behúzott vastag vonal jelképezi az „éles” vonal egyszerűsítő feltételét

lám a rendszeren való áthaladása során a megtett úttól függően gyengül, úgyhogy az x pontban energiasűrűsége eltér a belépési energia sűrűségétől. Legyen értéke itt $\rho(\nu, x)$. Az energiaveszteséget az okozza, hogy a rendszert alkotó atomok kvantumokat vesznek el a hullámból, miközben az E_1 energiájú alapállapotból az E_2 energiájú gerjesztett állapotba kerülnek. Az energiasűrűség gyengülése az abszorpció hatására:

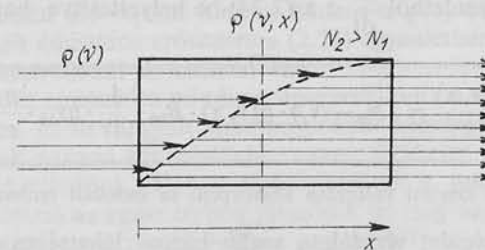
$$\frac{d\rho(\nu, x)}{dt} = -N_1 \cdot \rho(\nu, x) \cdot B_{12} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \cdot h\nu_{12} \quad (2.22)$$

az energiasűrűség gyengülése abszorpció hatására

$\Delta\nu, s^{-1}$ az átmenet szélessége.

A gyengülést a mínusz előjel fejezi ki. Ez függ az alapnívón tartózkodó atomok N_1 számától, az abszorpció helyén levő $\rho(\nu, x)$ energiasűrűségtől, az E_1 -ről E_2 -re való átmenet *Einstein*-féle együtthatójától, a $h\nu_{12}$ energiától és a $\Delta\nu$ átmeneti vonalszélességtől.

Ugyanerre az átmenetre azonban a beérkező hullám indukált emisszió útján erősödhet is (2.10. ábra). Az energiasűrűségnek indukált emisszió



2.10. ábra. Fényhullám erősítése indukált emisszió útján

erősítését a következő alakban írhatjuk fel:

$$\frac{d\rho(\nu, x)}{dt} = N_2 \cdot \rho(\nu, x) \cdot B_{21} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \cdot h\nu_{21} \quad (2.23)$$

az energiasűrűség indukált emissziós erősítése

Az indukált emisszió útján való erősítés tehát a felső szint N_2 be-töltési sűrűségétől és az x helyen levő $\rho(\nu, x)$ energiasűrűségtől függ. Arányossági tényezőként a B_{21} *Einstein*-féle együttható szerepel. A (2.19) egyenlet szerint: $B_{12} = B_{21}$. A szintre jellemző $h\nu_{21}$ energiatávolságnak meg kell egyeznie a (2.22) egyenlet szerinti $h\nu_{12}$ energiatávolsággal, mi-tután az alsó és a felső energiaszint között ugyanaz az $E_2 - E_1$ energiakülönb-ség áll fenn, mint a felső és az alsó között [lásd a (2.14) egyenletet is].

Az energiasűrűség változását a rendszeren való áthaladás során az abszorpció és az emisszió összege adja:

$$\frac{d\rho(\nu, x)}{dt} = (N_2 - N_1) \cdot \rho(\nu, x) \cdot B_{12} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \cdot h\nu_{12} \quad (2.24)$$

az energiasűrűség időbeli változása abszorpció és indukált emisszió hatására

A (2.24) egyenletben még szerepel az idő. Egyszerűbb és szemlélete-sőbb azonban, ha megtárgyalása előtt az időt helykoordinátával fe-

jezzük ki. A hely időbeli változása adja a sebességet:

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{c}{n} \quad (2.25)$$

a fény terjedési sebessége

A (2.25) egyenletből $\frac{dx}{dt}$ -t a (2.24)-be helyettesítve, kapjuk:

$$\frac{d\varrho(v, x)}{dx} = (N_2 - N_1) \cdot \varrho(v, x) \cdot B_{12} \cdot \frac{1}{\Delta\nu} \cdot h\nu_{12} \cdot \frac{n}{c} \quad (2.26)$$

az energia hely szerinti változása abszorpció és indukált emisszió hatására

A (2.26) egyenlet vizsgálata során három lehetséges esetet különböztethetünk meg:

1. A betöltési sűrűségek termikus eloszlásánál a Boltzmann-féle eloszlás értelmében N_1 mindig nagyobb, mint N_2 , tehát ez esetben mindig abszorpció lép fel.

Az abszorpcióra az összefüggés:

$$\frac{\varrho(v, x)}{\varrho_0(v)} = e^{-(N_1 - N_2)\sigma(v)x} \quad (2.27)$$

az abszorpció

$\sigma(v)$, cm^2 az abszorbeáló atomok hatáskeresztmetszete,
 x , cm az atomi rendszeren belül megtett út.

A (2.27) egyenletet megadhatjuk az abszorpciós törvény ismert alakjában is:

$$\frac{\varrho(v, x)}{\varrho_0(v)} = e^{-\alpha(v)x} \quad (2.28)$$

az abszorpció

$\alpha(v)$, cm^{-1} az abszorpciós tényező.

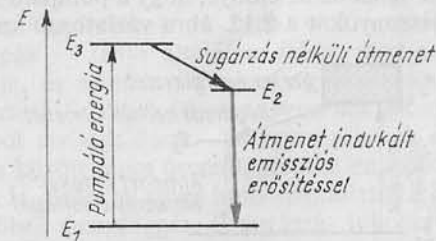
2. További energiaszállítás hatására a rendszer az $N_1 = N_2$ állapotba kerül. Az abszorpció ekkor megszűnik és a belépő hullám zavartalanul haladhat át a rendszeren.
3. A rendszerbe még több energia jut úgy, hogy inverzió lép fel. Ez esetben $N_2 > N_1$ és a belépő hullámot indukált emisszió erősíti. Az erősítés akkor maximális, ha az összes atomok a felső

energiaszinten vannak, N_1 ekkor zérus. N_2 növekedésével természetesen az $N_2 A_{21}$ spontán emisszió is nő. Ez több-kevesebb jelentőséggel bírhat az A átmeneti valószínűség nagyságától függően — ami nemcsak az egyes energiaátmenetekre, hanem a különböző elemek atomjaira is más és más. Az indukált emisszió mindenestre nagyobb mértékben nő és a már ismertetett erősítéshez vezet. Az energia növekedése ugyanis nemcsak N_2 növekedését idézi elő N_1 -hez képest, hanem a $\varrho(v)$ energiasűrűség az indukált emissziós erősítésre a (2.23) egyenletben szorzótényezőként közvetlenül is hatással van.

Az indukált emisszióra mindig szuperponálódik a spontán emisszió. Laser esetében az itt tárgyalt üzemmódoknál azonban ez egyáltalában nem, vagy csak nagyon kis mértékben zavar, úgyhogy részletesebb vizsgálatától eltekinthetünk. Ennek elsősorban az a magyarázata, hogy a spontán emisszió az egész térben játszódik le, míg az indukált emisszió csak a beeső sugárzás irányában terjed. A spontán emisszió azon kis része, amely ugyanezen irányba esik, hozzáadódik az indukált emisszióhoz és zajként észleljük.

Ahhoz tehát, hogy indukált emisszió útján erősítést kapjunk, inverzióra van szükség, ehhez pedig a rendszerbe energiát kell juttatnunk. Ezt az energiát *pumpáló energiának* nevezzük. Az inverzió, ill. a pumpálás különböző eszközökkel valósítható meg. A laser szempontjából, amely indukált emisszió útján hoz létre sugárzást, döntő jelentőségű az az elméleti felismerés, hogy kétszintes (kétnívós) rendszerrel az optikai tartományban nem valósítható meg inverzió. Optikai tartományban az inverzióhoz legalább háromszintes (háromnívós) rendszerre van szükség. Minden elképzelhető, háromnál többszintes rendszer azonos elv alapján működik, úgyhogy a folyamatok megértéséhez elegendő, ha a háromszintes rendszert vizsgáljuk.

A 2.11. ábra éles átmenetű háromszintes rendszer energiaszint-vázlatát szemlélteti. A folyamat a következőképpen zajlik le: Valamely



2.11. ábra. Éles átmenetű háromszintes rendszer energiaszint-vázlatát szemlélteti.

$h\nu_{13} = E_3 - E_1$ energiájú sugárforrás energiát pumpál a rendszerbe, s inverziót hoz létre oly módon, hogy $N_3 > N_2$ lesz. Az atomok visszatérése az E_3 energiaállapotból az átmeneti valószínűségek határozzák meg. Tételezzük fel, hogy az E_3 -ból az E_1 -be való spontán átmenet valószínűsége sokkal kisebb, mint az $E_3 \rightarrow E_2$ sugárzás nélküli átmeneté, azaz ily módon csak egész kevés atom kerülhet vissza alapállapotba. Az $E_3 \rightarrow E_2$ átmenet legyen sugárzás nélküli átmenet, ahol az energiakülönbség kicsi az $E_2 \rightarrow E_1$ átmenetéhez képest. Az atomok ez esetben arra kényszerülnek, hogy az E_2 energiaszinten át térjenek vissza az alapállapotba. Ezáltal E_2 és E_1 között is populáció-inverzió jön létre, úgyhogy $N_2 > N_1$ lesz, amint ez az indukált emissziós erősítéshez szükséges.

A háromszintes rendszernek a kétszintes rendszerrel szemben döntő előnye van; ugyanis, mivel a ν_{13} pumpáló frekvencia elválasztható attól a ν_{21} frekvenciától, amelyen az indukált emissziós erősítés bekövetkezik, az erősítés sokkal nagyobb. Ez esetben ugyanis a ν_{21} jelfrekvenciából abszorpció révén nem vész el energia, hiszen a jel már inverziót talál. A ν_{21} persze csak azután kerülhet besugárzásra, miután a pumpáló energiával az E_3 szinten létrehozott többletpopuláció sugárzás nélküli átmenet révén az E_1 és E_2 között is populáció-inverzióra vezetett, tehát mikor $N_2 > N_1$ és így a ν_{21} már erősödik. Nem hagyható figyelmen kívül azonban, hogy itt a ν_{13} pumpáló frekvencia csak keskeny vonalat képezhet és ezenkívül nagyobbak kell lennie a jelfrekvenciánál ($\nu_{13} > \nu_{21}$). Ez komoly nehézséget jelent, mert szinte alig van olyan pumpáló forrás, amely elegendő intenzitással keskeny vonalat adna.

A második követelmény, hogy a pumpáló forrásnak a jelfrekvenciához tartozó energiánál nagyobb energiakülönbséget kell áthidalnia, szintén nehézséget okoz a nagyobb optikai frekvenciák, tehát az ultraibolya sugárzás tartományában.

Az a nehézség, hogy kis vonalszélességű pumpáló forrás mellett nincs elegendő energia, áthidalható, ha az E_3 energiaszinthez bizonyos szélesség tartozik. A Planck-féle sugárzási törvény (2.10) szerint az energia annál nagyobb, minél nagyobb a használt hullámhossztartomány. A széles átmenetnek tehát az az előnye, hogy a pumpáló sugárzás jobban kihasználható. A viszonyokat a 2.12. ábra vázlatosan szemlélteti. Az E_3



2.12. ábra. Egy széles energiaszintű háromnívós rendszer a pumpáló energia jobb kihasználására

és E_1 közötti indukált emisszió elhanyagolható, minthogy ilyen széles átmenetnél $B_{31} \rho(\nu)$ nagyon kicsi és a spontán emisszió az erősebb. Azonkívül azt is feltételeztük, hogy az $E_3 \rightarrow E_1$ átmenet ritka és lényegében csak az $E_3 \rightarrow E_2$ spontán (sugárzás nélküli) átmenet következik be, úgyhogy az N_3 populáció mindig sokkal kisebb, mint az alapszint N_1 populációja. Ezért itt is kerülő úton, E_3 és E_2 között sugárzás nélküli átmenettel valószínűsíthető meg az E_2 és E_1 energiaszintek populáció-inverziója. E_2 és E_1 között azután a ν_{21} jelfrekvencia besugárzásánál indukált emissziós jelerősítés jöhet létre.

Összefoglalás:

Sugárzaserősítés indukált emisszió útján csak inverzió esetében lehetséges. Inverzió akkor következik be, ha egy magasabb energiaszint jobban betöltött, mint egy alacsonyabb energiaszint. Az éles energiaszintek előnyösek, mert élettartamuk nagy és így a spontán emisszió csekély, az indukált emisszió hatásfoka pedig jelentős.

Az optikai tartományban inverzió létrehozására csak olyan háromszintes rendszerek alkalmasak, melyek legfelső energiaszintje széles. A legmagasabb energiaszintnek azért kell szélesnek lennie, hogy az inverzió létrehozására elegendő energia álljon rendelkezésre. Ilyen rendszerben indukált emissziós erősítés mindig a középső szintről az alapszintre vezető átmeneten következik be.

2.5 Koherens és inkoherens sugárzás

Az előző szakaszban a sugárzással, különösen a fény keletkezésével foglalkoztunk. Az emissziós és abszorpciós jelenségek vizsgálatához a részecskekép alkalmazására volt szükség. Az interferencia-jelenségek és az elhajlás könnyű megértése egyszerűbb, ha a hullámképből indulunk ki. A sugárzás keletkezésének különböző módozatai erősen befolyásolják a kibocsátott hullámot.

A szokásos fényforrások — Nap, wolframszálas izzólámpák és gázkisülési lámpák — fénye általában fehér, mert sok különböző hullámhossz alkotja, és minden irányban egyenletesen sugárzódik ki. E termikus gerjesztésű források fénye nagyon sok atom spontán kibocsátott sugárzásából tevődik össze. Az egyes atomok emissziójának időpontja és iránya között nincs összefüggés. Az emisszió teljesen statisztikusan játszódik le. Ezért az egyes hullámvonalatok között sem található térbeli vagy időbeli összefüggés. E sugárzás inkoherens hullámvonalatokat ad.

A spontán termikus emisszió inkoherens fényt sugároz.

Az előző fejezetben a spontán emisszióval szembeállított indukált emisszió a hullámot koherensen erősíti. Az indukált emisszió fellépésének előfeltétele olyan kvantumok besugárzása, melyek frekvenciája megfelel az atom két energiaszintje közötti átmenet frekvenciájának. Mint-hogy itt pontosan meghatározott energiakülönbségről van szó, a keletkező fény is monokromatikus.

Az indukált vagy stimulált emisszió koherens fényt hoz létre.

A koherens fény mindig monokromatikus.

Az inkoherens és a koherens fényre vonatkozó e megállapítások helyesek, de nem ölelik fel mindazokat a finomságokat, melyek később a laser megértéséhez szükségesek. Sok kísérlet és alkalmazás alapvető feltétele pedig éppen a laser, mint koherens fényforrás.

Szükségesnek mutatkozik tehát, hogy a koherenciához néhány ki-gészítést fűzzünk.

A koherencia nem abszolút mérték. A koherenciának különböző fajai és különböző fokozatai vannak. A koherencia általános definíciójának tehát e tényeket figyelembe kell vennie és tartalmaznia kell a részleges koherencia, valamint a hullámok közötti koherenciafok fogalmát. A koherencia meghatározásának csak legalább két különböző hullámra van értelme. Egy hullám önmagában mindig koherens, tehát értelmetlen egyetlen hullám koherenciájáról beszélni. Két vagy több hullám időben akkor koherens, ha meghatározott időn belül fáziskülönbségük állandó. „Két vagy több hullámon” ilyen értelemben természetesen egy kiterjedt sugárzás részei is érthetők, amelyek között bizonyos időbeli különbség van. E meghatározás alapján arra a következtetésre juthatunk, hogy a koherens hullámoknak azonos frekvenciájuknak kell lennie. Eszerint az elektromágneses hullámok koherensek lennének, mert általában periodikus, folytonos hullámvonulatoknak tételezzük fel őket. Gyakorlatilag azonban egzakt periodikus hullámok nincsenek. Minden frekvenciához egy bizonyos sávszélesség tartozik, amelyet az optikában gyakran vonalszélességnek is nevezünk.

A ν frekvencia tehát a $\Delta\nu$ sávszélességen belül változhat. Miután azonban az állandó fáziskülönbség és ezzel két hullám azonos frekvenciája előfeltétele a koherenciának, ezt a sávszélesség következtében fellépő frekvenciaváltozás időben korlátozza. Ezért a sávszélesség a koherencia mértékének tekinthető, ahol a *koherenciaidőt* az alábbi egyenlet adja:

$$t_{\text{koh.}} \approx \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.29)$$

a koherenciaidő

$\Delta\nu \text{ s}^{-1}$, a sávszélesség.

A koherenciaidő az az idő, amelyre a ν frekvenciájú és $\Delta\nu$ sávszélességű hullámnál szükség van ahhoz, hogy a fázisa π -vel megváltozzék. Ugyanennyi idő telik el addig is, míg az amplitúdó e -ad részére esik (lásd pl. az elektromos rezgőkörök berezési folyamatait). A sávszélesség reciprokértékéért itt megadott koherenciaidő tehát az a legkisebb idő, melyen belül a hullám fázisát nem változtatja, vagyis az az idő, amelyen belül egy vagy több más hullámmal koherens lehet.

A koherenciaidőből kiszámítható az az út, amelyen belül a hullám más hullámokkal, vagy a hullám egy része valamely más részével koherens lehet. Ehhez ismernünk kell a hullám terjedési sebességét. Fényre, amely vákuumban (közelítőleg levegőben is) c sebességgel terjed, a *koherenciahosszt* a koherenciaidő és a fénysebesség szorzata adja:

$$l_{\text{koh.}} = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (2.30)$$

a koherenciahossz

Az is kiszámítható, hogy a hullámok hány hullámhosszon koherensek. A hullámhosszban kifejezett koherenciahosszt megkapjuk, ha a koherenciahosszt a hullámhosszal elosztjuk. Eredményül megkapjuk a λ hullámhosszú koherens hullámhosszak számát:

$$Z = \frac{c}{\Delta\nu \cdot \lambda} \quad (2.31)$$

a koherens hullámhosszak száma

A 2.1. táblázatban néhány tipikus sugárforrás sávszélességét, koherenciaidejét, koherenciahosszát és koherens hullámhosszainak számát (koherenciaszámát) adtuk meg. A különböző sugárzók összehasonlítására a legjobb lehetőséget a koherens hullámhosszak dimenzió nélküli száma nyújtja, a méterben kifejezett koherenciahossz ugyanis már egyszerűen azért is nagy lehet, mert a sugárzó hullámhossza nagy. A koherenciaszámok összehasonlításából pl. kitűnik, hogy egy úgynevezett inkoherens sugárzó, mint a higanyizotóp-lámpa, sokkal több hullámhosszon sugároz koherens hullámokat, mint egy nagyfrekvenciás oszcillátor, amelyet pedig általában koherensnek tekintünk. De az is rögtön látható, hogy a sugárzás koherenciája szempontjából a laser minden más sugárforrásnál sokkal előnyösebb.

A koherencia matematikai megfogalmazása a fényhullámnak a (2.9) egyenlet szerinti leírásából indul ki. E hullám időben és térben

2.1 táblázat

Néhány sugárforrás koherenciájának összehasonlítása

A sugárforrás	A sáv- szélesség s^{-1}	A koheren- ciaidő s	A koheren- ciahossz m	A koherencia- szám
nagyfrekvenciás oszcillátor (1 MHz)	100	10^{-2}	$3 \cdot 10^6$	10^4
kvarcoszcillátor (1 MHz)	10^{-3}	10^3	$3 \cdot 10^{11}$	10^9
látható színek tartomány	$2 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{-15}$	10^{-6}	3
higanyizotóp-lámpa	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{-9}$	1	$2 \cdot 10^6$
He-Ne laser	$3 \dots 10^4$	$0,3 \dots 10^{-4}$	$3 \cdot 10^4 \dots$ $\dots 10^8$	$3 \cdot 10^{10} \dots$ $\dots 10^{14}$

periodikus. Egy ilyen hullám legyen a t_1 időpontban az x_1 helyen, míg valamely t_2 későbbi időpontban az x_2 helyen. E két hullám közötti koherencia foka a Γ korrelációs függvénnyel írható le, amely különböző sugárzók hullámaira is alkalmazható. Itt nem térünk ki részletes matematikai megfogalmazására, elegendő, ha a j normált korrelációs függvény két különleges esetét emeljük ki:

1. Ha két hullám azonos, úgy $j=1$. Ez az elérhető legnagyobb koherenciafok.
2. Ha két hullám között korreláció nem lehetséges, úgy a korrelációs függvény: $j=0$. Ez esetben a két hullám inkoherens.

Gyakorlatilag sem az egyik, sem a másik eset pontosan nem következik be, a korrelációs függvény értékei tehát mindig nagyobbak, mint zérus, de kisebbek, mint 1. A laserrel kapcsolatban látni fogjuk, hogy sok esetben közelítőleg lehetséges a $j=1$ korrelációs függvénnyel számolni.

Eddig részletesen csak az időbeli koherenciát, tehát a hullámok terjedési irányú koherenciáját vizsgáltuk. A j korrelációs függvényből azonban kiténik, hogy térbeli koherenciának is kell lennie, mert a j korrelációs függvény két, térben és időben periodikus hullámra vonatkozik. Térbeli koherencia és időbeli koherencia tulajdonképpen nem két különböző koherenciafajta, hanem csupán szétválasztott szemléletes értelmezése annak az átfogó, általános koherencia-definíciónak, amelyet a korrelációs függvény fejez ki.

A térbeli koherencia a terjedés irányára merőleges síkban észlelhető. Valamely hullámtérben az S térbeli koherencia a következőképpen adható meg:

$$S = \frac{\lambda \cdot L}{d_{\text{for.}}} \quad (2.32)$$

a térbeli koherencia

S , cm a térbeli koherencia,
 λ , cm a hullámhossz,
 L , cm a fényforrás távolsága a megfigyelési helytől,
 $d_{\text{for.}}$ cm a fényforrás átmérője.

A térbeli koherencia tehát a fényforrás távolságától és nagyságától függ olyképpen, hogy a megfigyelés helyétől nagy távolságra levő kis fényforrás nagy térbeli koherenciát ad. Mivel $\frac{d_{\text{for.}}}{L}$ az a Θ látószög, amely alatt a fényforrás a megfigyelési helyről látható, a térbeli koherencia akkor nő, ha Θ csökken.

A térbeli koherencia tehát a sugármenetbe helyezett fényrecesszel, míg az időbeli koherencia szűrő közbeiktatásával növelhető. A koherencia részleges növelésére használatos mindkét módszernek az a nagy hátránya, hogy jelentősen csökkenti az intenzitást. Ezért alig lehetséges termikus fényforrásból koherens fényt úgy kiszűrni vagy kivágni, hogy az kísérleti célra még elegendő intenzitású legyen. Később megmutatjuk, hogy a laser mint intenzív, koherens fényforrás, itt jelentős javulást hoz. Ez különösen az interferencia-jelenségeknél fontos, ahol a koherencia döntő és jellemző mennyiség (lásd 4.4 és a 6.6 szakaszt).

Összefoglalás:

Két vagy több hullám, ill. valamely kiterjedt sugárzás két vagy több része időben akkor koherens, ha fáziskülönbségük állandó, tehát frekvenciájuk azonos. A koherenciaidőt a sávzélesség korlátozza. Ebből kiszámítható azon hullámhosszak száma, amelyen belül a hullámok koherensek. Ez a szám a sugárzó koherenciájának mértéke.

Lehetnek a hullámok térben, vagyis a terjedési irányra merőlegesen is koherensek. Térbeli koherencián az a maximális kiterjedés értendő, amelyen belül a fáziskapcsolat állandó.

A koherenciának a korrelációs függvénnyel kifejezett definíciója, amely megadja a koherenciafokot, magában foglalja az időbeli és térbeli koherenciát.

3. Laserrendszerek

3.1 Inverzió előidézése

Az előző fejezetben a sugárzás erősítését tárgyaltuk indukált emisszió útján. Kimutattuk, hogy sugárzás erősítése csak inverzió esetében lehetséges. Használható erősítés eléréséhez a magasabb energiaszint populációjának sokkal nagyobbak kell lennie, mint az alsó energiaszinté. Inverzió különböző eljárásokkal érhető el és ebből adódik a laserrendszerek egy megkülönböztetési lehetősége. Inverzió előidézéséhez mindig szükség van pumpáló forrásra, amely az atomokat magasabb energiaszintre emeli. Ez a pumpa a legkülönbözőbb módon működhet; az energiának a rendszerbe való pumpálási módja azonban nagy mértékben függ a rendszer tulajdonságaitól. Ezért először összefoglalóan ezeket az inverziós eljárásokat ismertetjük különböző laserfajtákra. Utána általában foglalkozunk még a laserrendszerek néhány problémájával, minthogy e problémák az összes lasereknél azonos módon jelentkeznek. Vizsgáljuk meg tehát a következőkben a laserrendszerekben alkalmazott három jellemző inverziós módszert.

3.1.1 Inverzió előidézése gázkisülésben elektronütközéssel

Az egyik lehetőség arra, hogy a rendszerbe energiát juttassunk, a gázkisülésben bekövetkező elektronütközés. Ez az eljárás csak egyféle rendszerre, mégpedig gázokra alkalmazható. E pumpálási mód tehát jellemző a gázlaserek nagy csoportjára. A laserrendszerek ismertetésénél később még rámutatunk arra, milyen nagy előny a gázkisülésben lejátszódó elektronütközéseken alapuló pumpálásnál, hogy az energiát viszonylag egyszerű folyamatosan bejuttatni a rendszerbe. Ennek eredményeként a gázlaserek működése csaknem mindig folytonos vagy tartós üzemi. Ezek az amerikai szakirodalomban c-w-gázlaser néven szerepelnek; c-w a „continuous wave” (folytonos hullám) rövidítése, tehát c-w-gázlaser azt jelenti, hogy a laser folytonos hullámot sugároz.

A gázlaserek folytonos hullámot bocsátanak ki. Az inverziót gázkisülésben, elektronütközéssel idézik elő.

3.1.2 Inverzió létrehozása optikai pumpálással

Szilárdtestek és folyadékok esetében a szükséges energiát nem lehet elektronütközéssel átadni. A pumpáló energiát itt fény alakjában kell bejuttatni, ami szilárdtesteknél és folyadékoknál kissé egyszerűbb is, mint gázoknál. Az említett anyagoknak a magasabb energiaszinteken szélesebb átmeneteik vannak, mint a gázoknak. Így nem olyan nehéz a szükséges energia előállítása, amelyet egy fényforrásnak kell szolgáltatnia. Intenzív fényforrások, pl. a villanólámpák, amelyek áramlökésre nagyon erős fényt bocsátanak ki, mindig széles hullámhossztartományban sugároznak. Ezért keskeny átmenetekhez túl kevés energiát adnak, megfelelő nagy inverzió csak széles átmenetekre érhető el. E rövid magyarázattól is kitűnik azonban, hogy a szilárdtest- és a folyadék-laserek többnyire impulzus-üzemben működnek, mert az optikai tartományban nem lehet másképp a szükséges pumpáló energiát előállítani.

A szilárdtest- és a folyadék-laserek impulzus-üzemben működnek. E rendszerekben az inverzió optikai pumpálással valósítható meg.

3.1.3 Elektron-lyukpárok invertált állapotai

Az erősítés létrehozásának egyik legérdekesebb módszere az optikai tartományban egy félvezető dióda pn-átmenetének inverziója. E módszer azért olyan érdekes, mert itt az inverziót elektromos áram közvetlen hatása idézi elő. A félvezető-laserek részletes tárgyalásánál megmutatjuk, hogy ezáltal egyrészt nagyon egyszerű elrendezés adódik, másrészt nagyon kedvező hatásfok érhető el.

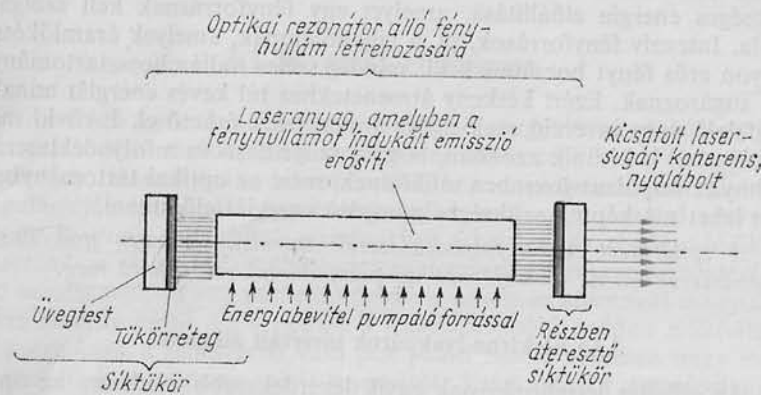
A félvezető-laserek közvetlenül az elektromos áram segítségével valósítják meg az inverziót. A félvezető-laserek mind folyamatos-, mind impulzus-, üzemben működhetnek.

3.1.4 Áttérés a lasererősítőről a laseroszillátorra

Definíciója szerint a laser olyan rendszer, amely a fényt indukált emisszió útján erősíti. Mégis manapság általában laseren olyan berendezést értenek, amely maga bocsát ki fényt. A mai szóhasználat szerint a laser tehát olyan oszcillátor, amely fényhullámot bocsát ki. E fejezet előző pontjaiban e tekintetben nem tettünk éles megkülönböztetést.

Hogyan lehet vajon az erősítőből oszcillátort készíteni? A mikrohullámú technikában ez nagyon egyszerű. A kimenőenergia egy részét vissza kell csatolni a bemenetre, ami öngerjesztést okoz, az erősítő rezgésbe jön és ezzel oszcillátorrá válik. Ha ennek az oszcillátornak előre meghatározott frekvencián kell oszcillálnia, még egy rezonátort kell közbeiktatni. A rezonátor jósága határozza meg a kimenő-frekvencia sávszé-

lességét. Ahhoz, hogy indukált emisszióval működő rendszerből oszcillátor lehessen, szintén visszacsatolás és rezonátor szükséges. A rezonátor alkalmazása folytán itt is kiválasztható egy bizonyos frekvencia. Elvileg a körülmények ugyanazok, mint a mikrohullámú technikában, csak a laser sokkal kisebb hullámhosszát kell figyelembe venni. Ez ugyanis kizárja hullámhossz-méretű rezonátor készítését. Az optikai tartomány-



3.1. ábra. Laserelrendezés vázlata

ban a rezonátor méretei mindig igen nagyok a hullámhosszhoz képest. Ez technikai nehézségeket okoz és változtatásokat kíván a mikrohullámú technika formuláival szemben, amelyeket még közelebbről ismeretünk.

A laseroszcillátorhoz tehát az indukált emissziós rendszeren kívül — melyet valamely pumpáló frekvencia gerjeszt — mindig egy rezonátor és visszacsatolás tartozik. E berendezést nevezzük a következőkben lasernek. A 3.1. ábra ilyen elrendezést mutat. A laseranyag lehet gáz, szilárdtest, folyadék, de félvezető-átmenet is. A laseranyagban a pumpáló energiával inverziót idézünk elő, ami indukált emissziót kelt. A laseranyag optikai rezonátorban helyezkedik el, amely frekvencia-kiválasztást és visszacsatolást biztosít. Az optikai rezonátor két egymással szemben elhelyezett, pontosan párhuzamos és azonos tengelyű síktükörből áll. Az optikai rezonátoron belül állóhullám alakulhat ki. Ez az elrendezés az alábbi módon teszi lehetővé az öngerjesztést.

Először a pumpálással inverziót hozunk létre. Az előző fejezetben megmutattuk, hogy ez mindig együttjár spontán emisszió fellépésével is, amely minden irányban sugárzódik. A spontán emisszió egy része tehát a tükrök között, azokra merőleges irányban halad. Mivel a spontán emisszióknak a tükrökre merőlegesen ráeső része a tükrökről visszaverődik,

állóhullám keletkezik. A reflexió a rezonátortükrökön itt a visszacsatolásnak felel meg. A rezonátor frekvenciájának hangolásával később foglalkozunk. A laseranyagon való áthaladás közben a rezonátorban keletkezett álló fényhullám felerősödik. Intenzitása nagyon hamar eléri egy maximális értéket, amelyet a pumpáló frekvenciával bevezetett energia nagysága és az atomok száma korlátoz. Ezenkívül veszteségek is lépnek fel, mégpedig egyrészt a spontán emisszió következtében, másrészt a tükrökön és az egyik közegből a másikba való áthaladásnál.

Az eddigiek szerint csak az optikai rezonátor belsejében keletkezett laserhullám. A rezonátorból az energia egy részének kivezetésére két lehetőségünk van. Az első a kicsatolás legegyszerűbb módja, ha egy részben áteresztő tükröt helyezünk el a rezonátor egyik oldalán. A rendszerből e tükrön kilépő lasersugár használható fel kísérletezésre. A másik lehetőség: olyan optikai berendezés elhelyezése a rezonátor belsejében, amellyel az energia egy része kicsatolható. A kicsatolással nyert lasersugár intenzitását a laseranyagon való egyszeri áthaladásnál elérhető erősítés korlátozza. Az erősítésnek a megkívánt kilépő intenzitás biztosításán kívül a veszteségeket is pótolnia kell. Miután az erősítés a pumpáló energia nagyságán kívül a laseranyagban gerjesztett atomok számától is függ, a szilárdtest-laserekkel nagyobb erősítés érhető el, mint a gázlaserekkel, mert előbbieknél a térfogategységre eső atomjainak száma nagyobb. A szilárdtest-laser kimenő teljesítménye tehát nagyobb, mint a gázlaseré.

Összefoglalás:

A laser optikai oszcillátor, amely koherens fényhullámot bocsát ki. Olyan laseranyagot tartalmaz, amely a keletkező fényt egy optikai rezonátorban indukált emisszió útján felerősíti. Az inverzió megvalósításához szükséges energiát külön pumpáló forrásnak kell a rendszerbe juttatnia. Vannak folytonos üzemű gázlaserek, impulzus-üzemű szilárdtest- és folyadéklaserek, valamint félvezető-laserek, amelyek mind folyamatos, mind impulzus-üzemben működhetnek.

3.2 Az öngerjesztés feltétele

A 3.1. ábra szerinti elrendezéssel öngerjesztés csak akkor lehetséges, ha az indukált emisszió hatására fellépő erősítés legalább olyan nagy, mint a rendszer vesztesége. Ha az egyik rezonátortükör részben áteresztő és a lasersugár azon át kiléphet, úgy az erősítésnek ezt a veszteséget is ki kell egyenlítenie.

A rezonátortükröknek a kimenő sugárzásra vonatkozó áteresztőképessége, visszaverőképessége (reflexiója), valamint az abszorpció és a szórás következtében a tükrön fellépő veszteségek közötti összefüggést a következő egyenlet adja,

$$D_T + R_T + V_T = 1, \quad (3.1)$$

a „mérleg”-egyenlet a rezonátortükrökre

D_T a tükrő áteresztőképessége,
 R_T a tükrőreflexió,
 V_T a tükrőveszteség.

Jó dielektrikum-tükrökkel a veszteség oly kicsivé tehető, hogy elhanyagolható. A (3.1) egyenlet ekkor a következő alakot veszi fel:

$$D_T = 1 - R_T \quad (3.1a)$$

a veszteségmenetes rezonátortükrő áteresztőképessége és reflexiója közötti összefüggés

A fényhullám a rezonátorban ide-oda halad. Miután mindkét tükrön felváltva visszaverődik, egy állandóan ismétlődő folyamat keletkezik. Az áteresztő tükrön minden visszaverődésnél $(1 - R_T)$ rész elvész. Öngerjesztés csak akkor következhet be, ha az erősítés ezt a részt kiegyenlíti.

Az l hosszúságú laseranyag a rezonátortükrök között helyezkedik el. A tükrök közel a laseranyag végeihez, de nem okvetlenül annak határain legyenek (3.1. ábra). A laserhullám a laseranyagon való minden áthaladás során G_M tényezővel erősödik. Az erősítésre az összefüggés:

$$G_M = e^{\alpha l} \quad (3.2)$$

a laserhullám erősítése a laseranyagon való egyszeri áthaladásnál

G_M az erősítés áthaladásonként,
 $\alpha \text{ cm}^{-1}$ erősítési tényező a laserhullámhosszon,
 $l \text{ cm}$ laseranyag hossza.

A laseranyag hosszának növelése tehát növeli az erősítést. A laseranyag hossza azonban nem növelhető tetszés szerint, amint arra más helyen majd rámutatunk, úgyhogy az erősítésnek van határa.

A rezonátortükrök között a laseranyagban ide-oda haladó hullám kétszer verődik vissza, mielőtt a laseranyag azonos helyén, azonos irányban áthaladna. A hullám ilyen teljes körülfutása esetén, mindkét tükrő visszaverőképességét figyelembe véve, az erősítésre a következő adódik:

$$G_{\text{laser}} = R_{T_1} \cdot R_{T_2} \cdot e^{2\alpha l} \quad (3.3)$$

erősítés a hullám egy körülfutása alatt

G_{laser} erősítés a hullám egy körülfutása alatt,
 $R_{T_1} \cdot R_{T_2}$ az 1., ill. 2. tükrő reflexiója.

Az e -függvény kitevőjében itt megjelenik egy kettes faktor, mert a hullám — amint kifejtettük — kétszer halad át az anyagon, míg azonos irányban, azonos helyre érkezik. Minden átfutás során mindkét tükrön pontosan egyszer reflektálódik.

$R_{T_1} \cdot R_{T_2}$ -re bevezetjük a geometriai középértéküket:

$$R_T = \sqrt{R_{T_1} \cdot R_{T_2}} \quad (3.4)$$

a két tükrő eltérő reflexiójának középértéke

Ha a hullám egy része a tükrökön nem verődik vissza, hanem például áteresztődik, úgy az már nem erősíthető tovább, tehát a G_{laser} számára elveszett. Ha a tükrökön a reflexió csökkenése okozta erősítéscsökkenést ki akarjuk fejezni, úgy egyszerűbb, ha a reflexióra bevezetjük: $R_T = e^{-\beta_T}$. Itt β_T a tükrő veszteségtényezője. Ennek értéke a lehető legnagyobb $R_T = 1$ reflexió mellett: $\beta_T = 0$, míg növekvő β_T esetén a reflexió csökken. A veszteségtényezőre tehát felírhatjuk:

$$\beta_T = -\ln R_T \quad (3.5)$$

a tükrő veszteségtényezője

A két tükrő reflexiójának geometriai középértékét és a veszteségtényezőt az erősítésre vonatkozó (3.3) egyenletbe helyettesítve, ez az egyenlet a következő alakú lesz:

$$G_{\text{laser}} = e^{2(\alpha l - \beta_T)} \quad (3.6)$$

az erősítés a hullám egy körülfutása alatt

Ez a kifejezés értelmezés szempontjából kedvezőbb, mint a (3.3) egyenlet szerinti, mert az erősítésre jellemző összes érték az e -függvény kitevőjében szerepel. Világosan látható, hogy a tükrő visszaverőképességének csökkentése esetén (pl. avégett, hogy a kimenőteljesítményt növeljük) a G_{laser} csökkenése csak a laseranyag hosszának növelésével ellensúlyozható, hiszen α állandó. Miután azonban l növelési lehetősége korlátozott, a kimenő teljesítmény nem fokozható tetszés szerint. Minden $G_{\text{laser}} \geq 1$ értéken a rendszer öngerjesztésre képes és a tükrő kimenetén lasersugár keletkezhet.

Az alábbiakban a laseroszcillátor stacionárius esetét vizsgáljuk. Feltételezzük, hogy mindig pontosan annyi pumpáló energia kerül pótlólag bevezetésre, amennyi az oszcilláció fenntartásához szükséges. Ebből kiszámítható, hogy $G_{\text{laser}} = 1$ esetén következik be az öngerjesztés.

A (3.6) egyenlet szerint, ha $G_{\text{laser}} = 1$ a kitevő zárójelében zérusnak kell lennie. A laseroszcillátor öngerjesztésének feltételére tehát:

$$\alpha \cdot l = \beta_T \quad (3.7)$$

a laser-oszcillátor öngerjesztésének feltétele

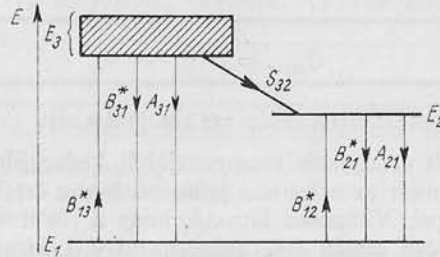
Az abszorpciót és az emissziót eddig az egyszerűség érdekében vonalként fogtuk fel, holott ezeknek a 2.8. ábra szerinti frekvenciaeloszlásuk van. A laser azonban még az abszorpció és az emisszió frekvenciaeloszlásának feltételezésével is egész keskeny frekvenciaeloszlású sugarat bocsát ki. A laser vonala keskenyebb, mint a természetes vonalszélesség (ahogy ezt a 3.7. ábra is szemlélteti). Ez szintén alátámasztja korábbi egyszerűsítő feltételezésünk jogosságát. A laser vonalszélességének a rezonátortól és a kimenő intenzitástól való függését később tárgyaljuk.

Hogy kiszámíthassuk, milyen többletpopulációnál következik be öngerjesztés, meg kell adnunk a (3.7) egyenlet szerinti öngerjesztési feltétel és a betöltési sűrűségek közötti összefüggést:

$$N_2 - N_1 = \frac{\beta_T}{\sigma_0 l} \quad (3.8)$$

a laser-oszcillációhoz szükséges minimális túlpopuláció

σ_0 , cm^2 az atomi abszorpció keresztmetszet.



3.2. ábra. Háromnívós rendszer az összes lehetséges átmenettel

Stacionárius esetre egyszerű egyenlettel határozhatjuk meg az öngerjesztést és ezzel a laser-oszcillációt biztosító pumpáló teljesítményt.

A 3.2. ábra háromszintes rendszert szemléltet az összes egyáltalában lehetséges átmenettel. Az indukált átmeneteket, amelyek a sugárzási tér intenzitásától függenek, az *Einstein*-féle együttható mellé rajzolt csillaggal jelöltük. Az *S*-sel jelölt sugárzás nélküli átmenetek spontán

következnek be. Háromszintes rendszerben a térfogategységre eső összes atomok száma

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (3.9)$$

a háromszintes rendszer atomsűrűségei

Az E_3 és E_2 energiaszintek betöltési sűrűségének időbeli változására a következők érvényesek:

$$\frac{dN_3}{dt} = B_{13}^* N_1 - (B_{31}^* + A_{31} + S_{32}) N_3, \quad (3.10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}^* N_1 + S_{32} N_3 - (B_{21}^* + A_{21}) N_2, \quad (3.11)$$

a háromszintes rendszer betöltési sűrűségének időbeli változása

Stacionárius állapot vizsgálatában az időbeli deriváltaknak zérust kell adniuk. Laseranyagokra a (3.10) és (3.11) egyenletek egyszerűsíthetők, mert egyes átmenetek gyakorlatilag nem fordulnak elő. Az átmeneti valószínűségekre vonatkozó (2.19) *Einstein*-féle összefüggés szerint az *Einstein*-féle együtthatóknak egyenlőknek kell lenniök, tehát $B_{13}^* = B_{31}^*$ és $B_{21}^* = B_{12}^*$. Ez akkor is érvényes, ha mint itt, a sugárzási teret beolvastjuk az együtthatókba. Az A_{31} spontán emisszió az összes többi átmenethez képest olyan kicsi, hogy elhanyagolható. Ezen kívül laseranyagra előfeltétel, hogy az S_{32} sugárzás nélküli átmenet lehetőleg gyorsan játszódjék le. Az S_{32} átmeneti valószínűségnek ezért B_{31} -hez képest lehetőleg nagyok kell lennie, hogy így az E_3 energiaszint összes atomja hozzájáruljon az E_2 többletpopulációjához és ne térjen vissza indukált emisszióval az alapállapotba. Ezen egyszerűsítésekkel a (3.9), (3.10) és (3.11) egyenletek egysíthetők:

$$\frac{N_2 - N_1}{N_0} = \frac{B_{13}^* - A_{21}}{B_{13}^* + A_{21}} \quad (3.12)$$

a laseroszcilláció feltétele az átmeneti valószínűségek függvényében

B_{13}^* tartalmazza a szükséges pumpáló teljesítményt, A_{21} pedig a lasernívónak a spontán emisszió következtében fellépő veszteségeit. A (3.12) egyenletből világosan látható, hogy $B_{13}^* = A_{21}$ feltétel még nem elegendő laseroszcilláció biztosításához. A bevezetett energiának valamivel nagyobbak kell lennie a spontán emisszió okozta veszteségnél.

Azok a berendezések, amelyekkel a laseranyagba energiát pumpálnak, rendszerint olyan bonyolultak, hogy egyszerű matematikai mód-

szerrel nem írhatók le. A későbbiekben még bemutatjuk, hogy a működési küszöböt, amely szintén nagymértékben függ a laseranyagtól, sokkal egyszerűbb kísérletileg meghatározni, de már itt legalább egyetlen támpontot megadunk, hogy milyen pumpáló teljesítmények szükségesek például egy optikai pumpáláson alapuló laser működéséhez. Ehhez egyszerűsítésképpen tételezzük fel, hogy a pumpáló fényforrás monokromatikus síkhullámot bocsát ki. Legyen a pumpáló fényforrás sugárzási sűrűsége a laseranyagon kívül $\varrho(v_{13})$ és a laseranyagba való belépésnél vegyük figyelembe a fénytörést. Ekkor felírhatjuk:

$$B_{13}^* = \varrho(v_{13}) \cdot n \cdot B_{13}. \quad (3.13)$$

A laseroszcilláció fenntartása megkívánja, hogy $B_{13}^* > A_{21}$ legyen. E feltételt behelyettesítve a (3.12) egyenletbe, s azt a minimálisan szükséges pumpáló energiasűrűsége megoldva, a következő kifejezéshez jutunk:

$$\varrho(v_{13})_{\min} > \frac{A_{21}}{B_{13}} \cdot \frac{1}{n} \quad (3.14)$$

a pumpáló fényforrás laseroszcillációhoz szükséges minimális spektrális energiasűrűsége

A pumpáló frekvenciára vonatkozó abszorpciós keresztmetszet az alábbi alakban írható fel:

$$\sigma_{13} = B_{13} \cdot h\nu_{13} \cdot \frac{n}{c} \cdot \frac{1}{\Delta\nu_p} \quad (3.15)$$

$\Delta\nu_p, s^{-1}$ a pumpálási sávszélesség

Az abszorpciós keresztmetszetnek a (3.14) egyenletbe helyettesítésével kapjuk:

$$\varrho(v_{13})_{\min} > \frac{A_{21} \cdot h\nu_{13}}{\sigma_{13} \cdot c \cdot \Delta\nu} \quad (3.16)$$

a pumpáló fényforrás laseroszcillációhoz szükséges minimális spektrális energiasűrűsége

A (3.16) egyenlet nagyon szemléletesen mutatja, hogy a pumpáló energia jelentős mértékben függ az A_{21} által meghatározott spontán emissziós veszteségektől. A másik fontos tényező: jelentős pumpáló intenzitást lehessen a laseranyagba juttatni. Ezt a laseranyagnak a pumpáló frekvenciára vonatkozó abszorpciós keresztmetszete határozza meg. A laser optikai pumpálása azonban általában nem monokromatikus síkhullámmal, hanem olyan fényforrással történik, amely a Planck-féle sugárzási törvény szerint sugároz. Ennek következtében — még

széles átmenetek esetén is — a pumpáló intenzitás nagy része olyan frekvenciatartományba esik, amely a laseranyag pumpálása szempontjából haszontalan. Az egyes laserberendezések ismertetésénél ezzel, főképpen azonban az ennek következtében fellépő nehézségekkel, még részletesen foglalkozunk.

Stacionárius esetre a laseroszcillátor teljesítménye az eddigi feltételezések alapján könnyen számítható. Ha az E_2 laserszinten a spontán emissziós veszteség elég kicsi, akkor az indukált emisszióból kapott teljesítmény arányos a pumpáló teljesítménnyel. Itt fellép a $\frac{\nu_{21}}{\nu_{13}}$ arányossági tényező. Stacionárius esetben kb. $\frac{N_0 \cdot V}{2}$ atom van alapállapotban, mivel csak kis többletpopuláció lehetséges. Emellett laseroszcilláció csak a pumpáló forrás meghatározott I_k intenzitás-küszöbértékén túl kezdődik, ami a (3.16) egyenletbeli $\varrho(v_{13})_{\min}$ -al arányos. Ennek folytán a pumpáló intenzitásnak csak nagyon lecsökkent $(I_p - I_k) \cdot \sigma_{13} \cdot \frac{N_0 \cdot V}{2}$ része használható ki. A laserteljesítmény a rezonátorban tehát:

$$P_{\text{rez}} = (I_p - I_k) \cdot \sigma_{13} \cdot \frac{N_0 \cdot V}{2} \cdot \frac{\nu_{21}}{\nu_{13}} \quad (3.17)$$

a laser-oscillátor teljesítménye stacionárius esetben

- P_{rez} W a laserteljesítmény a rezonátorban,
- I_p Wcm^{-2} a pumpáló fényforrás intenzitása,
- I_k Wcm^{-2} a pumpáló fényforrás laseroszcillációhoz szükséges minimális intenzitása (intenzitásküszöb),
- σ_{13} cm^2 az atomi abszorpciós keresztmetszet a pumpáló frekvencián,
- N_0 cm^3 a laseranyag $1 cm^3$ -ében lévő atomok száma
- V cm^3 a laseranyag-térfogata
- ν_{21} s^{-1} a laserfrekvencia
- ν_{13} s^{-1} a pumpáló sugárzás frekvenciája

A rezonátor belsejében lévő ezen teljesítményből a tükrön át csak egy csekély rész engedhető ki, mert különben a rezgés megszűnik. A rezonátorból kivehető maximális teljesítményt az energiautánpótlás, tehát az egy körülfutás alatti erősítés szabja meg. Az egy körülfutás alatti teljesítménynövekedés: $(G_{\text{laser}} - 1)$, a rezonátorból tehát legfeljebb ez a teljesítményrész használható fel. A laser maximális kimenő teljesítménye így $P_{\text{laser max}} = P_{\text{rezonátor}} \cdot (G_{\text{laser}} - 1)$. Mivel G_{laser} alig nagyobb mint 1, a $P_{\text{laser max}}$ a rezonátorbeli laserteljesítménynek mindig csak csekély töredéke lehet.

Összefoglalás:

A laser csak a besugárzott pumpáló frekvencia bizonyos minimális intenzitása fölött működik oszcillátorként. A szükséges pumpáló teljesítmény jelentős mértékben függ a laserszint spontán emissziójától.

A laserrezonátorból kimenő teljesítményként csak annyi használható fel, amennyi a hullám egy körülfutása során erősítéssel pótolható. A laser erősítését fokozni lehet a laseranyag hosszának növelésével.

3.3 Visszacatoló rezonátor

Az előző fejezetben a laseranyagban fellépő erősítést és az oszcilláció előfeltételeit tárgyaltuk. A következőkben közelebbről kell vizsgálnunk a rezonátort, amely a hangolást és a visszacsatolást végzi. A rezonátor a hullámhosszhoz képest nagy. Még akkor is, ha a rezonátort alkotó két tükör közötti távolság csak 10 cm, 1 μm -es hullámhossz mellett pl. a rezonátorban még 100 000 hullámhossz számára marad hely. E szerint a rezonátorban különböző rezonancia-frekvenciák lehetségesek. Minthogy a nagyfrekvenciás rezonátorok mérete — beleértve a maserhez szükséges rezonátort is — mindig hullámhossz nagyságrendű, e pontban az optika lényegesen eltér a nagy- és az ultranagy-frekvenciás technikától.

A könnyebb megértés céljából vizsgáljunk meg két különleges esetet. Míg az erősítés szempontjából elég volt csupán általában laseranyag-ról beszélni, a rezonátor esetében a méreteket is figyelembe kell venni. A probléma általános tárgyalása azonban túl körülményes lenne és több lényeges pont tisztázatlan maradna.

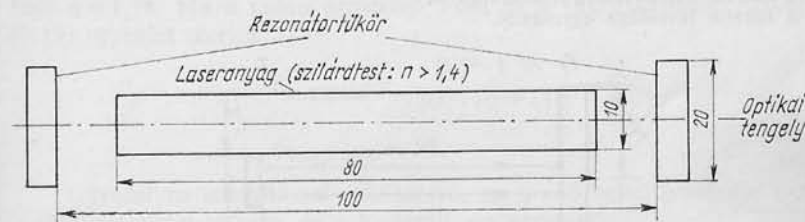
Az átlagos szilárdtest-laser hossza kb. 8 cm, átmérője kb. 1 cm. Az egyszerűség kedvéért legyen a tükrök és a laseranyag közötti tér kicsi, tehát a tükrök távolsága egymástól legyen kb. 10 cm. Itt ismét veszteségmentesen reflektáló, ill. áteresztő dielektrikum-tükröket tételezünk föl. Fontos továbbá, hogy a laseranyag törésmutatója jelentősen különbözzék a vákuum (ill. jó közelítéssel a levegő) törésmutatójától. A törésmutató legyen nagyobb mint 1,4.

Az átlagos gázlasernél a gáz elhelyezésére 80 cm hosszú, 1 cm belső átmérőjű cső szükséges. A tükrök egymástól 1 m távolságra helyezkednek el. Kis nyomású gázok törésmutatója csak nagyon kis mértékben tér el 1-től. A törésmutató tehát megegyezik a vákuum, ill. a levegő törésmutatójával. A nehézséget itt az jelenti, hogy a sugárzásnak keresztül kell haladnia a csővégeket lezáró ablakokon. E helyeken fénytörés lép fel, amellyel még külön foglalkozunk (4.1 és 2 szakasz).

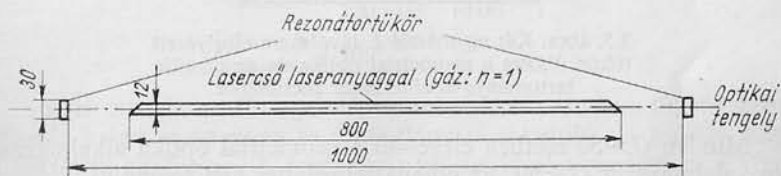
A 3.3. ábra szilárdtest-lasert ábrázol. A tengelyiránytól eltérő suga-

rak a nagy törésmutatójú laseranyag határfelületét nagy szög alatt éri. Ezért itt teljes visszaverődés (totalreflexió) lép fel (lásd 4.2 szakaszt) és a sugárzás benn marad a laseranyagban.

A 3.4. ábrán gázlaser látható. Itt mások a körülmények, mert a laseranyag törésmutatója csaknem 1, a csőfalakon esetleg fellépő teljes visszaverődés pedig a gázlaser kis erősítése miatt nem játszik szerepet és a csővégek egyébként is távol vannak egymástól. Ennek következtében a nem pontosan tengely irányban haladó sugarak jelentős része elvész.



3.3. ábra. Szilárdtest-laser



3.4. ábra. Gázlaser

Csak a tengelyirányú sugarakat vizsgálva — feltételezve, hogy a tükrök abszolút pontosan párhuzamosak —, elég lenne a geometriai optikát alkalmazni és a fellépő veszteségeket kizárólag a tükrök okoznák. Mivel azonban a tükrökön és a laseranyag végein az apertúra véges, figyelembe kell vennünk azokat a további elhajlási veszteségeket is, amelyeket a geometriai optika elhanyagol. Vizsgáljuk meg ezért a következőkben, mikor engedhető meg a geometriai optika alkalmazása és milyen feltételek mellett kell az elhajlást is figyelembe venni.

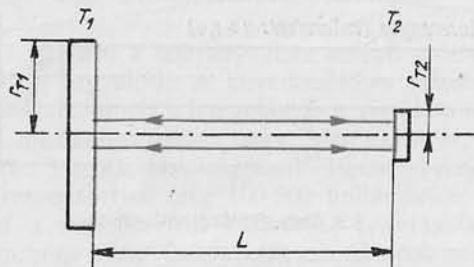
Helyezkedjen el két r_T sugarú tükör azonos tengelyen, egymástól L távolságra (3.5. ábra). Az elhajlás elmélete szerint $L \ll \frac{r_T^2 \cdot n}{\lambda}$ esetében az egyik tükör a másik közelterében helyezkedik el, ekkor a geometriai optika alapján lehet számolni. Ha azonban $L > \frac{r_T^2 \cdot n}{\lambda}$, akkor a Fresnel-

zónák tartományába kerültünk és a geometriai optika már nem alkalmazható a számításokhoz. A geometriai optika és az elhajlás tartománya közötti határ becslésére a G érték alkalmas. Ennek értéke:

$$G = \frac{r_T^2 \cdot n}{\lambda \cdot L}, \quad (3.18)$$

a geometriai optika—elhajlás közötti határ becslése

r_T egymással szemben azonos tengelyen elhelyezkedő két tükör sugara,
 n a tükrök közötti közeg törésmutatója,
 L a tükrök távolsága egymástól.



3.5. ábra. Két egymástól L távolságra elhelyezett tükör. Vázlat a geometriai optika és az elhajlás tartománya közötti határ becsléséhez

Minden $G > 50$ esetben elegendő a geometriai optika alkalmazása, míg valahányszor $G < 50$, az elhajlás-elmélettel kell számolni.

A két lasertípusra alkalmazva a G kiszámítására a következő formulák adódnak:

$$G_{szl} = \frac{r_{sz}^2 \cdot n_{sz}}{\lambda_{szl} \cdot L} \quad \text{szilárdtest-laser,}$$

$$G_{gl} = \frac{r_G^2 \cdot 1}{\lambda_{gl} \cdot L} \quad \text{gázlaser,} \quad (3.19)$$

a geometriai optika—elhajlás közötti határ becslése szilárdtest- és gázlaserre

L cm a rezonátortükrök között a távolság,
 n_{sz} a szilárdtest laseranyag törésmutatója (gázlaserre $n=1$),
 r cm a laseranyag sugara (sz szilárdtest, G gáz),
 λ cm a laser hullámhossza (szl szilárdtest-laser, gl gázlaser).

Itt r_T helyére a laseranyag sugarát kellett behelyettesíteni, mivel ez korlátozza a nyalábot; a tükör sugara ennél nagyobb. Technikailag ez előnyösebb megoldást jelent, mintha a két sugár egyenlő volna, mert

így az egész anyag ténylegesen kihasználható. Már korábban rámutattunk arra, hogy a szilárdtest-laserre a törésmutatót figyelembe kell venni, mert az lényegesen eltér a levegő törésmutatójától. Mint az alábbi számszerű példákból kitűnik, a szilárdtest-laser leírható a geometriai optikával, míg gázlaserre már néhány elhajlási effektust is figyelembe kell venni.

Példa: G értékének számítása egy-egy jellemző szilárdtest- és gázlaserre.

A rubinlaser hullámhossza körülbelül 700 nm, a rubin törésmutatója $n=1,76$. Ha a rubin átmérője 1 cm és a tükörtávolság 10 cm, a (3.19) egyenlet szerint:

$$G_{\text{rubinlaser}} = \frac{0,5^2 \cdot 1,76}{700 \cdot 10^{-7} \cdot 10} \approx 630,$$

$$G_{\text{rubinlaser}} > 50.$$

Ugyanilyen számítással gázlaserre, ha a cső belső átmérője 1 cm, a tükörtávolság 100 cm, és a hullámhossz azonos:

$$G_{\text{gázlaser}} = \frac{0,5^2}{700 \cdot 10^{-7} \cdot 100} \approx 36,$$

$$G_{\text{gázlaser}} < 50.$$

Szilárdtest-lasernél elegendő, ha a hullámot, amely a tükrök között ide-oda halad az anyagon át, síkhullámnak tekintjük. A hullám iránya a tükrökre merőleges. A rezonancia-feltétel ilyen elrendezésre a következőképpen írható fel:

$$2L = \frac{\lambda \cdot q}{n} \quad (3.20)$$

a rezonancia-feltétel axiális módusokra

L cm a tükörtávolság,
 λ cm a laser-hullámhossz,
 n a laseranyag törésmutatója,
 q egész szám.

A laserfrekvencia bevezetésével a (3.20) egyenletbe kapjuk a következő összefüggést:

$$\nu = \frac{c \cdot q}{2L \cdot n} \quad (3.21)$$

a rezonanciafeltétel axiális módusokra

Mivel az optikai tartományban a tükörtávolság, tehát a rezonátorhossz $L \gg \lambda$, tengelyirányban sok olyan rezonancia — axiális vagy longitudinális módus — van, amely a rezonancia-feltételt kielégíti. A (3.21) egyenlet szerint valamely axiális módus és a vele szomszédos módus között akkora frekvenciakülönbségnek kell lennie, amely megfelel a q -nak $q+1$ -re vagy $q-1$ -re történő változásánál fellépő frekvenciaváltozásnak. Két axiális módus tehát $q=1$ -re vonatkozó $\Delta\nu$ frekvenciatávolsággal jellemezhető:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L \cdot n} \quad (3.22)$$

az axiális módusok frekvenciatávolsága

A frekvencia relatív változására az alábbi egyenlet érvényes:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{q} \quad (3.23)$$

az axiális módusok relatív frekvenciatávolsága

A rezonanciák — axiális módusok — relatív távolsága tengelyirányban tehát egyenlő a rezonátorban elhelyezhető félhullámhosszak q számának reciprok értékével. A szokásos rubinlasereknél a q értéke 10^5 és 10^6 közé esik. Ebből a (3.23) egyenlet szerint olyan kis frekvenciatávolságok adódnak, hogy ezek közül sok esik az atomi vonalszélességben belül. A későbbiek során látni fogjuk, hogy ezek a frekvenciák valóban megfigyelhetők.

A problémának az elektromágneses hullámméleten alapuló pontos matematikai elemzése túl messzire vezetne. Ezt az elméletet azonban a laserrezonátorra alkalmazva kitűnik, hogy az axiális módusokon kívül transzverzális módusok is lehetségesek. Hengeres laseranyagú laserre az elmélet a következő egyenletet adja:

$$\left(\frac{X_{nm}}{r_M}\right)^2 + \left(\frac{\pi \cdot q}{L}\right)^2 = W^2 \quad (3.24)$$

transzverzális és axiális módusok a laserrezonátorban

X_{nm} n -ed rendű Bessel-függvény m -edik zérushelye,
 r_M cm a laseranyag sugara,
 L cm a rezonátortükrök távolsága,
 q egész szám.

$$W = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{2\pi\nu n}{c} \quad (3.25)$$

Transzverzális módusok hiányában $X_{00}=0$, és a (3.24) és (3.25) egyenletekből az axiális módusok rezonanciafeltétele következik, amelyet a (3.20) egyenletben már megadtunk.

Az első transzverzális módus $X_{01}=2,4$ -re adódik. Számítsuk ki ezen transzverzális módusnak a nulladiktól való frekvenciatávolságát. Erre felírhatjuk:

$$W_0^2 = \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2, \quad (3.26)$$

$$W_1^2 = \left(\frac{\pi q}{L}\right)^2 + \left(\frac{X_{01}}{r_M}\right)^2. \quad (3.27)$$

az első transzverzális módus frekvenciatávolságának kiszámításához

A (3.26) és (3.27) egyenletekből q nagy értékeire a transzverzális módusok frekvenciatávolsága meghatározható:

$$\nu_1 - \nu_0 \approx \frac{X_{01}^2 \cdot c^2}{8\pi^2 \nu_0 \cdot n^2 \cdot r_M^2}, \quad (3.28)$$

vagy

$$\Delta\nu \approx \frac{X_{01}^2 \cdot c \cdot \lambda_0}{8\pi^2 \cdot n^2 \cdot r_M^2}. \quad (3.29)$$

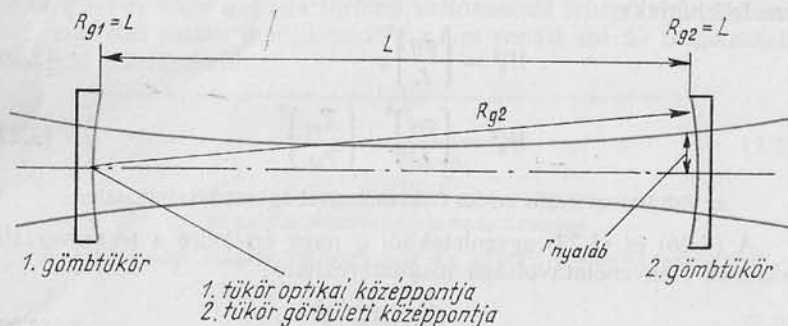
a transzverzális módusok frekvenciatávolsága q nagy értékeire

A (3.28) és (3.29) egyenletekben mindenekelőtt érdekes, hogy az adott feltételek (q nagy értékei) mellett a hossz már nem szerepel. Rubinlaserre végzett számítás a transzverzális módusok frekvenciakülönbségére mintegy 200 kHz értéket ad.

Gázlaser esetében a körülmények lényegesen bonyolultabbak, úgyhogy e könyv keretei nem teszik lehetővé az elmélet részletes tárgyalását. A (3.19) egyenletből azonban kitűnik, hogy gázlaserre G értékét mindenekelőtt a lasereső hossza és átmérője határozza meg. Az átmérő növelésével vagy a cső lerövidítésével tehát elérhető, hogy G értéke 50-nél nagyobb legyen. Ilyenkor a geometriai optika alkalmazásával nagyon jó közelítéssel néhány olyan felismerésre tehetünk szert, mint amelyet a szilárdtest-laser esetében nyerhetünk. Tájékoztató számadatként vegyük alapul, hogy $G=50$ mellett áthaladásonként 0,1% elhajlási veszteség lép fel. $G=10$ -re az elhajlási veszteségek elérik az 1%-ot. Tehát a gázlaser esetében is rendszerint van lehetőség arra, hogy az elhajlási veszteségeket erősítéssel vagy a tükrök kisebb áteresztőképességével egyenlítsük ki.

Az eddigi vizsgálatokhoz a rezonátort egyszerűen egy tengelyen álló két párhuzamos síktükröként tételeztük fel. Az ilyen rezonátorelrendezésnek azonban kísérleti és elvi hátrányai vannak és csak az egy-

szerű megértés szempontjából kedvező. Előnye ugyan, hogy síktükrök bármilyen távolságon alkalmazhatók, ezzel szemben pontos beállításuk rendkívül nehéz és rázkódásra nagyon érzékenyek. Ezért sok esetben a konfokális rezonátor lényegesen kedvezőbb (lásd a 4. fejezet 1. és 6. szakaszt).



3.6. ábra. Konfokális rezonátor

A 3.6. ábra konfokális rezonátor vázlatát mutatja. Ez az eddig ismertetett rezonátortól elsősorban abban különbözik, hogy síktükrök helyett gömbtükrök szerepelnek. A két gömbtűkrő elrendezése akkor konfokális, ha az egyik tükör görbületi középpontja pontosan a másik tükörfelület középpontjába esik (lásd a 3.6. ábrát). Konfokális elrendezésnél tehát a tükrök görbületi sugara határozza meg a tükrök közötti távolságot. A tükörtávolság megváltoztatása esetében így más tükröket kell használni.

Síktükrőknél a sugár keresztmetszetén mért intenzitás közel állandó, konfokális rezonátor alkalmazása esetében viszont változik. A következő megfontolásokhoz tengelyszimmetrikus felépítést tételezünk fel. Ez esetben a sugárzás intenzitása a gömbtűkrő felületén, tehát gyakorlatilag a sugárzásnak a rezonátorból való kilépési helyén Gauss-görbe szerinti eloszlást mutat. Görbültsége ellenére a tükör azonos fázisú felület.

A rezonátor kimenetén az intenzitás Gauss-féle eloszlására érvényes, hogy az a sugárnyaláb közepétől számított r_{ny} távolságban $1/e$ -edrésszére csökken. Az r_{ny} távolságra fennáll:

$$r_{ny} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot R_g \cdot \lambda} \quad (3.30)$$

a nyaláb középpontjától mért azon távolság, ahol a lasersugár intenzitása $1/e$ I_{max} -ra esik, Gauss-féle eloszlásnál, konfokális rezonátorban

r_{ny} cm a távolság a tükör középpontjától, ahol az intenzitás a maximum $1/e$ -ed-részsére csökken,
 R_g cm a tükör görbületi sugara.

A gömbtűkrőn kilépő nyaláb nem párhuzamos, hanem nyílásszöge van. Nyílásszögeként itt az intenzitás-féltértekhez tartozó nyílásszöget kell venni, mert Gauss-féle intenzitás-eloszlásnál zérus-intenzitású pont nincs. Erre felírhatjuk:

$$\Theta_{nyalab} = \sqrt{\frac{4 \cdot \ln 2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{R_g}} \quad (3.31)$$

a konfokális rezonátorból kilépő lasersugárnyaláb divergenciája

Az állandó szorzótényező értéke a (3.31) egyenletben: $\frac{4 \cdot \ln 2}{\pi} = 0,939 \approx 1$. Így ezt az egyenletet jó közelítéssel az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$\Theta_{nyalab} \approx \sqrt{\frac{\lambda}{R_g}} \quad (3.32)$$

a konfokális rezonátorból kilépő lasersugárnyaláb divergenciája

A Θ_{nyalab} divergenciát radiánban kapjuk, a szöget ugyanis itt ívmértékben mérjük. A későbbiek során még rátérünk, hogy a lasersugárnyaláb divergenciája egyetlen egyszerű lencsével egészen az elhajlási határig párhuzamossá tehető.

3.1. táblázat

Síkpárhuzamos és konfokális rezonátor elhajlási veszteségeinek összehasonlítása

A rezonátor típusa	Elhajlási veszteség		
	G=1	G=2	G=4
síkpárhuzamos	0,18	0,08	0,03
konfokális	10^{-6}	10^{-11}	10^{-21}

A 3.1. táblázat összehasonlítás céljából szembeállítja a konfokális és síkpárhuzamos rezonátor veszteségeit. A konfokális rezonátor eszeint nemcsak egyszerűbben beállítható és rázkódásra kevésbé érzékeny, hanem előnye még, hogy elhajlási veszteségei nagyságrendekkel kisebbek mint a síkpárhuzamos rezonátoré. Ezért a bevezetőben nem is foglalkoztunk részletesen az elhajlási veszteségek elméletével.

Konfokális rezonátornál az elhajlási veszteségek elhanyagolhatók.

Az egyes módusok rezgése a rezonátorban egymástól teljesen független lehet. A rezonátor minden egyes ilyen rezonancia-frekvenciára egy jóság tényezővel jellemezhető. A rezonátor jóság tényezőjére általában érvényes:

$$Q = \frac{2\pi\nu_0 E_R}{P_R} \quad (3.33)$$

a rezonátor „jósága”

Q a jóság tényező, röviden „jóság”,
 $\nu_0 \text{ s}^{-1}$ a rezonancia-frekvencia,
 $E_R \text{ W s}$ az energia a rezonátorban,
 $P_R \text{ W}$ a rezonátorból a ν_0 frekvencián kisugárzott teljesítmény.

Az egyes rezonancia-frekvenciákhoz bizonyos vonalszélességek tartoznak: a rezonátor vonalszélessége egy módusra ν_0/Q . Ez azt jelenti, hogy a Q „jóság” nagy értékei a rezonátorban kis veszteségeket és keskeny vonalat feltételeznek.

A laserrezonátorban az $E_2 \rightarrow E_1$ energiaátmenetek atomi vonalszélessége és a rezonátor lehetséges rezonancia-frekvenciái között rendkívül bonyolult kölcsönhatás áll fenn. Emellett a „jóság” az egyes rezonancia-frekvenciákon fontos szerepet játszik. A laseranyagban az atomok rendszeréhez az energiaátmenetből adódóan ν_{21} frekvencia és — amint itt kiegészítésképpen be kell vezetnünk — $\Delta\nu_{21}$ sávszélesség tartozik. Az optikai rezonátor sok rezonancia-frekvenciát enged meg, hiszen különböző módusokban rezeghet. Adott rezonátorban mindezekhez a frekvenciákhoz egy Q „jóság” rendelhető.

Olyan rezonátorban, melynek mérete a hullámhosszal összemérhető, többnyire csak egy módus lehetséges, ami a vizsgálatokat rendkívül leegyszerűsíti. Ez mind a nagyfrekvenciás technikára, mind a maserre teljesül. A laser esetében, ahol a rezonátor méretei a hullámhosszhoz képest nagyok és ennek következtében sok módus lehetséges, egyidejűleg nagyon sok módus oszcillálhat és ezzel a körülmények is igen bonyolulttá válnak. A lasernál ugyanis sok rezonátormódusnak van olyan frekvenciája, mely az atomban lehetséges átmenet atomi vonalszélességén belül esik. Az axiális módusok, amelyek csupán a rezonátor L hosszától függenek, oszcillálnak legbiztosabban, mert ezekre a rezonátor „jósága” nagy; ezek tehát mindig rezegnek.

Mint a laserrezonátorban kelthető rezgési módusok kvalitatív vizsgálatából kitűnik, sok esetben elérhető, hogy a transzverzális módusok közül csak néhány maradjon rezgésben, az összes többitől elvonva az energiát. Eleget nagy gerjesztési energia esetében kezdetben mindazok a módusok, melyek frekvenciája a laseranyagbeli átmenet vonalszéles-

ségén belül esik, rezegni kezdenek. Az energia lényegében azonban a nagy „jóságú” módusokba, tehát azokba a módusokba jut, amelyek az energiaátmenet közepéhez nagyon közel helyezkednek el. Pontos matematikai elemzéssel kimutatható, hogy a nagy intenzitású módusok a kisebb „jóságú” módusok kárára mind nagyobb intenzitáshoz jutnak. Végül tehát stacionárius állapotban a teljes kisugárzott teljesítmény néhány különlegesen nagy „jóságú” és indukált emisszió útján jól felerősített módusra korlátozódik. A rezonátortükrök reflexiós tulajdonságai a különböző rezgési módusok kiválasztásában nem játszanak szerepet, mert a módusok frekvenciatávolsága nagyon kicsi és a reflexióképesség, egymáshoz ilyen közelfekvő frekvenciákra, állandó.

A laser tehát általában több axiális és transzverzális módusban oszcillál egyidejűleg. Az ekkor keletkező jellemző képekkel és kevert frekvenciákkal később még külön-külön foglalkozunk.

A laserrezonátor mindig több axiális és transzverzális módusban egyidejűleg oszcillál.

A konfokális laserrezonátor mind kísérletileg, mind elméletileg előnyösebb a síkpárhuzamos laserrezonátornál.

3.4 A lasersugárzás vonalszélessége

A lasersugárzás egy módusának vonalszélessége csak bonyolult elméleti levezetések alapján és még így is csak közelítően számítható. Eddig egyszerűsítésképpen feltételeztük, hogy az energiaszintek közötti frekvenciaátmenetek élesek. Ez azonban nincs így, hanem az átmeneti frekvenciákhoz $\Delta\nu_{21}$ félértékszélesség tartozik, amely a ν_{21} középfrekvencia körül szimmetrikusan oszlik el. Az ilyen energiaátmenet természetes vonalszélességét a spontán emissziós élettartam határozza meg a következő módon:

$$\Delta\nu_{21} = \frac{1}{2\pi\tau_{21}} \quad (3.34)$$

a természetes vonalszélesség

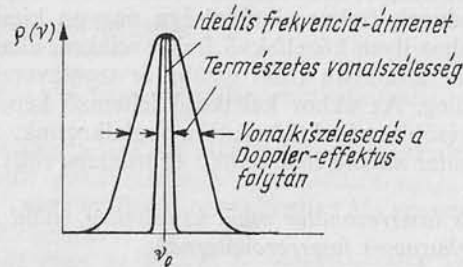
Sok esetben, különösen gázlasereknel, a természetes vonalszélességet a Doppler-effektus növeli (lásd a 3.7. ábrát). Mivel gázban a sugárzó atomok nagyon gyorsan mozoghatnak, jelentkeznie kell a Doppler-effektusnak. Minthogy azonban a mozgás minden irányban történik, a terjedési irányban csak bizonyos összetevőket észlelünk. Ezek folytonos eloszlású frekvencia-kiszéledést idéznek elő. A Doppler-kiszéle-

dés félérték-szélessége:

$$\Delta\nu_{21D} = 2\nu_{21} \sqrt{\ln 2 \frac{2kT}{M \cdot c^2}} \quad (3.35)$$

a Doppler-kiszélesedés félérték-szélessége

M a molekulasúly.



3.7. ábra. Természetes vonalszélesség és Doppler-effektus következtében kiszélesedett frekvenciaátmenet

A kristályok is nagy vonalkiszélesedést mutatnak, ez azonban nem fejezhető ki olyan könnyen képletalakban, mert nem a Doppler-effektuson alapul.

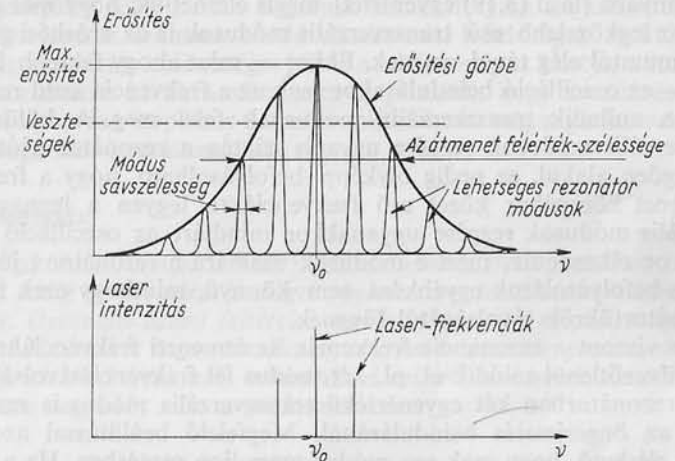
A természetes vagy Doppler-kiszélesedésű vonalszélességen belül sok módus helyezkedik el, amelyekhez szintén bizonyos vonalszélesség tartozik. A 3.8. ábra vázlatosan tünteti fel az összefüggést az alkalmazott laserátmenet vonalszélessége, a rezonátorban elérhető erősítés, valamint a rezonátorban fellépő módusok sávszélessége és frekvenciátávolsága között. Ebből egy laser különböző kimenő frekvenciái és ezek rezgési lehetőségei kvalitatíve levezethetők.

A sugárzás erősítése a laseranyagban eleve csak a vonalszélességen belül lehetséges. Az e görbén kívül eső frekvenciák nem erősödnek, így a sugárzás szempontjából érdektelenek.

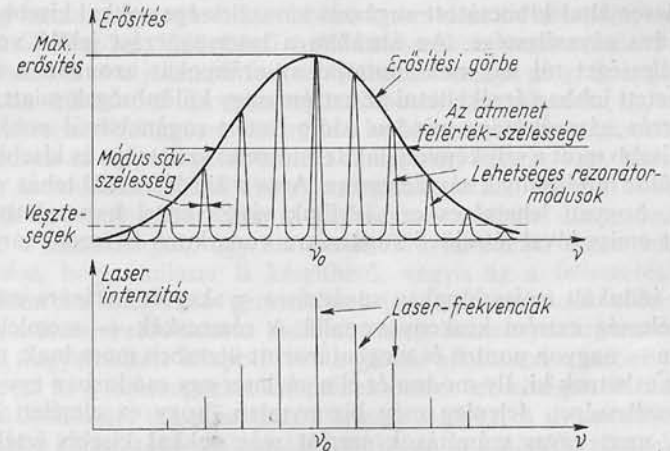
Az indukált emisszió útján történő erősítés lehetőségén belül egy módus öngerjesztésére csak akkor van lehetőség, ha a veszteségeket az erősítés kiegyenlíti. Ez a feltétel a 3.8. ábrán csak a szaggatott vonal feletti tartományra teljesül. A 3.9. ábra ugyanezeket a viszonyokat mutatja nagyobb erősítés esetére. Belátható, hogy a laseroszcilláció beindulásánál — pl. a pumpáló teljesítményt lassan növelve a megfelelő értékig — csak egy frekvencia jön rezgésbe. Ez az a frekvencia, amely a frekvenciaátmenet közepének felel meg és amely egybeesik az erősítési görbe maxi-

mumával is. Ezen kívül e frekvenciához kell tartoznia a legnagyobb „jó-ság”-nak a rezonátorban és pontosan meg kell egyeznie az egyik rezonancia-frekvenciával.

Itt még egyszer emlékeztetnünk kell az előző pontban mondottakra. A transzverzális módusok frekvenciátávolsága növelhető pl. r_M csök-



3.8. ábra. A laserátmenet erősítési görbéje, a rezonátor módusok és a gerjeszhető laserfrekvenciák közötti kapcsolat, ha a maximális erősítés nem sokkal haladja meg a veszteségeket



3.9. ábra. Ugyanaz, mint a 3.8. ábrán, de a maximális erősítés lényegesen nagyobb, mint a veszteségek

kentésével. Nagy q értékek mellett — s ez a feltétel laser esetében teljesül — a rezonátor, ill. a laseranyag hossza már nem játszik szerepet [lásd a (3.28) és (3.29) egyenleteket], úgyhogy az erősítésnek a transzverzális módus frekvenciájára nincs hatása. Még ha r_M nem is csökkenthető tetszés szerinti mértékben, ti. hogy ne kerüljünk az elhajlási veszteségek tartományába [lásd (3.19) egyenletet], mégis elérhetjük, hogy már a nulladikhoz legközelebb eső transzverzális módusok is az erősítési görbén a maximumtól elég távol essenek. Ekkor — mint ahogy fentebb ismertettük — az oszcilláció beindulásakor csak az a frekvencia kezd rezegni, amely a nulladik transzverzális módusnak felel meg. A különböző transzverzális módusok rezgése ugyanis szintén a rezonátor „jóságá”-tól függően alakul, ez pedig olyképp befolyásolható, hogy a frekvenciaátmenet közepéhez közel eső frekvenciákra legyen a legnagyobb. Az axiális módusok rezgése ugyanakkor mindjárt az oszcilláció beindulásakor elkezdődik, mert e módusok számára a rezonátor „jósága” nagy és befolyásolásuk egyébként sem könnyű, minthogy ezek főként a rezonátortükrök távolságától függenek.

Ha viszont a rezonancia-frekvencia az átmeneti frekvenciához képest kedvezőtlenül tolódik el, pl. két módus fél frekvenciatávolságával, úgy a rezonátorban két egyenértékű transzverzális módus is rezgésbe léphet az öngerjesztés beindulásánál. Megfelelő beállítással azonban mindig elérhető, hogy csak egy módus maradjon rezgésben. Ha a pum-páló teljesítmény meghaladja a beindulási küszöbértéket, úgy az erősítés is nő és a 3.8. és 3.9. ábrák görbéinek összehasonlításából látható, hogy ilyen esetben mind több módus kezd el rezegni.

A laser által kibocsátott sugárzás sávszélessége sokkal kisebb, mint egy módus sávszélessége. Az ábrában a lasersugárzást jelölő vonal a vonalszélességet túl nagyra mutatja, az arányokat azonban a rajzon nem lehetett jobban érzékeltetni az extrém nagy különbségek miatt. A lasersugárzás sávszélessége minden eddig ismert sugárzásénál sokkal kisebb. Kisebb mint a színekp vonalak természetes szélessége és kisebb mint a rezonátor módusainak sávszélessége. Arra a kérdésre kell tehát választ adnunk, hogyan lehetséges ez. Térjünk vissza ezzel kapcsolatban az indukált emisszióval létrejövő sugárzásra vonatkozó bevezető tárgyalásunkra.

Az indukált emisszióknak a sugárzásra gyakorolt hatására csökken a sávszélesség extrém keskeny vonallá. A részecskék — szemléletesen kifejezve — nagyon pontos és meghatározott ütemben maradnak, amelyből nem eshetnek ki. Ily módon ér el a gázlaser egy módusban egy hertzyi sávszélességet. Jelenleg még bizonytalan, hogy ez elméleti határt jelent-e, mert egyes számítások szerint még sokkal kisebb értékek is adódhatnak. E könyv keretében folytatott vizsgálatainkhoz azonban teljesen elegendő, ha az elérhető minimális sávszélességet 1 Hz-nek

vesszük. Már e tulajdonsága folytán is lényeges különbség mutatkozik a laser és minden más fényforrás között.

Az 1 Hz extrém kis sávszélességet csak a gázlaser éri el optimális üzemi feltételek mellett és természetesen csak egyetlen módusban. A szilárdtest-laserek sávszélessége általában nagyobb és többnyire e laserekben egyidejűleg több módus is gerjed. Ennek folytán a gázlaserek és a szilárdtest-laserek számára adódó alkalmazási lehetőségek is különbözőek. Ez egy újabb különbséget jelent a két lasertípus között, a már előzőleg közöltekén kívül, amikor megállapítottuk, hogy a szilárdtest-laserek túlnyomóan impulzus-üzemben működnek, míg a gázlaserek folytonos sugárzást bocsátanak ki.

Összefoglalás:

Keletkezése folytán a lasersugárzás vonalszélessége sokkal kisebb, mint az eddig ismert sávszélességek, beleértve a természetes vonalszélességet is. Optimális üzemi feltételek esetén a gázlaser sávszélessége elérheti az 1 Hz értéket is. A sávszélesség alsó határára eddig pontosabb elméleti vagy kísérleti érték nem ismeretes. A szilárdtest-laserek sávszélessége lényegesen nagyobb, mint a gázlasereké.

3.5 Gázlaserek

A legtöbb gáz, főleg valamennyi nemes gáz, alkalmas laseranyag-nak. Így aztán nagyon sok különböző lasert sikerült készíteni, amelyek gázfajtától függően különböző hullámhosszakon sugároznak. A laser hullámhosszakait a jellemző frekvenciaátmenet szabja meg. Sok gáz van, s ezekben különböző atomi energiaállapotok lehetségesek, úgyhogy az üzemi feltételektől függően, különböző hullámhosszakon sugározhatnak. De nemcsak az alapállapotú, hanem az egyszer, kétszer vagy háromszor ionizált atomoknak is különböző energiaállapotaik vannak és felhasználhatók laseranyagként. Ha a gázlaserben ionizált állapotban levő atomok a laseranyagok, úgy azt *ionlasernek* nevezzük. Azon lehetőség felfedezése, hogy ionlaser is készíthető, vagyis az a felismerés, hogy ionrendszerben megfelelő gerjesztéssel indukált emissziós erősítés érhető el, a laserrel előállítható hullámhosszak számát jelentősen növelte. Normál vagy ionizált állapotú tiszta gázok alkalmazása azonban még nem meríti ki a lasersugárzás keltésének összes lehetőségeit. Különböző állapotú *molekulák* is használhatók laseranyagként. A molekuláknak az atomokhoz képest több szabadsági fokuk van és különféle rotációs lehetőségeik következtében is különböző energiaállapotok adódnak. Az ilyen lasertípusokra jellemző széndioxidlaser tárgyalásánál erre még kitérünk.

Már itt is megjegyezzük azonban, hogy az összes ilyen átmenet hullámhossza nagyobb az atomi gáz- vagy ionlaserek hullámhosszánál. A *molekulalaser*ek tehát az infravörös tartományban sugároznak, sugárzásuk nem látható.

Gyakran szükséges, hogy a laser felépítése alkalmazkodjék a sugárzás különleges követelményeihez. Az alábbiakban a sok lehetséges

3.2. táblázat

Laser-átmenetek gázokban (kivonat)

A laseranyag	A hullámhossz nm	Az átmenet	A laseranyag	A hullámhossz nm	Az átmenet
Argon			Neon		
Ar ⁺⁺	514,5	4p ⁴ D _{5/2} → 4s ² P _{3/2}	Ne ⁺	632,8	3s ₂ → 2p ₄
Ar ⁺⁺	501,7	4p ² F _{5/2} → 3d ² D _{3/2}	Ne ⁺	629,3	3s ₂ → 2p ₅
Ar ⁺⁺	496,5	4p ² D _{3/2} → 4s ² P _{1/2}	Ne ⁺	611,8	3s ₂ → 2p ₆
Ar ⁺⁺	488	4p ² D _{5/2} → 4s ² P _{3/2}	Ne ⁺	604,6	3s ₂ → 2p ₇
Ar ⁺⁺	476,5	4p ² P _{3/2} → 4s ² P _{1/2}	Ne ⁺	594,5	2p ₁ → 1s ₅
Ar ⁺⁺	472,7	4p ² D _{3/2} → 4s ² P _{3/2}			
Ar ⁺⁺	465,8	4p ² P _{1/2} → 4s ² P _{3/2}	Oxigén		
Ar ⁺⁺	457,9	4p ² S _{1/2} → 4s ² P _{1/2}	O ⁺⁺⁺	559,2	3p ¹ P ₁ → 3s ¹ P ₁
Ar ⁺⁺⁺	351,1	4p ² P ₂ → 4s ² S ₁	O ⁺⁺	441,7	3p ² D _{3/2} → 3s ² P _{1/2}
Krypton			O ⁺⁺	441,5	3p ² D _{5/2} → 3s ² P _{3/2}
Kr ⁺⁺	687,1	5p ² F _{5/2} → 4d ² P _{3/2}	O ⁺⁺	435,1	3p ² D _{5/2} → 3s ² D _{5/2}
Kr ⁺⁺	657	5p ² D _{5/2} → 4d ² F _{5/2}	O ⁺⁺	434,7	3p ² D _{3/2} → 3s ² D _{3/2}
Kr ⁺⁺	568,2	5p ⁴ D _{5/2} → 5s ² P _{3/2}	Nitrogén		
Kr ⁺⁺	482,5	5p ⁴ S _{3/2} → 5s ² P _{1/2}	N ⁺⁺	568	3p ³ D ₃ → 3s ³ P ₂
Kr ⁺⁺	476,2	5p ² D _{3/2} → 5s ² P _{1/2}	N ⁺⁺	463,1	3p ³ P ₂ → 3s ³ P ₂
Kr ⁺⁺	468	5p ² S _{1/2} → 5s ² P _{1/2}	N ⁺⁺⁺	451,5	3p ⁴ D _{7/2} → 3s ⁴ P _{5/2}
Kr ⁺⁺	461,9	5p ² D _{5/2} → 5s ² P _{3/2}	N ⁺⁺⁺	451,1	3p ⁴ D _{5/2} → 3s ⁴ P _{3/2}
Kr ⁺⁺	458,2	6s ⁴ P _{3/2} → 5p ⁴ D _{5/2}	N ⁺⁺⁺	410,3	3p ² P _{1/2} → 3s ² S _{1/2}
Neon			N ⁺⁺⁺	409,7	3p ² P _{3/2} → 3s ² S _{1/2}
Ne ⁺	1198,5	2s ₃ → 2p ₂	N ⁺⁺⁺⁺	347,9	3p ³ P ₂ → 3s ³ S ₁
Ne ⁺	1176,7	2s ₂ → 2p ₂	Xenon		
Ne ⁺	1161,4	2s ₃ → 2p ₅	Xe ⁺⁺	627,1	6p ² F _{5/2} → 6s ² D _{3/2}
Ne ⁺	1152,3	2s ₂ → 2p ₄	Xe ⁺⁺	597,1	6p ² P _{3/2} → 6s ² D _{3/2}
Ne ⁺	1084,4	2s ₂ → 2p ₆	Xe ⁺⁺	541,9	6p ⁴ D _{5/2} → 6s ⁴ P _{3/2}
Ne ⁺	1079,8	2s ₃ → 2p ₇	Xe ⁺⁺	526,2	6p ² D _{3/2} → 6s ² D _{3/2}
Ne ⁺	730,5	3s ₂ → 2p ₁	Xe ⁺⁺	504,5	6p ² P _{1/2} → 6s ² D _{3/2}
Ne ⁺	640,1	3s ₂ → 2p ₂	Xe ⁺⁺	496,5	7s ² D _{3/2} → 6p ² P _{3/2}
Ne ⁺	635,2	3s ₂ → 2p ₃	Xe ⁺⁺	460,3	6p ⁴ D _{3/2} → 6s ⁴ P _{3/2}

Ezenkívül laser-átmeneteket többek között a következő gázokban észleltek: ólomgáz, Hg⁺, CO, CN, HCN, Klór, Bróm, Jód, D₂O, H₂O, N₂O, O, O₂, Cézium.

kiviteli forma bemutatására három különböző gázlaser ismertetünk: a hélium-neon gázlaser, az argon-ionlaser és a széndioxidlaser. Jelenleg e laserek jelentősége a legnagyobb és működésük is a legbiztosabb.

Összefoglalás:

A gázlaser három részből áll:

1. gázból, mint laseranyagból, amelyben a sugárzást indukált emisszió erősíti,
2. két egymással szemben elhelyezett gömbtükörből álló rezonátorból,
3. a gázkisülés gerjesztésére szolgáló energiaforrásból, amellyel a laseranyagban inverzió valószínűsíthető meg.

3.3. táblázat

Gázlaserek (kivonat)

A laseranyag	A hullámhossz nm	Kimenő teljesítmény W	Nyaláb-átmérő mm	Nyaláb divergencia mrad	Üzem mód
Xenon	460...627	5 · 10 ⁻³	3	1	impulzus
Xenon	496...597	10 ⁻²	2	1	folytonos
Xenon	542...627	1	3	3	folytonos
Széndioxid	465	10 ⁻³	3	1	impulzus
Széndioxid	559...661	10 ⁻³	3	1	impulzus
Széndioxid	10 600	20	10	5	folytonos
Széndioxid	10 600	75	15	5	folytonos
Széndioxid	10 600	100	12	10	folytonos
Széndioxid	10 600	1200	44	4	folytonos
Higany + Neon	480...1058	10 ⁻³	5	1	impulzus
Higany + Nitrogén	412...555	10 ⁻³	3	1	impulzus
Higany + Argon	1222...1276	10 ⁻³	5	1	impulzus
Argon	458...515	2	2	0,5	folytonos
Argon	351...706	5 · 10 ⁻³	3	1	impulzus
Argon	458...515	0,1	50	10	folytonos
Argon	458...529	10	3	3	folytonos
Nitrogén	348...568	10 ⁻³	3	1	impulzus
Oxigén	375...672	10 ⁻³	3	1	impulzus
Krypton	458...687	0,5	1	1	impulzus
Krypton	521...687	1,5	1	2	folytonos
Hélium + Krypton	432...513	10 ⁻³	3	1	impulzus
Neon	594...614	10 ⁻²	3	1	impulzus
Hélium + Neon	633	0,1	5	1,5	folytonos
Hélium + Neon	633	0,025	2	3	folytonos
Hélium + Neon	633, 1150 és 3390	5 · 10 ⁻³	6	3	folytonos
Hélium + Neon	633, 1150 és 3390	5 · 10 ⁻²	2	0,7	folytonos

A legtöbb gáz — tiszta gázok normál vagy ionizált állapotban, valamint molekuláris gázok — alkalmas laseranyagként.

A jellemző frekvenciaátmenet határozza meg a laser hullámhosszát. A 3.2. táblázat a gázokban lehetséges átmenetek egy részét tünteti fel. A 3.3. táblázat a kereskedelmi forgalomban levő gázlaserekről ad kivonatolt áttekintést.

3.51 Hélium-neon gázlaser (He-Ne laser)

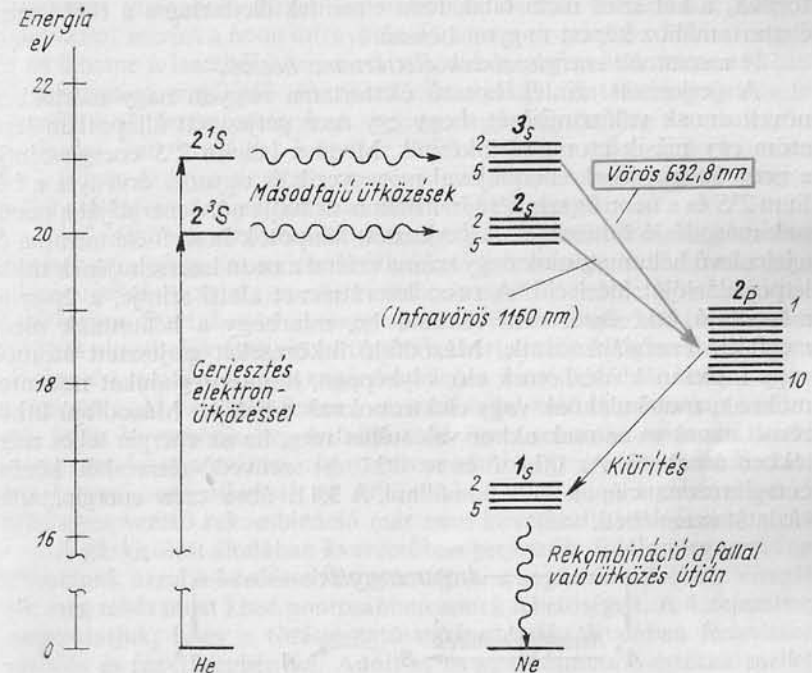
A He-Ne laser volt az első gázlaser, az első laser a történelemben, amellyel folytonos lasersugárzást állítottak elő. Még ma is ez a leggyakrabban alkalmazott gázlaser. Joggal mondható, hogy a He-Ne laser kísérleti célokra is használható, olyan üzembiztos berendezéssé vált. Ma már nem kell magán a laseren dolgozni, ha egy kísérlethez vagy valamely alkalmazáshoz laserre van szükség. A legtöbb folytonos üzemi laseres kísérlethez He-Ne lasert használnak. E laser a látható frekvenciatartományban, tehát a fény tartományában, 632,8 nm hullámhosszon sugároz. E hullámhossz a mélyvörös tartományba esik, észlelése nagyon kellemes.

A következőkben egy szokásos He-Ne lasert vizsgálunk, hogy e laser alapvető tulajdonságait és működési módját megismerjük. Ezzel kapcsolatban foglalkozunk még néhány különleges technikai megoldással, melyek e laser alkalmazási lehetőségeit kiterjesztik. E könyv keretei nem engedik meg, hogy a gázlaser összes elméleti ismereteit tárgyaljuk, ezért több helyen egyszerűsítéseket alkalmazunk, amelyek az áttekinthetőséget biztosítják és így a laser alapvető tulajdonságainak megértését megkönnyítik. E könyvvel nem célunk egy laser építéséhez útmutatót adni, hanem csupán a laserben lejátszódó folyamatok megértését kívánjuk elősegíteni. E folyamatok rendkívül bonyolultsága miatt sok kísérlet és alkalmazás csak akkor értékelhető helyesen, ha ismerjük a lasersugárzás létrejöttének folyamatait, tehát a laseroszcillátort. Enélkül nem értelmezhető helyesen a lasersugárzás különleges tulajdonságai és a kísérletekből sem vonható le a helyes következtetések.

A He-Ne laserben nemesgázok, hélium és neon keveréke a laseranyag. Mindkét gáz egy csőben, a lasercsőben van, amelyet a következőkben pontosabban ismertetünk. Hogy e csőben gázkisülést idézhesünk elő, a csőbe a normál nyomásnál kisebb nyomású gázt kell tölteni. A hélium töltési nyomása 1 torr, míg a neoné csak 0,1 torr. A gerjesztéshez e két gáz keverékére van szükség. A He-Ne gázlaser gerjesztése ugyanis kerülő úton történik, amely a 3.10. ábra alapján könnyen megérthető. A 3.10. ábra a hélium és neon egyszerűsített energiaszint-vázlatát szemlélteti. Az energiaszint-vázlatba csak a vizsgálataink szem-

pontjából különösen fontos szinteket rajzoltuk be. A gázoknak természetesen e berajzolt szinteken kívül igen sok más szintje is van, melyek laserátmenetekre felhasználhatók.

He-Ne gázlaserben a gerjesztés a következőképpen játszódik le: a gázkisülésben az atomok egy része ionizálódik, úgyhogy ionizált atomok és elektronok vannak jelen. Az elektronok a hélium és neon ato-



3.10. ábra. Hélium-neon egyszerűsített energiaszint vázlat

mokkal ütközve ezeket gerjesztik, úgyhogy az atomok gerjesztett szintekre kerülnek. Az ütközés egyedül azonban még nem elegendő héliumban vagy neonban az inverzió létrehozásához, ami az erősítés és a laseroszcilláció előfeltétele. Ezért van e laserhez két gázra szükség. A neonnak van laserműködéshez alkalmas átmenete, héliumra pedig az inverzió megvalósításához van szükség. A folyamatokat kvalitatíve a 3.10. ábra segítségével világítjuk meg részletesen.

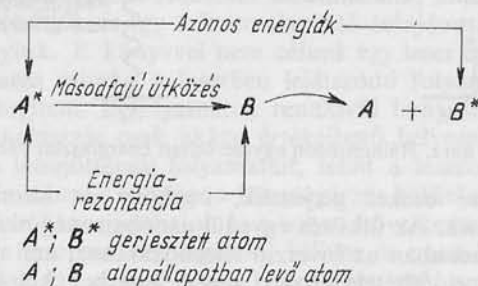
A hélium legalacsonyabban fekvő gerjesztett energiaszintjei: a 2^3S-szint és a 2^1S-szint; míg a neoné: az 1s-szint. Mindig a legalacsonyabb szintek gerjesztődnek legintenzívebben, így csak kevés neon-atom kerül a 2s és 3s szintre.

Laserszinteknek (nívóknak) nevezzük azokat a gerjesztett atomi energiaszinteket, amelyekből laserátmenet lehetséges.

Héliumból nagyon sok atom emelhető a 2^1S - és 2^3S -szintre, ezenkívül az eltérő töltési nyomás eredményeként tízszer annyi héliumatom áll rendelkezésre mint neonatom. Minthogy héliumban a 2^3S - és 2^1S -szintekről az alapállapotba való átmenetek a tiltott átmenetekhez tartoznak, a két szint metastabil, azaz e szintek élettartama a többi szint élettartamához képest nagyon hosszú.

A metastabil energiaszintek élettartama hosszú.

A gerjesztett szintek hosszú élettartama nagyon nagy mértékben növeli annak valószínűségét, hogy egy ezen gerjesztett állapotban levő atom egy másik atommal ütközzék. Mivel a hélium 2^1S energiaszintje a neon $3s$ -szintjének energiájával megegyezik és ugyanez érvényes a hélium 2^3S és a neon $2s$ szintjére is, a hélium át tudja adni energiáját a neonnak másodfajú ütközéssel. A gerjesztett állapotok hosszú élettartama és a jelenlevő héliumatomok nagy száma ezáltal a neon laserszintjének többszörös populációját idézi elő. A neon laserátmenet alatti szintje, a $2p$ -szint másodfajú ütközéssel nem tölthető be, minthogy a héliumnak nincs megfelelő energiájú szintje. Másodfajú ütközéseket gerjesztett atomok vagy molekulák idézhetnek elő, olyképpen, hogy energiájukat más atomoknak, molekuláknak vagy elektronoknak adják át. Másodfajú ütközésnél azonban ez csak akkor valósulhat meg, ha az energia teljes mértékben átadható. Az ütköző és az ütközést szenvedő részecskék között energiarezonanciának kell fennállni. A 3.11. ábra ezen energiaátadás vázlatát szemlélteti.



3.11. ábra. Másodfajú ütközés vázlat

Másodfajú ütközés atomok között csak akkor lehetséges, ha az ütköző részecske energiáját az ütközést szenvedő teljes egészében fel tudja venni. Az ütközőtársak között energiarezonanciának kell fennállnia.

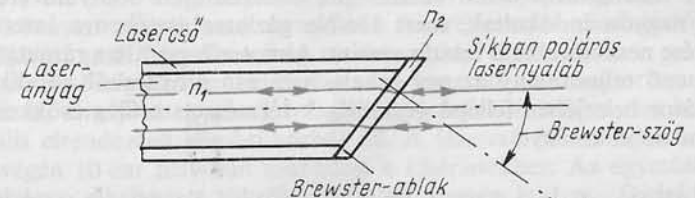
A He-Ne laser laseranyaga tulajdonképpen, tehát neon amelynek több jellemző laserátmenete is van. A 3.10. ábrán berajzolt egyik,

$\lambda = 632,8$ nm átmenet a látható frekvenciatartományba, a másik, $\lambda = 1150$ nm átmenet az infravörös tartományba esik.

További tárgyalásunk során az infravörös átmenetet figyelmen kívül hagyjuk, hiszen e sugárzás az emberi szem számára láthatatlan. Ahhoz, hogy láthatóvá tegyük, a megfigyeléshez állandóan még egy képátalakítót is kellene használni, ezért itt kizárólag a vörös, látható $\lambda = 632,8$ nm átmenetet vizsgáljuk. Ezzel kapcsolatban rá kell mutatnunk, hogy a szintvázlat szerint a neon infravörös átmenete domináns. Több energiát is itt lehetne a laserből kivenni. A vörös és az infravörös átmenet közül az alkalmasat megfelelő tükrökkel választjuk ki. E tükrök reflexiós tényezője a vörös tartományban nagyon nagy. Egyidejűleg azonban gondoskodni kell arról is, hogy az infravörösben reflexiójuk lehetőleg kicsi legyen és így e sugárzás ne erősödjék. A továbbiakban tehát csupán a látható tartománybeli átmenet erősítését tárgyaljuk.

A 3.10. ábra szerinti energiaszint-vázlatú gázlasernél nagy erősítés eléréséhez a nagy inverzió kívül döntő jelentősége van annak, hogy a laserszint alatti szint, az adott esetben a neon $2p$ -szintje, gyorsan kiüríthető legyen. E színhez tehát nagy spontán emisszióknak kell tartoznia. A kiürítés ultraibolya átmenettel történik, ezért, ha a lasercső szabadon nyer elhelyezést, az ultraibolya sugárzás ellen a kezelőt védeni kell. Az alsó $1s$ -szintet is ki kell újra üríteni, ez a csőfállal való rugalmatlan ütközések útján következik be. A fállal való ilyen rekombinációs ütközések miatt nem lehet a csőátmérőt tetszés szerinti nagyra választani. Ez esetben ugyanis megriktnak az ütközések a falon és a legalsó szint kiürítéséhez vezető rekombináció már nem következik be időben.

A gázkiürülést általában kvarccsőben gerjesztik. Eddig még nem foglalkoztunk azzal a kérdéssel, hogyan lép ki a sugárzás a csőből. Vizsgáljuk meg tehát most kissé pontosabban ennek lehetőségeit. A 4. fejezetben megmutatjuk, hogy a törésmutató ugrása esetén általában fényvisszaverődés és fénytörés lép fel. Adott n_1 és n_2 törésmutató-értékek mellett azonban vannak bizonyos szögek, amelyeknél visszaverődés egyáltalán nincsen. Megoldható tehát a lasernyaláb reflexiómentes áthaladása a csövet lezáró ablakokon oly módon, ha ez utóbbiakat a csőre Brewster szög alatt helyezzük rá (3.12. ábra). Amint azonban a 4. fejezetben látni



3.12. ábra. Lasernyaláb áthaladása a lasercső végablakán

fogjuk, reflexiós veszteség nélküli áthaladás csak lineárisan polározott fény esetén lehetséges. Mivel azonban a He-Ne laser erősítése korlátozott, más elrendezés nem is választható, mert az erősítés a fellépő kilépési veszteséget nem tudná kiegyenlíteni. Különösen a sugárzás irányára merőlegesen álló ablakok alkalmazása nem oldható meg. A laserkutatás első szakaszában készítettek olyan lasert, amelynek végablakai egyidejűleg a rezonátortükrök szerepét is betöltötték. Ez az elrendezés azonban nem vált be, mert a tükrök beállítása nagyon bonyolult volt és ezen kívül nagy reflexiójú bevonatukat az ionbecsapódások a csőben nagyon hamar tönkretették.* Gázlaserben a lasernyalábnak tehát mindig lineárisan polározottnak kell lennie, hogy a rezonátorban a cső végablakán veszteségmentesen léphessen át.

A hélium-neon gázlaser kilépő nyalábja lineárisan polározott.

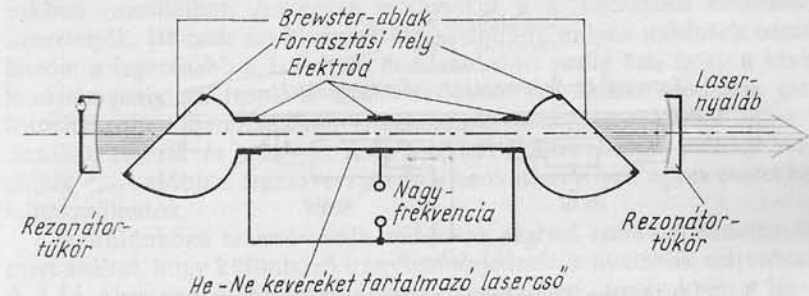
A Brewster-ablak különböző módszerekkel erősíthető fel a csőre. Legegyszerűbb felragasztani. Ennek az eljárásnak sok hátránya van, hiszen a ragasztás helye rendszerint nem hőálló. Ha a cső felmelegszik a Brewster-ablakok leválhatnak, emellett a ragasztószer könnyen gázt adhat le, ami zavarja a lasert. Nagyobb üvegsző alkalmazásával a csővégeken az ablakok felforrasztására, készítési problémák adódnak: nem egyszerű feladat ugyanis sem a Brewster-szög pontos betartása, sem pedig az optikailag sík Brewster-ablak deformációjának elkerülése. Legbiztosabb módszer, ha a lasercső végeit Brewster-szögre csiszoljuk és a lemezeket ráillesztjük. Ez a kötés rendkívül szoros érintkezést biztosít és további előnye, hogy a felület tisztításához újból szétoldható. Nagy erősítéshez és koherens sugárzáshoz ugyanis a Brewster-lemezeknek, amelyeken a laserhullámnak keresztül kell haladnia, elsőrendű optikai minőségűeknek kell lenniök. Ehhez felületüket legalább $\lambda/10$, de inkább $\lambda/20$ pontossággal kell síkra csiszolni. Ugyancsak szükséges, hogy a lemezek véglapjai a hullámhossz tört részének megfelelő pontossággal párhuzamosak legyenek. Ha pedig ilyen precíziós optikai technikát kell amúgyis alkalmazni, akkor már viszonylag egyszerű a Brewster-lemezeket az optikailag síkra csiszolt lasercsőre ráilleszteni. A ráillesztési technikát sok optikai eszköznél alkalmazzák úgy, hogy az eljárás igen jól ismert.

A rezonátoron belüli veszteségek csökkentésére irányuló erőfeszítések nagyon indokoltak, mert He-Ne gázlaser esetében a laseranyag erősítése nem növelhető tetszés szerint. Amint a 2. pontban rámutattunk, a kimenő teljesítmény az egy áthaladásra eső erősítésből adódik és a rezonátor belsejében fellépő veszteségek természetesen csökkentik a kimenő teljesítményt.

* Újabbán ismét készítenek kicsi, mereven összeépített ún. „belső tükrös” lasereket. (A szerk. megj.)

Egy, a laserrendszerekhez általában használt kb. 1 cm átmérőjű és 80 cm hosszú csőnek az a hátránya, hogy a benne levő gázatomok száma viszonylag kicsi. Emiatt a falakból az idők során a gázkiszülés hatására kiszabaduló szennyeződés viszonylag erősen zavar. Sok esetben ezért nagy gáztérfogató tartaléktartályt kapcsolnak a csőhöz, ami legtöbbször jelentősen megnöveli a cső élettartamát.

Gázkiszülés gerjeszthető mind nagyfrekvenciával, mind pedig egyenárammal. Nagyfrekvenciás gerjesztéshez (3.13. ábra) legalább 27 MHz



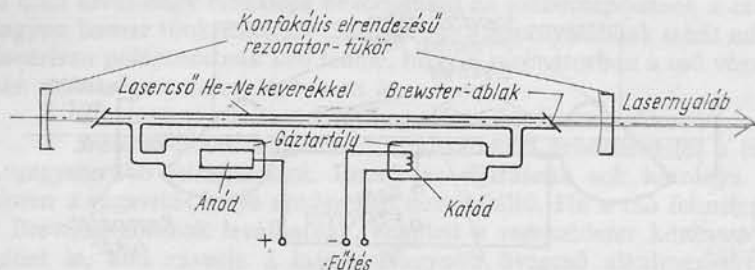
3.13. ábra. Nagyfrekvenciás gerjesztésű hélium-neon laser.
A csővégek kiszélesítése a Brewster-ablakok felerősítéséhez szükséges

frekvencia szükséges. A frekvenciának ui. nagyobbak kell lennie az atomok relaxációs idejénél a gerjesztett szinteken, különben a laser kimenő sugárzása a nagyfrekvenciának megfelelően modulálódik. Ezért általában a 30...40 MHz-ig terjedő nagyfrekvencia tartományt használják. A szükséges teljesítmények 30 és 50 W között vannak. He-Ne típusú gázlaserbe nincs értelme nagyobb teljesítményt pumpálni, mert a kimenő teljesítmény, mint ahogy fentebb kifejtettük, nem fokozható.

A másik módszer az egyenáramú gerjesztés. A katódporladás csökkentése végett rendszerint izzókatódót, vagy alumínium hideg katódot használnak az elektronok előállítására, melyek aztán a kiszűrés izzásba hozzák. A 3.14. ábra ilyen elrendezést szemléltet. Egyenáramú táplálással a szokásos kiszűrés áram kb. 10 mA, míg a szükséges feszültség 3000 V-tól 5000 V-ig terjed. Az egyenáram előnye, hogy vele viszonylag könnyen megoldható a nyaláb kisfrekvenciás modulációja. Ezt az eljárást az 5. fejezetben még részletesebben ismertetjük.

A He-Ne gázkeveréket tartalmazó lasercső a rezonátorban helyezkedik el, amely az egyszerűbb beállítás érdekében rendszerint két, konfokális elrendezésű gömbtükrökből áll. A lasercső 80 cm hosszú. Mindkét végén 10 cm hely van szabadon a kísérletekhez. Az egymástól 1 m távolságra elhelyezett tükrök görbületi sugara is 1 m. Dielektrikumtükröket kell használni, mégpedig a laser kívánt hullámhosszára beállít

tott maximális reflexióval. E tükrök előállításáról, továbbá arról, hogy miért éppen dielektrikum-tükröket kell alkalmazni, a 4. fejezetben lesz szó. A dielektrikum-tükrök, helyesebb elnevezéssel interferencia-tükrök reflexióképessége nagy egy viszonylag keskeny hullámhossztartományban. A tükrök készítése bonyolult. Feltétlenül gondoskodni kell arról, hogy tiszták maradjanak. A felületükre szálló port el kell távolítani, nehogy nem kívánt veszteséget okozzon. Semmiképpen sem engedhető azonban meg a tükröfelületek karcosodása.



3.14. ábra. Egyenáramú gerjesztésű hélium-neon laser.
A tartálytartály növeli a gáz-térfogatot és ezzel a lasercső élettartamát



3.15. ábra. Gázasercső konfokális rezonátorban sugármenettel, vázlatosan ábrázolva

A 3.15. ábra konfokális elrendezésű He-Ne laser vázlatát szemlélteti. Fontos, hogy a Brewster-ablakokat a leírt módon erősítsék a lasercsőre. Ekkor a sugármenet — amint a 3.12. ábrából kitűnik — az egyik Brewster-ablakon csak olyan eltolódást szenved, amelyet a másik kiegyenlít. Ez egyszerűsíti a cső beállítását. A rezonátor természetesen már a cső elhelyezése előtt beállítható, mert ez utóbbival az adott elrendezésben a rezonátortükrök szempontjából semmi sem változik.

A tükröket a beállításhoz beállítószerszeregbe kell helyezni, amelyik bizonyos tartományban biztosítja a tükrök elmozdítását egymástól függetlenül, mindhárom irányban. Ez a beállítást jelentősen megkönnyíti. Különböző javaslatokat ismerünk e probléma megoldására. Fokozott mechanikai követelményeket támasztanak azok a megoldások, amelyeknél a tükröket lehetőleg kis foglalatban kell elhelyezni és amelyektől a beállí-

tási lehetőségen kívül hosszú ideig tartó állandóságot kívánnak. A beállítást a hullámhossz tört részét kitevő pontossággal kell végezni, rendszerint legalább $\lambda/20$ pontossággal, úgyhogy a mikrométerek tört részeinek tartományában kell dolgozni. Az ebből adódó legnagyobb megengedett szögeltérések is csak a szögpercek tartományába eshetnek.

A kellő finomságú szabályozáshoz ezért általában a beállításra néhány áttételt kell alkalmazni.

A rezonátor — amint a 3. fejezetben kifejtettük — különböző módusokban oszcillálhat. Az egyes módusokat a 4. fejezetben részletesen ismertetjük. Itt csak azt kívánjuk megvilágítani, milyen módusok oszcillációja a legerősebb a laserben, mindenekelőtt pedig azt, hogy a kísérletekhez mely módusok a legkedvezőbbek. Az axiális módusok csak fotoelektromos berendezéssel vizsgálhatók, amelyben a különböző módusokat keverik és a kevert frekvenciákat elektronikusan mérik.* Vizsgáljuk ezért előbb a transzverzális módusokat, amelyek egyes esetekben felhasználhatók.

A különböző transzverzális módusok szabad szemmel észlelhetők, mert azáltal, hogy különböző irányban terjednek, a nyalábok szétválnak. A 3.16. ábra azokat az alpmódusokat szemlélteti, amelyekben a laserrezonátor oszcillálhat. Ha a rezonátor nemcsak TEM_{00} -ban, hanem ezekben a módusokban is rezeg, akkor az energia eloszlik a különböző módusokban. A laser kimenő összteljesítménye sokmódusú üzemben a legnagyobb. Egyetlen módusban nagy kimenő teljesítmény eléréséhez célszerű a TEM_{00} módus használata, amely tengelyirányban rezeg. Ebben a módusban várható a legnagyobb kimenő teljesítmény és egyben a ki-



3.16. ábra. Laserrezonátor néhány módusa

lépő sugár legkisebb divergenciája. A transzverzális módusok legegyszerűbben a tükrök megfelelő beállításával választhatók ki. Beállítással elérhető, hogy a „jóság” a TEM_{00} módusra legyen a legnagyobb és megfelelő bemenő teljesítmény mellett a többi módus már ne tudjon

* Az axiális módusok optikai úton, Fabry—Perot-interferométerrel is vizsgálhatók. (A szerk. megj.)

gerjedni. Egy további lehetőség móduskiválasztó fényrekesz behelyezése a rezonátorba, mégpedig közelítőleg a lasercső és a tükrök közötti távolság közepére. Ha a fényrekeszt lassan szűkítjük, vagyis átmérőjét csökkentjük, úgy a tükrök megfelelő beállításával kiválaszthatók a kis rendszámú módusok. Ez mindenekelőtt azért érdekes, mert ezzel a módusok intenzitása, különösen a TEM₀₀ módusé, növelhető.

Az axiális módusok kiválasztása már sokkal bonyolultabb. A 3.3. szakaszban rámutattunk, hogy az axiális módusok frekvenciatávolsága a rezonátorban csak a törésmutatótól és a rezonátor hosszától függ [lásd a (3.22) egyenletet]. Miután ritka gázra $n=1$, és a Brewster-ablak törésmutatója csak jelentéktelen járulékot ad, a He-Ne laser axiális módusainak frekvenciatávolságára konfokális rezonátorban a következő közelítés alkalmazható:

$$\Delta\nu \approx \frac{c}{2L} \quad (3.36)$$

az axiális módusok frekvenciatávolsága He-Ne laserben

$\Delta\nu \text{ s}^{-1}$ a frekvenciatávolság,
 $c \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a fénysebesség,
 $L \text{ m}$ a rezonátorhossz.

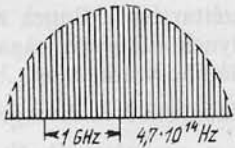
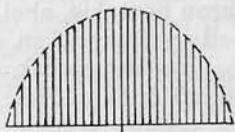
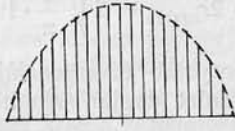
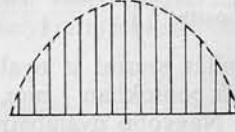

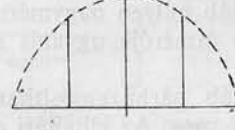

A 3.4. táblázatban megadtuk az axiális módusok frekvenciatávolságát TEM₀₀ transzverzális módusban a (3.36) egyenlet szerint különböző rezonátorhosszakra számítva. E táblázatból az is megállapítható, hogyan csökken az axiális módusok száma állandó erősítési görbe mellett, míg végül $L=10 \text{ cm}$ esetében már csak egyetlen egy frekvencia gerjedhet a rezonátorban. Kétségtelen, hogy ez csak igen nagy intenzitásvesztés árán valósítható meg, de az egyetlen frekvencia jelenléte számos alkalmazás előfeltétele. Ezen kívül, még ez a kis intenzitás is sokkal nagyobb, mint amely bármely más úton, hasonló koherencia mellett elérhető lenne.

A laserberendezéssel, különösen a He-Ne gázlaserrel elérhető koherencia rendkívül nagy. Ennek következtében elhajlási és interferenciajelenségeknél olyan elhajlási rendek is észlelhetővé válnak, amelyek eddig nem voltak megfigyelhetők. Ez sok esetben (ezekre az alkalmazási lehetőségeket tárgyaló fejezetben még részletesen rátérünk) olyan mérési módszereket tesz lehetővé, amelyek eddig az érzékelhetőség határán kívül estek.

A He-Ne gázlaser kimenő teljesítménye, felépítésétől függően, 1 mW és 100 mW között van. Átlagosan egy He-Ne laserre feltételezhető, hogy sokmódusú üzemből kimenő teljesítménye eléri a 10 mW-t. Egymódusú TEM₀₀ üzemből általában 1 mW kimenő teljesítmény érhető el. A He-Ne lasernek alapvető gyengéje, hogy kimenő teljesítménye nem növelhető tetszés szerint. Ez az energiaugrások mechanizmusának a következmé-

3.4. táblázat

Axiális módusok frekvenciatávolsága TEM₀₀ transzverzális módusban és He-Ne laser kimenő teljesítménye $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ hullámhosszon

A kimenő teljesítmény mW	A rezonátorhossz m	Axiális módustávolság MHz	
50	2	75	
40	1,5	100	
25	1	150	
10	0,75	200	
5	0,5	300	
1	0,2	750	
0,1	0,1	1500	

nye, mert bizonyos idő szükséges ahhoz, hogy egyrészt a 2 p-szint spon-tán emisszióval, másrészt az alatta levő szint falütközésekkel kiürülhes-sen és a pumpálás, továbbá az indukált emisszió folyamata ismét előlről kezdődhessen. Van azonban néhány gázlaser, amelyek olyan más mecha-nizmuson alapulnak, amely nem korlátozza a kimenő teljesítményt.

Számítsuk most ki a He-Ne laser nyalábátmérőjét és nyalábdiver-genciáját (széttartását). Ennek alapja legyen ismét egy konfokális rezo-nátor, amelynek tükrőtávolsága 1 m. Végezzük a számításokat a laser látható hullámhosszára, tehát $\lambda_{\text{He-Ne laser}} = 632,8 \text{ nm}$.

Példa: Nyalábátmérő és divergencia számítása He-Ne laserre.

Legyen a rezonátortükrök görbületi sugara $R_g = 1 \text{ m}$. Számítsuk a nyalábot azon pontokig, ahol az intenzitás a tükrök közepén levő in-tenzitás $1/e$ -ed részére csökken. A középtől ily módon kapott távolságot véve az $r_{\text{nyaláb}}$ nyalábsugárnak, a nyalábátmérőre a (3.30) egyenlet sze-rint a következő érték adódik:

$$d_{\text{nyaláb}} = 2r_{\text{nyaláb}} = 2\sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot 1 \cdot 632,8 \cdot 10^{-9}} = 0,92 \cdot 10^{-3} \text{ m} \approx 1 \text{ mm}$$

A lasernyaláb divergenciáját a fenti értékek figyelembevételével a (3.32) egyenlet alapján számíthatjuk:

$$\Theta_{\text{nyaláb}} \approx \sqrt{\frac{632,8 \cdot 10^{-9}}{1}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ rad} = 0,8 \text{ mrad.}$$

A számítás szerint a nyalábátmérő az $1/e$ -szeres, tehát mintegy félintenzitású pontokban 1 mm, míg a nyaláb összátmérője 2 és 3 mm között van. Nagyobb nyalábátmérőt nagyobb görbületi sugarú tükrök alkalmazásával nyerhetünk. A következő fejezetben azonban még rá-térünk arra, hogy a lasernyaláb átmérője optikailag is nagyon könnyen változtatható.

A számított nyalábdivergencia nagyon csekély: $\Theta_{\text{nyaláb}} \approx 3'$. Szem-léletesen ez az eredmény úgy is értelmezhető, hogy a nyalábot a fény-forrástól bizonyos távolságban vizsgáljuk. Így válik csak nyilvánvalóvá, hogy a nyaláb milyen nagymértékben párhuzamos. Ilyen divergenciájú sugárnyaláb átmérője ugyanis a fényforrástól 1 km távolságban még csak 80 cm.

A nyaláb párhuzamosíthatóságának határát az elhajlás alapján becsülhetjük meg. Az elhajlási divergenciát a 4. fejezetben még részle-tesen tárgyaljuk. 2 mm nyalábátmérőre a számítás a következő ered-ményre vezet:

$$\alpha_{\text{elhajlás}} \approx \frac{632,8 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 10^{-3}} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ rad} = 0,3 \text{ mrad.}$$

Az elhajlási szög számításából látható, hogy a lasernyaláb — ha átmérője ilyen kicsi — már nagyon közel esik az elhajlási határhoz. A nyaláb divergenciája csak nagyobb nyalábátmérő esetében csökkent-hető. Amint kifejtettük, a lasernyaláb átmérője optikai úton növelhető és ezzel egyidejűleg a nyaláb az elhajlási határ által adott érték pár-huzamosítható.

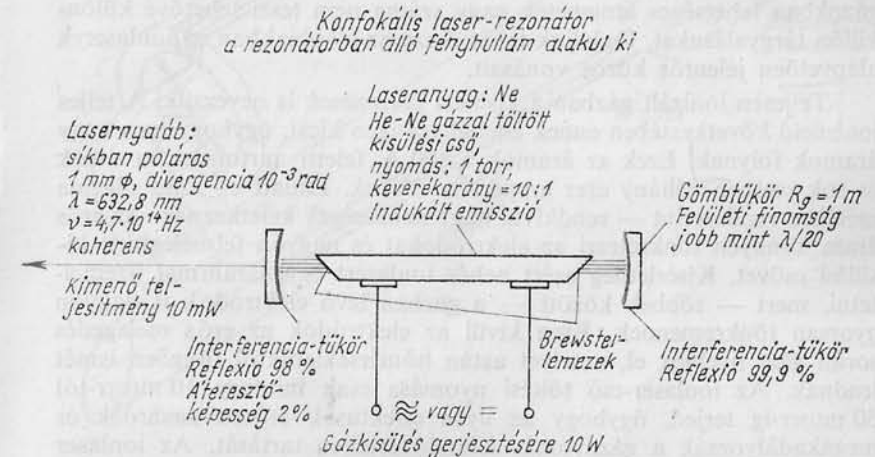
Összefoglalás:

A 3.17. ábra He-Ne laser elvi elrendezését mutatja annak lényeges tulajdonságaival.

A He-Ne laser egy lasercsőből áll, amelyben kisülés útján inverziót hoznak létre. A laseranyagot tartalmazó kisülési csövet a rezonátorban helyezik el. A rezonátort a laser hullámhosszának megfelelő két szférikus interferencia-tükrő alkotja. Az egyik tükrő reflexiója 99,9%, míg a másik tükrő reflexiója 98%, átteresztőképessége 2%, veszteségük nincs. A tükrők konfokális elrendezésűek, azaz az egyik tükrő görbületi középpontja a másik tükrő optikai középpontjába esik.

(A He-Ne gázlaserben a neon működik laseranyagként.)

A He-Ne laser kimenő teljesítménye 1 mW-tól 100 mW-ig terjed. Különöző axiális és transzverzális módusokban sugározhat. Az axiális módusok száma csupán 10 cm vagy ennél kisebb rezonátorhossz mellett csökkenthető le egyre. A TEM_{00} , TEM_{01} stb. transzverzális módusok közül beállítással vagy a rezonátorban elhelyezett fényrekesszel választható ki a TEM_{00} alampódus.



3.17. ábra. Hélium-neon gázlaser elvi felépítése

A kimenő nyaláb átmérője néhány milliméter és nagymértékben párhuzamos. Divergenciája — a rezonátortól függően — kb. 10^{-3} rad, nem esik messze az elhajlási határtól. Az elhajlási határ elérhető, ha a laser-nyalábot egyszerű optikai rendszeren bocsátjuk keresztül.

A kisülési csövön levő Brewster-ablakok miatt a lasernyaláb lineárisan polárizált. A kilépő nyaláb időben és térben koherens, legtöbb alkalmazás esetében gyakorlatilag a koherenciára jellemző korrelációs függvény: $j=1$.

A He-Ne gázlaser a 632,8 nm hullámhosszon sugároz.

3.52 Argon—ion laser

Az összes gáz ionizált állapotban is alkalmas laseranyag céljára, emellett a gázok egyszeresen, kétszeresen, háromszorosan stb. ionizált állapotban is felhasználhatók. Ezzel a laservonalak száma jelentősen megnő és ma már szinte minden hullámhosszon gerjeszthető laser-sugárzás.

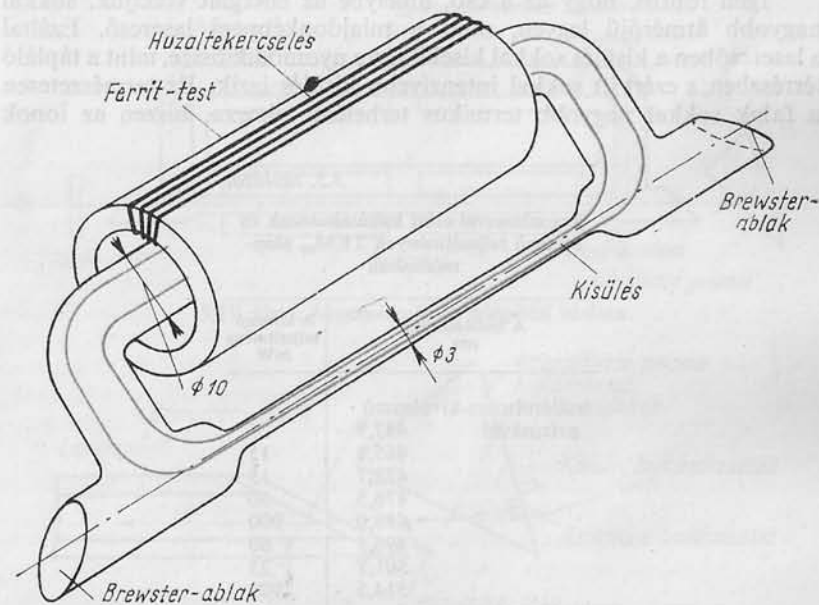
Az ion-gázlaser, röviden ionlaser, ugyanazon az elven működik mint a He-Ne gázlaser, fellép azonban néhány olyan nehézség, amelyet még figyelembe kell vennünk. Az ionlaserek sokkal nagyobb kisülési áramot igényelnek, mint az egyszerű gázlaserek, mert csak úgy valósítható meg a teljes gázkészlet ionizálása és ionizált állapotban az inverzió. Vannak olyan gázok, amelyekben az inverzió közvetlenül létrehozható és vannak olyanok, amelyekben csak kerülő úton érhető el, mint pl. He-Ne laserben héliummal. A 3.2. táblázatban felsorolt és az ionizált gázokban lehetséges átmenetek nagy száma nem teszi lehetővé külön-külön tárgyalásukat, foglaljuk tehát össze az alábbiakban az ionlaserek alapvetően jelentős közös vonásait.

Teljesen ionizált gázban a kisülést plazmának is nevezzük. A teljes ionizáció következtében ennek ellenállása igen kicsi, úgyhogy igen nagy áramok folynak. Ezek az áramok a 100 A feletti tartományba esnek és sok esetben néhány ezer ampert is elérnek. Emiatt — mint plazma esetében rendszerint — rendkívül nagy nehézségek keletkeznek. Az erős áram könnyen tönkreteszti az elektródokat és nagyon felmelegíti a kisülési csövet. Kísérletileg ezért nehéz ionlasert egyenárammal üzemeltetni, mert — többek között — a gázban levő elektródok is nagyon gyorsan tönkremennek. Ezen kívül az elektródok az erős melegedés során gázt nyelnek el, amelyet aztán hőmérsékletüktől függően ismét leadnak. Az ionlaser-cső töltési nyomása csak mintegy 10 mtorr-tól 50 mtorr-ig terjed, úgyhogy az ilyen effektusok erősen zavaróak és megakadályozzák a gáznyomás állandó értéken tartását. Az ionlaser kisülési csövet mindig erősen hűteni kell. Legtöbb esetben kettősfalú

csövet alkalmaznak és a külső köpenyt vízzel hűtik. Az ionizált gázok legtöbb laserátmenetét a felmelegedés miatt impulzusüzemben mérték.

Nem csak a nagy áram azonban az egyetlen probléma az ionlaserrel kapcsolatban. A 3.10. ábrán láttuk a neon szintvázlatát, ahol két laserátmenetet jelöltünk be, egyet a vörös, egyet pedig az infravörös tartományban. E két átmenet hullámhosszai olyan messze vannak egymástól, hogy különböző rezonátortükrök alkalmazásával feltétlenül szétválaszthatók. A 3.2. és 3.3. táblázatokból azonban megállapítható, hogy ez a lehetőség ionlaser esetében nem áll fenn. Nagyreflexiójú interferenciátükrök csak a 4. fejezetben megadott hullámhossztartományra készíthetők; ezek olyan nagyok, hogy ionlasernél mindig több laserátmenetet fednek át. Így a rezonátor „jósága” több hullámhosszon is lehetővé teszi oszcilláció fellépését. Ehhez járul még, hogy ionlaserben lényegesen nagyobb erősítések érhetőek el, mint He-Ne gázlaserben. Emiatt olyan frekvenciák is gerjedhetnek, amelyekre kisebb erősítésű laseranyag esetében a „jóság” olyan kicsi lenne, hogy oszcilláció nem léphetne fel.

A következőkben az argonlaser példáján mutatjuk be, hogyan háríthatók el az ionlaser gerjesztésénél és a hullámhosszak kiválasztásánál keletkező nehézségek.



3.18. ábra. Gyűrű-kisülés elve ionlasernél

Az egyenáramú gerjesztésen kívül a kisülés elektródok nélkül, nagyfrekvenciás elektromos térrel is gerjeszthető. E gerjesztési mód azonban azért ütközik rendkívüli nehézségekbe, mert az ionizált állapotú gáz ellenállása nagyon kicsi. Emiatt nagy meddőáramok folynak, amelyek alig használhatók fel. Azonkívül az extrém illesztési problémák miatt a hatásfok olyan rossz, hogy hatalmas nagyfrekvenciás adók alkalmazására lenne szükség. Az energiabevitelre egy másik lehetőség lenne nagyfrekvenciás tekercs mágneses tere révén, ami jobb illesztést biztosítana. E gerjesztési módszer azonban eddig nem vezetett eredményre, mert a tekercs a szükséges nagy frekvenciák mellett a csőhosszhoz képest túl rövid volt.

Csak gyűrűkisülés alkalmazásával sikerült ionlasert folytonos üzemben gerjeszteni. Itt több jelenség kihasználására került sor. A 3.18. ábra szemlélteti a gyűrűkisülés elvét ionlasernél. Különösen figyelemre méltó, hogy a gyűrű három részre osztható. Az egyik részt, amelyben egyáltalában nincs kisülés, a Brewster-ablakos két csővég alkotja. Egy további rész a tulajdonképpeni lasercső, amelyben az inverzió és az indukált emissziós erősítés játszódik le. A harmadik részt tekercs veszi körül, ezen át jut a kisülésbe a szükséges energia.

Igen fontos, hogy az a cső, amelybe az energiát vezetjük, sokkal nagyobb átmérőjű legyen, mint a tulajdonképpeni lasercső. Ezáltal a lasercsőben a kisülés sokkal kisebb térre nyomódik össze, mint a tápláló térrészben, s ezért itt sokkal intenzívebb kisülés izzik. Ez természetesen a falak sokkal nagyobb termikus terhelését okozza, hiszen az ionok

3.5. táblázat

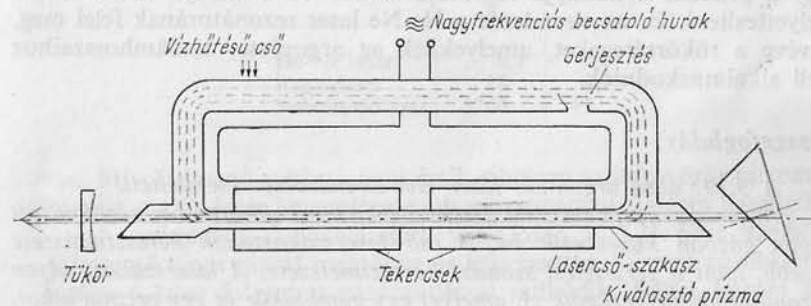
Argonlaserrel elért hullámhosszak és kimenő teljesítmények TEM₀₀ al módusban

A hullámhossz nm	A kimenő teljesítmény mW
hullámhossz-kiválasztó prizmával	
457,9	25
465,8	15
472,7	15
476,5	60
488,0	900
496,5	60
501,7	25
514,5	900
kiválasztó prizma nélkül	összes
	2000

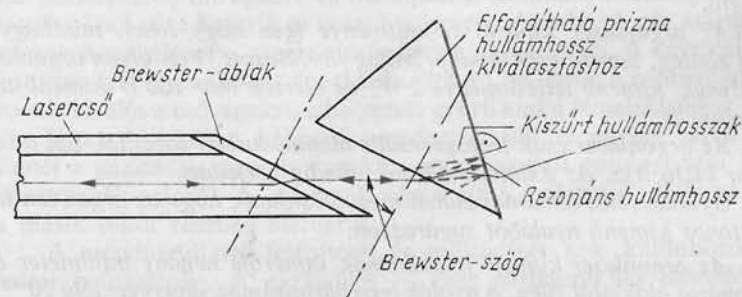
a keskenyebb lasercső falával való ütközések útján kényszerülnek pályájukra. Ezen kívül az ütközésekkel átadott energia, amely a csövet felmelegíti, elvész a kisülés számára. Ez azonban elkerülhető, ha a kisülést nem csupán a csőkeresztmetszet leszűkítésével, hanem ezen kívül a lasercső körül létesített mágneses térrel is összenyomjuk. Az ionáramra ilyen hatást gyakorol a hosszirányú mágneses tér. Ez esetben tehát kisebb keresztmetszetű cső alkalmazható és az ionok a mágneses tér segítségével szűkebb keresztmetszetre nyomhatók össze. Ezáltal a fal termikus terhelése kisebb, mert a cső a további fókuszáló ütközések következtében már nem melegszik fel annyira, mintha csak a keresztmetszetet szűkítenénk le.

Gyűrűkisüléssel sikerült argon-ion lasert tartósan üzemeltetni és folytonos kimenő sugárzást elérni. A 3.5. táblázat megadja a hullámhosszakot és a kimenő teljesítményeket. A 3.19. ábra vázlatosan szemlélteti gyűrűkisüléssel működő argon-ion laser felépítését és elektromos táplálását.

Nagy kimenő teljesítményén kívül az argon-ion lasernek még előnye, hogy több hullámhosszon működik. (Ez mindenképpen előny, ha az egyes hullámhosszak biztonságosan szétválaszthatók.) A 3.20. ábra



3.19. ábra. Argon-ion laser felépítési vázlata



3.20. ábra. Hullámhossz-kiválasztás argonlasernél

mutatja pontosabban a 3.19. ábrán jelzett hullámhosszkiválasztási módszert.

A különböző hullámhosszkból álló lasernyaláb Brewster-szög alatt esik a kiválasztó prizma felületére, így abba reflexiómentesen léphet be. A prizma hátlapján olyan tükörbevonat van, mely minden hullámhosszra azonos reflexiót ad. A diszperzió miatt azonban az egyes hullámhosszak a prizmába való belépésnél különböző szöggel térülnek el. A hullámhosszak közül csak az reflektálódik és kerül ismét a lasercsőbe és így erősítésre, amelyik merőlegesen esik a visszaverő hátlapra. Az összes többi hullámhossz, amely más szög alatt esik a prizma hátlapjára, nem kerül többé vissza a csőbe és így nem is oszcillálhat. Más hullámhossz kiválasztásához csak megfelelő szöggel el kell fordítani a prizmát. Minthogy a szükséges szögváltoztatások nagyon csekélyek, a prizma belépési oldalán a nyaláb csak nagyon kis mértékben tér el a Brewster-szögtől, úgyhogy az ebből adódó reflexió elenyészően kicsi. A leírt módon tehát megvan a lehetőség arra, hogy az argon-ion lasert mindig csak egy hullámhosszon működtessük.

Ha az argon összes hullámhosszait egyidejűleg kívánjuk gerjeszteni, úgy a prizmát a hátlapja reflexiójával azonos reflexiójú tükörrel kell helyettesíteni. Ez az elrendezés a He-Ne laser rezonátorának felel meg, kivéve a tükörrétegeket, amelyeknek az argonlaser hullámhosszaihoz kell alkalmazkodniok.

Összefoglalás:

A 3.19. ábra argon-ion laser elvi elrendezését szemlélteti.

Argonlasernél az inverzió derékszögben meghajlított csőbe zárt ionizált argon gázban következik be. A cső laserszakaszának keresztmetszete kisebb, mint a gerjesztési szakasz keresztmetszete. A laserszakasz olyan rezonátorban helyezkedik el, amelyet egy gömbtükör és egy prizma alkot. A prizma elfordításával az argonlaser különböző hullámhosszakon működtethető.

Az argonlaser kimenő teljesítménye igen nagy lehet, minthogy ez nem elvileg, hanem csak gyakorlatilag korlátozott. Van olyan argonlaser, amelynek kimenő teljesítménye 2 W, de elérték már 100 W kimenő teljesítményt is.

Az argonlaser csak transzverzális alaplómódusban oszcillál. Ezt a rezonátor biztosítja. Az axiális módusok mindig gerjednek.

Gyűrűkiszülés alkalmazásával megvalósítható, hogy az argon-ion laser folytonos kimenő nyalábot sugározzon.

Az argonlaser kimenő nyalábjának átmérője néhány milliméter és a rezonátor alakjától függ. A nyaláb igen párhuzamos, divergenciája 10^{-3} rad és ugyancsak függ a rezonátortól. A lasercsőben lévő Brewster-ablakok

miatt a sugárnyaláb lineárisan polárizált. Az argonlaser legalább nyolc különböző hullámhosszon működhet a 458 nm-től 514 nm-ig terjedő tartományban.

3.53 Széndioxidlaser

A széndioxidlaser folytonos üzemű molekuláris gázlaser-rendszer, melynek előnye a rendkívül nagy hatásfok és az igen nagy kimenő teljesítmény. A 3.6. táblázatból kitűnik, mennyire felette áll más gázlaser-típusoknak. A széndioxidlaser jelenleg az a laser, amely folytonos üzemből a legnagyobb kimenőteljesítményt nyújtja. Egyedüli hátránya, hogy nem a látható tartományban működik, hanem fő átmenete 10,6 μm -en

3.6. táblázat

Néhány gázlaser kimenő teljesítményének összehasonlítása

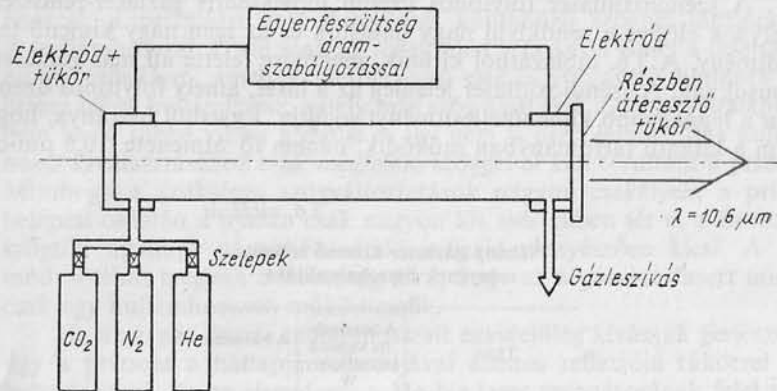
Típus	A maximális kimenő teljesítmény W	A hatásfok %
He-Ne laser	0,1	0,1
Argonlaser	10	0,1
Széndioxidlaser	1200	15

van. Mivel kimenő sugárzásának hullámhossza az infravörös tartományba esik, a CO₂-laser lényegében csak anyagmegmunkálásra használható.

A széndioxid-molekulalaseret vázlatosan a 3.21. ábra szemlélteti. A lasercső nincs gázzal megtöltve és leforrasztva — mint egyébként —, hanem e laser folytonos gázáramlással működik. Ehhez három gázra van szükség: széndioxidra, a tulajdonképpeni lasergázra, valamint két puffergázra; nitrogénre és héliumra. E technikai tisztaságú gázokat tartályokból véve keverik és vezetik a laserrendszerbe. A gáz átáramlását szivattyú szabályozza, amely a csővégen a gázt leszívja. A keverési arány finoman szabályozható szelepekkel állítható be. Belső csőben az elektromos kiszülés a csővégeken elhelyezett gyűrű alakú fémelektrodok között jön létre. A kiszülést hálózati nagyfeszültségű tápegység tartja fenn. Ennél a gázkiszülés negatív karakterisztikája miatt gondoskodni kell az áramszabályozásról. A cső egyik végén 100% reflexiójú tükör van, míg a másik tükör részben áteresztő.

A széndioxidlaser felépítését és működését sok különböző paraméter befolyásolja. A gázkiszülés — más gázlaserekhez hasonlóan — egyenáramon kívül váltakozóárammal, nagyfrekvenciával vagy impul-

zusokkal is gerjeszhető. Gyakran kombinációkat alkalmaznak, különösen impulzusok és egyenáram kombinációját a könnyű és biztos gyújtás elérésére. Itt csak az egyenáramú gerjesztést vizsgáljuk, amelynél a gyújtás vagy az egyenfeszültségű vezetékre, vagy a csőre kívülről adott impulzussal történik.



3.21. ábra. Széndioxid molekulalaser elvi felépítése

Üzemeltetéshez a gáznyomást, gázkeveréket és az átáramlási sebességet az optimális feltételeknek megfelelően kell megválasztani. A gázáramlás előnye, hogy mindig friss gáz áll rendelkezésre. Az optimális kimenő teljesítmény beállítása nem mindig egyszerű feladat, de kedvező beállítással nagyon nagy teljesítmény érhető el.

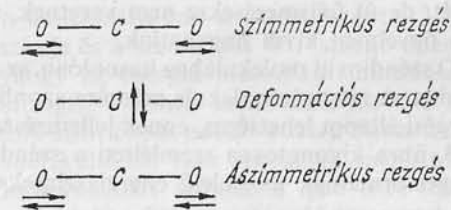
E laser rezonátorát is két egymástól L távolságra elhelyezett gömbtükrő képezi. Felületük az infravörösben reflektál. Elméletileg itt is előnyösebb volna konfokális rezonátor alkalmazása. Az infravörös tartományban fellépő optikai nehézségek miatt azonban nagyobb nyálbátmérrő elérése végett gyakran más elrendezést választanak. A CO_2 -lasernél gyakran nehézségekkel jár a nagy teljesítménynek a lasercső végablakain való kivezetése is, mert az anyag elnyelése miatt sok sugárzás hővé alakul át. Ezért e lasernél a tükrök gyakran egyúttal a csövet lezáró ablakok is.

Az eddig tárgyalt atomi gázlasereknél olyan frekvenciaátmeneteket vizsgáltunk, amelyeket magának az atomnak diszkrét energiaszintjei jellemeztek. Azonban a molekulák különböző rezgési lehetőségei is adnak diszkrét energiaállapotokat. A széndioxid-molekulának különböző szinteken lehet energiája. Ezeket az állapotokat a molekula rotációs és rezgési energiái határozzák meg. Az $\text{O}-\text{C}-\text{O}$ felépítés következ-

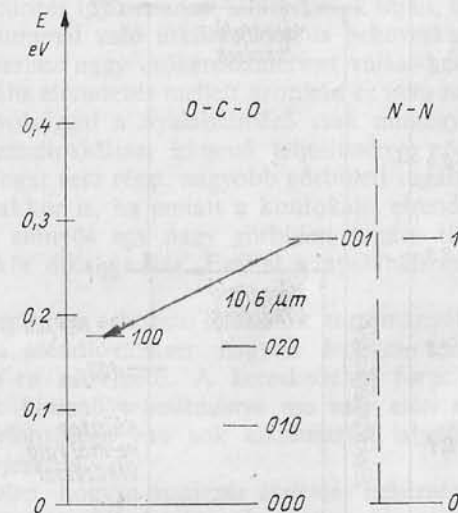
tében a molekulának három — a 3.22. ábrán jelképesen ábrázolt — rezgési alapformája lehet:

- szimmetrikus rezgés; ebben az esetben a két oxigénatom egymással szemben rezeg,
- deformációs rezgés; itt a szénatom az oxigénatomokhoz képest keresztirányban rezeg,
- aszimmetrikus rezgés; a két oxigénatom azonos irányban rezeg.

E rezgési formák az atomok energiaállapotaihoz hasonlóan kvantáltak. Három rezgési lehetőségű molekula különböző energiaállapotait háromjegyű számmal jellemezzük: Az első számjegy a szimmetrikus rezgés kvantumszáma, a második számjegy a deformációs rezgés, míg



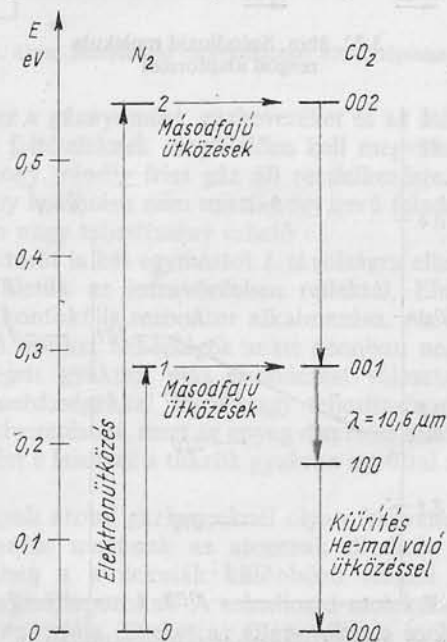
3.22. ábra. Széndioxid molekula rezgési alapformái



3.23. ábra. A széndioxid és nitrogén molekula rezgési formáihoz tartozó energiaszintek

a harmadik számjegy az aszimmetrikus rezgés kvantumszáma. A zérus az alapállapotot, míg a növekvő számok a molekula erősebben gerjesztett rezgési állapotait jelölik. A széndioxid-molekula esetében 000 jelölés azt jelenti, hogy alapállapotban van. A CO_2 molekula legkisebb energiájú első gerjesztett állapota a 010 állapot, tehát a szénatom rezgése. Molekulák esetében a nehézség abban áll, hogy a molekula a rezgési állapotok bármely kombinációjában is rezeghet így, pl. a 111 rezgési állapotban is. A molekulalaser szempontjából azonban elegendő, ha a tiszta rezgési állapotokra és az azok közötti átmenetekre szorítkozunk. Csupán megemlítjük, hogy minden rezgési energiaszint a molekula rotációja következtében még ezen túlmenően sok diszkrét energiaszintre hasad fel. E rotációs rezgések természetesen növelik az átmeneti lehetőségek sokféleségét, de új felismerésekre nem vezetnek, úgyhogy azokat vizsgálatainkban figyelmen kívül hagyhatjuk.

Az O—C—O széndioxid molekulához hasonlóan az N—N nitrogénmolekula is rezeghet. A nitrogénmolekula számára azonban csak egyetlen szimmetrikus rezgési állapot lehetséges, ennek jellemzésére egyetlen szám elegendő. A 3.23. ábra kivonatossan szemlélteti a széndioxid- és nitrogénmolekula rezgésformáinak megfelelő energiaszinteket. A 3.24. ábra



3.24. ábra. CO_2 -laser energiaszint-szkémája

a széndioxidlaser energiaszint-vázlatát mutatja. Amint majd a magyarázatból kitűnik, a folyamatok hasonlóak a He-Ne laserben lejátszódó folyamatokhoz. A tulajdonképpeni laserátmenet a 001 aszimmetrikus rezgésalaktól az 100 szimmetrikus rezgésalakba való átmenet. Ezen átmenet energiakülönbsége a $10,6 \mu\text{m}$ hullámhossznak felel meg. E távoli infravörös tartományban már jelentős optikai nehézségek adódnak. Ezenkívül gyakran nagyon zavaró, hogy a sugárzás láthatatlan.

Ahhoz, hogy lasert kapjunk, meg kell növelni a 001 szint populációját a 100 szintéhez képest, hiszen indukált emisszió csak inverzió esetében lehetséges. Ugyanúgy mint nem-ionizált atomoknál, molekuláknál sem idézhető elő inverzió közvetlenül elektromos kisüléssel. A He-Ne laser esetéhez hasonlóan kerülő útat kell tehát választani és ehhez az N—N nitrogén molekulára van szükség. Amint a 3.23. ábrából látható, a nitrogén 1 szintje és a széndioxid 001 szintje energia szempontjából egybeesik, úgyhogy az energia másodfajú ütközéssel átvihető a széndioxidra. A nitrogén 1 szintje metastabil, mert az alapállapotba való átmenet tiltott. A szint ebből adódó hosszú élettartama jelentősen megnöveli a CO_2 molekulákkal való ütközések valószínűségét és ezzel elősegíti a CO_2 molekula 001 szintjének igen erős túltöltődését. E szint túltöltöttségét ezenkívül a 002 szintről való átmenetek is növelik. A laser-csőben még jelenlevő hélium a tulajdonképpeni gerjesztési folyamatban nem vesz részt, csupán a CO_2 100 szintjének gyors kiürítéséhez van rá szükség. A kiürítés így nemcsak falütközések útján, hanem a mindenütt jelenlevő héliummal való ütközésekkel is bekövetkezik. Emiatt aztán széndioxidlaserhez nagy csőkeresztmetszet választható.

Konfokális elrendezés mellett azonban ez nem használható ki, mert 1 m tükrőtávolsággal a nyálábátmérő csak mintegy 3 mm. Minthogy azonban a széndioxidlaser kimenő teljesítménye nő, ha az erősítésben nagyobb térfogat vesz részt, nagyobb görbületi sugarú tükrök alkalmazhatók, még akkor is, ha emiatt a konfokális elrendezést fel kell adni. Sok esetben előnyös egy nagy görbületi sugarú tükrő ($R_g = 50 \text{ m}$ -ig) és egy síktükrő alkalmazása. Ezáltal a nyálábátmérő 10-től 20 mm-ig növelhető.

Noha sugárzása a hosszú hullámok tartományába esik, $\lambda_{\text{CO}_2\text{-laser}} = 10,6 \mu\text{m}$, a széndioxidlaser nagyon érdekes, mert kimenő teljesítménye 1 kW-ra növelhető. A kereskedelmi forgalomban levő széndioxidlaser kimenő teljesítménye ma már eléri a 100 W-ot. Ennek igen nagy jelentősége van sok alkalmazási lehetőség szempontjából (lásd a 6. fejezetet).

Kétségtelen, hogy a sugárzás észlelése nehézséggel jár. A fotonok kis energiája miatt a fotodetektorok alkalmazása nagy nehézségekkel jár és képátalakítók sem igen működnek e hullámhosszon. Így ez idő szerint főként a sugárzás termikus hatása használható fel méréséhez.

Összefoglalás:

A 3.21. ábra a széndioxidlaser elvi elrendezését szemlélteti.

A széndioxidlaser molekuláris gázlaser, amelyben a laserátmenet a molekula két rezgési állapota között jön létre. A lasercsővet közvetlenül a rezonátortükrök és nem Brewster-lemezek zárják le, mert a széndioxidlaser a távoli infravörös tartományba eső hullámhosszon sugároz.

A széndioxidlaser a legnagyobb folytonos kimenő teljesítménnyel működő laser. Miután a kimenő teljesítményt nem elvi, hanem csak műszaki okok korlátozzák, az biztosan növelhető 1000 W-ig. Jelenleg már 100 W kimenő teljesítménnyel működő laserek is vannak, laboratóriumi célra pedig már a 250 W kimenő teljesítményt is elérték. (1970-ben 40 kW-ot is elérték. Szerk. megj.)

Megfelelő rezonátor alkalmazásával elérhető a 10 mm nyálábát-mérő. E célból gyakran eltekintenek a konfokális elrendezéstől: gömbtükröt és egy síktükröt alkalmaznak.

A széndioxidlaser csak transzverzális alaplómódusban sugároz. Az axiális módusok nem korlátozottak.

A széndioxidlaser hullámhossza 10,6 μm .

3.6 Szilárdtest-laser

Nagy és igen fontos a szilárdtest-laserek csoportja, mert teljesítményük igen nagy. Minthogy laseranyaguk szilárdtest, az összes szilárdtest-laser közös vonása, hogy csak optikailag pumpálható. A laseranyagot pumpált állapotban át kell engednie a koherens fényhullámot, tehát optikailag átlátszónak kell lennie. Mivel pedig a legtöbb átlátszó anyag szigetelő, az inverzió csak fény besugárzásával valósítható meg. Erre a célra számos elrendezés ismeretes, amelyeket a 3.26. ... 3.29. ábrák alapján ismertetünk. Az optikai pumpálású laserek három- vagy négy-szintes rendszerek. Természetesen mind gázok, mind félévezetők és folyadékok esetében is lehetőség van optikai pumpálásra. Gázoknál a nehézséget elsősorban az okozza, hogy az átmenetek rendkívül élesek és az elnyelés kicsi. Termikus fényforrással pumpálva nem juttatható be emiatt a szükséges energia a gázba. Ezért a különböző típusú gázlaserekhez gázkisüléssel gerjesztési módszert kell alkalmazni.

A szilárdtest-laserek magasabb energiaszintjeihez lényegesen szélesebb sávú átmenetek tartoznak mint gázok esetében, úgyhogy még termikus fényforrással is elegendő energia pumpálható az anyagba a laser-szint többlet-betöltésének eléréséhez. A pumpálásra szolgáló széles átmeneten kívül e három- vagy négy-szintes szilárdtest-lasereknek még egy éles átmenetük is van, amelyen az indukált emisszió lejátszódik.

Laserátmenetek szilárdtestekben (kivonat)

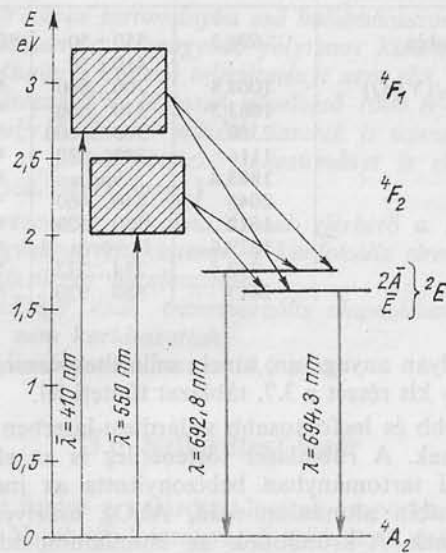
A laseranyag aktív ion	kristályrács	A hullámhossz nm	A pumpálási tartomány nm	Átmenet
Cr ⁺⁺⁺	Al ₂ O ₃ , rubin	694,3	550 ± 50 410 ± 50	² E(2A) → ⁴ A ₂
Nd ⁺⁺⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAG)	1064,8	700...800	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}
Nd ⁺⁺⁺	CaWO ₄	1063,3	570...600	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}
Dy ⁺⁺	CaF ₂	2360	500...1000	² I ₇ → ⁶ I ₈
Tm ⁺⁺	CaF ₂	1116	280...630	² F _{5/2} → ² F _{7/2}
Tm ⁺⁺⁺	YAG	1883,4	vörös	³ H ₄ → ³ H ₆
Ho ⁺⁺⁺	CaWO ₄	2046	440...460	⁵ I ₇ → ⁵ I ₈
Er ⁺⁺⁺	CaWO ₄	1612	380...520	⁴ I _{3/2} → ⁴ I _{15/2}
Yb ⁺⁺⁺	YAG	1029,6	vörös	² F _{5/2} → ² F _{7/2}
Gd ⁺⁺⁺	Üveg	312,5	274...277	⁶ P _{7/2} → ⁸ S _{7/2}
U ⁺⁺⁺	CaF ₂	2613	880...920	⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{9/2}

Rendkívül sok olyan anyag van, amely szilárdtest-laseranyagként alkalmas. Ezeknek egy kis részét a 3.7. táblázat tünteti fel.

A legismertebb és legfontosabb szilárdtest-laserben laseranyagként rubint alkalmaznak. A rubinlaser történetileg is az első olyan laser, amely az optikai tartományban bebizonyította az indukált emisszió lehetőségét. A rubin alumínium-oxid, Al₂O₃, amelyet króm-oxiddal (Cr₂O₃) szennyeznek. A krómionok az alumíniumoxid-rácsba vannak beépítve. A tulajdonképpeni laseranyag háromvegyértékű króm, amelyet röviden Cr³⁺ vagy Cr⁺⁺⁺-al jelölnek. Az alumíniumoxidkristályokat körülbelül 0,05% krómmal szennyeznek. Az optimális adagolás: 0,035% krómtartalom. 0,05%-nyi szennyezés mellett 1,62 · 10¹⁹ krómion esik 1 cm³-re. Jó laserhez szükséges, hogy a rubin rácsa lehetőleg egyenletes felépítésű legyen. Nem lehetnek hibahelyek és a rácssíkok sem csavarodhatnak el egymáshoz képest. Ezen kívül a króm-szennyezésnek az egész kristályon belül egyenletesen kell eloszlania.

A 3.25. ábra a rubin Al₂O₃:Cr⁺⁺⁺ energiaszint-vázlatát mutatja. A laserfolyamatban csak a krómionok vesznek részt, az alumíniumoxid-rács csupán a krómionok beépítésére szolgál. Először a pumpáló energia hatására a króm ⁴A₂ alapnívójáról a ⁴F₂ és ⁴F₁ sávok töltődnek be. Ehhez a pumpáló fényforrásnak 410 nm és 550 nm-en lehetőleg sok energiát kell szállítania, mert csak e két sáv energiája használható a pumpálási művelethez. A fényforrás többi energiája hővé alakul át, tehát nemcsak elvesz a pumpáló folyamat számára, hanem még zavar is, mert ismét el kell vezetni. A két felpumpált sávból a krómionok igen rövid időn belül a ²E szintre kerülnek, amely a 2 Å és az \bar{E} nívóból áll.

E két szint között nagyon gyors a relaxáció, úgyhogy betöltési sűrűségük termikus eloszlású, vagyis az alsó állapot betöltése mindig nagyobb, mint a felső állapoté. Ennek következtében a rubinlaser is gyakorlatilag csak a $\lambda=694,3$ nm vonalon sugároz. Az \bar{E} szint spontán emissziós élettartama 3 ms, az atomok tehát igen sokáig ott tartózkodhatnak.



3.25. ábra. Rubin ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{+++}$) energiaszint-skémeje

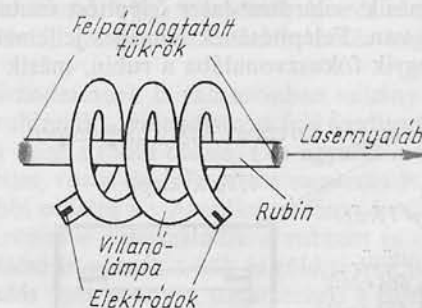
A rubinlaser általában csak impulzusüzemben működhet. Ennek oka hogy nincs olyan keskenysávú pumpáló fényforrás, amely csak a rubin két hasznos sávját, vagy azok egyikét töltené be. Mivel a fényforrások a Planck-féle sugárzási törvény szerint sugároznak, a kibocsátott fény jelentős része mindig a vörös és az infravörös színtartományba esik, ez pedig kizárólag a rubin és a pumpálólámpa melegedését okozza. Az igényelt nagy intenzitások mellett ez folytonos üzemben a hőelvezetéssel kapcsolatban csaknem legyőzhetetlen nehézségeket okoz. Csak néhány szilárdtest-laser esetében tartható fenn intenzív hűtéssel kvázifolytonos üzeme, azaz hogy a laser másodpercenként körülbelül 50-szer villanjon fel. Rubinlaser folytonos üzeme szobahőmérsékleten nem biztosítható, ezért olyan berendezéseket készítettek, amelyek a folyékony levegő, sőt a folyékony hélium hőmérsékletén működnek. Ennek előnye, hogy e hőmérséklettartományban kisebb pumpáló teljesítmény szükséges, ami a problémát ebből a szempontból is kissé leegyszerűsíti.

Az optikai felépítés azonban ilyen hőmérsékleten nagy nehézségekkel jár, mert a folyékony gázok gyakran hajlamosak forrásra és az ebből származó könnyű rázkódások erősen zavarják a laseroscilláció lefolyását.

Szilárdtest-laserek csak impulzusüzemben használhatók. (Lásd: a lábjegyzetet a 104. oldalon.)

A pumpáló energia küszöbértékét, amelyen a szilárdtest-laser oszcillációja elkezdődik, csaknem mindig kísérleti úton határozzák meg. Sem a laseranyag hosszával könnyen változó optikai paramétereket, sem a laseranyaghoz kezdetben általában nem optimálisan beállított rezonátort, nem lehet számítással meghatározni. A rezonátor ugyan még a laseranyag behelyezése előtt beállítható ideálisan, de azt követően a nem teljesen homogén laseranyag, amelynek szilárdtest-laser esetében mindig nagy a törésmutatója, ellenőrizhetetlen változásokat idéz elő a rezonátorban.

A laser küszöbenergiája kísérletileg olyképpen határozható meg, hogy a villanólámpába bevezetett elektromos energiát villanásról villanásra lassan növeljük, míg végül a kimeneten megjelenik a lasersugár. A sugárzási küszöb nagyon éles és jól észlelhető. Ezután a rezonátor még némileg utánállítható. Ha e beállítás javulást okoz, a küszöbenergia csökken, ha romlást, úgy növekszik. Minél homogénebb a laseranyag, annál kevésbé igényel utánállítást. A szilárdtest-laser rezonátora ha a laseranyag már benn van a rezonátorban, csak igen nehezen állítható be.



3.26. ábra. Szilárdtestlaser-elrendezés spirális villanócsővel. A végtükrök közvetlenül a kristályra vannak felpárolgattva

mert a laseranyag nagyon erősen abszorbeál és így a beállítónyálabból alig valami jut át rajta.

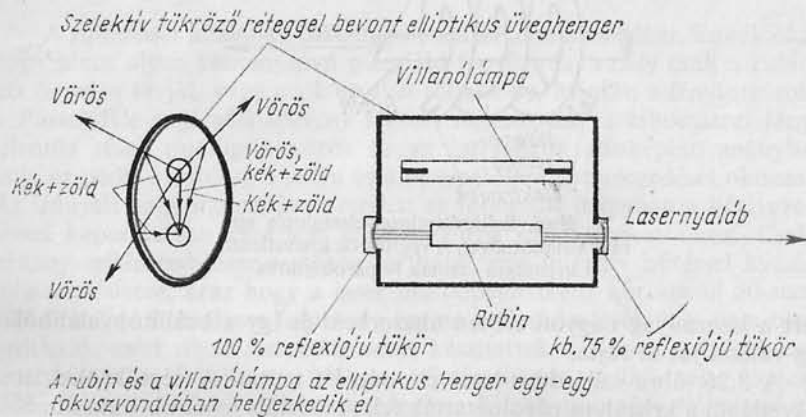
A 3.26. ábra szilárdtest-laser elrendezést mutat. A végtükröket itt közvetlenül a kristályra párolgatták fel. A kristály lehet pl. 1 cm átmérőjű és 10 cm hosszú rubin. Véglapjai optikai minőségben polírozottak.

A két végfelületnek mintegy $\lambda/10$ -re párhuzamosnak és síknak kell lennie. Ez természetesen feltételezi — mint már előbb említettük —, hogy a laseranyag is rendkívül homogén. Anyaghibák miatt egyébként 10 cm-nyi hosszban olyan törésmutatókülönbségek is adódhatnak, amelyek a sugármenetet jobban megváltoztatják, mint amennyire azt a $\lambda/10$ párhuzamossági követelmény megengedné.

A rubin nagy törésmutatója miatt az oldalfelületeken keresztül a lasererősítés szempontjából hasznos sugárzás nem léphet ki, úgyhogy a henger köpenyét nem kell betükrözni. Ez a jelenség a kis szög alatt besugárzás teljes visszaverődésén alapul (lásd 4.2. szakasz). A sík végfelületekre közvetlenül interferencia-tükröket párologtatnak fel, amelyek közül az egyik áteresztőképessége kb. 25%. A tükrök ily nagy átteresztőképessége azért engedhető meg, mert a rubinlaser erősítése sokkal nagyobb mint a gázlaseré, úgyhogy itt jelentősen nagyobb intenzitás csatolható ki.

A 3.26. ábra szerinti elrendezésnek azonban több hátránya van. A legnagyobb hátrány a rendkívül kedvezőtlen geometria, aminek következtében a villanólámpa fényének nagy része elvész. Ezenkívül a villanólámpa túl hosszú s emiatt a villanás nem elég intenzív. Bár a végfelületek tükrösítése nagyon egyszerű elrendezést biztosít, a rubinra szilárdan felvitt tükrök cseréje rendkívül bonyolult. Ezért más laserelrendezések terjedtek el. Az ismertetett megoldás azonban történetileg az első volt, ezért meg kellett említenünk.

A 3.27. ábra másik szilárdtest-laser felépítést mutat, amelynek néhány döntő előnye van. Felépítésének lényeges jellemzője az elliptikus henger, amelynek egyik fókuszvonalába a rubin, másik fókuszvonalába



3.27. ábra. Szilárdtestlaser-elrendezés ellipszoidban

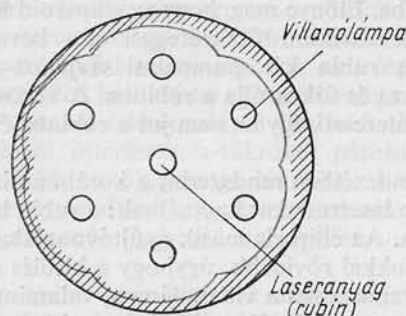
a villanólámpa kerül. A rezonátortükrök a szétválasztott elrendezés következtében könnyebben állíthatók be és cserélhetők, ezen kívül nem melegednek olyan nagyon fel. A laseranyag is sokkal könnyebben cserélhető. A tükrözött ellipszoidban optikailag is sokkal kedvezőbb az elrendezés, mint a 3.26. ábra szerint, mivel a villanólámpa fénye bele van fókuszálva a rubinba. Előnye még, hogy az ellipszoid üvegből készíthető. Ez belül olyan dielektrikum-tükröréteggel van bevonva, mely a sugárzásnak főleg a rubin két pumpálási sávjához szükséges zöld és kék részét veri vissza és fókuszálja a rubinba. A vörös és infravörös hő-sugárzást a tükrök áteresztik, így az nem jut a rubinba és azt nem is melegítheti fel.

Ebben az elrendezésben rendszerint a korábban ismertetettnél rövidebb és vékonyabb laserrudakat használnak: a rubin hossza itt 6...8 cm, átmérője 3...6 mm. Az ellipszis másik gyújtóvonalában levő villanócső kisülési szakasza sokkal rövidebb, úgyhogy a kisülés sokkal intenzívebben izzik. Ilyen elrendezéssel a villanólámpa, valamint a rubin és a tükrök nagyon könnyen cserélhetők anélkül, hogy közben a tükrök vagy a laseranyag beállítása megváltozna. A villanólámpát általában 1000...10 000 villantás után cserélik ki. Hatásfoka ugyanis használat közben csökken, mert az elektródokból elgőzölgő fém idővel lerakódik a lámpa belső felületére és elnyeli a fényt. Ezen kívül az a veszély is fennáll, hogy az elhasználdott lámpa felrobban és az értékes rubin vagy a betükrözött ellipszoid megsérül. A 3.27. ábra szerinti elrendezésnél az is nagyon könnyen megvalósítható, hogy a laseranyagot és a villanólámpát olyan csővel vegyük körül, amelyen az intenzív hűtés végett hűtővizet áramoltatunk át.

Ennek az elrendezésnek is van azonban néhány hátránya. Elsősorban az, hogy a rubinnak a villanólámpa felé fordított oldala sokkal jobban felmelegszik mint a többi oldala. Ott ugyanis a villanólámpa sugárzása, tehát a teljes vörös és infravörös sugárzás is, közvetlenül bejut a rubinba. A többi oldalra a villanólámpa fénye kerülő úton, a szelektív ellipszoidon tükröződve fókuszálódik a rubinra és — amint éppen kifejtettük — így előszűrve, csak a kék és zöld részek jutnak. Ez az aszimmetrikus melegedés igen könnyen tönkretelheti a rubint. Azonkívül ezen elrendezésben a kedvezőtlen visszaverődési viszonyok miatt az ellipszoid végfelületein — ahonnan a fény nem fókuszálható a másik gyújtóvonalba — a sugárzás jelentékeny veszteséget szenved. A homlokfelületeken fellépő ezen veszteségek még a rubin egyenlőtlen megvilágítását is okozzák, ami a kilépő lasernyalábnak mind a hatásfokát, mind pedig az intenzitását csökkenti.

A 3.28. ábra szilárdtest-laser-elrendezést mutat, több pumpáló fényforrással. Ennek az elrendezésnek jellegzetessége, hogy a lasert több ellipszoid veszi körül. A laseranyagot több ellipszoid közös gyújtóvonalá-

ban helyezik el. Az ellipszoidok másik gyújtóvonalába mindig egy-egy villanólámpa kerül. Ily módon még hat villanólámpát tartalmazó elrendezés is lehetséges. Az összes villanólámpa egyidejű begyújtása ugyan csak kissé növeli a rubinban a fénysűrűséget (a kettős ellipszisre kb. 10%-kal), viszont a villanólámpák rövid időközökben egymás után gyújt-



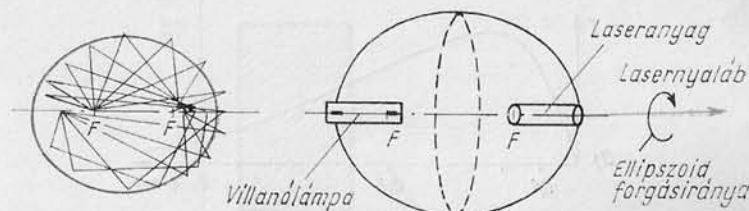
3.28. ábra. Hat pumpáló fényforrással működő szilárdtestlaser-elrendezés metszete. A laseranyag és a villanócső mindig egy-egy ellipszoid tengelyvonalában helyezkedik el

hatók be, úgyhogy a laser gyors egymásutánban több impulzust képes kibocsátani.

A 3.27. és a 3.28. ábra szerinti elrendezésben a laseranyagtól elválasztott rezonátortükröknek rendszerint igen nagy a görbületi sugara. Ennek folytán ugyan a konfokális elrendezés lehetősége eszik, viszont az az előny származik, hogy pl. ha a tükrőtávolság 10 cm és a tükrök görbületi sugara 50 m, a nyaláb összátmérője 5mm lesz. Így nagyon sok laseranyag vehet részt az erősítésben. Ha nagy az erősítés, a beállítás sem olyan kritikus, a rezonátorban viszont sok transzverzális módus oszcillál. Ez általában nem zavar, mert az ilyen felépítésű impulzusüzemű szilárdtest-lasertől mindenekelőtt nagy teljesítményt kívánnak és e vonatkozásban az minden más lasertípust felülmúl.

Az eddig ismertett rendszerekkel általában csak nagyon kis impulzuskövetési frekvenciák érhetők el. A legtöbb ilyen típusú laserberendezés 10...100 másodpercenként képes egy laservillanásra. Az impulzusok közötti viszonylag hosszú szünetek két feltételtől függenek. Egyrészt a kondenzátoroknak, amelyektől a villanólámpa az energiát kapja a kisüléshez, újra fel kell tölteniük. Másrészt meg kell várni a rubin minimális lehűlését, vagy legalábbis a hőmérséklet kiegyenlítődsét. Ezért nagyobb méretű rubinok kilépő nyalábjához nem lehet nagyobb impulzuskövetési frekvenciát előállítani. Mindezen elrendezéseknek további hátránya a nagy nyomású xenon-villanólámpák rövid élettartama.

E nehézségek kiküszöbölésére célszerű még kisebb, pl. 2...3 mm átmérőjű és kb. 1...3 cm hosszú rubint választani. Xenonlámpa helyett pedig célszerű higanylámpát alkalmazni. Hosszú élettartamán kívül ennek még az is előnye, hogy a zöld és kék színképtartományban, tehát a rubinlaser gerjesztési hullámhosszain, jobb a hatásfoka, mint a xenonlámpáé. Ennek folytán a higanylámpa kevesebb energiát igényel,



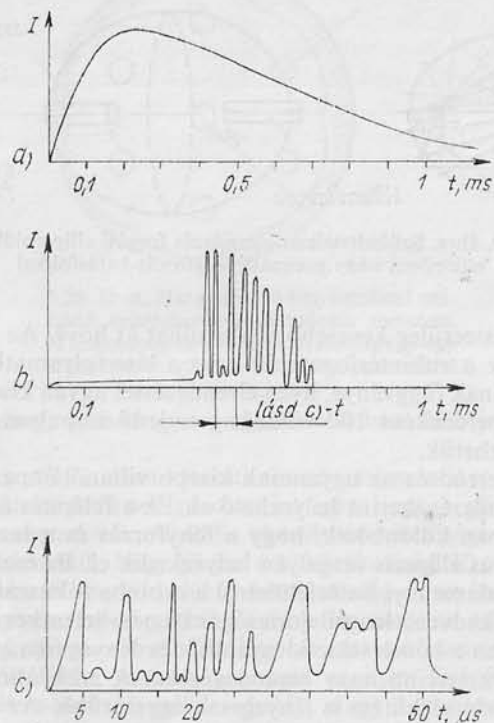
3.29. ábra. Szilárdtestlaser-elrendezés forgási ellipszoidban, különösen nagy pumpáló fényforrás-hatásfokkal

tehát természetesen kevesebb is alakulhat át hővé. Az összes kimenő energia, amely a rubintérfogatnak, azaz a laserfolyamatban részt vevő atomok számának függvénye, ilyen elrendezéssel ugyan kisebb, de ugyanakkor másodpercenként 100 villanásig terjedő impulzuskövetési frekvenciák is elérhetők.

A kis laserrúd és az ugyancsak kisebb villanólámpa a 3.29. ábrán megadott elrendezés szerint helyezhető el. Ez a felépítés az eddig ismertettektől abban különbözik, hogy a fényforrás és a laserrúd egy forgásszimmetrikus ellipszis tengelyén helyezkedik el. Ez esetben a villanólámpa fénye valamennyi határfelületről a rubinba fókuszálódik, úgyhogy a végfelületek kedvezőtlen tulajdonságai itt nem jelentkeznek. Ezenkívül kisebb rubinban a hőmérsékletkiegyenlítődsé lényegesen gyorsabb, mint pl. a 3.28. ábra szerinti nagy berendezésben. A 3.29. ábrán bemutatott rendszer intenzív vízűtése is lényegesen egyszerűbb. Az egyenletes hőmérsékletnek az az előnye, hogy a rubin törésmutatója mindenütt azonos marad. A rubinon belüli nagy hőmérsékletkülönbségek a törésmutató megváltozásán kívül a rubin deformációját is okozhatják. Ilyen esetben a kilépő nyaláb gyakran nem kívánatos optikai tulajdonságokat vesz fel, amelyek a fókuszálást megnehezítik vagy éppen lehetetlenné teszik. Ennél az elrendezésnél a pumpálási időtartam 2 ms, a laserimpulzus tartama pedig 1,2...1,5 ms.

Az összes szilárdtest-laserek hátránya, hogy nem adnak egyenletes kimenő impulzusokat. Számos alkalmazásban — különösen anyagmunkálásban — az impulzus alakjának alárendelt szerepe. Más alkalmazások viszont csak akkor valósíthatók meg, ha sikerül egyenletes

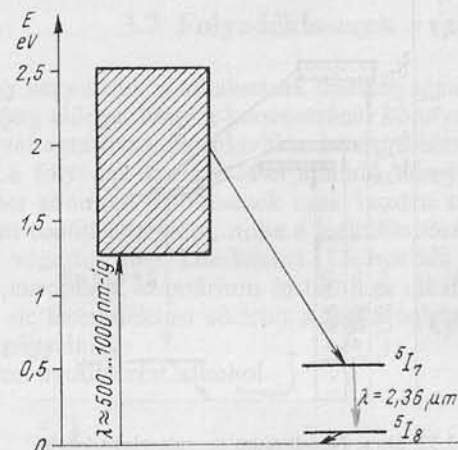
laserimpulzusokat előállítani, mégpedig lehetőleg olyanokat, amelyeknél az impulzus kezdetét és végét is meg lehet határozni. A 3.30. ábra a pumpáló impulzus és a laserimpulzus időbeli lefolyását mutatja. Látható, hogy a laserimpulzus intenzitása rendkívül erősen ingadozik. A szilárdtest-laser kimenő nyalábjának ezen intenzitásingadozásait „spiking”-nek (tüskéknek) nevezzük.



3.30. ábra. Szilárdtest-laser
a) pumpáló fényimpulzusának, valamint
b) és c) kimenő impulzusának időbeli lefolyása (tüskék)

A gázlaserekkel ellentétben a szilárdtest-laserek nemstacionárius üzemben működnek. Ez is oka a nagyon nemkívánatos intenzitásingadozásoknak. Másrésztől azonban éppen ezáltal nyerhető a szilárdtest-laserekből sokkal nagyobb teljesítmény. Stacionárius esetre megmutattuk, hogy a jelenlevő atomoknak mindig csak mintegy fele kerül pumpálásra, hogy ezzel a folyamat folytonossága biztosítható legyen. Szilárdtest laserekkel nemstacionárius esetben a folyamat másképpen ala-

A 3.31. ábra a diszprozium energiaszint vázlatát szemlélteti. A diszprozium bevihető pl. a kalcium-fluorid kristályrácsába. A pumpálási vázlat a rubinkristályban levő króm pumpálása szerint alakul, a laserhullámhossz azonban már a láthatatlan infravörös tartományba esik: $\lambda = 2,36 \mu\text{m}$.



3.31. ábra. Diszprozium energiaszint-vázlata

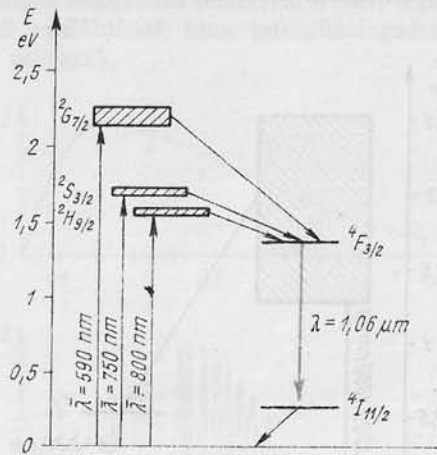
A másik laseranyagként gyakran használt ritka földfémelem a neodimium. Számos kristályba beépíthető, úgyhogy több egymástól különböző neodimium-laser is van (3.32. ábra). A neodimiumot leggyakrabban kalciumwolfrámátba, CaWO_4 , és ittrium-alumínium-oxidba, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, ágyazva használják. A pumpálási vázlat ismét nagyon hasonlít a rubinlaseréhez, azonban a laserhullámhossz itt is az infravörös tartományba esik, mégpedig $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$.

Az ittrium-alumíniumoxid kristályrácsba (röviden: YAG)³ ágyazott neodimium leghatásosabban a vörös sávokon keresztül pumpálható. Így e laserekben különösen könnyen idézhető elő inverzió és jó hatásfok érhető el. Az összhatásfok mégis kisebb mint a rubinlaseré, mert a neodimium pumpálási sávjai keskenyek, s így az energiából csak viszonylag kevés használható fel.

Ezeket a ritka földfémek beágyazott idegen atomjaival összekapcsolt kristályokat azonban csak ritkán használják, mert optikailag kifogástalan kristályok előállítása rendkívül nehéz. A legjobb laserkristályok

³ YAG az yttrium-alumínium-oxide-garnet amerikai jelölés rövidítése

mindeddig rubinból nyerhetők. Ezért gyakran a rubinkristályban a krómot is ritka földfémek ionjaival helyettesítik. A kristály ezzel elveszti vörös színét és természetesen nem is rubin többé.



3.32. ábra. Neodimium energiaszint-vázlata

Összefoglalás:

A szilárdtest-laser henger alakú kristály. A kristályba ágyazott aktív ionok: krómionok vagy ritka földfém-ionok. Ilyen típusú kristályok csak optikailag pumpálhatók. A pumpálási tartomány leginkább a kék és zöld színek tartományába esik.

Az optikai pumpálás villanólámpával történik, amely a laserkristállyal együtt elliptikus rendszerben helyezkedik el és amely a fényt a kristályba fókuszálja. A rezonátortükrök görbületi sugara nagy és a tükrök elkülönülten állnak.

A kívánt nagy pumpáló teljesítmény és a hőelvezetés nehézsége miatt a szilárdtest-laser csak impulzusüzemben működtethető.*

A szilárdtest-laser kimenő impulzusa az eddig ismertetett üzemmódban nem egyenletes, hanem számos, szabálytalan impulzusból áll. E jelenséget „spiking”-nek (tüskéknek) nevezzük. A különböző oszcilláló módusok és a „tüskék” következtében a szilárdtest-laser koherenciája nem éri el a gázlaser nagy koherenciáját.

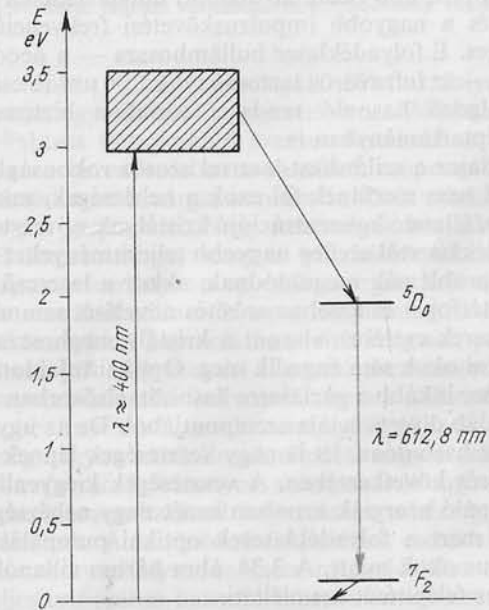
* Nagyteljesítményű izzólámpákkal pumpált YAG:Nd⁺⁺⁺ laserrel sikerült szobahőmérsékleten, folyamatos üzemben 100 W fénytjelensímet elérni 1,06 μm hullámhosszon. (A szerk. megj.)

Szilárdtest-laserberendezésekkel 1...100 Ws-ig terjedő kimenő energiák nyerhetők. Az 1 ms impulzus-időtartam mellett adódó teljesítmények ekkor 1 és 100 kW közé esnek. A legismertebb szilárdtest-laser a $\lambda_{\text{rubin}} = 694 \text{ nm}$ hullámhosszon működő rubinlaser.

3.7 Folyadékklaszerek

Folyékony vegyületek is alkalmasak laseranyagoknak. Az oldószerben oldott laseranyag előnye, hogy a koncentráció könnyen és pontosan beállítható, ill. változtatható. Ezenkívül a hűtésproblémák is leegyszerűsödnek, mert a folyadék keringetéssel állandó hőmérsékleten tartható. A folyadék-laser azonban fejlődésének csak kezdeti szakaszában van és eddig még nem tudott elterjedni, noha a legkülönbözőbb anyagokkal és oldószerekkel végeztek már kísérleteket. Elsősorban a ritka földfémek ionjai, így az europium, samárium és terbium alkalmasak folyadék-laser anyagául, de lasereffektust sikerült a legkülönbözőbb szerves anyagokban is megfigyelni.

Az oldószer rendszerint alkohol.



3.33. ábra. Europium folyadék-laser energiaszint-vázlata

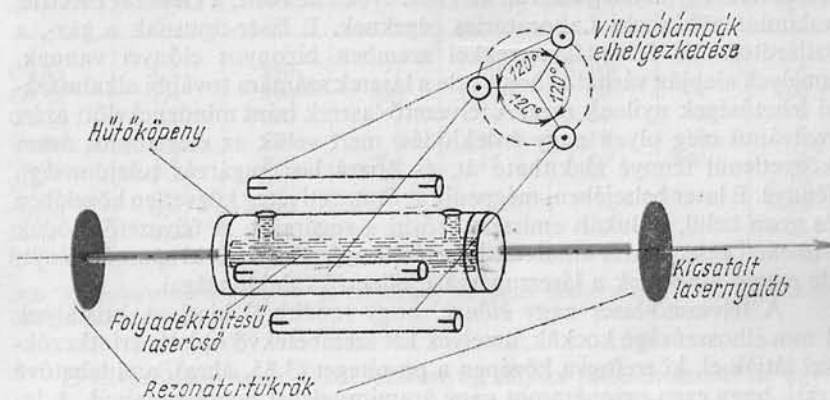
Az europiumot gyakran fluorral alkotott vegyületében használják. Itt azonban példaként olyan folyadéklasert említünk meg, amelyben europium az EuB_3 vegyületben szerepel laseranyagként. A 3.33. ábra europium folyadéklaser energiaszint-vázlatát tünteti fel. A gerjesztés — az összes többi folyadéklaserhez hasonlóan — csak optikai pumpálással valósítható meg. A pumpáló fény hullámhosszainak az ultraibolya és a kék színtartományba kell esnie, ezért csak xenon-villanólámpa használható. Az impulzusos gerjesztés következtében és az alkalmazott szerves oldószer felmelegedése miatt, melynek molekulái energiát nyelnek el, csak impulzusüzemre van lehetőség. Ez az energiaabszorpció azonban a kimenő teljesítményt is mintegy 10 kW-ra csökkenti. Az aktív ionok legkedvezőbb koncentrációja mintegy $10^{18}/\text{cm}^3$. Ezen europium folyadéklaser 612 nm hullámhosszon sugároz.

A legújabb kutatások a gyengébben elnyelő, nagy atomsúlyú oldószerekben oldott ritka földfémion folyadéklaserek területén azzal biztatnak, hogy sikerül megvalósítani a legalábbis kvázifolytonos üzemet. Szervetlen szelén-oxiklorid oldatban neodimiummal végzett első kísérletek 1 MW teljesítményt adtak, de rendkívül rövid impulzusokban és kis impulzuskövetési frekvenciával. Eddig még a folyadék keringetése is nehézségekkel járt, ami pedig az állandó hőmérsékleten elérhető kedvező hatásfok és a nagyobb impulzuskövetési frekvenciák végett feltétlenül szükséges. E folyadéklaser hullámhossza — a neodimium alkalmazása folytán — az infravörös tartományba $1,06 \mu\text{m}$ -re esik. Más laseranyagokkal dolgozó hasonló rendszer azonban biztosan működhet a látható színtartományban is.

A folyadéklaser a szilárdtest-laserrel szoros rokonságban van, de a folyadéklasernél nem merülnek fel azok a nehézségek, mint az optikailag kifogástalan, állandó koncentrációjú kristályok növesztésénél. Ennek folytán a folyadéklasertől elvileg nagyobb teljesítményeket is várhatunk. Ha a termikus problémák megoldódnak, akkor a laser cső meghosszabbítását, tehát a térfogat és ezzel az erősítés növelését semmi sem gátolja. A szilárdtest-laserek esetében viszont a kristály meghosszabbítását már előállítástechnikai okok sem engedik meg. Optikai tulajdonságait tekintve, a folyadéklaser inkább a gázlaserre hasonlít, elsősorban a koherencia és a kimenő nyaláb divergenciája szempontjából. De az ugyancsak csőbe töltött gázokhoz hasonlóan, itt is nagy veszteségek lépnek fel a rezonátorban a fénytörés következtében. A veszteségek kiegyenlítéséhez szükséges nagy pumpáló energiák azonban ismét nagy nehézségeket támasztanak, egyrészt mert a folyadéklaserek optikai pumpálást igényelnek, másrészt termikus okok miatt. A 3.34. ábra három villanólámpás folyadéklaser vázlatos felépítését szemlélteti.

A folyadéklaserek nagy előnye, hogy a folyadék a laser csőben könnyen cserélhető és hogy a különböző folyékony laseranyagok keverhe-

tők. Ezáltal azonos laserelrendezéssel, új folyadék betöltésével, különböző hullámhosszak gerjeszthetők. Másrészt talán már a közeli jövőben olyan folyadéklaser valósítható meg, amelynek különböző laseranyagokból álló keveréke egyidejűleg több hullámhosszon működhet.



3.34. ábra. Három villanólámpás folyadéklaser vázlatos felépítése

Az utóbbi időben újabb eredmények születtek folyadéklaser útján több hullámhossz egymás utáni gerjesztésére. 1966-ban figyeltek meg először lasereffektust fluoreszkáló szerves festékekben. Újabban sikerült ugyanabban a berendezésben a xantének csoportjába tartozó négy különböző oldattal a zöld, sárga, narancs és vörös színtartományokban lasersugárzást gerjeszteni. Nagy nehézségek mutatkoznak azonban a gerjesztéssel kapcsolatban, mert a villanólámpáknak lehetőleg az egész hullámhossztartományban egyenlő energiát kell adnia és a felfűtési időknél a nanoszekundumok tartományában kell maradniuk.

A folyadéklaserekkel kapcsolatban tehát még sok probléma megoldatlan. Teljesítményük még nem éri el a szilárdtest-laserek teljesítményét és sem nagy impulzuskövetési frekvenciák, sem a milliszekundumok tört részénél nagyobb impulzushosszak nem nyerhetők. A folyadéklaserek hatásfoka is még nagyon kicsi. Ennek ellenére nagy érdeklődés nyilvánul meg irántuk, a folyadék bizonyos szempontból egyszerűbb kezelése miatt, hiszen az átáramoltatással kapcsolatos nehézségek kétségtelenül áthidalhatók lesznek. A különböző folyadékok cserélési és keverési lehetősége folytán a kvázifolytonos üzem megvalósítása esetén a szilárdtest-laserek teljesítményéhez hasonló teljesítmények lennének elérhetők, s így a folyadéklaser sokféle alkalmazás szempontjából előnyös laser típusnak látszik.

3.8 Félvezető-laserek

A következőkben vizsgáljuk meg, miképpen használható egy félvezető pn-átmenete lasersugárzás gerjesztésére. Ilyen laser megvalósítása körülbelül egyidejűleg sikerült az 1962. évben az IBM, a General Electric, valamint a Lincoln Laboratories cégeknek. E laser-típusnak a gáz-, a szilárdtest- és folyadéklaserekkel szemben bizonyos előnyei vannak, amelyek alapján várható, hogy vele a laserek számára további alkalmazási lehetőségek nyílnak meg. A félvezető-laserek iránt mindenekelőtt azért nyilvánul meg olyan nagy érdeklődés, mert velük az elektromos áram közvetlenül fénné alakítható át, és hozzá lasersugárzás tulajdonságú fénné. E laser belsejében, mégpedig az átmeneti réteg közvetlen közelében és azon belül, indukált emisszió erősíti a sugárzást. A félvezető diódák átmeneti része, áram áthaladása esetén, szintén sugároz ki spontán fényt, de ennek nincsenek a lasersugárzást jellemző tulajdonságai.

A félvezető-laser nagy *előnye*, hogy rendkívül kicsi. A kristályok 1 mm élhosszúságú kockák, amelyek két szembefekvő oldalát érintkezőkkel látják el, közrefogva középen a pn-réteget (3.35. ábra), ami lehetővé teszi, hogy ezen egyenáramot vagy áramimpulzust bocsássonak át. A laserszintekhez hasonlítható szintek a félvezetőben a vezetési sávhoz tartoznak, többnyire nagyon rövid élettartamú közvetlen sáv-sáv átmenettel. Emiatt nagyon nagy modulációs frekvencia vihető fel az áramból közvetlenül a lasernyalábra. A félvezető-laserek *hátránya* elsősorban a nyaláb nagy divergenciája, amely a rezonátort is alkotó kristály kis méreteiből adódik. Egyszerű optikai lencsékkel a divergencia azonban csökkenthető és elérhető a többi laseréhez hasonló kis divergencia. Ezenkívül a félvezető-lasereknél fényelhajlás lép fel, mert a pn-átmenet, tehát a lasernyaláb kilépési helye csak 2 μm széles.

Az alábbiakban röviden ismertetjük a félvezető-laser belsejében lejátszódó folyamatokat. Félvezetőben az átfolyó áram hatására elektron—lyukpárok keletkeznek, amelyek az atomok gerjesztett állapotaival egyenértékűek.

Az elektronok és a lyukak egymással való rekombinációja esetében kötési energiájukat kvantumok alakjában spontán kisugározzák, bár félvezetőekben a szokásos feltételek mellett csaknem mindig a sugárzás nélküli folyamatok vannak túlsúlyban. Az átmeneti réteg azonban úgy is előállítható, hogy a spontán fényemissziós rekombináció nagy kvantumhatásfokkal játszódjék le. Ez főképpen olyan félvezetőkre igaz, amelyeknek közvetlen sáv—sáv átmenetük van. A legfontosabb példa ilyen félvezető-típusra a galliumarzenid, amelyben a fényemissziós rekombináció túlsúlyban van. A közvetlen sáv—sáv átmenetű félvezetőanyagokban az élettartam csak mintegy 10^{-10} s, ennek következtében invertált állapotban az indukált emissziós erősítés rendkívül nagy.

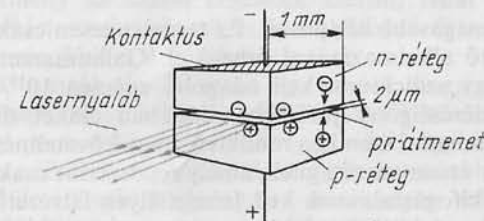
Félvezető-laserek (kivonat)

Az anyag	A sávok közötti távolság eV	A laser-hullámhossz nm	A működési hőmérséklet °K	Az impulzusszélesség s	Az impulzus-követési frekvencia s^{-1}	A maximális laser-teljesítmény W	A laser-gerjesztési áram A
GaAs	1,4	890	77	10^{-6}	$3 \cdot 10^3$	1	4
GaAs	1,4	890	300	$5 \cdot 10^{-6}$	10^3	4	100
GaAs	1,4	890	77	10^{-6}	$3 \cdot 10^3$	5	6
GaAs	1,4	890	4	10^{-6}	10^3	10	0,5
GaAs	1,4	890	300	10^{-7}	$2 \cdot 10^3$	200	60
InP	1,29	970	77				> 10
GaSb	0,67	1870	77				> 10
InAs	0,28	4500	30				> 25
InSb	0,16	7800	30	10^{-2}	$2 \cdot 10^3$	0,02	> 30

300 °K szobahőmérséklet, 77 °K folyékony nitrogén hőmérséklet, 4 °K folyékony hélium hőmérséklet

E félvezetőanyagok közül laseranyag céljára mindenekelőtt az úgynevezett 3—5 vegyületek alkalmasak. Az e csoporthoz tartozó félvezető laseranyagokat a 3.9. táblázatban állítottuk össze.

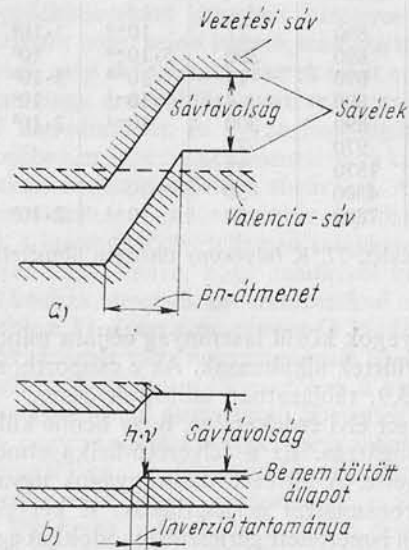
A félvezető-laser elvi érdekessége, hogy benne különböző módokon gerjeszthető lasersugárzás. Ez a félvezető-fizika elméleti ismereteit lényegesen kiterjesztette. A félvezető-laseranyagok ugyanis mind fénnel, mind pedig elektronsugárral gerjeszthetők. E két gerjesztési mód az előző szakaszokban ismertetett gerjesztési módokkal egyenértékű. A gyakorlatilag legfontosabb gerjesztési mód azonban az elektronok injektálása elektromos árammal, ezért a félvezető-lasereket gyakran *injekciós lasereknek* is nevezzük. A 3.35. ábra szerinti elrendezésbe elektromos



3.35. ábra. Félvezető-laser elvi felépítése

áramot vezetünk, a határrétegben az elektronok és lyukak rekombinálnak és spontán fényt sugároznak ki. Egy bizonyos áramérték felett inverzió következik be, úgyhogy a spontán emisszió indukált emisszió útján felerősödhet és lasersugárzás keletkezik.

A 3.36. ábra pn-félvezető-laser sávvázlatát mutatja. A betöltött állapotok: a vezetési sáv és a valencia-sáv. Az elektronok a vezetési sávban, a lyukak a valencia-sávban helyezkednek el. A relaxációs folyamatok következtében a félvezető állandóan termikus egyensúlyban van, ezért a sávokon belül az alsóbb energiaállapotok sokkal jobban betöl-

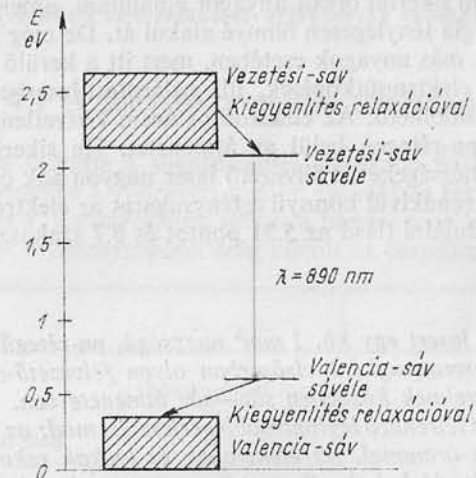


3.36. ábra. pn-típusú félvezető-laser sávvázlata; a) áram nélkül; b) inverziót előidéző árammal

töltek, mint a magasabb állapotok. Ez természetesen csak erősen szennyezett félvezető alkalmazásával érhető el. Galliumarzenidhez pl. szelént, tellurt vagy szilíciumot kell adagolni egészen $10^{19}/\text{cm}^3$ töltéshordozó-sűrűség eléréséig. A p-rétegbe általában cinket diffundáltatnak. A diffúziós folyamattal szemben rendkívül nagy követelményeket támasztanak, mert az átmeneti rétegnek, amely rendszerint csak kb. $2\ \mu\text{m}$ vastag, optikailag kifogástalannak kell lennie. Ilyen félvezetőben négyzintes rendszertípus alakítható ki.

A 3.37. ábra félvezető-laser kvázi négyzintes rendszerének vázlatát szemlélteti. Az elektron-lyukpárok elektromos árammal injektált elektronok hatására alakulnak ki. A sávokon belüli átmenetek (relaxációs folyamat), majd a sávok közötti átmenetek eredményeként rekombináció következik be, ami indukált emisszióhoz vezet, ha az áram erőssége elég nagy ahhoz, hogy inverzió alakuljon ki. A laserátmenet sávok kö-

zött, tehát sávéltől sávélig terjed. A gerjesztett állapot nagyon rövid élettartama miatt — mint már említettük — az indukált emisszió útján elért erősítés igen nagy. A keletkező lasersugárzás hullámhossza galliumarzenid esetében $\lambda_{\text{GaAs}} = 890\ \text{nm}$, tehát a közeli infravörös tartományba esik. A félvezető-laserek a gerjesztő áramgörbe alakjától függően mű-



3.37. ábra. Galliumarzenid félvezető-laser, mint négyzintes rendszer

köndhetnek folytonos vagy impulzusüzemben. A maximális impulzushossz és impulzuskövetési frekvencia, valamint a beindulási áram és a kimenő teljesítmény az üzemi feltételek szerint, tehát lényegében az üzemi hőmérséklet szerint alakul és a különböző félvezető-laseranyagokra más és más (lásd 3.9. táblázat).

A félvezető-kristályok alapjait úgy kapják, hogy nagyobb kristályokat orientálnak, majd használnak. A félvezetők törésmutatója rendkívül nagy, így pl. a galliumarzenidé $n_{\text{GaAs}} = 3,6$, úgyhogy a félvezető-laser végtükör nélkül is használható. A törésmutatónak a félvezető — levegő határfelületen való nagy ugrása miatt olyan sok fényt verődik vissza, hogy belül biztosítva van a visszacsatolás és így a laserszcilláció. A félvezetőlaser méretei tehát igen kis értéken tarthatók és mert e laserekben az erősítés szokatlanul nagy, ez előállításukat és üzemüket is nagyon leegyszerűsíti.

Az anyagfokéletlenségek miatt fellépő veszteségek következtében feltétlenül szükség van intenzív hűtésre, ami azonban a félvezető-laser kis méretei folytán viszonylag egyszerűen megvalósítható. Ilyen laser pl.

nagyon könnyen tartható kriosztátban a folyékony levegő hőmérsékletén. Alkalomadtán a félvezető-laser igen nagy hatásfokkal üzemeltethető a folyékony hélium hőmérsékletén is.

A félvezető-laserek hatásfoka lényegesen nagyobb mint a többi lasertípusé; elméletileg mindig 100%. Gyakorlatilag azonban a legtöbb esetben még nem sikerült olyan anyagot előállítani, amelyben az összes elektromos energia ténylegesen fénné alakul át. De még így is nagyobb a hatásfok mint más anyagok esetében, mert itt a kerülő út — mint pl. gázlaserben az elektronütkezők, ill. szilárdtest-laserben a fénybesugázás — kiküszöbölhető. Az elektromos áram közvetlenül idézi elő az inverziót és a pn-rétegen belül az átmenetet. Ha sikerül legyőzni az anyagokozta nehézségeket, a félvezető laser nagyon sok célra lesz alkalmazható, mivel rendkívül könnyű a fénysugarat az elektromos árammal közvetlenül modulálni (lásd az 5.31 pontot és 6.7 szakaszt).

Összefoglalás:

A félvezető lasert egy kb. 1 mm^3 nagyságú, pn-rétegű félvezető-kristály alkotja. Laseranyagként elsősorban olyan félvezető-anyagok alkalmazhatók, amelyeknek közvetlen sáv-sáv átmenete van.

Az inverziót létrehozó legfontosabb gerjesztési mód: az elektron-injekció elektromos árammal. Az elektronok és lyukak rekombinációja során spontán emisszió keletkezik, amely az átmenetben indukált emisszió útján felerősödik. Félvezető-laserben az erősítés rendkívül nagy.

A félvezető-anyagok nagy törésmutatója folytán olyan sok sugárzás verődik vissza, hogy a rendszer rezgésre képes lasert alkot. A rezonátort itt a kristály véglapjai képezik.

Félvezető-laser mind folytonos, mind impulzus-üzemben működhet. A maximális kimenő teljesítmény az üzemi feltételektől függ. Már vannak nagy impulzuskövetési frekvenciájú galliumarzenid laserek, melyek kimenőteljesítménye szobahőmérsékleten eléri a 200 W-ot.

A jelenlegi kristályoknál a nyalábnak a kimenő zóna kis méreteiből származó divergenciáján kívül a fő problémát a keletkező hő elvezetése jelenti. Ezért ma még a félvezető-laserek sem érik el az elméletileg lehetséges 100% hatásfokot. A félvezető-laserek hatásfoka ennek ellenére lényegesen nagyobb, mint a többi lasertípusé és legalább 50%.

A legfontosabb félvezető-laser a galliumarzenid-laser, amely 890 nm hullámhosszon működik.

A félvezető injekciós laserek lényeges előnye, hogy az elektromos áram közvetlenül fénné alakul át, ami a lasersugárzás rendkívül egyszerű modulációját is lehetővé teszi.

4. A lasertechnika optikai alapjai

4.1 A fényvisszaverődés (reflexió)

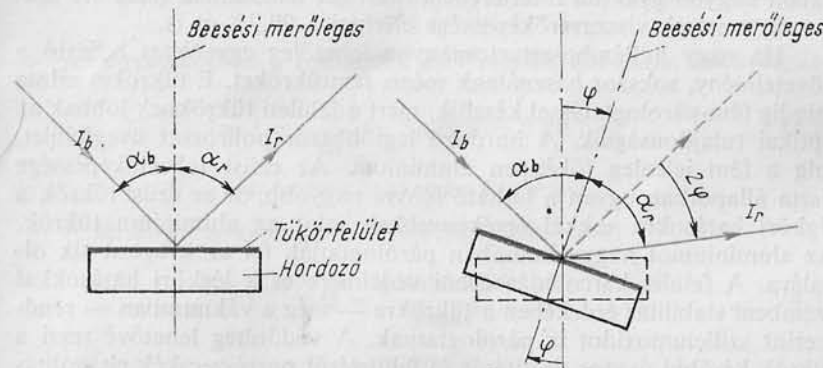
A 4.1. ábra mutatja a sugármenetet síktükörön fellépő fényvisszaverődésnél. A beeső és a visszavert nyaláb egy síkban fekszik. Az α_b beesési szöget és az α_r visszaverődési szöget a beesési merőlegestől mérjük. A beesési szög és a visszaverődési szög között az összefüggés

$$\alpha_b = \alpha_r \quad (4.1)$$

a visszaverődési törvény

α_b a beesési szög,
 α_r a visszaverődési szög.

Ha a síktükört valamilyen szöggel elfordítjuk, a visszavert nyaláb kétszeres szöggel mozdul el (lásd 4.1. ábrát). Ezt beállításnál és fényel térítésnél figyelembe kell venni. A sugarak többnyire nem olyan vékonyak, mint ahogy az a 4.1. ábrán látható, s ahogyan az optikában a szélesebb nyalábot gyakran idealizálva ábrázolják. Kiterjedt r_{ny} nyalábsugarú sugárnyalábot alkalmazva, a tükör nagyobb felülete világítódik



4.1. ábra. A fényvisszaverődés törvénye

meg egyidejűleg. Ha azt akarjuk, hogy e nyaláb visszaverődés után is megtartsa összes tulajdonságait, akkor a tükröre két követelményt kell támasztanunk:

- a) a visszaverőképességnek a nyaláb-keresztmetszeten állandónak,
- b) a tükröfelületnek pedig teljesen síknak kell lennie.

Az optikai ipar mindkét követelményt teljesíteni tudja, noha nagy követelmények esetében ez nagy költségeket jelent. Erre azonban a lasertechnikában használt tükrök esetében feltétlenül szükség van, nehogy a lasersugár nagy koherenciája és nyaláboltsága veszendőbe menjen.

Kifogástalan tükrő csak sík felületre vihető fel. Az optikai felületek sík-volta a hullámhossz tört részeiben fejezhető ki. A vonatkoztatási hullámhossz gyakran a nátrium sárga vonala vagy a higany zöld vonala. Jellemzően a λ hullámhossz azon tört részét adják meg, amellyel a felület a síktól maximálisan eltér. Például egy optikai felület vagy tükrő $\lambda/8$ -ra, $\lambda/10$ -re, $\lambda/20$ -ra stb. sík. A $\lambda/10$ -re sík optikai tükrök már elég jónak számítanak és a lasertechnikában sok helyen használhatók. $\lambda/20$ -ra sík tükrök már rezonátorokban is alkalmazhatók (lásd a 4.7 pontot). Még jobb síktükrök csak különleges körülmények között készíthetők és állandó hőmérsékletű teret igényelnek. A $\lambda/50$ -re sík tükröket az optikai ipar összehasonlítási célokra használ gyengébb minőségű síktükrök előállításánál. Igen nagy felbontású optikai eszközökhöz néhány esetben sikerült $\lambda/100$ -ra sík felületeket előállítani.

Ideális tükrőről visszavert nyaláb intenzitása megegyezik a beeső nyalábéval. A fémtükrök sohasem veszteségmentesek, az ezekről visszavert nyaláb intenzitása kisebb, mint a beesőé. A veszteségek — a hullámhossztól függően — nagyon jó tükröre néhány százalékot tesznek ki, míg régebbi tükrökre egész 50%-ig terjedhetnek. Ezért a lasertechnikában nagyon gyakran interferencia-tükröket használnak (lásd 4.6 szakaszt), amelyek visszaverőképessége elérheti a 99,9%-ot is.

Ha nagy hullámhossztartományon lehetőleg egyenletes reflexió a követelmény, sokszor használnak mégis fémtükröket. E tükröket szinte mindig fém-párolgatással készítik, mert a felületi tükröknek jobbak az optikai tulajdonságaik. A hordozó legtöbbször polírozott üvegfelület, míg a fém jelenleg főképpen alumínium. Az ezüst reflexióképessége tiszta állapotban ugyan a látható fényre nagyobb, de az ezüst tükrök a légköri hatásokra sokkal érzékenyebbek mint az alumínium tükrök. Az alumíniumot nagyvákuumban párolgatják fel az üvegtest sík oldalára. A felület karcoldás elleni védelmére és a légköri hatásokkal szembeni stabilitás érdekében a tükrökre — még a vákuumban — rendszerint szilíciumoxidot is párolgatnak. A védőréteg lehetővé teszi a tükrök későbbi óvatos tisztítását és felületéről porrészecekké eltávolítását, ami védőréteg nélküli fémtükrök esetében megengedhetetlen.

Az ilyen típusú fémtükrök hosszú időn át megőrzik állandó 95... 98%-ig terjedő fényvisszaverő képességüket. Előnyük az, hogy a reflexió minden hullámhosszra közel azonos és a beesési szög tetszés szerint választható.

A lasertechnikában a nagyintenzitású sugárzáshoz fémtükrő nem használható. Már 1%-os abszorpció is olyan sok hőt fejleszt, hogy a tükrő a fém elpárolgása következtében az adott helyen tönkremegy. A következő pontokban többek között azokat a fényvisszaverési módszereket tárgyaljuk, amelyek a törésmutató ugrásán alapulnak és ezáltal veszteségük kisebb.

Síktükrőn való reflexiónál a beesési szög megegyezik a visszaverődési szöggel. Ideális esetben a visszavert nyaláb intenzitása megegyezik a beeső nyalábéval.

A lasersugárzás alkalmazásában nagyon gyakori síkbeli és térbeli szögek mérésére több szögmértéket használnak.

Síkbeli szögek fok- vagy ívmértékben mérhetők. A fokmérték a körben a középponti szög, az ívmérték az ahhoz tartozó körívre vonatkozik.

Fokmérték: fok (1°) egy teljes körfordulásnak megfelelő szög 360-ad része. A fokmérték általában hatvanas és nem tízes rendszerű osztású, tehát 1 fok: 60 perc ($60'$) és 1 perc: 60 másodperc ($60''$).

Ívmérték: az ívmérték $\frac{\text{körív hossz}}{\text{sugár}}$ -arányként definiálható és leginkább $r = 1$ sugárra adják meg. Az egységét radiánnak nevezzük. Eszerint az egység sugarú kör egységnyi hosszúságú ívéhez tartozó szög értéke 1 rad.

Az egységkörben a fokmérték és ívmérték között az összefüggés:

$$1 \text{ rad} = \frac{360^\circ}{2\pi} = 57,295^\circ = 57^\circ 17' 42'' \quad (4.2)$$

az ívmérték átszámítása fokmértékre

A térszöget a következő egyenlettel definiáljuk:

$$\Omega = \frac{\text{gömbfelület}}{\text{sugár}^2}, \quad (4.3)$$

a térszög

Ω szteradiánban (szterad) a térszög

Egy teljes térszög eszerint 4π .

$$1 \text{ szterad} \cong 64^\circ \quad (4.4)$$

a térszög átszámítása körkúpszögre

A laser alkalmazási lehetőségei szempontjából a sugár divergenciája nagy szerepet játszik, a 6. fejezetben ezért gyakran szerepelnek majd kis ívmértékű szögek, amelyekkel kapcsolatban a 4.1. táblázat adataira utalunk.

4.1. táblázat

Kis szögek értéke ív- és fokmértékben, e kis széttartási szögekhez tartozó sugárnyaláb-átmérők 1 km távolságban

A nyalábdivergencia		A nyalábátmérő 1 km távolságban m
ívmértékben rad	fokmértékben	
10^{-1}	6°	100
$5 \cdot 10^{-2}$	3°	50
10^{-2}	$34'$	10
$5 \cdot 10^{-3}$	$17'$	5
10^{-3}	$3' 30''$	1
$5 \cdot 10^{-4}$	$1' 44''$	0,5
10^{-4}	$21''$	0,1

4.2 A fénytörés

Valamely átlátszó, n_1 törésmutatójú közegből egy másik, n_2 törésmutatójú közegbe átlépve, a fény törést szenved (4.2. ábra). A törési szögre a következő egyenlet érvényes:

$$\frac{\sin \alpha_b}{\sin \alpha_m} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.5)$$

a fénytörési törvény

A fény azért törik meg a megadott módon, mert a különböző közegekben különböző sebességgel halad és terjedése az általános érvényű Fermat-elvet követi. A Fermat-elv szerint a fény azt az utat választja, amelyen át minimális idő alatt érhet egyik pontból a másikig.

A fénysebességet bevezetve a (4.5) egyenletbe, kapjuk:

$$\frac{\sin \alpha_b}{\sin \alpha_m} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c_1}{c_2} \quad (4.6)$$

a fénytörés törvénye

α_b a beesési merőleges és a beeső sugár közötti szög,
 α_m a beesési merőleges és a megtört sugár közötti szög,
 n_1, n_2 az 1 és a 2 közeg törésmutatói,
 c_1, c_2 a fénysebesség az 1 és a 2 közegben.

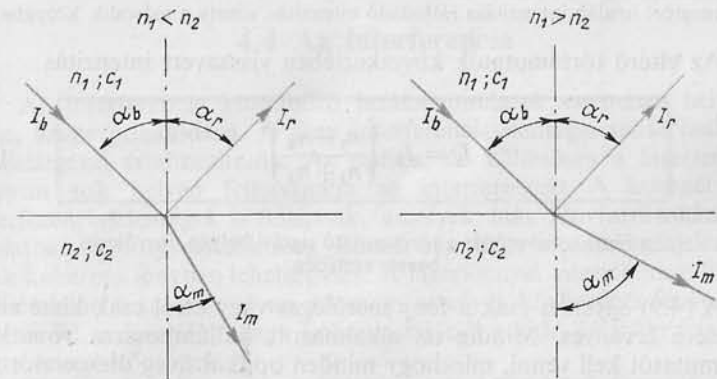
A vákuum törésmutatója $n_{\text{vákuum}} = 1$, a normál állapotú (760 torr, 15°C) vízgőzmentes levegőé $n_{\text{levegő}} = 1,000288$. A levegő törésmutatója tehát alig tér el a vákuumétól. Sok méréshez és számításhoz tehát $n_{\text{vákuum}} = n_{\text{levegő}} = 1$ vehető.

A 4.2. ábra a fénytörési törvényt ábrázolja az $n_1 < n_2$; ill. az $n_1 > n_2$ esetre. Nagyobb törésmutatójú közegből kisebb törésmutatójú közegbe ($n_1 > n_2$) való átmenete során a fény egy bizonyos beesési szögtől kezdve már nem hagyhatja el a nagyobb törésmutatójú közeget; teljes visszaverődés lép fel, azaz a fény a határfelületen visszaverődik. A teljes visszaverődés határszögére érvényes összefüggés:

$$\sin \alpha_{\text{teljes}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.7)$$

a teljes visszaverődés

α_{teljes} a teljes visszaverődés határszöge



4.2. ábra. A fénytörési törvény. Sűrűbb közegen ($n_1 < n_2$) a visszaverődésnél a hullám visszavert része $\delta = \lambda/2$ fázisugrást szenved

Példa: Teljes visszaverődés az üveg → levegő átmenet határfelületén.

A teljes visszaverődésre fontos példa az átmenet az üvegből a levegőbe. A levegő törésmutatója $n_{\text{levegő}} = 1$, az üvegé kb. $n_{\text{üveg}} = 1,5$. A fény-sugár csak akkor juthat a levegőbe, ha az üveg—levegő határfelületen keletkező α_b beesési szög kisebb, mint az α_{teljes} teljes visszaverődési szög.

A (4.7) egyenlet szerint $\sin \alpha_{\text{teljes}} = \frac{1}{1,5}$ és a szög: $\alpha_{\text{teljes}} = 42^\circ$. Ha tehát az α_b beesési szög nagyobb mint α_{teljes} , pl. 45° , akkor a fény a határfelületen teljesen visszaverődik.

Ezt az elvet nagyon sok optikai műszernél felhasználják, mert így a visszaverő felületeket nem kell betükrözni és a reflexióképesség nem változik úgy az idővel, mint tükröknél.

Ha a fény más törésmutatójú közegbe lép át, fénytörés lép fel. Amikor a második közeg törésmutatója kisebb, a teljes visszaverődés határszögétől kezdve a nyaláb visszaverődik.

4.3 Intenzitáseloszlás fényvisszaverődésnél és fénytörésnél

A fénytörés mindig fényvisszaverődéssel párosul, amelynek oka a törésmutató ugrása a határfelületen. Az intenzitáseloszlást általában a Fresnel-egyenletek írják le. Általában felírható (l. 4.2. ábrát):

$$I_b = I_r + I_m \quad (4.8)$$

I_b a beeső nyaláb intenzitása,
 I_r a visszavert nyaláb intenzitása,
 I_m a megtört nyaláb intenzitása (áthaladó intenzitás, amely a második közegbe jut).

Az eltérő törésmutatók következtében visszavert intenzitás

$$I_r = I_b \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4.9)$$

a fényvisszaverődés a törésmutató ugrási helyén, merőleges beesés esetében

A (4.9) egyenlet csak a fény merőleges vagy attól csak kissé eltérő beesésére érvényes. Mindig az alkalmazott hullámhosszra vonatkozó törésmutatót kell venni, minthogy minden optikai üveg diszperziót mutat, azaz törésmutatója a hullámhossz függvénye. A szorzótényező, amely megadja, hogy a beeső intenzitás hányadrésze verődik vissza,

a (4.9) egyenletben a négyzetben szerepel. Így a visszavert intenzitás szempontjából teljesen közömbös, hogy az átmenet az optikailag ritkább rétegből az optikailag sűrűbb rétegbe történik, vagy fordítva, a visszavert intenzitás mindkét esetben ugyanakkora. E visszaverődés tehát a fénynek mind az üvegbe való belépésekor, mind pedig kilépésekor bekövetkezik.

Példa: Fényvisszaverődés levegő—üveg határfelületen

A levegő—üveg határfelület az optikában mindenütt szerepel. E fontos esetben a számítás a visszavert intenzításra a következő értéket adja:

$$I_r = I_b \left(\frac{1 - 1,5}{1 + 1,5} \right)^2 = 0,04 I_b.$$

A fénynek levegőből üvegbe vagy üvegből levegőbe való minden átmeneti helyén tehát a beeső intenzitás 4%-a verődik vissza. Ebből kitűnik, hogy üvegen áthaladó fény-sugár összesen 8%-kal gyengül, mert az üvegbe való belépésekor, majd pedig az újra kilépésekor 4—4% visszaverődik.

A 4.5 szakaszban kimutatjuk, hogy e reflexiók veszteségek és az abból adódó zavarok, mint pl. a kettős reflexió, miképpen küszöbölhetők ki. Ha azonban a reflexiót tükrözéskielítő bevonattal akarjuk kiküszöbölni, akkor az üveg mindkét oldalára ilyen réteget kell felvinni.

A törésmutató minden ugrási helyén a beeső intenzitás egy része visszaverődik. Itt közömbös, hogy az átmenet ritkább közegből sűrűbb közegbe történik-e vagy fordítva. A sűrűbb közeg határán a visszaverődésnél ($n_1 < n_2$), a hullám $\delta = \lambda/2$ fázisugrást szenved, a ritkább közeg határán való visszaverődésnél ($n_1 > n_2$) nem lép fel fázisugrás.

4.4 Az interferencia

Az interferencia különböző hullámvonulatok egymásra helyezkedése, szuperponálódása. A fény interferenciajelenségei tehát csak hullámjellegével értelmezhetők. Az optika, de különösen a lasertechnika nagyon sok helyen felhasználja az interferenciát. A lasernél olyan interferenciajelenségek is fellépnek, amelyek más fényforrásokkal kapcsolatban nem figyelhetők meg. Ennek oka, hogy interferenciajelenségek csak koherens fényben lehetségesek. A laserfényvel végzett megvilágításnál észlelhető számos olyan jelenség, amelyek közönséges fénynél nem lépnek fel, a laserfény nagy koherenciájából adódó interferenciaképességre vezethető vissza.

Vizsgáljuk meg most az interferencia különböző formáit. Lehetséges, hogy az interferáló hullámok amplitúdója, frekvenciája, ill. hul-

lámhossza egyenlő és csak fáziskülönbség áll fenn köztük. De előfordulhat az is, hogy amplitúdójukban vagy frekvenciájukban különböznek.

A következőkben két olyan azonos frekvenciájú és amplitúdójú hullám interferenciáját ismertetjük, amelyek azonos irányban terjednek, de közöttük fáziskülönbség áll fenn. E két hullámra, amelyek az x -irányban terjednek, a (2.8) egyenlet szerint felírható:

$$E_{x1} = A_x \cdot \cos 2\pi \left(vt - \frac{x - \delta}{\lambda} \right), \quad (4.10)$$

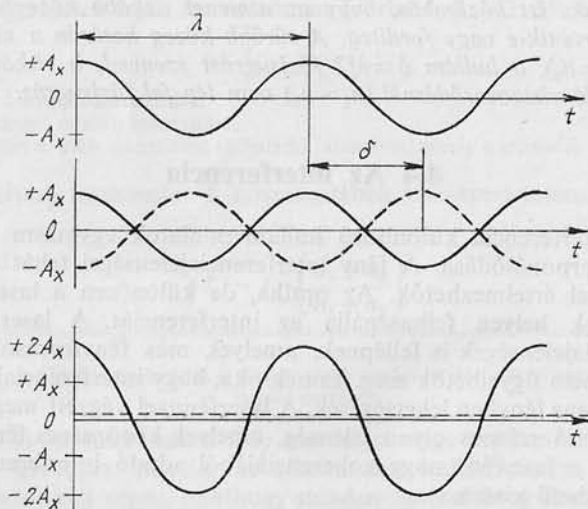
$$E_{x2} = A_x \cdot \cos 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right), \quad (4.11)$$

azonos frekvenciájú interferáló hullámok

Az interferencia számításához a két egyenletet összegezni kell. A szögfüggvények addíciós tételéből következik:

$$\begin{aligned} E_{x12} &= E_{x1} + E_{x2} \\ &= 2A_x \cdot \cos \frac{\pi\delta}{\lambda} \cdot \cos \left\{ 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right) + \frac{\pi\delta}{\lambda} \right\} \end{aligned} \quad (4.12)$$

az interferenciahullám



4.3. ábra. Két azonos frekvenciájú és amplitúdójú hullám interferenciája

Az interferenciahullám frekvenciája egyenlő a két interferáló hullám frekvenciájával, fázisa és amplitúdója azonban megváltozik.

A további vizsgálatokhoz a (4.12) egyenlet két speciális esete fontos (4.3. ábra):

1. Az interferáló hullámok közötti fáziskülönbség $\delta=0$. Ekkor $\frac{\pi\delta}{\lambda}=0$, és $\cos 0=1$. Ebből az interferenciahullámra következik, hogy $E_{x12} = 2A_x \cdot \cos 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right)$. Ezen interferencia eredménye tehát olyan hullám, amelynek fázisállapota és frekvenciája megegyezik a két interferáló hulláméval, amplitúdója azonban kétszer olyan nagy. A hullámok kölcsönösen erősítik egymást.

2. Az interferáló hullámok közötti fáziskülönbség $\delta=\frac{\lambda}{2}$. Ekkor $\frac{\pi\delta}{\lambda}=\frac{\pi}{2}$, és $\cos \frac{\pi}{2}=0$. Ebből az interferenciahullámra $E_{x12}=0$ adódik. Az eredmény tehát zérus intenzitású interferencia; az interferáló hullámok kioltják egymást.

Ezt a két elvet sok esetben felhasználják.

Egyenlő amplitúdójú és frekvenciájú hullámok azonos fázisú interferencia esetében erősítik, ellentétes fázisú interferencia esetében pedig kioltják egymást.

Az interferencia legegyszerűbb esete, amikor két egyenlő frekvenciájú és fázisú, de eltérő amplitúdójú hullám szuperponálódik, nem szorul további magyarázatra. A (4.10) és (4.11) egyenletekből $\delta=0$ és $A_{x1} \neq A_{x2}$ -re kiténik, hogy az amplitúdók összeadódnak, a hullámok tehát kölcsönösen erősítik egymást. Ezen interferencia-típus speciális esete $A_{x1} = A_{x2}$, az azonos fázisú interferencia imént leírt esetének felel meg.

Tekintsük most két olyan azonos amplitúdójú hullám esetét, amelyek között nincs fáziskülönbség, de frekvenciájukban különböznek. Az interferáló hullámokra felírhatjuk,

$$E_{x1} = A_x \cdot \cos 2\pi \left(v_1 t - \frac{x}{\lambda_1} \right), \quad (4.13)$$

$$E_{x2} = A_x \cdot \cos 2\pi \left(v_2 t - \frac{x}{\lambda_2} \right), \quad (4.14)$$

az eltérő frekvenciájú interferáló hullámok

Az interferencia kiszámításához a két egyenlet ismét összeadandó. A szögfüggvények addíciós tételének alkalmazásával kapjuk:

$$\begin{aligned}
 E_{x12} &= E_{x1} + E_{x2} \\
 &= 2A_x \cdot \cos 2\pi \left(\frac{v_1 + v_2}{2} t - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2\lambda_1 \cdot \lambda_2} x \right) \times \\
 &\quad \times \cos 2\pi \left(\frac{v_1 - v_2}{2} t - \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\lambda_1 \cdot \lambda_2} x \right)
 \end{aligned}
 \tag{4.15}$$

interferenciahullám két frekvenciával

Az interferenciahullám most teljesen más képet mutat, mint a két eredeti hullám. A következőkben csak azt az esetet tárgyaljuk, mikor két interferáló hullám frekvenciája egymáshoz közel esik. Ekkor a (4.15) egyenlet egyszerűsíthető. $v_1 \approx v_2$ és $\lambda_1 \approx \lambda_2$, valamint $v_1 - v_2 = \Delta v$ és $\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta \lambda$ figyelembevételével kapjuk:

$$\begin{aligned}
 E_{x12} &= 2A_x \cdot \cos 2\pi \left(v_1 t - \frac{x}{\lambda_1} \right) \times \\
 &\quad \times \cos 2\pi \left(\frac{\Delta v}{2} t - \frac{\Delta \lambda}{2\lambda_1^2} x \right)
 \end{aligned}
 \tag{4.16}$$

közel egyenlő frekvenciák interferenciahulláma

Közel egyenlő frekvenciák interferenciahulláma két részből tevődik össze. Az első rész az eredeti hullámok frekvenciájával azonos frekvenciájú hullám. A második részből kitűnik, hogy erre a frekvenciára egy lényegesen kisebb frekvencia szuperponálódik, amely 0 és $2A$ amplitúdó közötti oszcillációt okoz. Lebegés lép tehát fel (4.4. ábra). E lebegés hullámhosszára az alábbi összefüggés érvényes:

$$\lambda_{\text{lebegés}} = \frac{2\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{2\lambda_1^2}{\Delta \lambda}
 \tag{4.17}$$

a lebegés hullámhossza

Az interferáló fényhullámok lebegési hullámhossza a μm -tartományba, tehát az infravörösbe esik, ezért szemmel nem is észlelhető.

Példa: A lebegés hullámhosszának kiszámítása

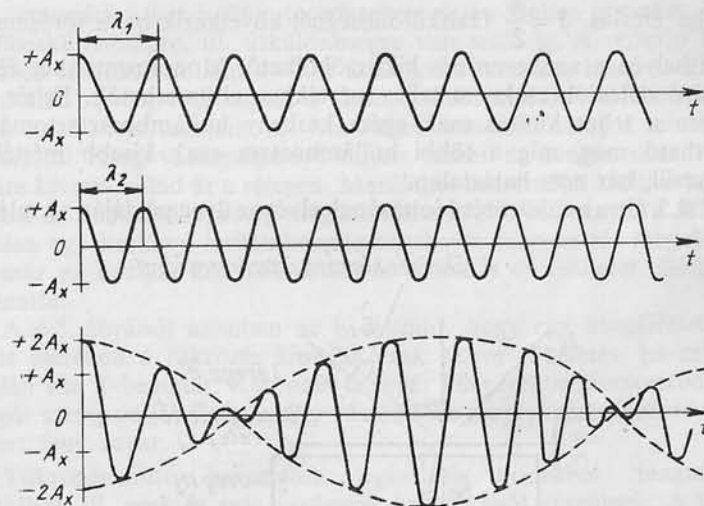
$$1. \quad \lambda_2 = 500 \text{ nm}, \lambda_1 = 400 \text{ nm}, \Delta \lambda = 100 \text{ nm}.$$

A hullámhosszak közötti távolság viszonylag nagy, a két interferáló hullám különböző színű.

$$\lambda_{\text{lebegés}} = \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \cdot 4 \cdot 10^{-7}}{10^{-7}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 4 \mu\text{m}.$$

A lebegési hullámhossz az infravörös tartományba esik.

$$2. \quad \lambda_1 = 600 \text{ nm}, \lambda_2 = 610 \text{ nm}, \Delta \lambda = 10 \text{ nm}.$$



4.4. ábra. Két közel egyenlő rekvenciájú hullám interferenciája

A hullámhosszak közötti távolság olyan kicsi, hogy színük nem különböztethető meg.

$$\lambda_{\text{lebegés}} = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^{-7} \cdot 6,1 \cdot 10^{-7}}{10^{-8}} = 73 \cdot 10^{-6} = 73 \mu\text{m}.$$

A lebegési hullámhossz a távoli infravörös tartományba esik.

Összefoglalás:

Az interferencia különböző hullámvonalatok szuperpozíciója. Interferenciajelenségek koherens fényhullámokat tételeznek fel.

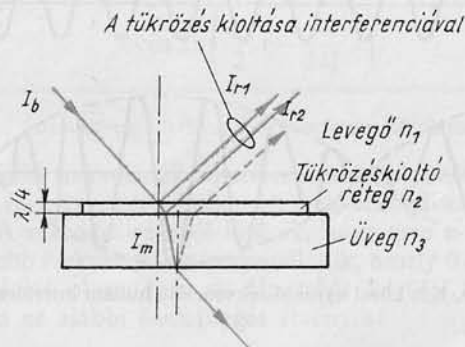
Az interferenciának különböző formái lehetnek. Két egyenlő frekvenciájú és amplitúdójú, de eltérő fázisú hullám azonos frekvenciájú interferenciahullámot ad, de amplitúdója és fázisa megváltozik.

Ha két eltérő frekvenciájú, de egyező amplitúdójú és fázisú hullám interferál, akkor a két szomszédos frekvencia között lebegés lép fel.

4.5 A tükrözés kioltása interferenciával

Az interferencia útján történő kioltás elve alapján, amely a (4.12) egyenlet szerint $\delta = \frac{\lambda}{2}$ fáziskülönbségnél következik be, a törésmutató ugrási helyén a visszaverődés kiküszöbölhető. Monokromatikus fényre a zavaró reflexiók csaknem teljes mértékben eltüntethetők. Fehér fény esetében a teljes kioltás csak egész keskeny hullámhossztartományra valósítható meg, míg a többi hullámhosszra csak kisebb mértékben érvényesül, bár nem hatástalan.

A 4.5. ábra a tükrözés kioltásának elvét az üveg példáján szemlélteti.



4.5. ábra. A tükrözés kioltása interferenciával

Levegő—üveg határfelületére eső I_b intenzitású fénysugárból a (4.9) egyenlet szerint I_r rész verődik vissza. E visszaverődés kiküszöbölésére az üvegfelület tükrözéskioltó réteggel (T-bevonat) vonható be, amelynek két feltételt kell teljesítenie. *Elsősorban* törésmutatója olyan értékű legyen, hogy a levegő—réteg és réteg—üveg határfelületen azonos inten-

zitás verődjek vissza, mert csak ez esetben jöhet létre teljes kioltás. A tükrözéskioltó réteg törésmutatójára tehát az alábbi egyenlet érvényes:

$$n_2 = \sqrt{n_1 \cdot n_3} \quad (4.18)$$

Miután az átmenet általában a levegőből történik, az n_1 tehát a levegő törésmutatója; $n_1 = 1$ esetén

$$n_2 = \sqrt{n_3}. \quad (4.19)$$

Vannak abszorpciómentes ásványok, melyek e feltételt sok üvegfajtára egészen jól teljesítik.

Másodsorban a rétegvastagságot úgy kell méretezni, hogy az I_{r1} és I_{r2} intenzitású két hullám interferencia útján kioltsa egymást. Ehhez $\lambda/2$ fáziskülönbségre, ill. útkülönbségre van szükség. A reflexió következtében mindkét hullám $\delta = \lambda/2$ fázisugrást szenved, mert a tükrözés kioltásánál $n_1 < n_2 < n_3$, vagyis a visszaverődés mindkét esetben sűrűbb közeg határán következik be. Merőleges beesésnél ezért a felvitt tükrözéskioltó réteg vastagsága $\lambda/4$ legyen, hiszen az üvegen visszaverődő hullám kétszer halad át a rétegen. Merőleges beesésnél a kioltási hullámhosszra az áteresztőképesség meghaladja a 99,9%-ot, vagyis a tükrözés kioltása egy keskeny hullámhossztartományra nagyon jól megoldható. Ma már az optikai készülékek összes lencséjét és felületét ellátják T-bevonattal.

A 4.5. ábrából azonban az is látható, hogy egy üvegfelület vagy lencse esetében a tükrözés kioltása csak akkor tökéletes, ha mindkét oldalán van T-bevonat. Különben a sugár kilépésekor visszaverődő rész a sugár szempontjából ugyanúgy veszendőbe megy, mint előbb és a visszavert fény zavar.

Tükrözéskioltó bevonatok leginkább kriolitból, magnézium-fluoridból, ill. ezek és más ásványok keverékéből készülnek. A réteget nagyvákuumban párologtatják fel az üvegtestre; a rétegvastagságot felpárologtatás közben nagyon pontosan mérni kell. A rétegre gyakran még egy védőréteget párologtatnak fel, amely a károsodástól óvja és törlésállóvá, tehát tisztíthatóvá teszi.

A törésmutató ugrási helyén fellépő zavaró reflexiók tükrözéskioltó rétegbevonattal küszöbölhetők ki.

Az interferencia útján történő teljes kioltás mindig csak meghatározott beesési szögre és egyetlen hullámhosszra, ill. egy keskeny hullámhossztartományra valósítható meg. Az áteresztőképesség ekkor meghaladja a 99,9%-ot.

4.6 Interferencia-tükrök

Az optikában gyakran használnak fémből készült felületi tükröket. A fémtükröknél azonban mindig fellép abszorpció is, ami különösen többszörös reflexiónál és a részben áteresztő tükröknél zavaró. Üveg-lemezre felvitt vékony alumíniumréteg osztótükörrel, mely a sugart két egyenlő intenzitású részre osztja, pl. csak 35% áteresztőképesség, ill. reflexió érhető el, mert a sugárzás 30%-a elnyelődik. Sok esetben azonban, különösen kis intenzitásoknál, ezzel megalkusznak, mert a fémtükörnek megvan az az előnye, hogy széles hullámhossztartományra egyenletes reflexiót biztosít. Nagy intenzitásoknál az abszorpció mégis zavaró, mert a fémréteg a melegedés következtében tönkremegy.

Egy másik eljárás a tükrözésre a törésmutató ugrását használja fel. A (4.9) egyenlet megadja a törésmutató ugrási helyén visszavert fényrészt. Nagy reflexió eléréséhez a törésmutatók különbségének lehetőleg nagy-nak kell lennie. Tetszés szerinti nagy törésmutatójú és kis abszorpciójú anyagok azonban nincsenek. Ennek folytán a törésmutató ugrásának nagysága és ezzel a visszavert fény intenzitása korlátozott.

Példa: Fényvisszaverődés nagy törésmutató-ugrású határfelületen

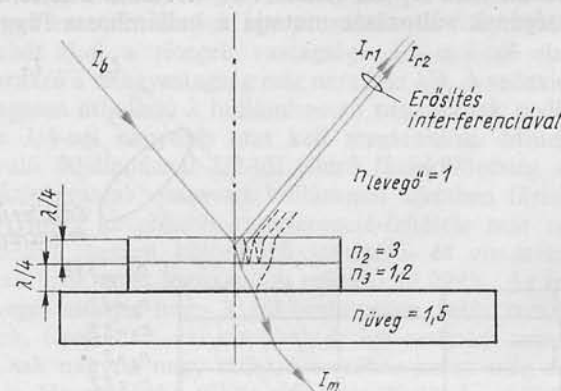
Egy fénysugár a levegőből ($n_1 = 1$) az $n_2 = 3$ törésmutatójú közegbe lép át. A sűrűbb közegbe lépésnél a (4.9) egyenlet szerint a következő rész verődik vissza:

$$I_r = I_b \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 = I_b \cdot \left(\frac{1 - 3}{1 + 3} \right)^2 = 0,25 I_b.$$

A határfelületen tehát az intenzitás 25%-a verődik vissza és 75%-a lép be. A közeg alsó határán a megfelelő rész ismét visszaverődik, majd felülre visszaérve, ott részben kilép. Ha a rétegvastagság $\lambda/4$, úgy a hullám a felső szél elérésekor pontosan $\lambda/2$ utat tett meg a rétegen belül. Ez esetben a hullám itt kilépő része interferencia útján erősíti a fénysugárnak a közegbe való belépésénél visszavert $I_r = 0,25 I_b$ intenzitású hullámot. Ez utóbbi ugyanis a sűrűbb közegbe való visszaverődésnél $\lambda/2$ fázisugrást szenved és így a két hullám fázisa azonos.

A törésmutató ugrásának kihasználása minden interferencia-tükrő működésének alapja. Ezeket gyakran dielektrikum interferencia-tükröknek, vagy röviden *dielektrikum-tükröknek* is nevezik. A 4.6. ábra az interferencia-tükrő elvét szemlélteti. A hordozó sík üvegtest, amelyre lehetőleg kis ($n = 1,1 \dots 1,2$) törésmutatójú anyagot párologtatnak fel, $\lambda/4$ rétegvastagságban. Erre egy második $\lambda/4$ vastagságú, lehetőleg nagy, $n = 3$, vagy nagyobb törésmutatójú réteget párologtatnak. A reflexió és az interferencia útján visszavert intenzitás a következő megfontolások alapján adódik: A fény az $n_1 = n_{\text{levegő}} = 1$ törésmutatójú levegőből ér

az $n_2 = 3$ törésmutatójú közegbe. A példában éppen most számítottuk ki, hogy ilyen átmenetnél az intenzitás 25%-a verődik vissza és ezen kívül a hullám a reflexió során $\lambda/2$ fázisugrást szenved. A közegből való kilépésnél azután a sugár $n_3 = 1,2$ törésmutatóval találkozik. Itt a maradék



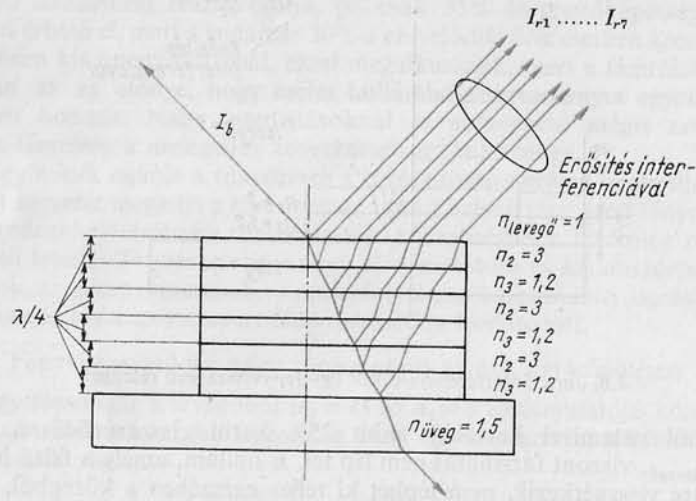
4.6. ábra. Interferencia-tükrő egy fényvisszaverő réteggel

sugárból valamivel kevesebb mint 25% kerül visszaverődésre, mert $n_3 > n_{\text{levegő}}$, viszont fázisugrás nem lép fel. E hullám, amely a felső határfelületre visszaérkezik, nem léphet ki teljes egészében a közegből, mert egy rész ismét visszaverődik. A kilépő nyaláb a már visszavert nyalábot interferencia útján erősíti, hiszen annak fáziskülönbsége ugyancsak $\lambda/2$, úgyhogy azonos fázisban vannak. Az $n_3 = 1,2$ törésmutatóból az üveg $n_{\text{üveg}} = 1,5$ törésmutatóba való átmenetet figyelmen kívül hagyhatjuk, mert az — amint rögtön látjuk — érdektelen.

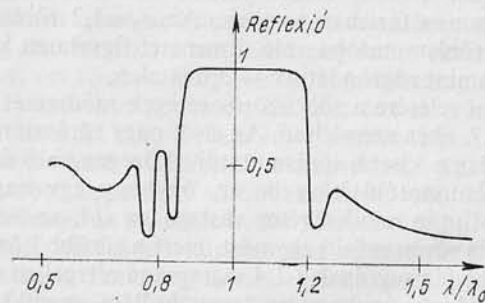
A reflexió növelésére a többszörös rétegek módszerét alkalmazzák. Ennek elvét a 4.7. ábra szemlélteti. Az első, nagy törésmutatójú közegen át érkező fényrész a kisebb törésmutatójú közegen való áthaladás után ismét nagy törésmutatójú közegbe ér, úgyhogy egy nagy rész ismét visszaverődik. Miután minden réteg vastagsága $\lambda/4$, az összes visszavert hullám interferencia révén erősíti egymást, mert a sűrűbb közegen a visszaverődésnél fellépő fázisugrások a $\lambda/4$ vastagságú rétegeken való áthaladás útján kiegyenlítődnek, úgyhogy az összes hullám egyenlő fázisban van. Ezzel a módszerrel a rétegek megsokszorozása útján nagyon nagy reflexió érhető el. Vannak 20 kettős rétegű interferencia-tükrök is. A technikai nehézségek a rétegszámmal erősen nőnek. Ha pl. kétszer 20 réteget kell felváltva felpárologtatni, ez az előállítási művelettel szemben már rendkívül nagy követelményeket támaszt, minthogy az összes rétegnek pontosan azonos vastagságúnak kell lennie.

Az interferencia-tükrök a felületi fémréteges tükröktől két pontban lényegesen különböznek:

1. A reflexió csak egy hullámhosszra ideális. A szomszédos hullámhosszak már erősen gyengülnek, és a még távolabbi hullámhosszakon már egyáltalában nem lép fel reflexió. A 4.8. ábra interferencia-tükör reflexióképességének változását mutatja a hullámhossz függvényében⁴.



4.7. ábra. Többrétegű interferencia-tükör



4.8. ábra. Interferencia-tükör reflexióképessége a hullámhossz függvényében

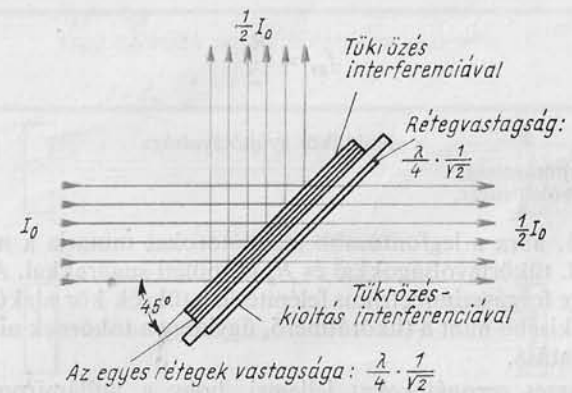
⁴ Jelenleg már sikerült különböző anyagokból álló több rétegű rendszerrel olyan dielektrikumtükröket is előállítani, amelyek reflexiója az egész látható frekvenciatartományban 99%. Reflexióképességüket tekintve azonban ezek a tükrök elmaradnak a laserekben használt, egyetlen hullámhosszra beállított, interferencia-tükröktől.

2. Ideális reflexió csak egy meghatározott beesési szögre lehetséges, mégpedig arra amelyre a tükröt készítették. 5°-nál kisebb eltérésekre a reflexió csökkenése még nem nagyon zavaró.

Az interferencia-tükör reflexiójának a hullámhossztól és a beesési szögtől való függése azzal magyarázható, hogy a visszavert hullám erősödése az interferencián alapul. Így pl. merőleges fénybeesésre készített tükrőnél, tehát ahol a rétegek vastagsága $\lambda/4$, a λ -tól eltérő hullámhosszú sugarakra a rétegvastagság már nem lesz $\lambda/4$. A reflexió rétegeken nem merőlegesen áthaladó λ hullámhosszú sugaraknak pedig az anyagban kétszer $\lambda/4$ -nél nagyobb utat kell megtenniük. Mindkét esetben a rétegen való áthaladásnál $\lambda/2$ -től eltérő fáziskülönbség adódik, ami egyben a fázisugrással visszavert hullámmal szemben fáziskülönbséget is jelent, úgyhogy az erősítés interferencia-feltétele már nem teljesül.

Készíthetők egészen különböző áteresztő- és visszaverőképességű interferenciatükrök is. A legnagyobb reflexió 99,999%. Az interferencia-tükrök lényeges előnye, hogy a tükrőrétegeken belül rendkívül kicsik a veszteségek. Ezek 0,1%-nál kisebbek és így csaknem mindig elhanyagolhatók. Csak nagyon nagy reflexió esetében zavar még a nagyon kis abszorpció is. Ha például a tükrő reflexiója 99,9% és a tükrőrétegekben fellépő veszteség 0,05%, úgy a sugárzás áthaladó részére csak 0,05% adódik, vagyis ez esetben az interferencia-tükörben az abszorpció okozta veszteségek éppen olyan nagyok, mint a kilépő, tehát hasznos teljesítmény.

Az interferencia-tükör különleges esete a fényosztó-tükör, amelynek az a feladata, hogy a fénynyalábot két külön nyalábra ossza. A 4.9. ábra fényosztó-tükröt ábrázol, amelyet rendszerint a sugrámenetre 45° szög alatt helyeznek el. Ilyen fényosztó-tükör segítségével pl. egy koherens



4.9. ábra. Fényosztótükör

nyalábból előállítható két résznyaláb, melyekkel azután interferenciát hozunk létre. Az interferencia-tükrő előnye a fémtükrővel szemben ez esetben is a rétegbeli kis veszteség.

Összefoglalás:

Fényvisszaverő fémréteggel bevont felületi tükrők előnye, hogy visszaverőképességük messzemenően független a beesési szög nagyságától és a hullámhossztól. E tükrők hátránya a fellépő abszorpció nagysága, úgy-hogy maximális reflexiójuk 95...98%.

Interferencia útján a reflexió növelhető. Ehhez nagy törésmutatójú anyagokat a lehető legkisebb törésmutatójú anyagokkal felváltva sík üveghordozóra párologtatnak fel. Az ilyen interferencia-tükrők veszteségmentesek. Nagy reflexiójú tükrők csak keskeny hullámhossztartományra készíthetők, s a beesési szögre legfeljebb 5° eltérés engedhető meg. Az interferencia-tükrő reflexiója legkedvezőbb esetben — a jelenleg nem mérhető kis veszteségtől eltekintve — elérheti a 100%-ot.

4.7 Optikai rezonátorok és módusaik

A laseroszcillátor működéséhez szükséges optikai rezonátor két egymással szembenálló tükrőből áll. Veszteségmentességük folytán legtöbbször interferencia-tükrőket alkalmaznak, mégpedig síktükrőt vagy gömbtükrőt. A 4.10. ábrában felrajzoltuk gömbtükrőkre a gyújtópontot és a tengely helyzetét, amint azok a visszaverődési törvény alapján meghatározhatók. Paraxiális sugarakra ($\alpha < 5^\circ$):

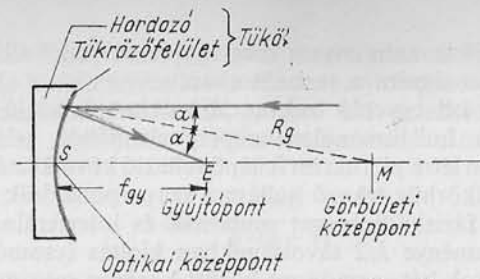
$$f_{gy} = \frac{R_g}{2} \quad (4.20)$$

a gömbtükrő gyújtótávolsága

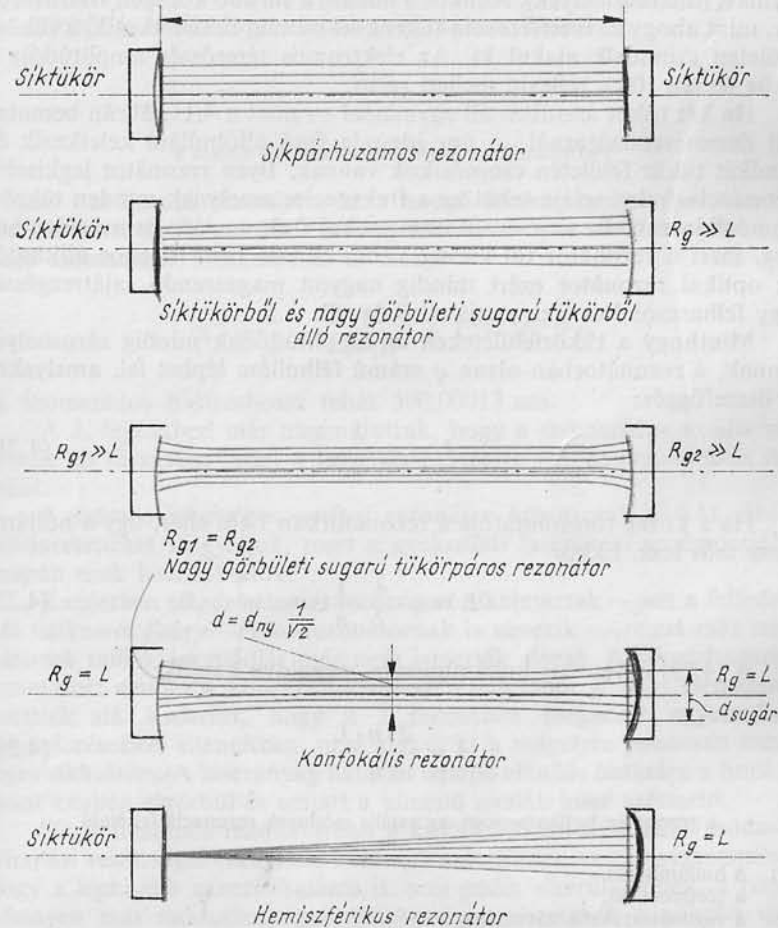
f_{gy} m a gyújtótávolság,
 R_g m a görbületi sugár.

A 4.11. ábra a legfontosabb rezonátorokat mutatja a működéshez szükséges L tükrőtávolságokkal és R_g görbületi sugarakkal. A rezonátor a tengelyére forgásszimmetrikus felépítésű, a tükrők kör alakúak. A nyalábátmérő kisebb mint a tükrőátmérő, úgyhogy a tükrőnek nincs nyalábatároló hatása.

Az összes rezonátorokat jellemzi, hogy a hullámfront a tükrőfelületen azonos fázisú. Ezt a rezonátorban kialakuló állóhullám hatá-



4.10. ábra. Sugármenet gömbtükrőnél



4.11. ábra. Különböző optikai rezonátorok és a bennük kialakuló sugármenet

rozza meg. Térjünk azért vissza még egyszer az állóhullámok keletkezésére és tulajdonságaira a rezonátorban.

Állóhullám két egyenlő frekvenciájú és amplitúdójú, de ellenkező terjedési irányú hullámvonulat szuperpozíciójából keletkezik. Ilyen szuperpozíció jön létre pl. tükrön fellépő reflexió következtében. A visszavert hullám a tükrőhöz érkező hullámra szuperponálódik. Ezek pontról pontra változó fáziskülönbséget mutatnak és interferálnak egymással. Ennek következménye $\lambda/2$ távolságokban kioltás (csomópontok), míg a hullámvonulatok két csomópont között középen maximálisan erősítik egymást (duzzadóhelyek). Amikor a hullám a sűrűbb közegen visszaverődik, mint ahogy az interferencia-tükröknél mindig bekövetkezik, a tükrőfelületen csomósík alakul ki. Az elektromos térerősség amplitúdója a tükrő síkján 100% reflexió mellett zérus.

Ha két tükrő szemben áll egymással — mint a 4.11. ábrán bemutatott összes rezonátornál — úgy ide-oda futó állóhullám keletkezik és mindkét tükrő felületén csomósíkok vannak. Ilyen rezonátor legkisebb rezonancia-frekvenciája tehát az a frekvencia, amelynek minden tükrőn csomósíkja van. Ez az $L = \lambda/2$ eset optikai frekvenciára nem valósulhat meg, mert a rezonátor túl kicsivé válna és már nem is lenne állítható. Az optikai rezonátor ezért mindig nagyon magasrendű sajátrezgéssel vagy felharmonikus frekvenciával dolgozik.

Mínt hogy a tükrőfelületeken az amplitúdónak mindig zérushelyei vannak, a rezonátorban olyan q számú félhullám léphet fel, amelyekre az összefüggés:

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (4.21)$$

Ha a közeg törésmutatója a rezonátorban 1-től eltér, úgy a hullámhossz más lesz. Ekkor

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{n}. \quad (4.22)$$

A (4.22) egyenletet hullámhosszra megoldva kapjuk:

$$\lambda = \frac{2 \cdot n \cdot L}{q} \quad (4.23)$$

a rezonátor hullámhosszai, az axiális módusok rezonancia-feltétele

λ m a hullámhossz,
 n a törésmutató,
 L m a rezonátortükrök távolsága,
 q a félhullámhosszak száma a rezonátorban.

A rezonátor tehát csak pontosan meghatározott hullámhosszakon működhet, más hullámhosszakra a rezonanciafelvétel nem teljesül. Két szomszédos rezonanciafrekvencia, vagyis két axiális módus hullámhossztávolságára, ahol tehát a félhullámhosszak száma q , ill. $(q+1)$, adódik:

$$\Delta\lambda = \frac{2nL}{q \cdot (q+1)}. \quad (4.24)$$

a hullámhossztávolság a rezonátorban

Ebből a hullámhossz relatív változására kapjuk:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{q} \quad (4.25)$$

a relatív hullámhossztávolság a rezonátorban

Példa: 1 m hosszú rezonátor, ha a levegő törésmutatója $n=1$, $\lambda=500$ nm hullámhosszon, $q=4 \cdot 10^6$ számú félhullámhosszt tartalmaz. A következő szomszédos hullámhossz távolsága

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{q} = \frac{5 \cdot 10^{-7}}{4 \cdot 10^6} = 125 \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

A szomszédos hullámhossz tehát 500,00013 nm.

A 3. fejezetben már megmutattuk, hogy a szomszédos axiális módusok kis távolsága miatt a laserben egyszerre rendszerint több is oszcillál.

A számos lehetséges optikai rezonátor közül csak a 4.11. ábrán feltüntetetteket tárgyaljuk, mert a gyakorlati laserüzem szempontjából csupán ezek használhatók.

Kezdetben *síkpárhuzamos* rezonátort alkalmaztak — ezt a felfedező két fizikusról *Fabry—Perot*-rezonátornak is nevezik —, mert más rezonátorok működési módját még nem ismerték eléggé. A síkpárhuzamos rezonátort azután a kimenő hullám szempontjából gondos elemzésnek vetették alá. Kiderült, hogy a 3. fejezetben megadott egyszerűsítő feltételezésekkel ellentétben, nem alakul ki a tengelyre pontosan merőleges síkhullám. A laseranyag határán fellépő elhajlás hatására a hullámfront enyhén elgörbül és emiatt a kimenő nyaláb kissé széttartó.

Síkpárhuzamos rezonátorban a különböző transzverzális módusok elhajlási veszteségei csak kissé különböznek. Ennek az a következménye, hogy a legkisebb zavaró hatásra is, ami pedig elkerülhetetlen, a rezgés könnyen más módusba megy át. Apró porrészecskék a sükrön vagy a lasercső Brewster-ablakain már előidézhethetnek ilyen módusváltozásokat.

A síkpárhuzamos rezonátor nagyon egyenletes és sík tükröket is igényel, amelyeknek ezenkívül pontosan párhuzamosoknak is kell lenniök. Ez egyszerű megfontolás alapján könnyen belátható. Egy tengelyirányban terjedő nyalábnak nagyon sokszor, mégpedig $\frac{1}{1-R_T}$ -szer kell a rezonátorban ide-oda haladnia, míg abból sugárként kilép. Ha azonban a két tükör nem pontosan párhuzamos, a többszörösen visszavert nyaláb a visszaverődési törvény alapján a rezonátorból oldalirányban kilép, így nem jut többé a szemben levő tükrökre és ezzel elvész. 1 m tükrőtávolságú és 0,99% reflexiójú tükrökből álló rezonátorban a tükröknek 1"-re párhuzamosnak kell lenniök. E követelmény a gyakorlatban nemigen tartható be. Kis rázkódások, valamint a tükrőtartó-szerkezet és az egész rendszer hőtágulása rövid idő alatt olyan nagy veszteségeket okozhat, hogy a laseroszcilláció nem tartható fenn. Ezek az effektusok a síkpárhuzamos rezonátor legnagyobb hátrányai, főképpen azért, mert nem is küszöbölhetők ki.

A tükrök vagy a lasercső Brewster-ablakainak legkisebb egyenletlensége a rezonátor optikai tulajdonságaiban ugyancsak olyan nagy zavarokat okozhat, hogy a laseroszcillátor nem tud működni. Ez elsősorban abból adódik, hogy a tükrök legkisebb domborulata vagy a Brewster-ablakok legkisebb lencsehatása is igen nagy elhajlási veszteségeket idéz elő. Ezért síkpárhuzamos rezonátorban a tükröknek és Brewster-ablakoknak mintegy $\lambda/50$ -re síknak kell lenniök. E fejezet elején már említettük, hogy ennyire sík felület az elérhető legjobb optikai minőséghez tartozik. Tehát már az előállítás is sok nehézséggel jár, amellet nagyon költséges. A síkpárhuzamos rezonátor tehát már ezért sem előnyös.

Elméletileg viszont a síkpárhuzamos rezonátornak előnye, hogy a laseranyag teljes átmérője kihasználható. Mindjárt megmutatjuk, hogy más rezonátorok esetében gyakran nem ez a helyzet. Síkpárhuzamos rezonátor alkalmazása ezért nagy átmérőjű és nagy térfogatú laseranyagokkal ajánlható. Sajnos az ebből adódó nyereség is csaknem mindig elvész a leírt hátrányok következtében, úgyhogy a síkpárhuzamos rezonátorral sem használható ki nagy laseranyag-térfogat.

Az egy síktükrőből és egy $R_g \gg L$ gömbtükrőből álló rezonátor nagyon hasonló a két nagy görbületi sugarú tükrőből álló rezonátorhoz, úgyhogy e két rezonátor együtt tárgyalható. Az eltérések lényegében technikai természetűek, gömbtükrök ugyanis nem állíthatók elő tetszés szerinti nagy görbületi sugárral. Gömbtükrőnél az elérhető legnagyobb sugár kb. $R_g = 50$ m.

Mivel még síkpárhuzamos rezonátorban sem alakul ki sík hullámfront, felmerül a kérdés, vajon nem lehetne-e a tükörfelületet a ténylegesen kialakuló hullámfrontnak megfelelően kialakítani? A He-Ne gázlaser

$\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,8$ nm hullámhosszára és 10 mm nyalábátmérőre, a hullámok közepe és széle közötti $\lambda/10$ fáziskülönbség mellett, néhány kilométeres görbületi sugárra volna szükség. Amint már említettük, ilyen tükör nem állítható elő. A lasernyaláb átmérőjét tehát mindig a rezonátor határozza meg.

A lehető legnagyobb görbületi sugarú tükrök alkalmazásával sem oldható meg azonban minden probléma. Ezért a beállítási nehézségek ellenére is néhány esetben, pl. széndioxidlaserhez nagy görbületi sugarú tükör mellett síktükrőt is használnak. Miután ez esetben a nyalábátmérő jobb kihasználása következtében több atom vesz részt az erősítésben, nagyobb kimenő teljesítmény érhető el.

A nyalábsugarat a tükrön a maximális intenzitás helye és azon hely közötti távolságként definiáljuk, ahol az intenzitás a maximális értéke $1/e$ -ed részére csökken. Egy síktükrőből és egy nagy görbületi sugarú tükrőből álló rezonátor esetében a nyalábsugarakra a következő képletek érvényesek:

$$r_{1 \text{ nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^2}{\pi^2} \cdot \frac{LR_g^2}{R_g - L}} \quad (4.26)$$

a nyalábsugár a rezonátor nagy görbületi sugarú tükre oldalán

$$r_{2 \text{ nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^2}{\pi^2} \cdot L \cdot (R_g - L)} \quad (4.27)$$

a nyalábsugár a rezonátor síktükrő oldalán

A nyalábsugár tehát a tükör görbületi sugarának a negyedik gyökétől függ. A nyalábátmérőt ezért nem nagyon lehet a görbületi sugárral lényegesen befolyásolni.

Példa: Tekintsünk egy CO_2 -lasert, amelynek hullámhossza $\lambda_{\text{CO}_2} \approx 10 \mu\text{m}$. A tükrök távolsága legyen $L = 3$ m, a gömbtükrő görbületi sugara $R_g = 50$ m. Ekkor a (4.26) egyenlet szerint:

$$r_{1 \text{ nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{10^{-10}}{\pi^2} \cdot \frac{3 \cdot 50^2}{50 - 3}} \approx 6,3 \text{ mm}$$

és a (4.27) egyenlet szerint:

$$r_{2 \text{ nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{10^{-10}}{\pi^2} \cdot 3 \cdot (50 - 3)} \approx 6,1 \text{ mm.}$$

A nyalábsugár tehát, ahogy várható is volt, mindkét tükrön kb. ugyanakkora.

A nyalábsugarakra két azonos görbületi sugarú gömbtükrökből álló rezonátorban a következő képlet érvényes:

$$r_{\text{nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^2}{\pi^2} \cdot \frac{R_g^2 \cdot L}{2R_g - L}} \quad (4.28)$$

a nyalábsugarak a rezonátortükrökön két egyenlő gömbtükör esetén

Ebben az egyenletben is figyelemre méltó, hogy a tükrök görbületi sugara a negyedik gyök alatt szerepel. Kiegészítésként megemlítjük, hogy a sugárzás hullámhossza négyzetgyökösen jelentkezik. Ha egy pillantást vetünk az elektromágneses színek látható tartományára, vagyis a fényre, kitűnik, hogy a nyalábsugár a fénytartomány szűk volta miatt csak nagyon kicsit változik a hullámhosszal.

A (4.28) egyenlet az $R_g > 10$ m tükrök görbületi sugarakra és az $L < 1$ m rezonátortávolságok tartományára még tovább egyszerűsíthető:

$$r_{\text{nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^2}{2\pi^2} \cdot R_g \cdot L} \quad (4.29)$$

a nyalábsugarak a rezonátortükrökön két nagy görbületi sugarú gömbtükör esetén

Példa: Vizsgáljunk meg két rezonátort a He-Ne gázlaserhez. A tükrök görbületi sugara legyen egyik esetben 50 m, a másik esetben 10 m. A hullámhossz $\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,8$ nm. A rezonátorhossz $L = 1$ m. A (4.29) egyenlet szerint

$$r_{1\text{nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{632,8^2 \cdot 10^{-18}}{2\pi^2} \cdot 50 \cdot 1} = 1 \text{ mm,}$$

$$r_{2\text{nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{632,8^2 \cdot 10^{-18}}{2\pi^2} \cdot 10 \cdot 1} = 0,67 \text{ mm.}$$

E példa szemléletesen mutatja, milyen kis hatása van a görbületi sugár változásának. Mégis a nagy görbületi sugarú tükrökből álló rezonátornál adódnak mindig a legnagyobb nyalábsugarak és így itt vesz részt a legnagyobb anyagterfogat a laserfolyamatban. A beállítási nehézségek viszont a görbületi sugár növekedésével együtt nőnek.

A 3. fejezetben már ismertettük a konfokális rezonátort, ahol mind a transzverzális módusok száma, mind pedig az elhajlási veszteség a leg-

kisebb. Az ott megadott (3.30) képlet az általános érvényű (4.28) egyenletből $R_g = L$ helyettesítéssel levezethető:

$$r_{\text{nyaláb}} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot R_g \cdot \lambda} \quad (4.30)$$

a nyalábsugár a tükrön konfokális rezonátor esetében

Példa: Számítsuk ki gázlaserre a nyalábátmérőt konfokális rezonátorban, ha $\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,8$ nm és $R_g = 1$ m. Minthogy $d_{\text{nyaláb}} = 2r_{\text{nyaláb}}$ a (4.30) egyenlet szerint:

$$d_{\text{nyaláb}} = 2 \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot 632,8 \cdot 10^{-9} \cdot 1} = 0,9 \text{ mm.}$$

Ez a nyalábátmérő addig a helyig, ahol az intenzitás a maximum $1/e$ -ed részére esik, ami azonban még nem jelenti a láthatóság határát. Szemmel a nyaláb 3 mm átmérőjűnek látható.

A konfokális rezonátor a tükrök irányának beállítása szempontjából a legkevésbé kritikus. A két tükrök görbületi sugara által meghatározott L távolságot ugyan be kell tartani, de nincs szükség extrém pontos beállításra. A transzverzális alapmódustól eltérő összes módusok elhajlási vesztesége nagy és csak nagyon nehezen indulnak be. Ezért alkalmazzák nagyon gyakran a konfokális rezonátort.

A hemiszférikus rezonátor egy sík- és egy gömbtükörből áll, melynek görbületi sugara körülbelül a tükrök L távolságával egyenlő. Amint a 4.11. ábrán látható, a nyalábátmérő a gömbtükrön sokkal nagyobb, mint a síktükrön. A gömbtükörből kilépő hullámfront alakja olyan mintha pontszerű fényforrásból lépne ki; a pont átmérőjét az elhajlás (lásd 4.9) határozza meg. A hemiszférikus rezonátor egyik előnye, hogy a síktükröt a gömbtükörével azonos görbületi sugarú másik gömbtükörrel kicserélve, könnyen átalakíthatjuk konfokális rezonátorra. E lehetőségeknek pl. az előző fejezetben tárgyalt ionlaserénél van jelentősége, amikor a hullámhosszkiválasztó prizmas üzem módról — ahol a prizma egy síktükör — a több hullámhosszú üzemmódra kell áttérni.

Ha a hemiszférikus rezonátorra vonatkozó feltételt: $R_g = L$ a (4.26) és (4.27) egyenletekbe behelyettesítjük, a nyalábsugarra a síktükör-oldalon $r_{2\text{nyaláb}} = 0$, a gömbtükör-oldalon $r_{1\text{nyaláb}} = \infty$ értéket kapunk. E megoldás fizikai szempontból nem használható, mert ilyenkor az elhajlási veszteségek a működést lehetetlenné teszik. A két tükrök távolságát tehát R_g -nél kicsit kisebbre kell választani, hogy az elhajlási veszteségek megfelelő határok között maradjanak.

Példa: Argon-ionlaserhez való hemiszférikus rezonátornál $L \approx 1$ m és $\lambda = 488$ nm mellett azt akarjuk, hogy a síktükörre eső nyaláb sugara 0,1 mm legyen. Milyen nagyoknak kell lennie pontosan a tükrőtávolságnak és mekkora a nyaláb sugara a gömbtükör-oldalon?

A (4.27) egyenletet L -re megoldva kapjuk:

$$L = \sqrt{\frac{R_g^2}{4} - \frac{\pi^2 \cdot r_{2\text{nyaláb}}^4}{\lambda^2}} + \frac{R_g}{2}. \quad (4.31)$$

Ezután kiszámíthatjuk az L távolságot $R_g = 1$ m-re:

$$L = \sqrt{\frac{1^2}{4} - \frac{\pi^2 \cdot 0,1^4 \cdot 10^{-12}}{488^2 \cdot 10^{-18}}} + \frac{1}{2} = 0,995 \text{ m}.$$

A gömbtükörön adódó nyalábsugár a (4.26) egyenletből számítható:

$$r_{1\text{nyaláb}} = \sqrt[4]{\frac{488^2 \cdot 10^{-18}}{\pi^2} \cdot \frac{0,995 \cdot 1^2}{0,005}} = 1,5 \text{ mm}.$$

A nyalábsugár tehát a gömbtükörön sokkal nagyobb, mint a síktükörön.

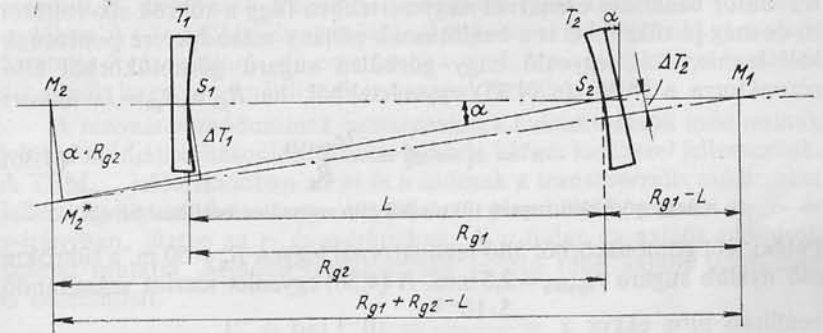
A gyakorlatban az L távolságot nem ilyen számítással, hanem beállítással határozzák meg. R_g -nél valamivel kisebb távolsággal kezdik a beállítást és mind a kimenő teljesítményt, mind pedig a nyalábtmérőt mérik. E két érték ugyan függ egymástól, egy bizonyos tartományra mégis optimalizálhatók. Rendszerint a maximális kimenő teljesítményt állítják be, mert a nyalábtmérő kis változásainak általában alig van jelentősége.

A hemiszférikus rezonátor nagy előnye, hogy nagyon egyszerűen beállítható és üzeme stabil. Ha a síktükörre eső nyaláb sugara kicsi, a nyaláb sokkal könnyebben állítható, mint a nagysugarú nyaláb.

A hemiszférikus rezonátornak főképpen az a hátránya, hogy a laseranyagnak csak egy részét — a 4.11. ábra sugármenete szerint mintegy 1/3-át — használja ki. Ezt részben kiegyenlíti a keskenyebb nyaláb nagyobb intenzitása. Mindent összevetve, hemiszférikus rezonátorral a laseranyag optimális teljesítményének kb. fele használható ki. Minthogy azonban e rezonátor más rezonátoroknál könnyebben állítható be és így az optimális eset ténylegesen elérhető, gyakran előnyösebb, mint más rezonátorok, amelyekkel, beállítási nehézségek miatt az optimum majdnem sohasem érhető el.

A különböző rezonátorok beállítását a 4.12. ábra alapján ismertetjük. Induljunk ki abból, hogy a T_1 tükrör beállítása ideális és a T_2 tükrör

az S_1 optikai középponthez képest α szöggel kibillent. A 4.12. ábra minden összefüggésénél figyelembe kell venni, hogy nagyon kis szögekről van szó. A beállítás szempontjából az a döntő, hogy a nyalábok milyen mértékben térnek el a normális beállítás esetétől. A tükrökön az eltéréseket jelöljük ΔT_1 és ΔT_2 -vel.



4.12. ábra. Optikai rezonátorok beállítása. A szöveget és távolságokat nem méretarányosan ábrázoljuk, mert az előforduló szögértékek olyan kicsik ($< 1^\circ$), hogy a rajzon nem lehetne különben feltüntetni őket

A 4.12. ábrából a sugártörvény alapján kapjuk:

$$\Delta T_1 = \frac{R_{g1} \cdot R_{g2} \cdot \alpha}{R_{g1} + R_{g2} - L}, \quad (4.32)$$

$$\Delta T_2 = \frac{(R_{g1} - L) \cdot R_{g2} \cdot \alpha}{R_{g1} + R_{g2} - L}, \quad (4.33)$$

az α szögű hibás beállítás okozta eltérés

A megengedhető eltérés kritériumaként válasszuk az $r_{1\text{nyaláb}}$, illetve az $r_{2\text{nyaláb}}$ mennyiségeket. Ekkor a (4.32), ill. (4.33) egyenletből kiszámítható, milyen α'_1 , ill. α'_2 szögre lesz az eltérés a tükrökön $\Delta T_1 = r_{1\text{nyaláb}}$, ill. $\Delta T_2 = r_{2\text{nyaláb}}$:

$$\alpha'_1 = \frac{r_{1\text{nyaláb}}(R_{g1} + R_{g2} - L)}{R_{g1} \cdot R_{g2}}, \quad (4.34)$$

$$\alpha'_2 = \frac{r_{2\text{nyaláb}}(R_{g1} + R_{g2} - L)}{(R_{g1} - L) \cdot R_{g2}}, \quad (4.35)$$

a rezonátor beállítási hibája

Ekkora beállítási hiba, amely mellett tehát az eltérés a tükrön pontosan $r_{\text{nyaláb}}$, engedhető meg maximálisan a rezonátornál. Alkal-

mazzuk most a (4.34) és (4.35) egyenleteket a különböző rezonátor-típusokra.

Síkpárhuzamos rezonátorra a tükör billenési érzékenysége igen nagyra adódik. E rezonátortípus képviseli a határesetet, már csak azért is, mert itt a tükrök görbületi sugara végtelen nagy. Síkpárhuzamos rezonátor beállítása ezenkívül nagymértékben függ a tükrök sík-voltától is, de még jó tükrökkel is a beállításnak néhány másodpercre pontosnak kell lennie. Két, egyenlő nagy görbületi sugarú gömbtükörből álló rezonátorra a (4.34) és (4.35) egyenletekből, ha $R_{g1} = R_{g2} \gg L$, akkor:

$$\alpha' = \alpha'_1 = \alpha'_2 = \frac{2r_{nyaláb}}{R_g} \quad (4.36)$$

a nagy görbületi sugarú tükrökből álló rezonátor beállítási hibája

Példa: Két gömbtükörből álló rezonátornál legyen $R_g = 50$ m, a tükrökre eső nyaláb sugara $r_{nyaláb} = 2,5$ mm. A (4.36) egyenlet szerint számítandó beállítási hiba ekkor $\alpha' = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{50} = 10^{-4}$ rad $\cong 21''$.

A nagy görbületi sugarú tükrökből álló rezonátor beállítása tehát már sokkal kevésbé kritikus mint a síkpárhuzamos rezonátoré, noha még eléggé érzékeny. Kísérleti szempontból ez nagyon fontos, mert így sokkal egyszerűbb a lasert először egyáltalában beindítani, majd a beállítást fokozatosan tovább javítani.

Síktükörből és nagy görbületi sugarú tükrökből álló rezonátor a két eset között helyezkedik el. Kevésbé érzékeny mint a síkpárhuzamos rezonátor, beállítása azonban kritikusabb, mint az azonos nagy görbületi sugarú tükrőpárból álló rezonátoré.

Konfokális rezonátorra $R_{g1} = R_{g2} = L$ és a (4.32) és (4.33) egyenletekből kapjuk, hogy

$$\Delta T_1 = R_g \cdot \alpha, \quad (4.37)$$

$$\Delta T_2 = 0.$$

α szögű hibás beállítás okozta eltérés konfokális rezonátornál

A (4.37) egyenletből kitűnik, hogy a két tükör közül az egyik az eltérés zérus, azaz a nyaláb ott még hibás beállítás esetén is mindig eredeti irányába kerül vissza. A konfokális rezonátor tehát legkevésbé érzékeny a hibás beállításra.

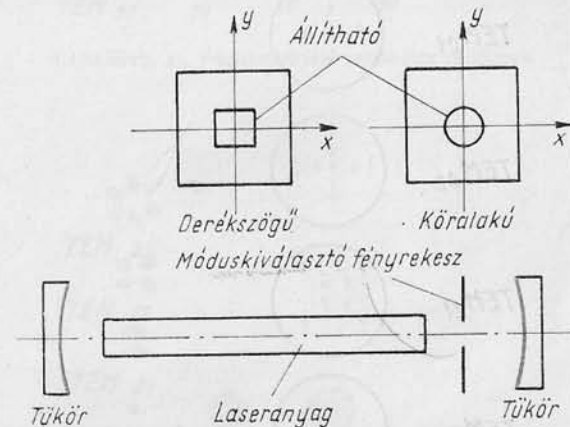
Példa: Konfokális rezonátorra legyen $R_{g1} = R_{g2} = L = 1$ m és $r_{nyaláb} = 1$ mm. Ha $\Delta T_1 = r_{nyaláb}$ a (4.37) egyenletből α' -re adódik:

$$\alpha' = \frac{r_{nyaláb}}{R_g} = \frac{10^{-3}}{1} = 1 \text{ mrad} \cong 2'30''.$$

A példa világosan mutatja, hogy a konfokális rezonátor beállítása egyáltalában nem kritikus, vele a laser működése nagy biztonsággal beindítható.

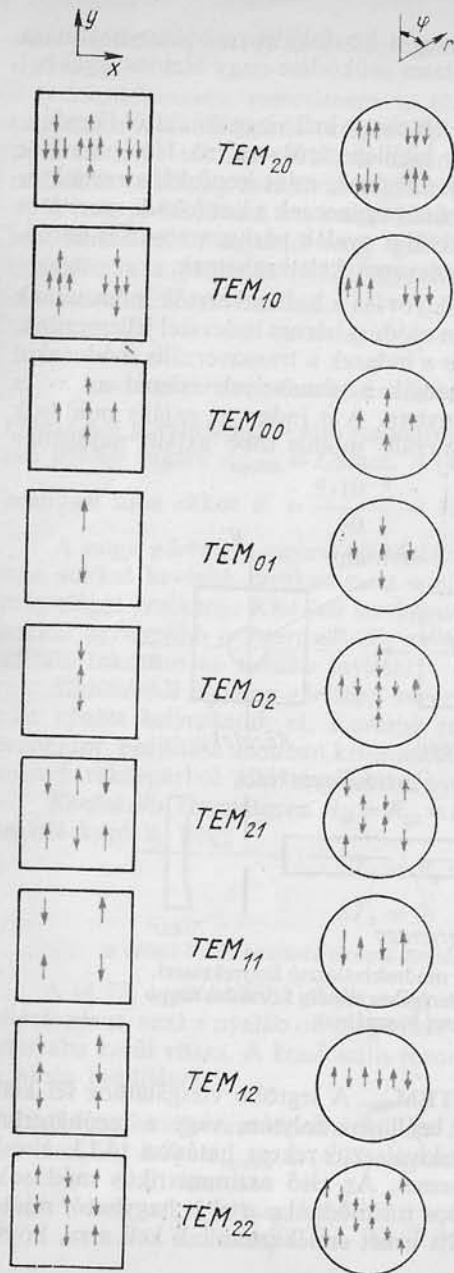
A *hemiszférikus* rezonátornál két esetet kell vizsgálni, attól függően, hogy a síktükör vagy a gömbtükör kibillenéséről van szó. Ha a síktükör mozdult el, ugyanazok a feltételek adódnak, mint konfokális rezonátor esetében. A gömbtükör elmozdulásánál ugyancsak a konfokális rezonátor feltételei érvényesülnek, de ezen kívül a nyaláb párhuzamosan is eltolódik. Szűk lasercsőveknél ilyenkor zavarok keletkezhetnek.

A rezonátor módusainak osztályozása a hullámvezetők módusainak jelölési módjához hasonló. Minden módust három indexszel jellemezzük. A TEM_{mna} jelölésmódban az m és n indexek a transzverzális módusokat jellemzik oly módon, hogy megadják a zérushelyek számát az x - és y -irányban, illetve az r - és φ -irányban. A q index az axiális módusok számát mutatja. Minden transzverzális módus több axiális módusban is oszcillálhat.



4.13. ábra. Rezonátor móduskiválasztó fényrekesz. A TEM_{00} alaplómódus eléréséhez mindig kör alakú fényrekeszt használnak

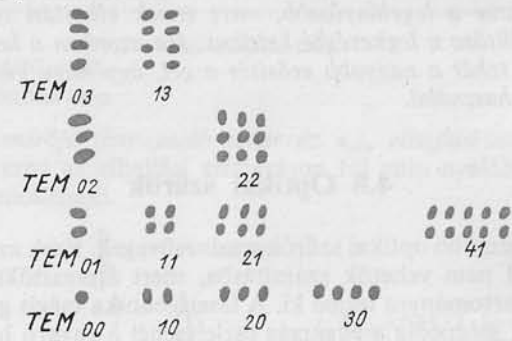
A rezonátor alaplómódusa: TEM_{00q} . A legtöbb vizsgálathoz fel kell tételeznünk, hogy a rezonátor beállítása folytán, vagy a rezonátorba helyezett fényrekesz, ún. móduskiválasztó rekesz hatására (4.13. ábra) a laser ezen alaplómódusban üzemel. Az első aszimmetrikus módusok a TEM_{01q} és TEM_{10q} . A szokásos írásmódnál a q el is hagyható, mint-hogy nincs döntő jelentősége. Itt ismét emlékeztetnünk kell arra, hogy



4.14. ábra. Különböző rezonátor-módusok szimbolikus ábrázolása

a mikrohullámú technikával ellentétben, az optikában q mindig nagyon nagy szám.

A 4.14. ábra szimbolikusán szemlélteti a tükrön megfigyelhető x -, y - és r -, φ -szimmetriát mutató módusokat. A 4.15. ábra a rezonátor módusait úgy mutatja, ahogy azok a tükrőtől mintegy 3 m távolságban elhelyezett ernyőn láthatók.



4.15a ábra. x -, y -szimmetriájú rezonátor-módusok



4.15b ábra. r -, φ -szimmetriájú rezonátor-módusok

Összefoglalás:

Az optikai rezonátor két egymással szemben elhelyezett tükrőből áll, amelyek között állóhullám alakulhat ki. Laserrezonátorként veszteség, mentességük miatt leginkább interferencia-tükröket használnak.

Az optikai rezonátor méretei a hullámhosszhoz képest nagyok. Ezért a rezonátorban mindig igen magasrendű felharmonikus frekvenciák ger-

jednek több axiális és transzverzális módusban rezegve. Megfelelő beállítással vagy móduskiválasztó fényrekeszsel a transzverzális módusok a TEM₀₀ módusra csökkenthetők.

Legfontosabb rezonátorelrendezések: a síkpárhuzamos rezonátor, a nagy görbületi sugarú tükröpáros rezonátor, a konfokális és a hemiszférikus rezonátor. Tulajdonságait hasonlítja össze a 4.11. ábra. A konfokális rezonátor a legelőnyösebb, mert ennek elhajlási vesztesége legkisebb és beállítása a legkevésbé kritikus. Ha azonban a laseranyag jobb kihasználása, tehát a nagyobb erősítés a cél, úgy nagy görbületi sugarú tükröket kell használni.

4.8 Optikai szűrők

A legegyszerűbb optikai szűrők a színesüvegek. Ezek azonban a laser szempontjából nem vehetők számításba, mert átteresztőképességük túl nagy színek tartományra terjed ki. A lasertechnika mégis gyakran alkalmaz szűrőket, mégpedig a sugárzás észlelésénél a zavaró háttér-fény kiszűrésére. E célra csak interferencia-szűrők használhatók, amelyeknek nagyon szűk hullámhossztartományban nagy az átteresztőképességük.

E szűrők keskeny átteresztési tartományát, ami kb. 60...75% átteresztőképesség mellett maximálisan 1 nm félértékszélességig szűkíthető, többszörös interferenciával érik el (lásd 4.6-t). Interferencia-szűrők bármely fénycsugárra készíthetők. A beeső sugárzásnak az optikai tengelyhez képest 5°-nál kisebb szög alatt kell haladnia.

4.9 Az elhajlás

Az elektromágneses hullámelmélet szerint, ha elektromágneses hullám esik valamely élre, az intenzitás egy része a geometriai árnyékterbe is belép, a hullám elhajlik. Az optikában gyakran használnak az optikai tengelyre szimmetrikus, kör alakú fényrekeszeket, amelyek elhajlást okoznak. A fénycsugár párhuzamosításának is határt szab az elhajlás, hiszen minden lencse és egyéb optikai műszer átmérője véges.

Az elhajlás elvét fényrekeszen a 4.16a ábra szemlélteti. Az első elhajlási maximumra vonatkozó elhajlási szög szinuszát a következő képlet adja meg:

$$\sin \alpha_{\text{elh}} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{d_{\text{nyaláb}}} \quad (4.38)$$

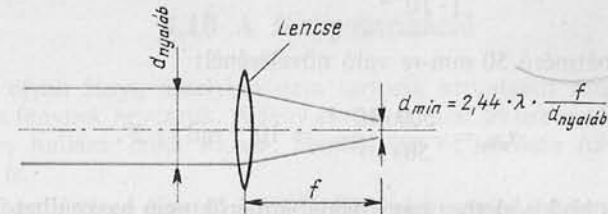
Mínt hogy az elhajlási szög rendszerint nagyon kicsi, becslésére elegendő az alábbi közelítés:

$$\alpha_{\text{elh}} \approx \frac{\lambda}{d_{\text{nyaláb}}} \quad (4.39)$$

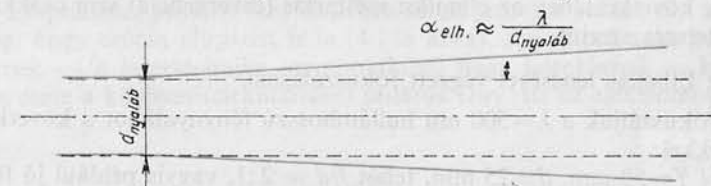
az elhajlási szög

$d_{\text{nyaláb}}$ m a nyalábátmérő,
 α_{elh} az elhajlási szög

Véges átmérőjű fénycsugár tehát az α_{elh} elhajlási szöggel szétart (divergál) és ezen az elhajlási szétartáson túl nem nyalábolható vagyis nem párhuzamosítható.



4.16a ábra. Elhajlás következtében szétartó fénycsugár



4.16b ábra. Lencsével végzett fókuszálás elhajlás okozta határa

Az elhajlás korlátozza a fénycsugár lencsével való fókuszálásánál elérhető minimális átmérőt is. Ennek következtében nem keletkezik fénycsugár, mint ahogy azt a geometriai optikában egyszerűsítésként feltételezzük, hanem egy folt, az úgynevezett elhajlási korong (lásd 4.16b ábrát), amelynek átmérőjére a következő képlet érvényes:

$$d_{\text{min}} = 2,44 \cdot \lambda \cdot \frac{f}{d_{\text{nyaláb}}} \quad (4.40)$$

a fókuszálási pont minimális átmérője

d_{min} m a fókuszálási pont minimális átmérője,
 f m a lencse gyújtótávolsága.

A fókuszálási pont minimális átmérője a hullámhosszon kívül csak az $f/d_{\text{nyaláb}}$ hányadostól függ, tehát a lencse teljes kivilágításánál ennek f/d arányától. Minél kisebb ez az arány, annál kisebb az elhajlás és annál kisebb az elérhető folt-átmérő. Ezzel magyarázható az a törekvés, hogy olyan lencsét készítsenek, melyekre $f/d = 1:2 \dots 1:1$ -ig. Ily módon ugyanis nemcsak a fényerő növelhető, hanem az elhajlás is csökken.

Példa: Elhajlás fényrekeszen

500 nm hullámhosszú párhuzamos fénynyalábot határoljunk 1 mm átmérőjű kör alakú fényrekeszel. Mekkora az elhajlási szög?

A (4.39) egyenlet szerint

$$\alpha_{\text{elh}} = \frac{500 \cdot 10^{-9}}{1 \cdot 10^{-3}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \cong 1'44'',$$

és a nyalábátmérő 50 mm-re való növelésénél:

$$\alpha_{\text{elh}} = \frac{500 \cdot 10^{-9}}{50 \cdot 10^{-3}} = 10^{-5} \text{ rad} \cong 2''.$$

A legtöbb kísérlethez nagy nyalábátmérők nem használhatók, mivel nincsenek megfelelő nagy átmérőjű, optikailag kifogástalan lencsék. Ennek következtében az elhajlási széttartás (divergencia) sem csökkenthető tetszés szerint.

Példa: Elhajlás lencsével végzett fókuszálásnál.

Fókuszáljuk a $\lambda = 500$ nm hullámhosszú fénynyalábot a következő lencsékkel:

a) $f = 50$ mm, $d = 25$ mm, tehát $f/d = 2:1$, vagyis például jó fényképezeti lencserendszerrel,

b) $f = 10$ mm, $d = 10$ mm, tehát $f/d = 1:1$ lencsével.

A (4.40) egyenlet szerint a fókuszálási pont minimális átmérőjére adódik:

$$a) \quad d_{\text{min}} = 2,44 \cdot 500 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{50 \cdot 10^{-3}}{25 \cdot 10^{-3}} = 2,4 \mu\text{m};$$

$$b) \quad d_{\text{min}} = 2,44 \cdot 500 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{10 \cdot 10^{-3}}{10 \cdot 10^{-3}} = 1,2 \mu\text{m}.$$

Ha a lencsét nem világítjuk meg teljesen, tehát ha $d_{\text{nyaláb}} < d$, úgy a fókuszálási pont minimális átmérője nagyobb lesz. $d_{\text{nyaláb}} = 5$ mm-re a b) lencse alkalmazásával, azaz, ha $f/d = 1:1$, a fókuszálásra az $f/d_{\text{nyaláb}} =$

$= 2:1$ arány irányadó. A fénynyaláb tehát az a) esethez hasonlóan csak a $d_{\text{min}} = 2,4 \mu\text{m}$ átmérőre fókuszálható.

Lencsével a fény $1 \mu\text{m}$ -nél lényegesen kisebb átmérőre nem fókuszálható.

Összefoglalás:

A fénynyaláb minden korlátozása elhajlást okoz.

A fénynyaláb az elhajlás okozta divergenciát meghaladó mértékben nem nyalábolható, ill. nem párhuzamosítható.

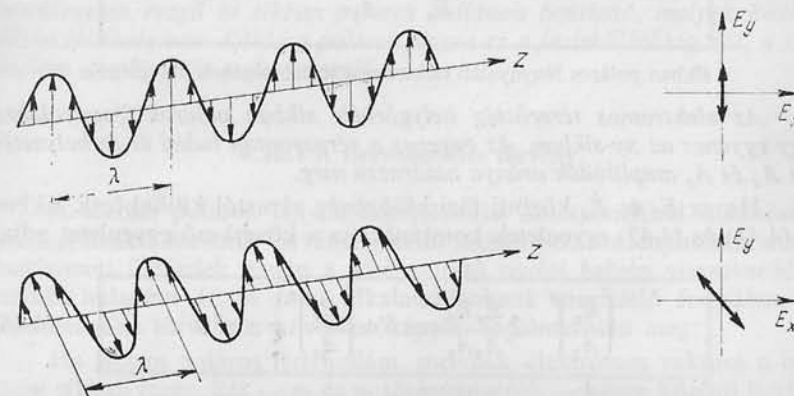
Az elhajlás korlátozza a lencsével való fókuszálással elérhető minimális fénypontátmérőt is.

4.10 A fénypolarizáció

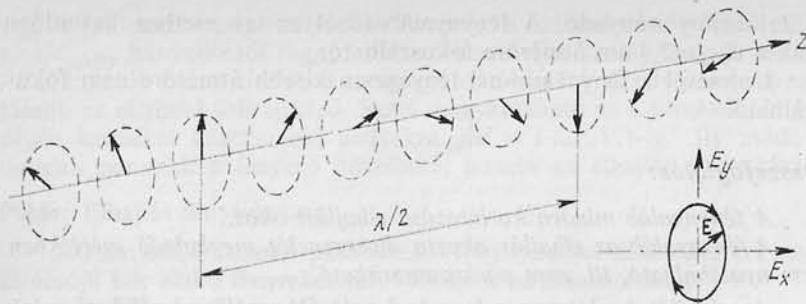
Az olyan fényt, amelyhez nem tartozik kitüntetett rezgéssík, természetes fénynek nevezzük. A fény azonban mint transzverzális elektromágneses hullám, lehet síkban, elliptikusan és körösen (cirkulárisan) poláros is.

Síkban poláros fénynél a fényhullám elektromos vektora a terjedés irányán átfektetett síkban rezeg (4.17a ábra).

Elliptikusan poláros fény esetében az elektromos vektor oly módon rezeg, hogy csúcsa ellipszist ír le (4.17b ábra). Az elliptikusan poláros fénynek — a lasertechnika szempontjából nagy jelentőségű — különleges esete a körösen (cirkulárisan) poláros fény. Itt az elektromos vek-



4.17a ábra. Az xy -síkban poláros fény két eltérő rezgési helyzetben



4.17b ábra. Az xy -síkban elliptikusan poláros fénynyaláb

tor csúcsa kört ír le. Az elliptikusan és cirkulárisan (körösén) poláros fény két egymásra merőlegesen rezgő, síkban poláros hullámra bontható.

A transzverzális fényhullám időbeli valós része a (2.8) egyenlet alapján a következő alakban írható fel:

$$E_x = A_x \cdot \cos \omega t, \quad (4.41)$$

$$E_y = A_y \cdot \cos(\omega t + \delta). \quad (4.42)$$

A δ fáziskülönbség síkban poláros fényre zérus. Az elektromos térerősség helygörbéjére tehát az alábbi egyenlet érvényes:

$$\frac{E_x}{A_x} = \frac{A_y}{A_y} \quad (4.43)$$

a síkban poláros fénynyaláb elektromos térerősségének helygörbéje

Az elektromos térerősség helygörbéje síkban poláros fénynyalábra egy egyenes az xy -síkban. Az egyenes a zérusponton halad át és helyzetét az A_x és A_y amplitúdók aránya határozza meg.

Ha az E_x és E_y közötti fáziskülönbség zérustól különbözik, akkor a (4.41) és (4.42) egyenletek kombinációja a következő egyenletet adja:

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos \delta + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 = \sin^2 \delta \quad (4.44)$$

az elliptikusan poláros fény elektromos térerősségének helygörbéje

Az elektromos térerősség helygörbéje olyan fény esetében, amelynek összetevői között fáziskülönbség van, az xy síkban elhelyezkedő A_x és A_y féltengelyű ellipszis.

A körösen poláros fény fáziskülönbsége: $\delta = \frac{\pi}{2}$ és az összetevők amplitúdói egyenlők, tehát $A_x = A_y = A$. Ekkor a (4.44) egyenletből kapjuk:

$$E_x^2 + E_y^2 = A^2. \quad (4.45)$$

a körösen poláros fény elektromos térerősségének helygörbéje

Az elektromos térerősség helygörbéje itt az xy síkban fekvő kör, úgyhogy ez az eset különösen egyszerű.

Mínt hogy az összes eset két merőleges összetevőből, E_x -ből és E_y -ből alkotható meg, a különbözőképpen poláros fényhullámok ugyanígy szét is választhatók.

Összefoglalás:

A fény transzverzális elektromágneses fényhullám és ezért polározható.

Síkban poláros fény elektromos térerősség-vektora a terjedési irányt tartalmazó síkban rezeg. A vektorösszetevők fázisa egyenlő.

Elliptikusan poláros fénynél az elektromos térerősség helygörbéje a terjedés irányára merőleges síkban fekvő ellipszis, körösen poláros fénynél pedig kör. Az elektromos térerősség vektorösszetevői között fáziskülönbség van. Ezért az elliptikusan és a körösen poláros fény két olyan egymásra merőlegesen rezgő és síkban poláros hullámra bontható, melyek között fáziskülönbség van. Körösen poláros fényre ez a fáziskülönbség $\pi/2$, a két hullám amplitúdója pedig egyenlő.

4.10.1 A Brewster-féle törvény

A síkban poláros fény a lasertechnika szempontjából különösen fontos, hiszen Brewster-törvénye szerint síkban poláros fényhullám meghatározott feltételek esetén a törésmutató ugrási helyén visszaverődés nélkül haladhat át. A laser alkalmazásoknak megfelelő formában a Brewster-féle törvény a következőképpen fogalmazható meg:

Ha síkban poláros fényhullám, melynek elektromos vektora a beesési síkban rezeg, két — n_1 és n_2 törésmutatójú — közeg közötti határfelületre olyan szög alatt esik, hogy a visszavert sugár a megtört sugárra

merőleges, akkor a visszavert intenzitás zérus, tehát a fény a határfelületen veszteség nélkül halad át (4.18. ábra). A szögre az alábbi feltétel érvényes:

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}} \quad (4.46)$$

a Brewster-féle törvény

α_B a Brewster-féle szög.

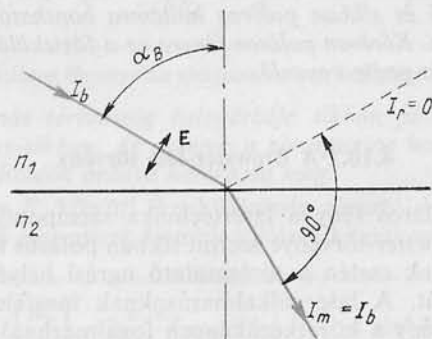
Példa: Ha síkban poláros fény halad az $n_1=1$ törésmutatójú levegőből az $n_2=1,5$ törésmutatójú üvegbe, akkor a (4.46) egyenlet szerint a Brewster-féle szög:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{1,5}{1} = 1,5; \quad \alpha_B \approx 56^\circ.$$

Ha tehát a beesési síkban poláros fény esik 56° szög alatt a levegő—üveg határfelületre, úgy az üvegbe visszaverődés nélkül léphet be. Miután az üvegből való kilépésre ezen feltétel ismét teljesül, az üveglemezen a nyaláb visszaverődés nélkül halad át.

4.11 Optikai építőelemek

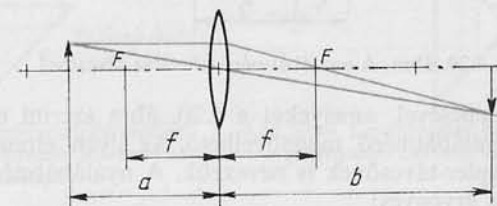
A lasertechnika által gyakran használt és itt röviden ismertetendő építőelemek között néhány kevésbé ismert is van. Itt elsősorban az építőelemek előnyeit tárgyaljuk és fölvezetjük a sugármenetet bennük.



4.18. ábra. Síkban poláros fény nyaláb visszaverődés nélküli áthaladása a törésmutató ugrási helyén Brewster törvénye szerint

4.11.1 A lencse

Az optikai lencse üvegből készül, kör alakú és két gömbfelület határolja. A 4.19. ábra szemlélteti a sugármenetet gyűjtőlencsében. A lencsét gyújtótávolsága és átmérője jellemzi. A nyaláb ki- és belépésénél fellépő reflexió kiküszöbölésére a lencsét tükrözéskioltó réteggel kell bevonni. A lasertechnika által használt lencsék az alkalmazott laserhullámhosszra csaknem 100%-ig tükrözésmentesíthetők. Erre feltétlenül szükség is van, mert egyébként a koherens fény reflexiói következtében nagyon sok interferencia lép fel, ami erősen zavar.



4.19. ábra. A sugármenet gyűjtőlencsén keresztül

Hogy az optikai rendszerek lehetőségeit teljesen kihasználhassuk, különböző lencsék kombinációjára van szükség. Csak így küszöbölhetők ki az egyébként fennálló lencsehibák. A mindig monokromatikus laserfényre néhány esetben a rendszer korrekciója kevesebb elem alkalmazásával is megvalósítható, mert a kromatikus hibát nem kell javítani. E finomságok tárgyalásába azonban itt nem bocsátkozunk. A továbbiakban mindig feltételezzük, hogy a lencse vékony — tehát a fény útját a lencsén belül figyelmen kívül hagyhatjuk — és a lencsét a gyújtótávolság jellemzi. Ez a tárgyalási mód az alkalmazások megértéséhez teljesen elegendő.

A 4.19. ábra szerinti lencse-leképzésre a következő egyenlet érvényes:

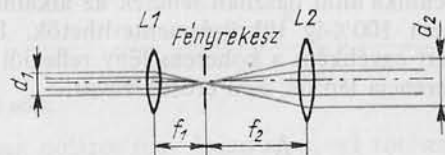
$$\boxed{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}} \quad (4.47)$$

a lencse egyenlete

a m a tárgytávolság,
 b m a képtávolság,
 f m a gyújtótávolság.

4.11.2 A távcső

A lasersugárnak hátránya, hogy kb. 2...5 mm-es átmérője sok kísérlethez túl kicsi. A kis átmérő az elhajlási divergencia szempontjából, amely a hullámhosszon kívül csak a nyalábátmérőtől függ, szintén kedvezőtlen.



4.20. ábra. A nyalábátmérő növelése távcsővel

Két gyűjtőlencsével, amelyeket a 4.20. ábra szerint egymás mögé helyezünk, a nyalábátmérő megnövelhető. Az ilyen elrendezést csillagászati vagy Kepler-távcsőnek is nevezzük. A nyalábátmérő növelésére az alábbi képlet érvényes:

$$d_2 = d_1 \cdot \frac{f_2}{f_1} \quad (4.48)$$

a nyalábátmérő növelése távcsővel

d_1 , ill. d_2 m a nyalábátmérő,
 f_1 , ill. f_2 m a gyűjtőtávolság.

A 4.20. ábra szerinti távcsővel tehát a nyalábátmérő a két lencse gyűjtőtávolság-viszonyának megfelelően növelhető.

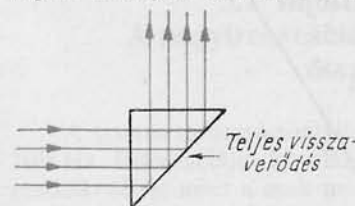
Példa: A nyalábátmérő növelése

Vezessük 6 mm átmérőjű lasersugárat egy olyan távcsövön át, ahol $f_1 = 20$ mm és $f_2 = 150$ mm. A nyaláb ekkor $f_2/f_1 = 7,5$ -szörösére szélesedik. Az átmérő tehát 45 mm. Az átmérő növelésével egyenlő arányban csökken az elhajlási divergencia, ami a kiterjesztett nyalábra itt csaknem tízszer lesz kisebb.

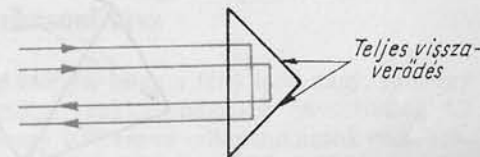
A 4.20. ábrán feltüntetett fényrekesz kiszűri lasernél a közeli tőről származó elkerülhetetlen interferencia- és elhajlási jelenségeket és ezáltal sokkal homogénabbá teszi az intenzitáseloszlást. A fényrekesz átmérője megfelel az $L1$ lencse által leképezett elhajlási korongocská átmérőjének. A fényrekesz az optimalizáláshoz minden irányban állítható.

4.11.3 Prizmák

A fénynyaláb 90° -kal való eltérítéséhez a legegyszerűbb prizma az egyenlőszárú derékszögű prizma (4.21. ábra). Az alaplapon a nyalábok a visszaverődési törvény szerint, teljesen visszaverődve 90° -kal eltérnek. A prizma nagyon egyszerű: a befogók, a fényvesztések elkerülése végett, könnyen tükrözésmentesíthetők. A 4.22. ábra mutatja, hogyan



4.21. ábra. Egyenlőszárú derékszögű prizma, a fénynyaláb 90° -kal való eltérítésére

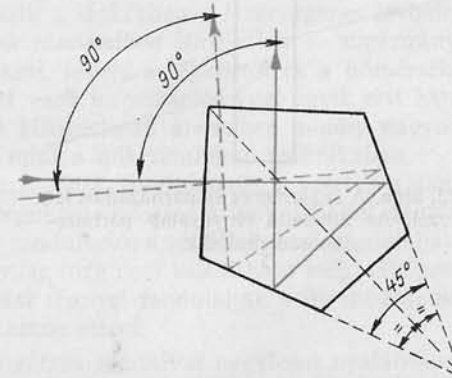


4.22. ábra. Egyenlőszárú derékszögű prizma, a fénynyaláb 180° -kal való eltérítésére

használható fel ugyanezen prizma a nyaláb 180° -os eltérítésére. Mint-hogy a visszaverődési szög a prizma az optikai tengelyhez képest elfoglalt helyzetétől függ, a kívánt eltérítéshez a prizmat mindkét esetben az optikai tengelyhez pontosan be kell állítani.

4.11.31 A pentaprizma

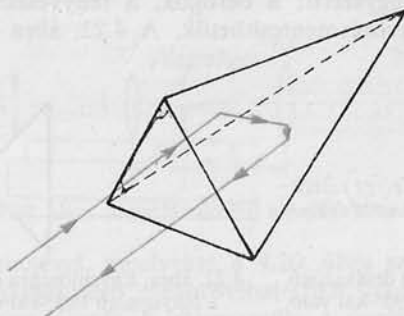
A 4.23. ábra a sugármenetet mutatja pentaprizmában. A pentaprizma a beeső fényt mindig — tehát az optikai tengelyhez való beállításától függetlenül — 90° -kal téríti el.



4.23. ábra. Pentaprizma, a fénynyalábnak a beesési szögtől függetlenül derékszögű eltérítéséhez

4.11.32 A saroktükör

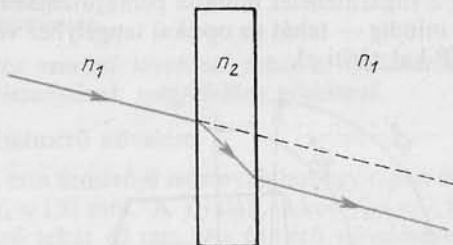
A saroktükör a sugárnyalábot a belépési szögtől függetlenül 180° -kal téríti el. A saroktükörre beeső párhuzamos fénynyaláb tehát önmagába verődik vissza. A sugármenet elvét a 4.24. ábra szemlélteti.



4.24. ábra. Saroktükör. A fénynyalábot a belépési szögtől függetlenül 180° -kal téríti el

4.11.4 A síkpárhuzamos lemez

Ha a fénynyaláb nem merőlegesen esik síkpárhuzamos lemezre, párhuzamosan eltolódik (4.25. ábra). Ezt minden beállításnál figyelembe kell venni.



4.25. ábra. A sugármenet síkpárhuzamos lemezzel. Az áthaladó fénynyaláb párhuzamosan eltolódik

5. A lasersugárzás modulációja és észlelése

5.1 Információátvitel fényel A nagyfrekvenciás és lasersugaras jelátvitel összehasonlítása

A laseres információátvitel előnye, hogy a fény igen nagy, mintegy 10^{15} Hz frekvenciája következtében sokkal nagyobb sávzélesség áll rendelkezésre, mint a csak mintegy 10^{10} Hz-es mikrohullámok esetében. Ennek folytán lasersugárzással sokkal több információ továbbítható, viszont több kérdés is felmerül. A fő kérdés az, hogy egyáltalában gazdaságos és szükséges-e ilyen nagy átviteli kapacitás. Ez idő szerint úgy látszik, hogy pl. Németországban még évekig nem merül fel ilyen igény. Csak nagyarányú számítógépes együttműködés kívánna ilyen átviteli lehetőségeket, de még ebben az esetben is részletesen meg kellene vizsgálni a költségeket. További kérdés az összeköttetés biztonsága. Nagy információtömeget biztosító laseres átviteli vonalszakasz esetleges kiesése súlyos zavart idézhetne elő a hírközlésben. Viszont a jelenlegi megoldáshoz hasonló, egyenként kevesebb információmennyiséget továbbító, de több vonalszakaszból álló szerteágazó átviteli hálózathoz egyes vonalszakaszok kiesése esetében más utak igénybe vehetők.

Ezen kívül több műszaki probléma is jelentkezik. Áthidalhatatlan a nehézség pl. ha a fény terjedését légköri zavarok gátolják, amelyek lehetetlenné teszik a légkörben a lasersugaras átvitelt. Olyan — jelenleg még legalábbis részleteiben ismeretlen — sugárirányítási rendszert kell tehát alkalmazni, amely a légkörtől és a hőmérséklettől független.

A fényel való információátvitel egyik elvi hátránya a nagy *kvantumzaj*. Ezért kifogástalan átvitelhez mindig nagyobb teljesítményekre van szükség, mint a mikrohullámú technikában.

De a lasersugárzás modulációja, a vétel és a demoduláció sincs még kielégítően megoldva. Jelenleg a fénynyalábot nagyfrekvenciával modulálják, majd e modulációt a vétel helyén demodulálják. Egy másik megoldás pillanatnyilag még nem valósítható meg: elképzelhető ugyanis, hogy a lasersugárzást fényel moduláljuk s ily módon nagyobb modulációs frekvenciát lehetne elérni.

A lasersugárzás rendkívül nagyfokú nyaláboltságát az információátvitel szempontjából — legalábbis a világűrben — gyakran előnynek tekintik. Lejjebb megmutatjuk, hogy ez a nagyfokú nyaláboltság sok

alkalmazás szempontjából nagyon előnyös, mégis éppen a híradástechnika szempontjából komoly problémákat vet fel. Az erős nyaláboltság következtében ugyanis az adó-nyaláb nagyon könnyen elkerülheti a vevőt.

Példa: $10 \text{ GHz} = 10^{10} \text{ Hz}$ frekvenciájú mikrohullámú adó $0,6 \text{ m}$ átmérőjű antennával sugároz; ez esetben a hullámhossz 3 cm . Az 500 nm hullámhosszon sugárzó laser pedig $0,1 \text{ m}$ átmérőjű lencsén keresztül bocsát ki fényt. E két esetre a (4.39) egyenletből az alábbi elhajási szög adódik:

$$\alpha_{\text{HF}} \approx \frac{\lambda}{d} \approx \frac{3 \cdot 10^{-2}}{0,6} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ rad} \approx 3^\circ,$$

$$\alpha_{\text{laser}} \approx \frac{\lambda}{d} \approx \frac{500 \cdot 10^{-9}}{0,1} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad} \approx 1''.$$

100 km távolságban a HF-nyaláb átmérője 5 km , a lasernyalábé azonban csak 50 cm . Emiatt a lasernyalábnál fellép az a probléma, hogy a vétel helye egyáltalában eltalálható-e? Az $1''$ berendezési pontosságot csak a legjobb csillagvizsgálók érik el optimális körülmények között. Földi vagy űrhajózási célra nincs tehát értelme ilyen túlzott mérvű nyaláboltságra törekedni.

5.2 A moduláció alapjai

Információátvitelhez a lasersugárzást modulálni kell. Minthogy a lasernyaláb frekvenciája mint vivőfrekvencia nagyon nagy, elméletileg lehetőség nyílik nagyon szélessávú moduláció megvalósítására és ezzel nagy információtartalom átvitelére. A következőkben a lasernyaláb modulációjának lehetőségeit szemléletes magyarázattal tárgyaljuk. Legtöbb esetben mellőzzük a technológiai nehézségeket és ideális körülményeket tételezünk fel.

A fénynyaláb közvetlenül sem elektromos, sem mágneses térrel nem modulálható. Csak a törésmutató változásai és ezzel a fénysebesség változása útján érhető el moduláció. Ha a fényfrekvencia állandó, a törésmutató a hőmérséklet, a nyomás, valamint a mágneses és az elektromos térerősség függvénye. Fénymoduláció az adott mennyiségekkel tehát csak közvetve, a törésmutató útján valósítható meg. A fellépő jelenségek (effektusok) nagyon kismértékűek, ezért a fénymoduláció nehéz.

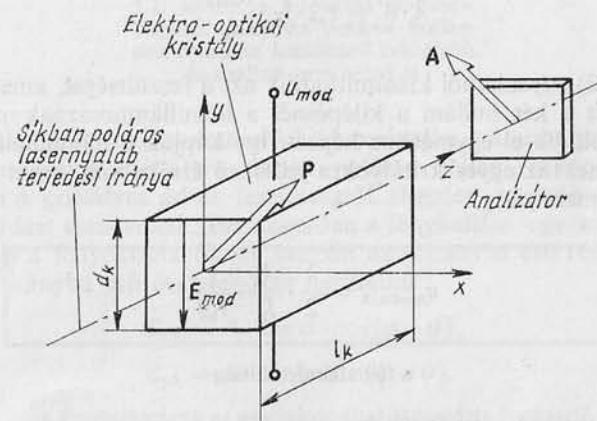
5.21 Elektro-optikai effektus

Vannak olyan kristályok és folyadékok, amelyek feszültség hatására kettőtörővé válnak. Ezt az effektust nevezzük *elektro-optikai effektusnak*.

Elektro-optikai effektust mutató kristály vagy folyadék — amely feszültség hiányában izotrop — feszültség alá helyezve optikailag anizotroppá válik. Ez azt jelenti, hogy optikai tulajdonságai irányfüggővé válnak. A fény anizotrop anyagban tehát az iránytól függően különböző sebességgel terjed, mégpedig a legegyszerűbb esetben két sebességgel. Ekkor a kristálynak a két irányban különböző a törésmutatója, tehát kettősen törő. Ez az effektus a lasersugár modulációjához különböző módokon használható ki.

Vizsgáljuk először a transzverzális elektro-optikai effektust. Legyen az elektro-optikai kristály a z -irányban, amely a lasersugárzás terjedési iránya, izotrop. A síkban poláros laserfény rezegjen az xy -síkban. A feszültséget adjuk a kristályra az y -irányban. Itt nincs lehetőségünk arra, hogy a kristálytannal részletesen foglalkozzunk, ezért lerögzítjük: a kristályt úgy kell kivágni, hogy az elektro-optikai effektus az y -irányban legyen maximális.

Az 5.1. ábrán bemutatott vázlat segítséget nyújt a transzverzális



5.1. ábra. Az elektro-optikai effektus

elektro-optikai effektus síkban poláros lasernyalábra gyakorolt hatásának kiszámításához. A síkban poláros hullám vektora a P irányban, az x - és y -tengelyhez képest 45° szög alatt, az xy -síkban fekszik. Ha a kristályon nincs feszültség, a fény sugar zavartalanul halad át rajta. Feszültség ráadása következtében a kristály kettősen törővé válik, azaz benne

a hullám az x - és y -irányban eltérő sebességgel terjed. Ennek folytán a síkban poláros hullám x - és y -összetevői, amelyek a kristályba való belépésnél azonos fázisúak, kilépésnél fáziskülönbséget mutatnak. A hullámhosszban mért útkülönbséget az alábbi képlet adja:

$$\lambda \cdot \delta' = r_{eo} \cdot l_K \cdot E_{mod}, \quad (5.1)$$

a transzverzális lineáris elektro-optikai effektus

λ m a hullámhossz,
 δ' az összetevők fázisa közötti útkülönbség a kristályból való kilépésnél, hullámhosszegységben
 l_K m, a kristály hossza,
 $r_{eo} \frac{m}{V}$, elektro-optikai állandó,
 $E_{mod} \frac{V}{m}$, elektromos térerősség.

Az 5.1. ábra szerint az (5.1) egyenletben E_{mod} -ot a következőképpen helyettesíthetjük:

$$\lambda \cdot \delta' = r_{eo} \cdot l_K \cdot \frac{u_{mod}}{d_K}. \quad (5.2)$$

Az (5.2) egyenletből kiszámíthatjuk azt a feszültséget, amelyre $\delta' = 1/2$, tehát a két hullám a kilépésnél a félhullámhossznak megfelelő $\delta = \pi$ -vel tolódik el egymáshoz képest. Így kapjuk a félhullámfeszültséget, amelynek az egyes kristályokra jellemző értéke van, tehát összehasonlítható mennyiség.

$$u_{mod \lambda/2} = \frac{\lambda \cdot d_K \cdot 1}{2 \cdot l_K \cdot r_{eo}}. \quad (5.3)$$

a félhullámfeszültség

u_{mod} V, a kristályra adott feszültség,
 d_K m a kristályvastagság az elektromos tér irányában.

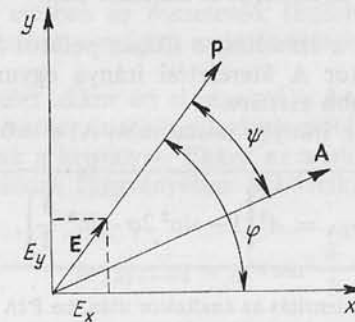
Példa: Számítsuk ki a félhullámfeszültséget 500 nm hullámhosszra olyan elektro-optikai kristály esetében, amelynél

$$r_{eo} = 10^{-11} \frac{m}{V}, \quad d_K = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m és } l_K = 10^{-2} \text{ m.}$$

Az (5.3) egyenlet szerint felírhatjuk:

$$u_{mod \lambda/2} = \frac{500 \cdot 10^{-9}}{2} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-3}}{10^{-2}} \cdot \frac{1}{10^{-11}} = 12,5 \text{ kV.}$$

Tehát a félhullámhossznyi fáziseltolódáshoz igényelt feszültség 10 kV nagyságrendű. A szükséges nagy feszültségek jelentős nehézségekkel járnak, ha az elektro-optikai effektust modulációra használjuk fel.



5.2. ábra. Az intenzitás kiszámításához, ha síkban poláros hullám elektromosan kettőtörő kristályon és analizátoron halad át

Az intenzitás-viszonyokat az 5.2. ábra alapján számíthatjuk ki. Essen az elektro-optikai kristályra síkban poláros hullám, ekkor a hullám összetevői a kristályra adott feszültségtől függően egymáshoz képest δ fáziseltolódást szenvednek. Ezt követően a fényhullám egy analizátorra esik, amely a fényösszetevőknek csupán az A irányba eső részét engedi át. Az A irányba eső összetevőkre felírhatjuk:

$$E_{xA} = A \cdot \cos \varphi \cdot \cos(\varphi - \psi), \quad (5.4)$$

$$E_{yA} = A \cdot \sin \varphi \cdot \sin(\varphi - \psi). \quad (5.5)$$

a fényhullámnak az analizátor által átengedett összetevői

A δ fáziskülönbségű két hullám intenzitására a következő képlet érvényes:

$$I = E_x^2 + E_y^2 + 2 \cdot E_x \cdot E_y \cdot \cos \delta \quad (5.6)$$

két interferáló hullám intenzitása

Az (5.4) és (5.5) egyenletekből az összetevőket behelyettesítve az (5.6) egyenletbe, az analizátor utáni intenzitásra az alábbi kifejezést kapjuk:

$$I_A = A^2 \left\{ \cos^2 \psi - \sin 2\varphi \cdot \sin 2(\varphi - \psi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right\} \quad (5.7)$$

az intenzitás az analizátor után

Végezzük el most a számítást a síkban poláros fény \mathbf{P} polarizációs vektora és az analizátor \mathbf{A} áteresztési iránya egymáshoz viszonyított helyzetének legfontosabb eseteire.

1. Ha \mathbf{P} ugyanabba az irányba mutat mint \mathbf{A} ; $\psi = 0$ azaz $\mathbf{P} \parallel \mathbf{A}$, ekkor:

$$I_{P \parallel A} = A^2 \left(1 - \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \right), \quad (5.8)$$

az intenzitás az analizátor után, ha $\mathbf{P} \parallel \mathbf{A}$

Legyen $\mathbf{P} \parallel \mathbf{A}$ esetén az összetevők δ fáziskülönbsége zérus, vagyis a kristályon levő feszültség: $u_{\text{mod}} = 0$, akkor

$$I_{P \parallel A; \delta=0} = A^2, \quad (5.9a)$$

tehát az analizátoron a maximális intenzitás halad át. Ha azonban a kristályra az $u_{\text{mod } \lambda/2}$ félhullámfeszültséget kapcsoljuk, vagyis $\delta = \pi$, akkor az intenzitás az analizátor után:

$$I_{P \parallel A; \delta=\pi} = A^2 (1 - \sin^2 2\varphi). \quad (5.9b)$$

Az $u_{\text{mod}} = 0$ mellett kapott maximális intenzitás esetéhez képest ebből adódik a másik határeset, mikor ti. az (5.9b) egyenlet minimális értékét veszi fel. Ez akkor következik be, ha $\varphi = \pi/4$, ill. $\varphi = 45^\circ$, mert ekkor $I_{P \parallel A} = 0$. A maximális intenzitáskülönbség tehát az $u_{\text{mod}} = 0$ és az $u_{\text{mod } \lambda/2}$ eset között akkor lép fel, ha a síkban poláros fény 45° alatt esik a kristályra. Ezzel bebizonyosodott, hogy az 5.1. ábrában már bevezetett 45° alatti fénybeesés a moduláció szempontjából a legkedvezőbb eset. Ha \mathbf{P} és \mathbf{A} iránya azonos, akkor feszültségmentes állapotában a kristály a teljes intenzitást átengedi, míg félhullám-feszültséget adva a kristályra, az analizátor mögött az intenzitás zérus.

2. Ha a síkban poláros fény \mathbf{P} iránya az analizátor \mathbf{A} irányára merőleges, $\psi = \pi/2$, ill. $\mathbf{P} \perp \mathbf{A}$, akkor az (5.7) egyenlet alapján felírhatjuk:

$$I_{P \perp A} = A^2 \cdot \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.10)$$

az intenzitás az analizátor mögött $\mathbf{P} \perp \mathbf{A}$ esetén

Ha ebben az esetben az összetevők fáziseltolódása $\delta = 0$, vagyis $u_{\text{mod}} = 0$, úgy az analizátor mögött az intenzitás zérus, tehát semmi sem jut át.

Az (5.10) egyenlet akkor éri el maximális értékét, ha $\varphi = \pi/4$ vagyis $\varphi = 45^\circ$. Ebben az esetben is tehát a legkedvezőbb, ha a síkban poláros hullám 45° alatt esik a kristályra. Ekkor az analizátor mögötti intenzitásra a δ fáziseltolódás függvényében a következő képlet érvényes:

$$I_{P \perp A; \varphi=\pi/4} = A^2 \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.11)$$

az intenzitás az analizátor mögött, az elektro-optikai kristály okozta fáziseltolódás függvényében, $\varphi = \pi/4$ esetén

A $\mathbf{P} \perp \mathbf{A}$ esetben az analizátor a maximális intenzitást akkor engedi át, mikor a síkban poláros fény 45° alatt esik a kristályra és $\delta = \pi$; tehát a kristályra adott $u_{\text{mod } \lambda/2}$ félhullám-feszültség következtében fellépő fáziseltolódás pontosan egy fél hullámhosszt tesz ki.

Összefoglalás:

Ha a síkban poláros fényhullám \mathbf{P} iránya és az analizátor \mathbf{A} iránya megegyezik, úgy az analizátoron a teljes intenzitás áteresztődik. Ha a síkban poláros fényhullám \mathbf{P} iránya az analizátor \mathbf{A} irányára merőleges, úgy az analizátoron nem haladhat át fény.

Ha az analizátor előtt elektro-optikai kristály van, amelyre a síkban poláros hullám 45° alatt esik, akkor a síkban poláros hullám összetevői a kristályra adott elektromos feszültségtől függően, egymáshoz képest fáziseltolódást szenvednek. Ha a fáziseltolódás egy fél hullámhossz, akkor a $\mathbf{P} \parallel \mathbf{A}$ esetben az áteresztett intenzitás zérus, míg a $\mathbf{P} \perp \mathbf{A}$ esetben a maximális intenzitás halad át.

Számítsuk ki még a félhullámhossznyi fáziseltolódás hatását a (4.44) egyenlettel. Általában $\delta \neq 0$ mellett elliptikusan poláros hullám

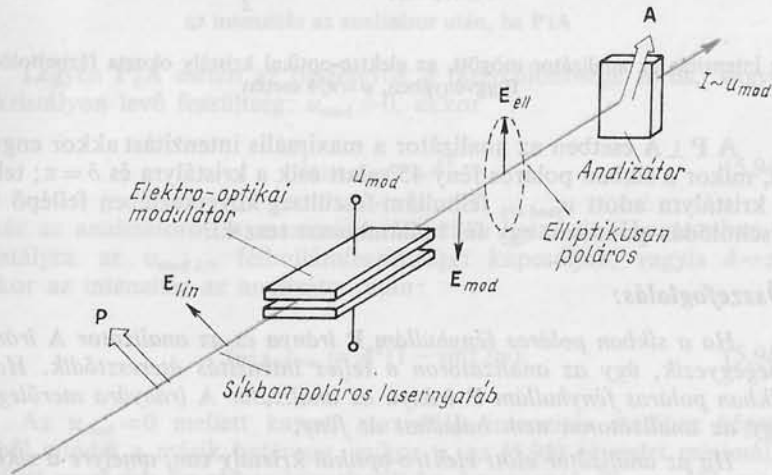
keletkezik. A $\delta = \pi$ speciális esetre a (4.44) egyenletből kapjuk:

$$\left(\frac{E_x}{A_x} + \frac{E_y}{A_y}\right)^2 = 0, \quad (5.12)$$

$$\frac{E_x}{E_y} = -\frac{A_x}{A_y}.$$

Ha síkban poláros hullám összetevői elektro-optikai kristályon áthaladva egymáshoz képest fél hullámhossznyi fáziseltolódást szenvednek, akkor a kristályból való kilépés helyén ismét síkban poláros, a belépő hullámhoz képest 90° -kal elfordult hullám jelenik meg. Félhullámfeszültség rákapcsolása esetén az elektro-optikai kristály tehát úgy hat a síkban poláros hullámra, hogy azt eredeti irányához képest 90° -kal elfordítja. Így nyilvánvaló, hogy az analizátor ebben a $\delta = \pi$ esetben, ha $\mathbf{P} \parallel \mathbf{A}$, semmit, míg $\mathbf{P} \perp \mathbf{A}$ esetén maximális intenzitást enged át, — amint azt az (5.7) egyenletből már levezettük.

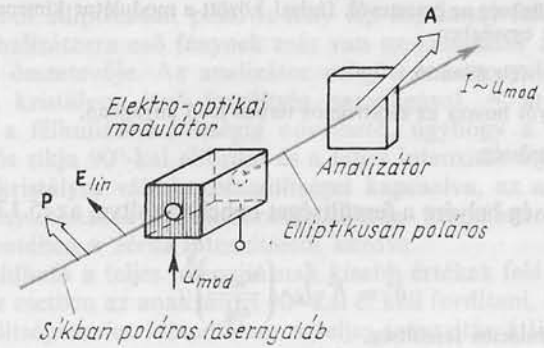
Ha a fáziseltolódás kisebb mint π , akkor az elektro-optikai kristályból elliptikusan poláros fény lép ki. Ez — az analizátor szempont-



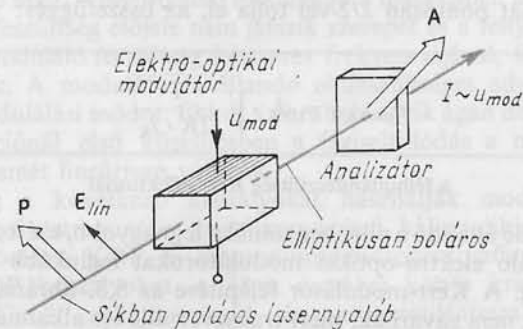
5.3. ábra. Az elektro-optikai effektus

jából — azt jelenti, hogy a polarizációs vektor eredeti irányához képest 0° és 90° közötti szöggel fordult el és így vannak olyan összetevői, amelyek az \mathbf{A} irányba esnek. Az analizátor tehát a fényintenzitás egy részét a fáziseltolódás nagyságától függően átengedi. Az 5.3. ábra ilyen elrendezést mutat.

A lineáris elektro-optikai effektus különböző kristályoknál lép fel, mégpedig nemcsak transzverzális, hanem longitudinális effektus is van. Az 5.4. és 5.5. ábrák ezek összehasonlítását szemléltetik. Longitudinális effektusnál az elektro-optikai kristályra abban az irányban kell a feszültséget adni, amelyben a síkban poláros hullám terjed. Ennek az a hátránya, hogy a fénynek az elektródokon át kell haladnia ahhoz, hogy az elektromos térbe juthasson. Nagy átteresztőképességű és jó vezető-



5.4. ábra. A lineáris elektro-optikai effektus kristályon longitudinális irányban



5.5. ábra. A lineáris elektro-optikai effektus kristályon transzverzális irányban

képességű elektródok ez idő szerint még nem készíthetők. Így mindkét elektródban lyuknak kell lennie; ez azonban korlátozza a nyalábátmérőt és ezenkívül tértorzulásokat okoz. Ezért a transzverzális elektro-optikai effektussal könnyebb dolgozni.

Ismeretes a lineáris analóg négyzetes elektro-optikai effektus is, amelyet általában *Kerr-effektus* néven ismerünk. Ezen effektusnál a tö-

résmutató változása arányos az elektromos térerősség négyzetével. Ha a síkban poláros hullám összetevőinek útkülönbsége δ' , akkor

$$\delta' = K \cdot l_K \cdot E_{\text{mod}}^2 \quad (5.13)$$

a négyzetes elektro-optikai effektus, Kerr-effektus

δ' útkülönbség az összetevők fázisai között a modulátor kimenetén, hullámhossz egységben

K $\frac{\text{m}}{\text{V}^2}$, a Kerr-féle állandó,

l_K m, a fényút hossza az elektromos térben levő anyagban,

E_{mod} $\frac{\text{V}}{\text{m}}$ a térerősség.

A térerősség helyére a feszültséget behelyettesítve, az (5.13) egyenletből kapjuk:

$$\delta' = K \cdot l_K \cdot \left(\frac{u_{\text{mod}}}{d_K} \right)^2, \quad (5.14)$$

u_{mod} V, a modulációs feszültség,
 d_K m, az elektródok közötti távolság

A félhullámfeszültségre, amely a síkban poláros beeső fény összetevőinek fázisát pontosan $\lambda/2$ -vel tolja el, az összefüggés:

$$u_{\text{mod } \lambda/2} = d_K \cdot \sqrt{\frac{1}{2K \cdot l_K}} \quad (5.15)$$

a félhullámfeszültség Kerr-effektusnál

A Kerr-féle állandó a nitrobenzólnál a legnagyobb, ezért a Kerr-effektust felhasználó elektro-optikai modulátorokat leginkább nitrobenzollal töltik meg. A Kerr-modulátor felépítése az 5.3. ábrának felel meg; az elektródok nem zavarnak, mert transzverzális tér alkalmazható. A folyékony nitrobenzolt tartalmazó küvettát azonban a fényvesztések elkerülésére és a nemkívánatos interferenciák megakadályozására tükrözőréteggel kell ellátni.

Vizsgáljuk meg csupán kvalitatíve, miképpen használható fel az elektro-optikai effektus az intenzitás megváltoztatására és ezzel a lasernyaláb modulációjára. Tekintsünk ehhez egy síkban poláros fénynyalábot, amelynek \mathbf{E} vektora a negatív x -tengellyel 45° -os szöget zár be (5.5. ábra). A nyaláb elektro-optikai kristályra esik, amelynek két elektródja van az y -irányú feszültség rákapcsolására. Ha a kristályon nincs

feszültség, a lasernyaláb változatlanul halad át rajta. A kristály mögött egy analizátor helyezkedik el, amely csak azt a fényt engedi át, melynek \mathbf{E} -vektora a pozitív x -tengelyhez képest 45° alatt rezeg, úgy amint azt az üres nyíl jelöli; \mathbf{P} tehát merőleges \mathbf{A} -ra. Amíg a kristályon nincs feszültség, az analizátor a fény áthaladását megakadályozza. A kristályra feszültséget adva, az kettőtörővé válik, úgyhogy a síkban poláros fény összetevői a térerősségtől függő fáziseltolódást szenvednek. A kristályból elliptikusan poláros fény lép ki, amely felbontható úgy, hogy az analizátorra eső fénynek már van az analizátor áteresztési irányába eső összetevője. Az analizátor mögött a lasernyaláb intenzitása arányos a kristályon levő feszültség nagyságával. A kristályra adott feszültség a félhullámfeszültségig növelhető, úgyhogy a beeső hullám polarizációs síkja 90° -kal elfordul és a teljes intenzitás átjut az analizátoron. A kristályra váltakozófeszültséget kapcsolva, az analizátor mögött a fényintenzitás a váltakozófeszültség ütemében modulálódik, példánk esetében a zérus intenzitástól kezdve.

Megoldható a teljes intenzitásnak kisebb értékek felé való modulációja is. Ez esetben az analizátort 90° -kal el kell fordítani, hogy a modulátor feszültségmentes állapotában a teljes intenzitás áthaladhasson az analizátoron.

Kerr-effektus esetében a fáziseltolódásnak a feszültségtől való négyzetes függése miatt a lasernyaláb modulációja másképpen alakul. A négyzet miatt a feszültség előjele nem játszik szerepet és a fény az analizátor mögött a moduláló feszültség kétszeres frekvenciájával, félhullámokkal modulálódik. A modulátorra állandó előfeszültséget adva, elkerülhetjük ezt a modulálási módot. Ekkor a parabola egyik ágán dolgozhatunk és kis modulációnál első közelítésben a fáziseltolódás a modulációs feszültséggel ismét lineárisan változik.

Jelenleg a következő kristályokat használják modulációhoz: a 42 m osztályú tetragonális kristályrendszerű káliumdihidrogénfoszfát, KH_2PO_4 , röviden KDP és ammoniumdihidrogénfoszfát, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, röviden ADP kristályokat, a 43 m osztályú köbös kristályrendszerű rézklorid, CuCl , galliumarzenid és hexametiléntetramin, röviden HMTA kristályokat. A felsorolt kristályoknál az elektro-optikai effektus nagysága, amely nagyon sok kristálynál fellép, már kis feszültségekkel is jelentős modulációt tesz lehetővé. A teljes intenzitás-moduláció mintegy 3 és 10 kV közötti modulációs feszültségeket kíván.

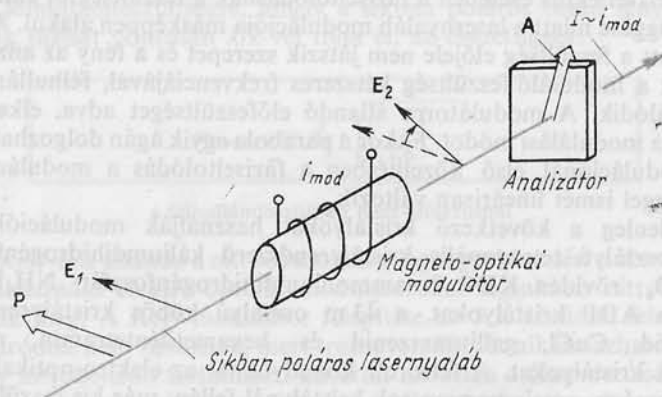
Összefoglalás:

Az elektro-optikai effektus felhasználható a lasernyaláb intenzitásának változtatására és modulálására. Ehhez a modulátoron kívül, amely elektro-optikai effektust mutató kristály vagy folyadék, egy analizátorra van

szükség. A modulátorból kilépő fény az analizátoron teljes egészében, részben vagy egyáltalában nem halad át attól függően, mekkora az alkalmazott feszültség, vagyis az a fáziseltolódás, amelyet a síkban poláros laserhullám összetevői a modulátorban elszenvednek. Az analizátor mögött a lasernyaláb intenzitása modulált, mégpedig a teljes intenzitástól vagy a zérus intenzitástól kezdődően aszerint, hogy a laserhullám polarizációs síkja az analizátor áteresztési síkjával párhuzamos vagy arra merőleges. Lineáris elektro-optikai effektust mutató kristályoknál a modulációs feszültség és a fáziseltolódás között lineáris összefüggés áll fenn. Kerr-effektusnál a fáziseltolódás az alkalmazott feszültség négyzetétől függ.

5.22 Magneto-optikai effektus

Longitudinális mágneses térbe helyezett átlátszó test, pl. üveg, a síkban poláros fény E-vektorát a test hosszával és a H mágneses térerősséggel arányosan forgatja el (5.6. ábra). E jelenséget *Faraday*-effektusnak is nevezzük. A testből kilépő síkban poláros fény tehát az eredeti polarizációs irányhoz képest bizonyos szöggel elfordul és így az analizátor áteresztési irányába eső összetevője van. Ennek folytán az elektro-optikai effektushoz hasonlóan, az analizátor mögött a mágneses térerősség



5.6. ábra. A magneto-optikai effektus

változásának ütemében fellépő fényintenzitás-moduláció észlelhető. A magneto-optikai effektus rendkívül kicsi. Még különleges üvegekkel sem lehet a polarizáció síkját olyan mértékben elforgatni, hogy 100%-os modulációt lehessen elérni. Ezen kívül nagyobb frekvenciákra a tekercskészítés az inductivitás miatt nehézségekbe ütközik. A Faraday-effektust tehát ez idő szerint nem használják modulációs célokra.

5.3 Modulációs eljárások folytonos üzemű laserekhez

Folytonos lasernyaláb modulációjához, amelyre minden információátvitelhez szükség van, több lehetőség áll rendelkezésre.

5.31 A közvetlen moduláció

A folytonos üzemű gázlasereket egyenárammal vagy nagyfrekvenciával gerjesztik. Ennek alapján lehetséges tehát a gerjesztőáramnak a moduláció ütemében való változtatásával a lasersugárzás közvetlen modulálása. Ez a legegyszerűbb eljárás minden feszültséggel gerjesztett lasernél. Optikai gerjesztésnél e módszer nem alkalmazható, mert a pumpáló fényt nem lehet modulálni.

A gázlasernek a gerjesztőárammal való közvetlen modulációja azonban olyan kifejezett hátrányokkal jár, melyek kizárják nagyüzemi alkalmazását. A 3.51 szakaszban kifejtettük, hogy gázkisülés nagyfrekvenciás feszültséggel való gerjesztésénél legalább 27 MHz frekvenciára van szükség ahhoz, hogy moduláció nélküli folytonos sugárzást kapjunk. A moduláció megszűnése ez esetben az atomok relaxációs idejével áll kapcsolatban. Ezen effektusból másrészt rögtön az a következtetés vonható le, hogy 27 MHz-nél nagyobb frekvenciájú gerjesztőfeszültséggel a lasersugár közvetlenül nem modulálható. A határ valójában még mélyebben fekszik: ezzel a módszerrel a lasersugár kb. 10 MHz-nél nagyobb frekvenciával már nem modulálható. Ily módon a lasersugár rendelkezésre álló sáv szélességének csak elenyésző részét használjuk ki, úgyhogy e modulációs módszernek kísérleti vagy demonstrációs célokra kívül nincs jelentősége. Egyetlen előnye, hogy könnyen megvalósítható, mert a gerjesztéshez szükséges egyenáramú vagy nagyfrekvenciás feszültség modulációja műszakilag kifogástalanul megoldott probléma.

A gerjesztőfeszültségre vitt modulációt *közvetlen modulációnak* nevezzük, mert azt a sugárzás keletkezésénél alkalmazzuk. A gerjesztőfeszültségre vitt moduláció csak a laserműködés — tehát az inverzió — kezdete és a maximális erősítés közötti tartományban mozoghat.

A félvezető-laser közvetlen modulációja is könnyen megvalósítható a gerjesztőfeszültség útján. Míg azonban a gázlasernek a gázkisülést gerjesztő feszültséggel történő modulációjánál a nagy sáv szélesség elvileg sem használható ki, a félvezető-laser széles sávban modulálható, egyrészt mert a laser kis méretű, másrészt mert a gerjesztést előidéző áram közvetlenül fénné alakul át. Minthogy a kristály véglapjai képezik a rezonátort, ez is igen kis méretű és így berezgési ideje nagyon rövid.

Emellett egy félvezető-nívón a relaxációs idők nagyon rövidek, úgyhogy a fényintenzitás az átfolyó áramot azonnal követni tudja. Félvezető-laser modulációjánál eddig 100 MHz sávszélességet értek el, de feltehetően eljutnak a jövőben az 1 GHz sávszélességig is.

Színuszfeszültséggel végzett szélessávú modulációt félvezető-laser-nél eddig még nem sikerült megvalósítani nagy kimenő teljesítménnyel, mert a hőfejlődés következtében fellépő veszteségek túl nagyok. Nagyon meredek és rövid elektromos impulzusokból álló impulzusmodulációt azonban könnyű a sugárra ráültetni. Ezáltal a laserkristályban kárba-vesztő teljesítmény kis értéken tartható, úgyhogy sok esetben nincs is szükség hűtésre. A félvezető-laser elektromos árammal végzett modulációja a legtöbbet ígérő modulációs módszer, mert az elektromos áram közvetlenül és szinte egyidejűleg fénné alakul át.

Összefoglalás:

Folytonos üzemű gázlasereknek a gerjesztőfeszültségen keresztüli közvetlen modulációját az atomok relaxációs ideje mintegy 10 MHz-re korlátozza. Lehetséges a félvezető-laser közvetlen szélessávú modulációja, a gerjesztéshez injektált elektromos áram útján.

5.32 Közvetett moduláció elektro-optikai effektussal

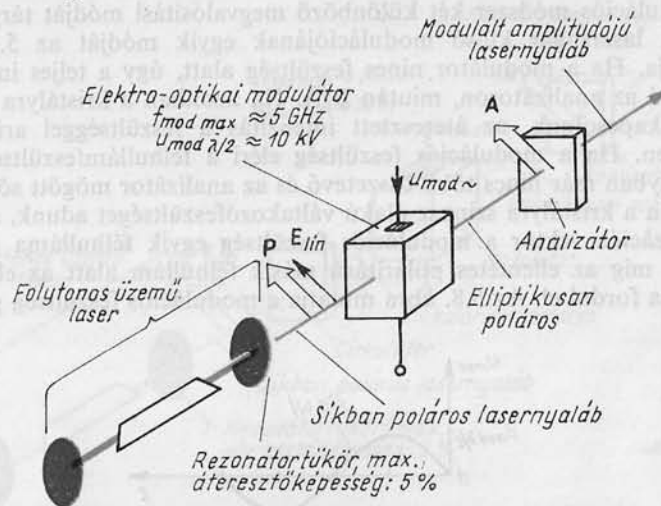
5.321 A külső moduláció

Folytonos lasersugár elég nagy frekvenciával — néhány gigahertz tartományig — olyképpen modulálható, hogy a lasernyalábot a rezonátorból való kilépés után moduláljuk. A 5.7. ábra a lasersugár külső modulációjának elvét szemlélteti. A rezonátorból kilépő nyaláb, a laser-csővet lezáró Brewster-ablakok hatására, síkban poláros, mégpedig a nyaláb és a Brewster-ablak beesési merőlegese által meghatározott síkban. E síkot úgy helyezik el, hogy a P polarizációs vektor az xy -síkban 45° alatt essék az elektro-optikai kristályra. A fáziseltolódás nagysága szempontjából közömbös, hogy az xy -sík négy negyede közül melyiknek a szögfelezője a P polarizációs vektor. A számításban ez csak az előjelben jelentkezik, a fáziseltolódás előzőekben tárgyalt optimális körülményeit nem érinti.

A kristály lehet pl. egy 5 mm élhosszúságú kocka. A kristályszerkezet részleteivel itt nem foglalkozhatunk, csak azt említjük meg, hogy a kristály orientációjának optimálisnak kell lennie. Nagy elektro-optikai állandójú kristályok növesztése elsősorban azért nehéz, mert nem

tudjuk őket optikailag kifogástalan minőségben előállítani. Ez két nagy hátrányt jelent:

1. A kristályra eső nyalábot, koherens lasersugár hullámfrontja megváltozik, úgyhogy erősebben és szabálytalanul széttartóvá válik. Hosszú távon ez zavarja az átvitelt.



5.7. ábra. A síkban poláros lasernyaláb külső modulációja

2. A kristály a lasersugárzás egy részét elnyeli. Eltekintve attól, hogy ennek folytán az átvitel számára intenzitás vész el, ez mindenekelőtt a kristályt erősen felmelegíti. Ha az abszorpció a kristály szabálytalan felépítése következtében változó, akkor a kristály egyenetlenül melegszik fel és a közben keletkező mechanikai túlagulási erők hatására összetörik.

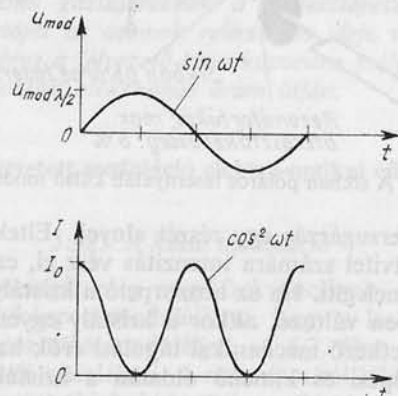
A nyaláb belépési és kimenő oldalán a kristálynak kb. $\lambda/10$ -re síknak kell lennie. Szükséges továbbá, hogy e két egymással szemben fekvő felület párhuzamos legyen. A felületeket tükrözéskielítő réteggel vonják be, hogy ezáltal a fényvesztéseket és a reflexiók okozta zavaró interferenciákat elkerüljék. A sugárirányra merőlegesen elhelyezkedő két felületnek, amelyekre az elektródok kerülnek, ugyancsak síknak és párhuzamosnak kell lennie, hogy az elektromos tér lehetőleg homogén legyen és torzulások ne lépjenek fel. Az elektródok általában aranyréteg felpárolgatásával készülnek, amelyekre aztán még érintkezőkkel kell csatlakozni. Ezekre az elektródokkal rendelkező felületeken helyezik el rendszerint a kristályfoglatot is.

A modulációs kristály mögé, amint azt a 5.7. ábra mutatja, még egy analízátort kell beiktatni. Csak ez az analízátor teszi lehetővé a laser-

nyaláb intenzitásmodulációját. A modulátor csupán fáziseltolódást idéz elő az összetevők között, a kilépő összintenzitás állandó marad. Az analizátor gondoskodik ezután arról, hogy csak az A irányba eső fény-összetevő haladhasson rajta át, míg a többi összetevő nem. Intenzitás-különbség tehát csak az analizátor mögött észlelhető. Az alábbiakban e modulációs módszer két különböző megvalósítási módját tárgyaljuk.

A lasersugár külső modulációjának egyik módját az 5.7. ábra mutatja. Ha a modulátor nincs feszültség alatt, úgy a teljes intenzitás áthalad az analizátoron, miután P||A. Ha azonban a kristályra feszültséget kapcsolunk, az áteresztett intenzitás a feszültséggel arányosan csökken. Ha a modulációs feszültség eléri a félhullámfeszültséget, az A irányban már nincs több összetevő és az analizátor mögött sötét van.

Ha a kristályra szinuszos alakú váltakozófeszültséget adunk, akkor a polarizációs vektor a modulációs feszültség egyik félhulláma alatt az egyik, míg az ellentétes polaritású másik félhullám alatt az ellenkező irányba fordul el. Az 5.8. ábra mutatja a modulációs feszültség görbéjét

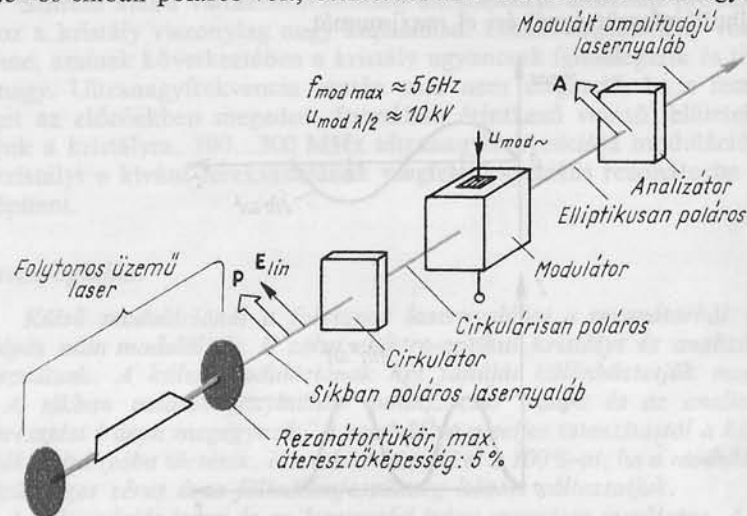


5.8. ábra. Síkban poláros nyaláb szinuszos váltakozófeszültséggel végzett modulációjának jelleggörbéje, ha P||A

valamint a lasersugár intenzitásának változását az analizátor mögött. A lasersugár \cos^2 -alakú félhullám-modulációt mutat, ami gyakran nem kívánatos.

A félhullámos intenzitásmoduláció oly módon kerülhető el, hogy nem síkban poláros, hanem körösen (cirkulárisan) poláros fényt vezetünk a modulátorba. Az 5.9. ábra ilyen elrendezést szemléltet. A sugárzás modulációja a következőképpen valósul meg:

A síkban poláros lasersugár először egy természetes kettőtörésű kristályon, úgynevezett cirkulátoron vezetik át. Ez a síkban poláros fényt körösen (cirkulárisan) poláros fényre alakítja át olyképpen, hogy az összetevők között $\lambda/4$ vagy $\pi/2$ fáziskülönbséget létesít. Miután a fény a 45° -os síkban poláros volt, összetevői már a cirkulátor előtt egyenlő



5.9. ábra. Körösen poláros lasersnyaláb külső modulációja

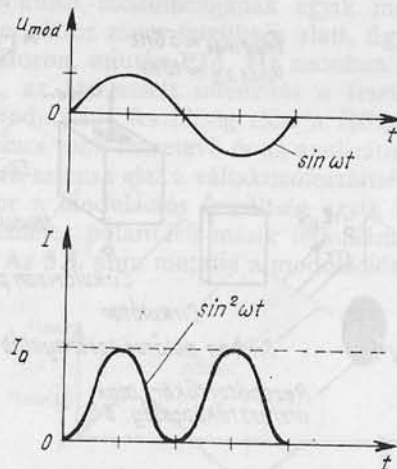
nagyok voltak [lásd a 4.10 szakaszt és a (4.44) és (4.45) egyenleteket]. Az analizátor a cirkulárisan poláros fénynek csak az A irányába eső részét engedi át. E rész azonban, az itt tárgyalt P||A esetben az (5.8) egyenlet szerint

$$I_{\text{cirk}} = A^2 \left(1 - \sin^2 \frac{\pi}{4} \right) = \frac{A^2}{2}$$

a teljes intenzitáshoz képest csökkent. Ha most a modulátorra szinuszos feszültséget adunk, akkor az intenzitás az analizátor mögött nagyobb, ill. kisebb is lehet mint I_{cirk} . Az I_{cirk} érték körül tehát — amint az 5.10. ábra mutatja — szimmetrikus moduláció alakul ki, amely a \sin^2 -törvényt követi. Ily módon a félhullámok elkerülhetők.

Az a moduláció, amelynél a polarizációs vektor és az analizátor áteresztési iránya párhuzamos, csak akkor 100%-os, ha a modulátor feszültsége zérus és $u_{\text{mod } \lambda/2}$ között változik. Előnye viszont, hogy modulációs feszültség hiányában a modulálatlan nyaláb rendelkezésre áll. Így pl. teljes lasersugárintenzitás mellett könnyen ellenőrizhető, hogy megvan-e a kellő erősségű adó—vevő kapcsolat.

A külső moduláció másik módjánál a síkban poláros fényt olyan elrendezésben alkalmazunk, amelyikben az analizátor áteresztési iránya merőleges a polarizáció irányára. Ez esetben, ha a modulátoron nincs feszültség, akkor az analizátor mögött sötétség van. Csak akkor jelenik meg a kimenő nyaláb, ha a modulátorra feszültséget adunk, intenzitása a félhullámfeszültségnél éri el maximumát.



5.10. ábra. Körösen poláros lasernyaláb szinuszos váltakozófeszültséggel végzett modulációjának jelleggörbéje, ha $P \parallel A$

A $P \perp A$ esetben tehát a nyaláb mindig 100%-osan modulált. E modulációs módszert főleg akkor alkalmazzák, ha kis fényimpulzusokat kell előállítani és szükség van arra, hogy egyrészt a teljes intenzitás rendelkezésre álljon, másrészt pedig ha nincs moduláció, egyáltalában ne legyen fény. A beállításához ilyen esetben pl. kis egyenfeszültséget kell a modulátorra adni, hogy az analizátor mögött megjelenjen a beállító sugár.

Ha e külső modulációs módnál cirkulárisan poláros fényt alkalmazunk, akkor ugyanolyan viszonyok adódnak, amelyeket a $P \parallel A$ esetre ismertettünk. Cirkulárisan poláros fény esetében tehát közömbös, hogy a polarizációs vektor iránya az analizátor áteresztési irányával megegyezik-e, vagy egymásra merőlegesen állnak-e.

Az elektro-optikai effektus kapcsán egy példán már bemutattuk, hogy a félhullámfeszültség, amelynél az összetevők fáziskülönbsége $\lambda/2$, az $u_{mod, \lambda/2} \approx 10 \text{ kV}$ tartományba esik. Emiatt a maximális moduláció elérése igen nagy nehézségekkel jár, mivel ilyen nagy feszültségeket

nehéz előállítani és kezelni. Ezen kívül a kristályban könnyen elektromos átütés léphet fel, amelynek következtében tönkremegy. Ezért általában a sugáron csak kismértékű modulációt lehet létrehozni. Csupán egyes fényimpulzusok előállításánál sikerült a zérus és a maximális intenzitás közötti modulációt megvalósítani.

Színusz alakú váltakozófeszültség alkalmazása esetében problémát okoz a kristály viszonylag nagy kapacitása. Emiatt teljesítmény vész el benne, aminek következtében a kristály ugyancsak felmelegszik és tönkremegy. Ultranagyfrekvencia esetén már nem elegendő, ha a feszültséget az előzőekben megadott formában érintkező vezető felületekkel adjuk a kristálynak. 100...300 MHz ultranagyfrekvenciájú modulációhoz a kristályt a kívánt frekvenciának megfelelő speciális rezonátorba kell beépíteni.

Összefoglalás:

Külső modulációnál a folytonos lasernyalábot a rezonátorból való kilépés után moduláljuk. E célra elektro-optikai kristályt és analizátort használunk. A külső modulációnak két fajtáját különböztetjük meg:

1. A síkban poláros fénycsugár polarizációs iránya és az analizátor áteresztési iránya megegyezik. A moduláció a teljes intenzitástól a kisebb értékek irányába történik, és csak akkor éri el a 100%-ot, ha a modulációs feszültséget zérus és a félhullámfeszültség között változtatjuk.
2. A polarizációs irány és az áteresztési irány egymásra merőleges. A moduláció zérus intenzitástól kezdődik és mindig 100%-os. Maximális modulációhoz a modulációs feszültséget zérus és a félhullámfeszültség között kell változtatni.

A félhullámfeszültség elektro-optikai kristályokra 10 kV nagyságrendű, ezért általában csak kis moduláció valósítható meg.

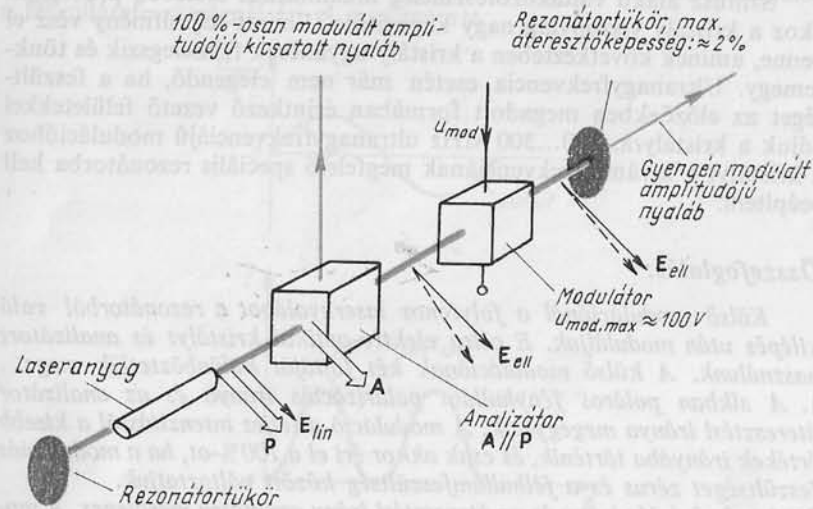
A színusz alakú váltakozó feszültséggel végzett modulációnál fellépő félhullámos intenzitásmoduláció elkerülhető, ha a modulátor elé cirkulátort iktatunk.

5.322 A belső moduláció

A laser belső modulációja a rezonátoron belül játszódik le és főképpen az az előnye, hogy a modulációs feszültség csökkenthető. Noha néhány technikai nehézséget még le kell győzni, mégis e modulációs eljárás látszik a legsikeresebbnek.

A lasersugár modulációjához a rezonátor belsejében a külső modulációs feszültségnek csak mintegy 1/100-ad részére van szükség, ami nagyon megkönnyíti az ultranagyfrekvenciás (10 GHz-ig) modulációt. A rezonátor belsejében az intenzitás nem modulálható erősen, mert a rezoná-

tor „jósága” igen nagy és így erős modulációnál a berezgési folyamatok zavarnának. A rezonátor berezgési folyamatának mindaddig nincs hatása a modulációra, amíg az csak kb. 1%-ot ér el. Az 5.11. ábra a belső moduláció elvét szemlélteti. A modulátor és analizátor a rezonátoron belül helyezkedik el, a modulátor az egyik tükör közelébe kerül.



5.11. ábra. Folytonos üzemi laser belső és kicsatolási modulációja

A hullám a rezonátorban síkban poláros. A modulátoron kétszer halad át: először a laseranyagból kilépve, majd másodszor a tükrön való visszaverődés után. Ennek következtében, ha a modulátorra feszültséget adunk, a síkban poláros hullám összetevői kétszer szenvednek fáziseltolódást. A modulátor és a laseranyag között a hullám a modulációs feszültség ütemében elliptikusan polározottá válik és két, síkban poláros összetevőre bontható, melyek közül az egyik a modulálatlan hullám irányába esik, míg a másik összetevő erre merőlegesen rezeg. Minthogy azonban a modulációs feszültség igen kicsi, az intenzitás túlnyomó része a modulálatlan hullám polarizációs irányába esik, amire a laser-oscilláció fenntartásához szükség is van.

Az analizátort a laseranyag és a modulátor közé helyezik oly módon, hogy áteresztési iránya a rezonátorbeli síkban poláros hullám rezgési irányába essék (5.11. ábra). Felépítése olyan, hogy az áteresztési iránytól eltérő irányba eső összetevőket az optikai tengelyre merőlegesen kicsatolja. Ezek a laseranyagban amúgysem erősödhetnek tovább, mert polarizációs irányuk nem azonos a laseranyagban levő hullám po-

larizációs irányával.* A rezonátorból kicsatolt hullám a zérus intenzitástól indulóan 100%-osan modulált, míg a másik, az analizátor áteresztési irányába eső összetevő — mint már említettük — csak gyengén modulálódott. A kicsatolt hullám intenzitása a rezonátorban levő intenzitás néhány százaléka, tehát hasonló ahhoz az intenzitáshoz, amely egy részben áteresztő rezonátortükörön át a rezonátoron kívüli modulációhoz kicsatolható. Külső modulációhoz azonban a rezonátorban levő intenzitás e tört részének modulációja 10 kV félhullámfeszültséget kíván, míg belső modulációhoz a modulációs feszültség csak mintegy 100 V.

A sugárkicsatolós belső moduláció technikai nehézségei a modulátorban és az analizátorban rejlenek. Mindkettőt kristályok alkotják, amelyekben abszorpciós és szórásvesztések lépnek fel, úgyhogy a laseranyagban az erősítés esetleg már nem is elegendő az oszcilláció fenntartásához. Ezen kívül a rezonátorba helyezett kristályok határfelületein még akkor is veszteségek léphetnek fel, ha a felületek tükrözéskioltó réteggel vannak bevonva.

A lasersugárzás nagyon nagy frekvenciás modulációja főképpen a folytonos üzemi laser szempontjából érdekes, mert csak ez esetben van lehetőség kielégítő információátvitelre. Sok modulációs kísérletet végeznek hélium-neon gázlaserrel, ennek azonban hátránya a kis erősítés. Ezért mind nagyobb jelentőségre tesznek szert olyan más folytonos üzemi laserek, amelyeknek erősítése nagyobb és így belső modulációjuk könnyebben megvalósítható.

Összefoglalás:

Belső modulációnál a folytonos lasersugarat a rezonátor belsejében moduláljuk. A modulátor és az analizátor a laseranyag és a rezonátortükör között helyezkedik el. Az analizátor áteresztési iránya a modulálatlan laserhullám polarizációs irányával párhuzamos. Az analizátoron az ennek áteresztési irányától eltérő irányú összetevők az optikai tengelyre merőlegesen kicsatolódnak.

A kicsatolt hullám a zérus intenzitástól kiindulva 100%-osan modulált, intenzitása a rezonátorban levő intenzitás néhány százaléka. A modulációs feszültség a 100 V tartományba esik.

* Ha a kristályban nincs kitüntetett polarizációs irány, a rezonátorba még egy polarizátort is tesznek (A szerk. megj.)

5.4 Impulzusüzemű laserek modulációs eljárásai

Az impulzusüzemű laser modulációs megoldásai eltérnek a folytonos üzemű laserétől és ezért ezeket a rubinlaser példája kapcsán külön tárgyaljuk. A 3.6 szakaszban megállapítottuk, hogy a rubinlaser az energiáját impulzuskötegekben adja le. E szabálytalan impulzussorozat alkalmas ugyan bizonyos anyagmegmunkálási célokra, de semmi esetre sem megfelelő nagyfrekvenciás vagy impulzustechnikai mérésekre. Ezért a rubinlaserből mindenképpen egyenletes impulzust kell kihozni. A „tüskék” megakadályozását célzó eljárások úgy változtatják meg a rezonátor „jóságát”, hogy a visszacsatolásra és ezzel a lasersugárzásra csak rövid idő áll rendelkezésre. Ezért e módszereket Q -kapcsolásnak (a rezonátor Q -jóságának kapcsolása) is nevezzük.

Olyan impulzusüzemű lasernél, ahol a rezonátor „jósága” időben változik, a folyamatok vázlatosan úgy játszódnak le, hogy a pumpáló fény először az összes atomot a laserszintre emeli. Az atomok hosszú élettartama e szinten nagyon megkönnyíti egyenletes impulzusok keltését, mert a kapcsolási folyamatokra a rezonátorban így hosszabb idő áll rendelkezésre. Csak ha már az összes atom a laserszinten tartózkodik, kerül sor a rezonátor „jóságának” kapcsolására, oly módon, hogy benne egy állóhullám alakulhasson ki. Ez azután indukált emisszió útján igen rövid idő alatt extrém nagy mértékben felerősödik, hiszen lényegében csak a laserszint betöltött. A laserből szabálytalan impulzussorozat helyett egyetlen impulzus, vagy — ha a rezonátor „jóságát” periodikusan változtatjuk — egyenletes impulzussorozat lép ki.

Nagyintenzitású kimenő impulzus vagy kimenő impulzussorozat eléréséhez a „jóság” kapcsolását lehetőleg gyorsan kell végezni. Ez a modulációs módszer szilárdtest-laserre csak akkor alkalmazható, ha elegendő pumpáló fény áll rendelkezésre. Minthogy azonban a pumpáló fényforrás csak nagyobb időközökben képes kibocsátására, az egyes impulzusok vagy impulzussorozatok kisugárzása is csak nagyobb időközökben lehetséges. A laser-fényimpulzus hosszának mindig kicsinek kell lennie a pumpáló forrás világítási időtartamához képest. A következőkben a három legfontosabb rezonátorjóság-kapcsolási módszert ismertetjük.

Összefoglalás:

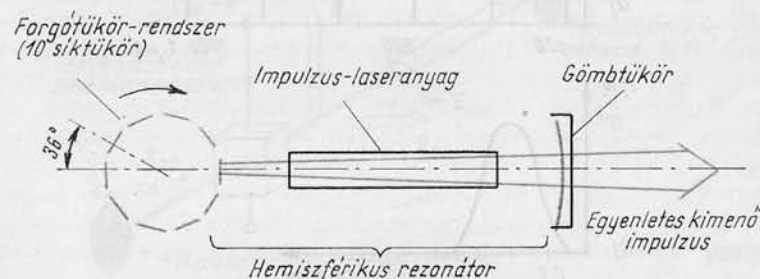
Az impulzuslaser modulációs módszerei az intenzitásingadozások (spiking) megakadályozására irányulnak. A rezonátor-„jóságot” úgy változtatják, hogy csak akkor válik lehetővé egy rövid időre a visszacsat-

olás, mikor már valamennyi lasernívó betöltődött. Az impulzuslaser ekkor szabálytalan impulzussorozat helyett egyetlen impulzust vagy egyenletes impulzus-sorozatot sugároz ki.

5.41 Moduláció forgótükörrel

A rezonátor-„jóság” változtatásának egyik lehetősége az egyik tükör mozgatása. Ez esetben a tükör csak rövid időre kerül rezonanciát lehetővé tevő helyzetbe, úgyhogy a laserfeltétel mindig csak rövid ideig teljesül.

Az 5.12. ábra ilyen elrendezés elvét mutatja. Egy hengeren tíz sík-



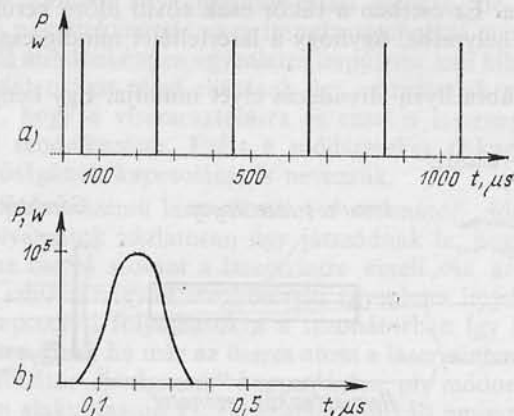
5.12. ábra. Impulzusüzemű laser modulációja forgótükörrel

tükör helyezkedik el. Az egész rendszert tengelye körül lehetőleg gyors forgásba hozzuk. A forgótükör a gömbtükörrel hemiszférikus rezonátort alkot, amelyre a rezonancia-feltétel csak akkor teljesül, ha az optikai tengelyre merőleges helyzettől az eltérés nem több mint $\pm 1,5'$. Ha a rendszer forog, úgy a rezonancia-feltétel minden síktükörré addig teljesül, amennyi idő szükséges $3'$ szögelforduláshoz. Kimenő jelként az 5.13a ábrán feltüntetett laser-villanássorozat adódik. Az 5.13b ábra egy ilyen impulzus lefolyását szemlélteti. Az impulzusok távolsága és alakja a forgási sebességtől függ.

Példa: Helyezzünk impulzusüzemű szilárdtest-lasert olyan hemiszférikus rezonátorba, melynek síktüköroldalán forgótükör van. A forgótükör 10 tükörből áll és $30\,000\text{ ford/min} = 500\text{ ford/s}$ sebességgel forog. A laser-feltétel ez esetben másodpercenként 5000-szer teljesül, úgyhogy a kimenő impulzusok közötti távolság $200\ \mu\text{s}$. Minthogy a laser-feltétel mindig csak $3'$ szögre teljesül, az egyes kimenő impulzusok időtartama kiszámítható. A forgótükör egy fordulata 2 ms ideig tart, tehát a $3'$ szög befutása $\frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 3}{360 \cdot 60} = 0,28\ \mu\text{s}$ időt igényel. Ezen idő alatt a laser-

feltétel teljesül, úgyhogy az egyes kimenő impulzusok hossza $0,28 \mu\text{s}$. Egy ilyen impulzust mutat az 5.13b ábra.

A modulátorként alkalmazott forgótükör egyenletes impulzus-sorozatot ad. Hátránya, hogy az impulzustávolság alig változtatható és az impulzus megjelenési pontját a tükör elfordulása és a pumpáló forrás határozza meg. Vezérlésre tehát nincs lehetőség.



5.13. ábra. Az 5.12. ábra szerinti laser-elrendezés kimenő impulzusai; a) több impulzus időbeli képe; b) egy impulzus időben megnyújtott képe az a)-nál ábrázolt sorozatból

E modulációs módszernél nem a sok információ átvitele okoz nehézséget, inkább arról van szó, hogy a laser által általában leadott szabálytalan impulzushalmazból rendezett impulzussorozatot alakítsunk ki, ahol az impulzusok időtartama és energiája meghatározott és így a teljesítmény is pontosan meghatározható. Információátvitelre ez az elrendezés nem alkalmas.

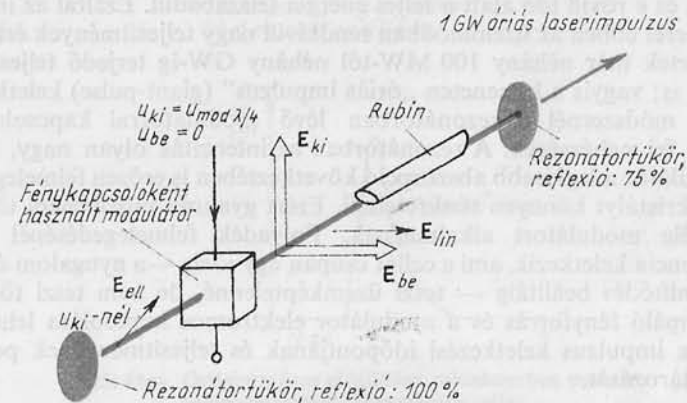
Összefoglalás:

E modulációs módszerben az egyik rezonátortükröt úgy mozgatjuk, hogy a laseroscilláció rezonancia-feltétele csak rövid időre teljesüljön. A rezonátor egyik oldalán forgótükröt alkalmazva, egyenletes impulzussorozat keletkezik, ez azonban nem szabályozható.

5.42 Az aktív fénykapcsoló

Az impulzuslaserből egyetlen, kezdő pillanatát tekintve pontosan definiált fényimpulzust nyerhetünk a rezonátorba iktatott fénykapcsoló segítségével.

A rezonátorba helyezett aktív fénykapcsoló hatása a rezonátorban levő laserfény polarizációs síkjának elforgatásán alapul. A laserfénynek



5.14. ábra. Óriásimpulzus előállítás rubinlaserben aktív fénykapcsolóval (elektrooptikai modulátor)

tehát síkban polárosnak kell lennie. Aktív fénykapcsoló pl. az a modulátor, amelyik a folytonos laser közvetett modulációjánál a fény polarizációs síkját elforgatja (lásd az 5.32 pontot). A rezonátorban kialakuló álló fényhullám csak akkor erősíthető, ha mindig azonos polarizációs irányban rezeghet. Ha a rezonátorba modulátort helyezünk — amint azt az 5.14. ábra vázlatosan mutatja — úgy ez a lasernyalábra fénykapcsolóként hat, amennyiben a polarizációs síkot forgatja. A folyamat az időben a következőképpen játszódik le.

A modulátorra olyan feszültséget adunk, hogy az a hullám összetevőit minden átmenetnél egymáshoz képest $\pi/2$ -vel késletesse. Mint-hogy a modulátor a laseranyag és tükrök között helyezkedik el, kétszer $\pi/2$ késletetés, tehát π fáziseltolódás lép fel. A hullám, amely a tükrön való visszaverődés után a laseranyagba visszatér, nem erősödhet, mert a $\delta = \pi$ fáziseltolódás következtében — mint említettük — polarizációs iránya a laseranyagéra merőleges. A fénykapcsoló tehát „zárt” helyzetben áll. E helyzetben kapcsoljuk be a pumpáló fényt, úgyhogy az összes laser-nívó megtelik, de a rezonátorban állóhullám még nem alakulhat ki. A modulátor feszültségét csak ezután kapcsoljuk ki a lehető leggyor-

sabban; ez 1 ns-nál rövidebb idő alatt is megtörténhet. A hullám a rezonátorban most már erősödhet és intenzitása nagyon rövid idő alatt — 1 ns-on belül — az impulzuslaser egyébként szokásos intenzitásánál sokkal nagyobb lesz. Ez azzal magyarázható, hogy a feszültség kikapcsolásakor az összes laser-nívó betöltött és ennek következtében a több nívó üres.

A laser-nívó az indukált emisszió hatására mintegy 10 ns alatt ürül ki és e rövid idő alatt a teljes energia felszabadul. Ezáltal az impulzuslaserrel ebben az üzemmódban rendkívül nagy teljesítmények érhetők el. Elértek már néhány 100 MW-tól néhány GW-ig terjedő teljesítményeket is; vagyis a kimeneten „óriás impulzus” (giant-pulse) keletkezik.

E módszernél a rezonátorban lévő modulátorral kapcsolatban lépnek fel nehézségek. A rezonátorban az intenzitás olyan nagy, hogy a modulátor a legkisebb abszorpció következtében is erősen felmelegszik, ami a kristályt könnyen tönkretelheti. Ezért gyakran nitrobenzol töltésű Kerr-féle modulátort alkalmaznak. Folyadék felmelegedésénél csak turbulencia keletkezik, ami a cellát csupán egy ideig — a nyugalom és hőkiegyenlítődéss beálltáig — teszi üzemképtelenné, de nem teszi tönkre. A pumpáló fényforrás és a modulátor elektromos kapcsolása lehetővé teszi az impulzus keletkezési időpontjának és teljesítményének pontos meghatározását.

Összefoglalás:

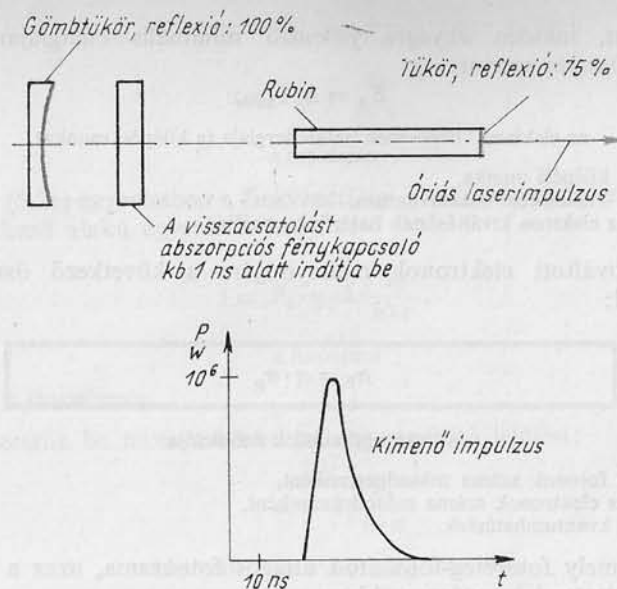
Rubinlaser rezonátorában alkalmazott aktív fénykapcsolóval — pl. Kerr-modulátorral — nagyon rövid, kb. 10 ns hosszú és GW-ig terjedő teljesítményű fényimpulzusok állíthatók elő. Az impulzus keletkezési időpontja és teljesítménye elektronikus úton rögzíthető.

5.43 A passzív fénykapcsoló

Előállítható egyetlen impulzus a rubinlaser rezonátorában elhelyezett passzív fénykapcsoló segítségével is. Az 5.15. ábra ilyen berendezés vázlatát mutatja.

A passzív fénykapcsoló abszorpciós cella, amely kis intenzitásoknál a laserhullámhosszon elnyeli a fényt. Ha azonban nagyon sok fény jut az abszorpciós cellába, az abszorpció telítődik és a cella a laserhullámhosszra hirtelen átlátszóvá válik. E pillanatban bekövetkezik a visszacsatolás és a laser kibocsát egy óriás impulzust. Ezután a cella önmagától visszatér kiindulási állapotába. Az abszorpciós cellát a kívánt kimenő teljesítményhez, a rubinhoz és a rezonátorhoz illesztve kell beállítani.

A cella valamilyen oldószerben oldott, aktív anyagot tartalmazó síkpárhuzamos üvegtárcsára. Az adott elrendezés és a kimenő teljesít-



5.15. ábra. Óriásimpulzus előállítása rubinlaserben passzív fénykapcsolóval (abszorpciós cella)

mény szempontjából legkedvezőbb keverékarány a koncentráció változtatásával kísérletileg könnyen meghatározható. A passzív fénykapcsolókban legtöbbször metanolban oldott kriptocianidot vagy valamilyen oldószerben oldott ftalocianidot használnak.

5.5 A lasersugárzás észlelése

A nagyfrekvenciás és a gyors impulzustechnikában a lasersugárzás csak a fotoeffektus útján észlelhető. A lasersugár fotonjai a fotoeffektus révén elektronokat váltanak ki, úgyhogy elektromos jel nyerhető. A következőkben e foton—elektron—elektromos jel átalakítási folyamatot tárgyaljuk.

5.51 Külső fotoeffektus — fotodiódák és fotoelektronsokszorozók

Külső fotoeffektusnál valamilyen rétegbe becsapódó foton a rétegből elektront vált ki. Az elektron kiváltása a foton becsapódását 10^{-12} s-on belül követi. Az elektron kiszabadításához a fotonnak meg-

határozott, minden anyagra jellemző minimális energiájának kell lennie. *Einstein* szerint:

$$E_A = h \cdot \nu_{\text{határ}} \quad (5.16)$$

az elektron kilépésének határenergiája (a kilépési munka)

E_A Ws a kilépési munka,
 h Ws² a *Planck*-féle hatáskvantum,
 $\nu_{\text{határ}}$ s⁻¹ az elektron kiváltásának határfrekvenciája.

A kiváltott elektronok mennyiségére a következő összefüggés írható fel:

$$n_E = \eta \cdot n_p \quad (5.17)$$

a kvantumhatásfok definíciója

n_p s⁻¹, a fotonok száma másodpercenként,
 n_E s⁻¹ az elektronok száma másodpercenként,
 η a kvantumhatásfok.

Valamely fotoréteg-fotokatód átlagos fotoárama, azaz a fotonok által kiváltott elektronáram ekkor:

$$i = n_p \cdot \eta \cdot e_0 \quad (5.18)$$

a fotoáram

e_0 As az elektron töltése,
 i A a fotoáram.

A fotokatódra eső fénytelsítmény:

$$P_p = n_p \cdot E_p \quad (5.19)$$

a fénytelsítmény

P_p W a fénytelsítmény,
 E_p Ws a fotonok energiája.

A fotonok energiájára *Planck* szerint [lásd a (2.2) egyenletet is] az alábbi egyenlet érvényes:

$$E_p = h \cdot \nu \quad (5.20)$$

a fotonok energiája

h Ws² *Planck*-féle hatáskvantum,
 ν s⁻¹ ≡ Hz a fény frekvenciája.

Az (5.19) és (5.20) egyenletekből a fotoáramra kapjuk:

$$i = P_p \cdot \eta \cdot \frac{e_0}{h \cdot \nu} \quad (5.21)$$

a fotoáram

Az (5.21) egyenletben a frekvenciát a λ hullámhosszal helyettesítve, a következő alakú egyenletet kapjuk:

$$i = P_p \cdot \eta \cdot \lambda \cdot \frac{e_0}{h \cdot c} \quad (5.22)$$

a fotoáram

c m·s⁻¹ a fénysebesség.

Vezessük be most a következő egyszerűsítő jelölést:

$$\gamma = \eta \cdot \lambda \cdot \frac{e_0}{h \cdot c} \quad (5.23)$$

a fotoelektromos érzékenység definíciója

$\gamma \frac{A}{W}$ a fotokatód fotoelektromos érzékenysége.

Az (5.23) egyenlettel az (5.22) egyenletből következik, hogy a fotoáram:

$$i = P_p \cdot \gamma \quad (5.24)$$

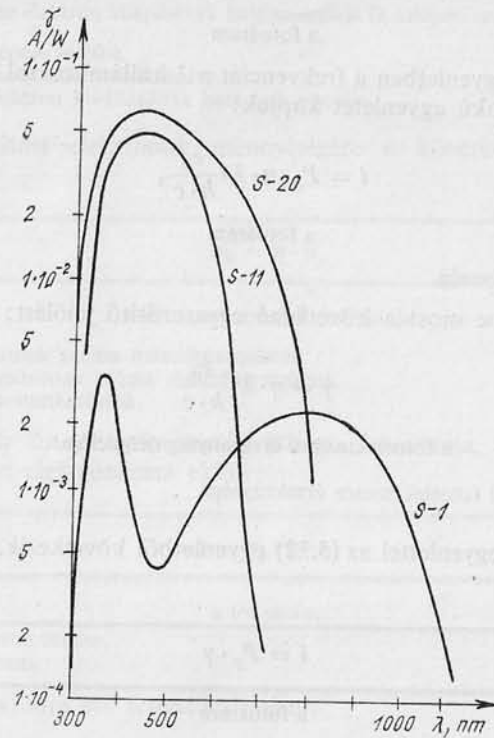
a fotoáram

A különböző összetételű fotokatódok fotoelektromos érzékenységét a hullámhossz függvényében adják meg. A különböző anyagok érzékenységi görbéit egységesen jelölik: Így pl. az S-11: cézium-antimon fotokatód; S-1: ezüstoxid-antimon fotokatód; és az S-20; multialkáli fotokatód. A 5.16. ábra néhány fotokatód fotoelektromos érzékenységét tünteti fel a hullámhossz függvényében.

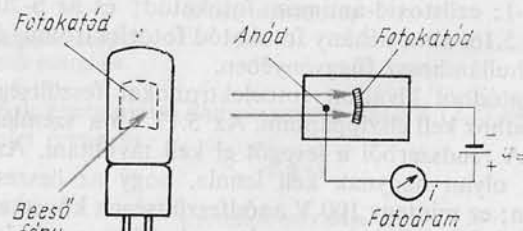
A fotokatódból kiváltott fotoelektronokat feszültség rákapcsolásával egy anódhoz kell elszippantani. Az 5.17. ábra szemlélteti egy fotodióda elvét. A rendszerből a levegőt el kell távolítani. Az alkalmazott feszültségnek olyan nagyknak kell lennie, hogy az összes elektron az anódra jusson; ez mintegy 100 V anódfeszültségen következik be.

Gáztöltésű fotocellák is vannak, melyekben a gáz-ionizáció adta erősítést használják ki. Ezek felépítése ugyanolyan mint a vákuum-

fotocelláké. A gázzal való erősítést azonban itt nem tárgyaljuk. Az ismertetett egyszerű fotocelláknak van néhány hátránya. Kapacitásuk a fotoáram frekvenciáját néhány megahertzre korlátozza, ezenkívül



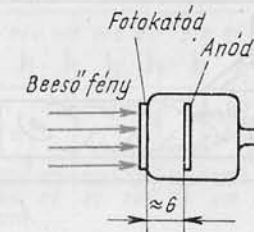
5.16. ábra. Néhány fotokatód fotoelektromos érzékenysége



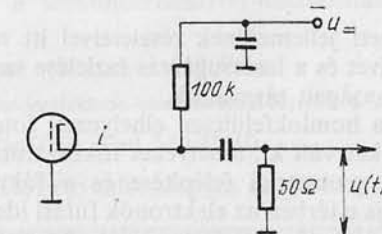
5.17. ábra. A vákuum-fotodióda elve

ugyancsak frekvenciakorlátozó hatása van az elektronok eltérő futási idejének a katód és az anód között. A katód emissziójában már kis fényáramokkal telítés következik be, nagy fényáramoktól ezenkívül a fotoréteg meg is sérül.

Speciálisan a lasersugárzás intenzív impulzusaihoz — amelyek nagyon rövidek lehetnek és ezért észlelésnél nagy sávszélességet kívánnak — fejlesztették ki a *biplanáris fotodiódákat* (5.18a ábra). Ezek nagy



5.18a ábra. A biplanáris fotodióda elve



5.18b ábra. A biplanáris fotodióda elektromos kapcsolása

fényintenzitások feldolgozására képesek és ezen kívül nagy áramimpulzusokat adnak. A geometriai felépítéssel el lehet érni, hogy a kapacitás és a futási idő szórása igen kicsi maradjon. A fotoáram minimális felfutási ideje $\tau < 10^{-9}$ s, maximális értéke 10 A. Az 5.18b ábra biplanáris fotodióda elektromos kapcsolását mutatja.

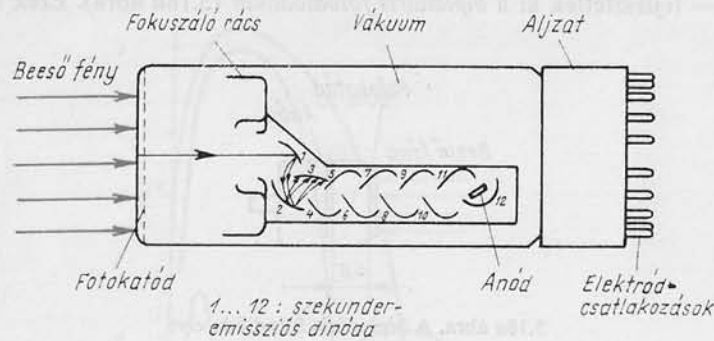
A lasersugárzás észlelésénél általában szükségessé válik, hogy nagyon kis fotonszám is megfigyelhető legyen, vagyis utóerősítésre van szükség, hogy az elektromos jel a kimeneten kimutatható, ill. tovább feldolgozható legyen. Az erősítésre két lehetőség áll rendelkezésre:

1. fotodiódát használunk utána kapcsolt erősítővel;

2. az erősítés fotoelektron-sokszorozóban, közvetlenül a fotoelektronok kiváltásához csatlakozva, szekunderemisszió útján következik be.

A fotoelektron-sokszorozó (FES) működési módjának ismertetése kapcsán megmutatjuk, hogy az kisszámú foton észlelésére elvileg alkalmasabb, mint a fotodiódából és erősítőből álló berendezés.

A FES elvét az 5.19. ábra szemlélteti.



5.19. ábra. A fotoelektronsokszorozó (FES) elvi felépítése

A FES szerkezeti jellemzőinek részleteivel itt nem foglalkozunk, csupán az erősítés elvét és a lasersugárzás észlelése szempontjából különösen fontos tulajdonságait tárgyaljuk.

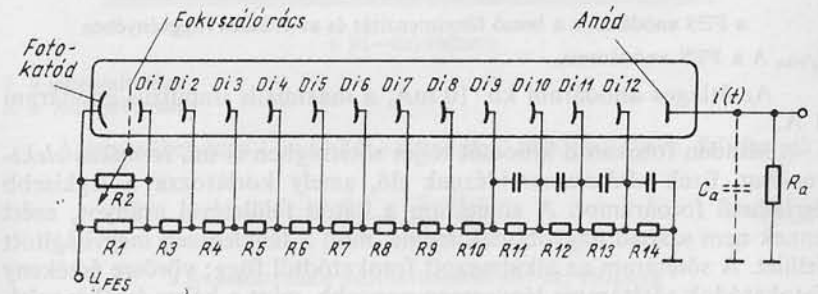
A fotonoknak a homloklfelületen elhelyezett fotokatódra való becsapódása elektronokat vált ki, amelyeket fókuszálórács irányít az első dinódára. E részek geometriai felépítése és a fókuszálórácsra adott feszültség befolyásolja e térben az elektronok futási ideje közötti különbségeket és ezzel az elérhető határfrekvenciát. Az első dinódából a beérkező fotoelektronok szekunderelektronokat váltanak ki. Megfelelő dinódabevonatra a szekunderelektron-hasznosítás: $\delta_s > 1$. Általában $\delta_s = 3...5$, ha az elektronok kellő energiával, tehát kb. 100...200 V feszültségkülönbség befutása után csapódnak be a dinódára. Az elektronok száma a szekunderelektron-emisszióból származóan több, egymás után következő szakaszban növekszik, úgyhogy az anódra szekunderemisszióval többszörösen felerősített elektronlavina érkezik. A dinódák megfelelő kialakításával elérhető, hogy a dinóda-rendszerben minden elektron futási ideje egyenlő legyen. A fotoelektron-sokszorozók között vannak négy, tíz, tizenkettő és tizennégy fokozatúak. A FES erősítésére fennálló összefüggés:

$$G_{FES} = \delta_s^{D_i} \quad (5.25)$$

a fotoelektron-sokszorozó erősítése

G_{FES} a FES-erősítés,
 δ_s a szekunderelektron-hasznosítás,
 D_i a dinódák száma.

FES-el elérhető $G = 10^4...10^8$ erősítés. A szekunderemisszió a becsapódó elektronok energiájától, tehát a dinóda-rendszerben levő feszültségtől függ. Az 5.20. ábra példaként 12-fokozatú FES kapcsolását



5.20. ábra. Példa egy 12 lépcsős fotoelektronsokszorozó feszültségosztójára

mutatja. FES-re a szekunderelektron-hasznosítás a következőképpen alakul:

$$\delta_s \sim u_{FES} \quad (5.26)$$

a szekunderelektron-hasznosítás a feszültség függvényében

u_{FES} V, a FES tápfeszültség (lásd 5.20 ábrát).

Vagyis az (5.25) egyenlet alapján az erősítésre kapjuk:

$$G_{FES} \sim u_{FES}^{D_i} \quad (5.27)$$

a FES erősítése a tápfeszültség és a dinódák számának függvényében

Ennek folytán az erősítés ingadozásainak az üzemi feszültség ingadozásaival való kapcsolatára az alábbi összefüggés érvényes:

$$\frac{dG_{FES}}{G_{FES}} \sim D_i \cdot \frac{du_{FES}}{u_{FES}} \quad (5.28)$$

Az (5.28) egyenlet szerint a diódák száma növeli az erősítésnek a tápfeszültség ingadozásaiból származó ingadozását. Ezért a FES üzeméhez a tápfeszültségnek legalább 10^{-4} -re állandónak kell lennie ahhoz, hogy az erősítés legfeljebb 1%-kal változzék.

A fotokatódok és dinódák felépítése az áramimpulzus felfutási idejét az anódon minimálisan 10^{-9} -s-ra, ill. a frekvenciát kb. 300 MHz-re korlátozza. Rövidebb impulzusokra és nagyobb frekvenciákra FES már nem használható. Az FES anódáramára fennáll:

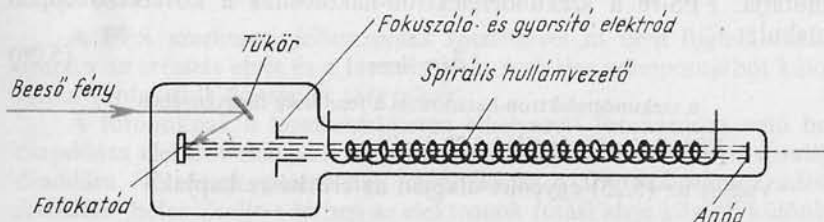
$$i_{aFES} = \gamma \cdot P_p \cdot G_{FES} \quad (5.29)$$

a FES anódáram a beeső fényintenzitás és az erősítés függvényében i_{aFES} A a FES anódáram.

Az átlagos anódáram kb. 10 mA, a maximális impulzus-anódáram 1 A.

Minden fotokatód kibocsát teljes sötétségben is ún. *termikus elektronokat*. Ezek *sötétáramot* idéznek elő, amely korlátozza a legkisebb észlelhető fotoáramot. A sötétáram a katód felületével arányos, ezért ennek nem szabad nagyobbak lennie, mint a ténylegesen megvilágított felület. A sötétáram az alkalmazott fotokatódtól függ: vöröstre érzékeny fotokatódok sötétárama lényegesen nagyobb, mint a kékre érzékenyeké. A fotokatódok sötétárama általában $10^{-12} \dots 10^{-15}$ A közé esik.

A haladóhullámú fotocső (5.21. ábra) a fotokatódból kiváltott foto-



5.21. ábra. A haladóhullámú fotocső elve: az elektronsugarat a spirális hullámvezetőben állandó mágneses tér vezeti

elektronáramot a haladóhullámtérben erősíti. Mintegy 10 GHz tartományban tesz lehetővé erősítést, de sáv szélességét a haladóhullámtér korlátozza. Valamennyi fotokatód közös hátránya kis kvantumhatásfokuk, aminek következtében a jel még zajosabbá válik.

Az átlagos zajt tetszőleges áramra az alábbi képlet adja:

$$i_z = \sqrt{2e_0 \cdot i \cdot \Delta f} \quad (5.30)$$

az áramzaj

i_z A az áramzaj,
 Δf s⁻¹ a vevő sáv szélessége.

Fotoelektromos mérőberendezés $\frac{J}{Z}$ jel-zaj viszonyát az (5.24) és (5.30) egyenletekből kapjuk:

$$\frac{J}{Z} = \frac{i^2}{i_z^2} = \frac{\gamma^2 \cdot P_p^2}{2e_0 \cdot i \cdot \Delta f}, \quad (5.31)$$

a jel-zaj-viszony

J a jelteljesítmény,
 Z a zajteljesítmény.

A nevezőben az i -t az (5.24) egyenletből behelyettesítve, felírhatjuk:

$$\frac{J}{Z} = \frac{\gamma \cdot P_p}{2e_0 \cdot \Delta f}, \quad (5.32)$$

a fotoelektromos mérőberendezés jel-zaj viszonya

Ha csupán a statisztikus zajt vesszük figyelembe, úgy az (5.32) egyenlet megadja a $\left(\frac{J}{Z}\right)_{elm.}$ elméleti jel-zaj-viszonyt és így $\left(\frac{J}{Z}\right)_{elm.} = 1$ esetén a $P_{p,elm.}$ elméleti minimális észlelhető fényteljesítményt:

$$P_{p,elm.} = \frac{2e_0 \cdot \Delta f}{\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-19} \frac{\Delta f}{\gamma}. \quad (5.33)$$

a fény fotoeffektussal történő észlelésének elméleti határa

A γ fotoelektromos érzékenységet tehát a lehetőséghez képest növelni kell, hogy már néhány kvantum is észlelhető legyen. Δf -et általában a mérési probléma határozza meg.

Figyelembe veendő azonban még, hogy a jelet rendszerint két elkerülhetetlen zavarforrás zajosítja. Ezek:

1. a fotokatód sötétárama és
2. a szórt háttérfény, amely a jellel együtt jut a fotokatódra.

Ebből következik:

$$\frac{J}{Z} = \frac{i^2}{i_z^2} = \frac{\gamma^2 \cdot P_p^2}{2e_0 \Delta f (i_{sötét} + \gamma P_p + \gamma P_{háttér})}. \quad (5.34)$$

Vezessük be az $i_{sötét}$ -re a sötétárammal ekvivalens $P_{sötét}$ fényteljesítményt:

$$i_{sötét} = \gamma \cdot P_{sötét}, \quad (5.35)$$

$P_{sötét}$ W, a sötétárammal ekvivalens fényteljesítmény.

A $\frac{J}{Z}$ jel—zaj-viszonyt megadó (5.34) egyenletből a minimális észlelhető fénytjeljesítményre a következő képletet kapjuk:

$$P_p^2 = \frac{2 \frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}} + P_p), \quad (5.36)$$

$$P_p = \frac{\frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} + \sqrt{\frac{2 \frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}}) + \left(\frac{\frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma}\right)^2} \quad (5.37)$$

Mint hogy $\frac{e_0 \Delta f}{\gamma} \ll 1$, ebből következően

$$\left(\frac{e_0 \Delta f}{\gamma}\right)^2 \ll \frac{2e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}}), \quad (5.38)$$

vagy

$$\frac{e_0 \Delta f}{\gamma} \ll \sqrt{\frac{2e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}})}. \quad (5.39)$$

Az (5.38) és (5.39) közelítések felhasználásával az (5.37) egyenletből az észlelhető minimális fénytjeljesítményre az összefüggés:

$$P_p = \sqrt{\frac{2 \frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}})} \quad (5.40)$$

a fotoelektromosan észlelhető minimális fénytjeljesítmény

A sötétáramot és a szórt háttérfényt tehát maximálisan csökkenteni kell ahhoz, hogy az észlelhető fénytjeljesítmény a lehető legkisebb legyen, azaz a vevő a lasersugárzásra a lehető legérzékenyebbé váljék. A gyakorlatban általában a beeső szórt fény mellett a sötétáram elhanyagolható, mert ez utóbbi sokkal kisebb, mint a szórt fény okozta fotoáram.

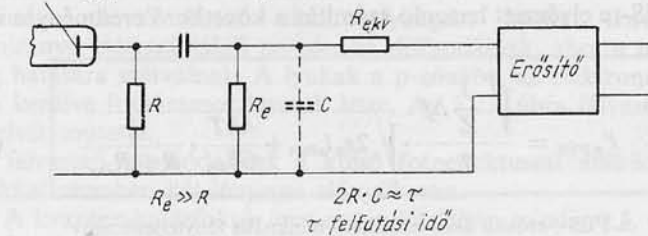
Ha a FES-hez vagy fotodiódához erősítőt kapcsolunk, úgy erre az 5.22. ábrán bemutatott helyettesítő kapcsolási vázlat adható meg. Az ellenállászajra és az első erősítőfokozat zajára, amely az ekvivalens zajellenállással jellemezhető, a következő összefüggés áll fenn:

$$i_{z \text{ erősítő}} = \sqrt{4kT\Delta f \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}} \quad (5.41)$$

A FES erősítésének, valamint az anódelLENállás és az első erősítőfokozat zajának figyelembevételével a jel—zaj-viszonyra felírhatjuk:

$$\frac{J}{Z} = \frac{i^2}{i_z^2} = \frac{\gamma^2 P_p^2 G_{\text{FES}}^2}{G_{\text{FES}}^2 2e_0 \Delta f \gamma (P_{\text{sötét}} + P_p + P_{\text{háttér}}) + 4kT\Delta f \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}} \quad (5.42)$$

FES vagy fotodiódá anódja



5.22. ábra. Helyettesítő kapcsolás erősítőnek FES-hez vagy fotodiódához való csatolására

A minimális észlelhető fénytjeljesítményt ebből kiszámítva, kapjuk:

$$P_p = \frac{\frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} + \sqrt{\frac{2 \frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}}) + \frac{4kT\Delta f}{\gamma^2 G_{\text{FES}}^2} \cdot \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}} + \left(\frac{\frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma}\right)^2} \quad (5.43)$$

Az (5.40) egyenlethez használt közelítésekkel pedig,

$$P_p = \sqrt{\frac{2 \frac{J}{Z} e_0 \Delta f}{\gamma} (P_{\text{sötét}} + P_{\text{háttér}}) + \frac{4kT\Delta f}{\gamma^2 G_{\text{FES}}^2} \cdot \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}} \quad (5.44)$$

a fotoelektromos mérőberendezés és az utánakapcsolt erősítő által észlelhető minimális fénytjeljesítmény

Fotodióda ($G_{\text{FES}} = 1$) és utána kapcsolt erősítő által észlelhető minimális fénytjeljesítményre $P_{\text{háttér}} = 0$ és $i_{\text{sötét}} = \gamma \cdot P_{\text{sötét}}$ esetén kapjuk:

$$P_{\text{pdióda}} = \frac{\sqrt{\frac{J}{Z} \Delta f}}{\gamma} \cdot \sqrt{2e_0 i_{\text{sötét}} + 4kT \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}}, \quad (5.45)$$

a fotodióda + erősítővel észlelhető minimális fénytjeljesítmény

A FES-re elvégzett hasonló számítás a következő eredményre vezet:

$$P_{\text{pFES}} = \frac{\sqrt{\frac{J}{Z} \Delta f}}{\gamma} \cdot \sqrt{2e_0 i_{\text{sötét}} + \frac{4kT}{G_{\text{FES}}^2} \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}} \quad (5.46)$$

a FES + erősítő által észlelhető minimális fénytjeljesítmény

A FES szekunderelektron-erősítő hatása a következő feltételezéseken alapuló becsléssel könnyen megítélhető:

$$i_{\text{sötét}} = 10^{-13} \text{ A} \quad G_{\text{FES}} > 10^5$$

$$R = R_{\text{ekv}} = 100 \Omega \quad e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

$$4kT_{300^\circ\text{K}} = 1,66 \cdot 10^{-20} \text{ Ws}$$

Az (5.45) egyenletben ekkor:

$$2 \cdot e_0 \cdot i_{\text{sötét}} \ll 4 \cdot kT \cdot \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}},$$

míg az (5.46) egyenletben

$$2 \cdot e_0 \cdot i_{\text{sötét}} \gg \frac{4 \cdot kT}{G_{\text{FES}}^2} \cdot \frac{1}{R + R_{\text{ekv}}}.$$

Ez azt jelenti, hogy fotodióda és utána kapcsolt erősítő esetében a legkisebb észlelhető fénytjeljesítményt a munkaellenállás és az erősítő zaja korlátozza, míg FES-nél csak a sötétáram korlátozó hatása érvényesül. A $J/Z = 3$ jel-zaj-viszonyra, ha a sáv szélesség 300 MHz és

$\gamma_{\text{S-20; 700 nm}} = 10^{-2} \frac{\text{A}}{\text{W}}$, a következő értékeket kapjuk:

$$P_{\text{pdióda}} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ W},$$

$$P_{\text{pFES}} \approx 6 \cdot 10^{-10} \text{ W}.$$

A P_{pFES} értékét $G_{\text{FES}} = 10^5$ esetében is már csaknem kizárólag a sötétáram határozza meg, az erősítés növelésével pedig a sötétáram hatása még jobban érvényesül; ezt tehát a lehetőséghez képest csökkenteni kell.

5.52 Belső fotoeffektus — félvezető fotodiódák

Jól használható fotodetektorként egy félvezető pn-átmenete, ha az átütési feszültségnél alig kisebb ellenirányú feszültséget kapcsolunk rá. A fotonok az átmeneti zónában elnyelődnek és benne elektron-lyukpárokat keltenek. Ez a belső fotoeffektus.

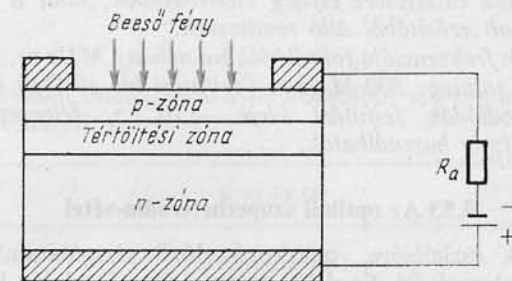
Minden elnyelt foton elektron-lyukpárt hozhat létre. Ezek az ellenirányú előfeszültségű pn-zónába diffundálnak, ahol a nagy térerősség hatására szétválnak. A lyukak a p-zónába, az elektronok az n-zónába kerülve fotoáramot hoznak létre. Az 5.23. ábra félvezető-fotodióda elvét mutatja.

A félvezető-fotodiódáknak a külső fotoeffektussal működő fotokatódokkal szemben két lényeges előnyük van:

1. A kvantumhatásfokuk igen nagy: általában mindig 0,5, de csaknem egészen 1-ig is növelhető;

2. Nagyon kis méretük és a pn-zóna vastagságának megválasztási lehetősége következtében legalább 40 GHz frekvenciáig alkalmazhatók.

Nagy kvantumhatásfokuk és nagy határfrekvenciájuk folytán a félvezető-diódák különösen alkalmasak az optikai szuperheterodin-vételhez.



5.23. ábra. Félvezető fotodióda elve

Hátrányuk az igen kis kimenő jel, amelyet jelentősen erősíteni kell. A zajszegény erősítés azonban nagy nehézségekkel jár, ha a nagy határfrekvenciát ki akarjuk használni. Talán lehetőség nyílik majd arra, hogy félvezető-diódákat parametrikus erősítőkkel kapcsoljanak össze és így szélessávú erősítést érjenek el.

Vannak fototranzisztorok is, melyek ugyanazon félvezetőben egy

fotodiódából és egy tranzisztorból állnak. E fototranzisztorok határfrekvenciája azonban jelenleg csak mintegy 1 MHz, úgyhogy a FES-al szemben mind sávszélesség, mind erősítés szempontjából alul maradnak. Ez a megoldás azonban az erősítés és a sávszélesség szempontjából még lényegesen javítható.

Igen sokféle félvezető-dióda típust állítanak elő, s itt velük részletesen nem foglalkozhatunk. Fejlődésük egyébként sem fejeződött még be. A jelenleg kereskedelmi forgalomban levő félvezető-fotodiódák aktív felülete kb. $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$. E felület olyan kicsi, hogy a fényt általában valamilyen optikai berendezéssel kell ráfókuszálni. Elektomos tulajdonságaikra a vákuum-fotodiódákra mondottak érvényesek.

Összefoglalás:

A fény észleléséhez a fotonok belső vagy külső fotoeffektussal elektromos jellé alakíthatók át.

Jelentősebb detektorok: a fotodióda, a fotoelektronsokszorozó és a félvezető-dióda. Diódáknál általában a hozzácsatolt erősítő zaja korlátozza a legkisebb észlelhető fényintenzitást, míg a fotoelektronsokszorozó észlelési érzékenységet a fotokatód zaja vagy az esetleges szórtfény korlátozza.

A fotoeffektust lényegében a kvantumhatásfok jellemzi. A félvezető-dióda kvantumhatásfoka lényegesen nagyobb, mint a fotodiódáé vagy a fotoelektronsokszorozóé. A $10^3 \dots 10^8$ erősítésű fotoelektronsokszorozók kis teljesítmények észlelésére elvileg előnyösebbek, mint a fotodiódából és utána kapcsolt erősítőből álló rendszerek.

A fotoáram frekvenciája fotodiódákkal néhány MHz-re, fotoelektronsokszorozókkal mintegy 300 MHz-re (felfutási idő 10^{-9} s) korlátozódik. Biplanáris fotodiódák felfutási ideje $< 10^{-9}$ s, félvezető-fotodiódák legalább 40 GHz-ig használhatók.

5.53 Az optikai szuperheterodin-vétel

A fotonok észlelésére vonatkozó előző vizsgálataink egyenletes fényáramot tételeznek fel. Foglalkozunk most a modulált lasersugárzás — melynek intenzitása tehát az idő függvénye — demodulálásának kérdésével.

A laser felfedezéséig nem volt koherens fényforrás, úgyhogy optikai szuperheterodin-vétel elvileg sem volt lehetséges. A koherens laserhullám azonban a híradástechnika átviteli vonalainál használt vivőfrekvenciahullám analogonja. A laserhullám igen nagy frekvenciája következtében igen szélessávú moduláció valósítható meg, ez pedig csak szuperheterodin vétellel demodulálható. E vonatkozásban azonban

a modulált laserhullám szuperpozíció előtti erősítésének problémája még megoldásra vár.

Az (5.21) egyenlet szerint a fotoáram a P_p fényteltjesítménnyel arányos. Az (5.21) egyenletet azonban állandó fényáram feltételezése alapján határoztuk meg, ezért az még bővítésre szorul. Modulált fénynyaláiban a fényteltjesítmény is az idő függvénye. A fotoáramra ekkor a következő egyenlet írható fel:

$$i(t) = \frac{e_0 \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot P_p(t). \quad (5.47)$$

Valamely fénynyalábra az alábbi összefüggés érvényes:

$$I = \frac{E_p}{t \cdot F} \quad (5.48)$$

a fénynyaláb intenzitása

I $\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ az intenzitás,
 E_p Ws az energia,
 t s az idő,
 F m^2 a felület.

Mint hogy $E_p = P_p \cdot t$, az (5.48) egyenletből következik, hogy

$$I = \frac{P_p}{F} \quad (5.49)$$

vagy

$$P_p = I \cdot F. \quad (5.50)$$

A fénynyaláb intenzitását a térerősségből a Poynting-vektor segítségével számíthatjuk ki:

$$S = [\mathbf{E}\mathbf{H}] \quad (5.51)$$

a Poynting-vektor

A Poynting-vektor adja az intenzitást. A mágneses térerősséget a Maxwell-egyenletek alapján kiküszöbölve, fennáll:

$$I(t) = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \cdot |\mathbf{E}(t)|^2 \quad (5.52)$$

a fénynyaláb intenzitása az elektromágneses hullám térerősségének függvényében

ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója,

$$\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A} \cdot \text{s}}{\text{V} \cdot \text{m}},$$

μ_0 a vákuum permeabilitása,

$$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}},$$

ϵ a dielektromos állandó,

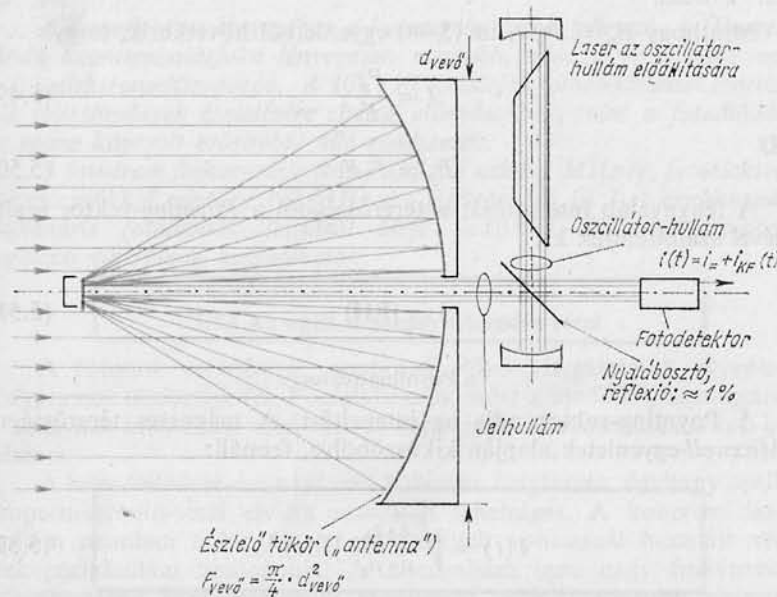
μ a permeabilitás.

Az (5.52) és (5.50) egyenletekből kapott intenzitás segítségével most már kiszámíthatjuk az (5.47) egyenletekben megjelölt fotoáram és a térerősség közötti összefüggést:

$$i(t) = \frac{e_0 \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \cdot \epsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \cdot |\mathbf{E}(t)|^2 \quad (5.53)$$

a fotoáram az elektromágneses hullám térerősségének függvényében

Az (5.53) egyenletből kitűnik, hogy a fotoáram mindenekelőtt a négyzetével szereplő elektromos térerősségtől függ. Ahhoz azonban,



5.24. ábra. Optikai szuperheterodin-vétellel alkalmas vevőberendezés elve

hogy nagy fotoáramot kapjunk, nagy F fotodetektor felületre is szükség van (5.24. ábra). Az (5.53) egyenlet szerint a fotoáram ezenkívül az alkalmazott fény frekvenciájától is függ. A jelenleg ismert fotodetektorok frekvenciafüggése azonban olyan kicsi, hogy a frekvenciamodulált fény demodulációja fotoeffektussal nem oldható meg. Fotodetektorokkal így csak a térerősség négyzetével, ill. a beeső hullám teljesítményével arányosan demodulálhatunk.

Az 5.24. ábra optikai szuperheterodin vevő elvét szemlélteti. A távoli adóról jövő modulált jel a nyaláb szűkítése végett homorú tükörrre esik. E berendezés a NF-technikában használt antennának felel meg. A homorú tükör nagy felületet biztosít a vevőhullám számára és így a demodulációhoz rendelkezésre álló teljesítmény növekszik. A nyalábszűrő vevőhullám intenzitását fényerősítővel tovább lehetne növelni. Jelenleg azonban ettől el kell tekintenünk, mert még nem létezik megfelelő fényerősítő.

A jelhullámot az oszcillátorhullámmal kell keverni. Az 5.24. ábra szemlélteti a folyamatot. Az oszcillátor-laser rezonátorában fényosztó van. Ennek visszaverőképesége annyira le van gyengítve, hogy csak kb. 1% intenzitás csatolódik ki. A jel- és az oszcillátorhullám ezután együtt jut a fotodetektorra. A fotoáramnak a térerősség négyzetétől való függése következtében a detektor fotorétegében létre jön a jel- és az oszcillátorhullám keverése. Ha a fotodetektor felülete nagyon kicsi, mint pl. a nagyfrekvenciás félvezető-fotodetektoroké, úgy a hullámok lencse segítségével fókuszálhatók a fotorétegre. E vevőberendezés mindig lehetővé teszi, hogy az oszcillátor intenzitását a jelhullámhoz képest nagyra válasszuk.

A jel- és az oszcillátorhullám a detektorra kerül, a detektorban fel-
lépő fotoáram:

$$i(t) = \frac{e_0 \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \cdot \epsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \times \{E_j \cos(\omega_j t + \varphi_j) + E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)\}^2 \quad (5.54)$$

a fotoáram optikai szuperheterodin vételnél

$E_j \cos(\omega_j t + \varphi_j)$ a jelhullám,
 $E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ az oszcillátorhullám.

A HF-technikában használható hasonló számítással a fotoáram több részre bontható fel: az alappfrekvenciánál nagyobb frekvenciákat tartalmazó tagok nem számítanak, mert olyan tartományba esnek, ahol

már nem észlelhetők. Az (5.54) egyenletből így két olyan tag adódik, amely az optikai szuperheterodin vétel szempontjából fontos:

$$i(t) = \frac{e_0 \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \cdot \left[\frac{1}{2} (E_j^2 + E_0^2) + E_j E_0 \cos \{(\omega_0 - \omega_j) + \varphi_0 - \varphi_j\} \right]. \quad (5.55)$$

A vizsgálathoz az (5.55) egyenletet felbontjuk egy egyenáramú és egy különbségi frekvenciájú részre. Míthogy $E_j \ll E_0$, az egyenáramú részre felírhatjuk:

$$i_{\text{=}} = \frac{e_0 \cdot \eta}{h \nu} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \cdot \frac{E_0^2}{2}. \quad (5.56)$$

a fotoáram egyenáramú része optikai szuperheterodin vételben

A fotodetektorban keletkező egyenáramú rész az (5.56) egyenlet szerint csak az oszcillátor intenzitásától függ. A különbségi frekvenciájú részre felírható:

$$i_{\text{KF}}(t) = \frac{e_0 \eta}{h \nu} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} \times \times E_j E_0 \cos \{(\omega_0 - \omega_j) + \varphi_0 - \varphi_j\} \quad (5.57)$$

a fotoáram különbségi frekvenciájú része optikai szuperheterodin vételben

Állandó oszcillátor-intenzitás mellett az $(\omega_0 - \omega_j)$ különbségi frekvenciájú fotoáram csak a jelhullám térerősségétől függ és azzal egyenesen arányos. Míthogy a különbségi frekvencia az észlelhető nagyfrekvenciás tartományba esik, a lasersugárzás ily módon demodulálható.

Az (5.57) egyenletből azonban az is kitűnik, hogy a fotoáram különbségi frekvenciájú része a $(\varphi_0 - \varphi_j)$ fáziskülönbségtől függ. Csak akkor keletkezik mindenütt ugyanolyan különbségi frekvenciájú áram, ha a fotodetektor felületén a $(\varphi_0 - \varphi_j)$ fáziskülönbség állandó. A jel- és az oszcillátorhullám között a fáziskülönbség azonban csak akkor állandó a detektor egész felületén, ha a két hullám beesési szögére az alábbi fel-

tétel teljesül:

$$\alpha_{\text{sz}} \ll \frac{\lambda}{2 d_{\text{vev}\delta}} \quad (5.58)$$

a jel- és az oszcillátorhullám beesési szögére vonatkozó kikötés optikai szuperheterodin vételnél

α_{sz} a jel- és az oszcillátorhullám beesési szögének eltérése, $d_{\text{vev}\delta}$ a fotodetektor (vevő) érzékeny átmérője

Példa: Legyen a félvezető-dióda érzékeny felületének átmérője $d_{\text{vev}\delta} = 0,1$ mm. A beeső hullám hullámhossza $\lambda = 700$ nm. Az (5.58) egyenlet szerint,

$$\alpha_{\text{sz}} \ll \frac{350 \cdot 10^{-9}}{10^{-4}} = 3,5 \cdot 10^{-3} \cong 12'$$

A két hullám beesési szöge közötti eltérésnek tehát $0,2^\circ$ -nál kisebbnek kell lennie. E feltétel nem mindig teljesíthető könnyen.

Összefoglalás:

Intenzitás-modulált lasersugár demodulálásához szélessávú átvitelnél optikai szuperheterodin vételt kell alkalmazni. Ehhez azt használjuk ki, hogy a fotoáram arányos a beeső hullám teljesítményével, vagyis intenzitásával és ezáltal térerősségével. Frekvencia-modulált fény demodulációja ma még nem oldható meg, mert a fotoeffektus csak nagyon kis mértékben függ a frekvenciától.

A fotoeffektus révén a beérkező hullám és az oszcillátor-hullám oly módon keverődik, hogy a különbségi frekvencia közbenső frekvenciás jelként a nagyfrekvencia tartományában észlelhető. Az oszcillátor- és a jelhullámnak lehetőleg azonos szögben kell a fotorétegre esnie.

6. A lasersugarak alkalmazása

Mielőtt rátérnénk a laser számos alkalmazásának részletes tárgyalására, fel kell hívnunk a figyelmet arra, hogy a laserrel folytatott kísérletek bizonyos veszéllyel járnak. Gondatlanság — különösen impulzusüzemű laser használata esetében — égési vagy szemsérülést okozhat. Sok laser a használt látható hullámhosszon kívül az ultraibolya és infravörös tartományokba eső hullámhosszakon is sugároz, amelyek szemmel nem láthatók, sok laser pedig főképpen az elektromágneses spektrum láthatatlan részében működik. Mindenképpen elővigyázatosságra van tehát szükség. Minden laserrel foglalkozó személynek a kísérletek megkezdése előtt behatóan tájékozódnia kell a szükséges biztonsági intézkedésekről. Részletesen a kérdéssel itt nem foglalkozhatunk, de röviden érintenünk kell a lasersugárzás hatását a szemre.

Az elektromágneses spektrum látható tartományát az jellemzi, hogy a fotonok a szem fényérzékeny részében, tehát a retinában, kémiai reakciót váltanak ki, amelyet az agy fényként érzékel. A retina reakciói annyira differenciáltak, hogy a fotonok energiáját is továbbítják az agynak, így jön létre a színérzet. A szem annyira érzékeny, hogy a látáshoz már néhány foton is elegendő, noha szín felismeréséhez ez még nem elég. A szem a fényességkülönbségeket a pupilla nyitásával, illetőleg összehúzásával egyenlíti ki és így gondoskodik arról, hogy erős fény ne terhelje túl a retinát. E szabályozási művelet bizonyos időt igényel. Ha a szemet hirtelen nagyon erős fényvillanás éri, a pupilla nem tud elég gyorsan reagálni, ill. összehúzódni és rövid időre túlterhelődik. E folyamat általában „elvakítás” néven ismert.

A szem ezen tehetetlensége a lasert használó személy számára veszélyt jelent. Eddigi ismereteink alapján elfogadható, hogy a retinát az 1 ms tartamnál rövidebb fényimpulzusok $0,5 \text{ Ws/cm}^2$ energiasűrűség mellett már károsítják. Míg a retina sérülése csak az összenergiától függ és messzemenően független a hullámhossztól, a szaruhártya és az iris károsodása nagymértékben függ a hullámhossztól, mert bizonyos hullámhosszakat mindkettő fokozottan elnyel. Ezért soha, semmiképpen sem szabad lasersugárba közvetlenül belenézni, ami kísérleteknél el is

kerülhető. Nehezebb megvédeni a szemet az erős laserreflexióktól. Legveszélyesebb az olyan nagyon rövid laserimpulzus, amely a végtelenre adaptált szemet éri. Az erősen nyalábolt lasersugárzás a retinán — a szemlencsén fellépő elhajlás által meghatározott — nagyon kis, kb. $5 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2$ felületre fókuszálódik és, ha elég nagy az intenzitása, ott kis „vak” foltot idéz elő. A fényhatás rövidegsége miatt ezt az effektust az agy rendszerint nem is érzékeli, úgyhogy a szem károsodása észrevétlenül következhet be.

Sok kísérletet végeztek, hogy a lasersugárzás keskeny színeképtartományát, tehát pl. a rubin és a He-Ne laser vörös sugárzását elnyelő védőüveget találjanak. Itt az a nehézség, hogy az áteresztőképességnek más hullámhosszakra lehetőleg jónak kell maradnia, hogy a látást ne akadályozza. (Interferencia-rétegek nem jöhetnek számításba, hiszen ezek abszorpciója keskeny szögtartományra korlátozódik, védőüvegnél viszont tetszés szerinti beesési szöget meg kell engednünk.) Már vannak védőszemüvegek He-Ne, Ar, rubin és Nd-laserhez. Ezek meredek abszorpció élű színes üvegből készülnek és főként a laserfényt gyengítik. Talán találnak majd olyan anyagokat is, melyek áteresztőképessége a ráeső intenzitással fordítva arányos, úgyhogy nagy intenzitásra elsötétednek és a sugárzásból a veszélyes dózis feletti részt elnyelik.

6.1 Anyagok megmunkálása lasersugárral. Fúrás, marás, forrasztás, hegesztés

Laserrel az elektromágneses színeképtartományában igen nagy teljesítményeket sikerült elérni. Az energia szempontjából különbséget kell tennünk a laserimpulzus kimenő energiája és a ν frekvenciájú fotonok energiája között. Az impulzuslaser kimenő energiájára a (3.37) képlet érvényes, amelyet itt megismételünk:

$$E_{\text{laser}} = P_{\text{laser}} \cdot t_{\text{laser}}, \quad (6.1)$$

a laserimpulzus kimenő energiája

A rövid idő alatt közölt energia nagy teljesítményt ad, ez pedig erős helyi hőmérsékletemelkedéssel jár, úgyhogy alkalmas az anyagok megmunkálására. A laserimpulzus teljesítménye elegendő minden ismert anyag megolvasztására, ill. elpárologtatására. Minthogy azonban a laserimpulzus energiája korlátozott, csak nagyon kis felületek munkálthatók meg. De éppen a kis alkatrészek megmunkálására nyújt a laser-fényimpulzus nagyon nagy előnyöket, mert az impulzus nyaláboltsága és rövidegsége folytán a megmunkálandó hely környéke nem sérül meg és csak helyileg nagyon pontosan elhatárolt felmelegedés következik be.

A fényvel való megmunkálásban azonban — főképpen fémeknél — az erős reflexió miatt nehézségek adódnak. A megmunkálandó anyag hővezetése is zavarhat, a laserimpulzusok tartama azonban olyan messze menően változtatható, hogy az anyag hővezetéséhez mindig alkalmazkodni lehet. A laserimpulzusok fúrásra való felhasználásához különösen a rövid impulzusok kedvezőek, mert ez esetben a nagytehetetlenségű hővezetés nem probléma. Maráshoz — a formázástól függően — különböző impulzushosszakat használnak, hogy tiszta átmeneti helyeket kapjanak. Forrasztáshoz és hegesztéshez viszonylag hosszú impulzusok kellene, hogy a forrasztási- és hegesztési helyeken minden anyagrész egyenletesen melegedjék fel és jó mechanikai és elektromos kötés jöjjön létre. A laserimpulzus keresztmetszete is változtatható és így pl. tetszés szerinti alakú hegesztési helyek és furatok készíthetők.

A laserimpulzus nagy előnye — különösen az elektronsugárral szemben —, hogy az anyagmegmunkálás levegőben végezhető. A fény viszont elektromos vagy mágneses térrel nem téríthető el. A laserimpulzusoknak az anyagok megmunkálásához szükséges szögrel való eltérítésére az egyetlen lehetőség a mozgatható tükrök alkalmazása. A használt mechanikai sugáreltérítő rendszer, valamint a laser kis impulzuskövetési frekvenciája miatt a laseres megmunkálás tehát viszonylag lassú. Magának az impulzusnak mechanikai eltérítése úgy kerülhető el, hogy a munkadarabot, vagy az egész laserrendszert — beleértve az optikai építőelemeket is — mozgatják. A mozgatás pl. megvalósítható automatikus vezérléssel. Ehhez az egyes laserimpulzusok közötti időköz elegendő.

A nagy optikai és elektromos ráfordítások miatt a lasersugárzást jelenleg csak speciális megmunkálási feladatokra használják. Különösen alkalmas kis, tiszta lyukak fúrására nagyon kemény lemezekbe vagy kristályokba, vékony huzalok vágására a huzal hosszirányú hővezetésének kiküszöbölése mellett és kemény, merev fémek kis méretekből való hegesztésére. Szükség esetén a megmunkálás védőgázban is történhet. Lasersugárral a megmunkálás fényáteresztő vákuumedény belsejében is elvégezhető.

Mínthogy az anyagoknak fényvel végzett alakító megmunkálása, tehát a fúrás és a marás, csak az anyag elpárolgatása útján lehetséges, az ezen folyamatokhoz szükséges energia számítható. Számításokhoz az m tömegből és a ϑ_0 kezdeti hőmérsékletből (kb. 20 °C) indulunk ki. Ebben az esetben felírhatjuk:

$$m = \rho \cdot V = \rho \cdot F \cdot d, \quad (6.2)$$

ρ g/cm³ a sűrűség,

V cm³ a térfogat,

F cm² a felület,

d cm az elpárolgatott réteg vastagsága.

Az m tömegnek a ϑ_{olv} olvadáspontig való felmelegedéséhez a következő hőmennyiségre van szükség:

$$Q_1 = c_1 \cdot m \cdot (\vartheta_{olv} - \vartheta_0), \quad (6.3)$$

c_1 cal/g·°C a fajhő.

A megolvasztáshoz szükséges Q_2 hőmennyiség:

$$Q_2 = s \cdot m \quad (6.4)$$

s cal/g az olvadási hő.

A tömegnek az olvadásponttól a $\vartheta_{forrás}$ forráspontig való felmelegedéséhez az alábbi hőmennyiség szükséges:

$$Q_3 = c_2 \cdot m \cdot (\vartheta_{forrás} - \vartheta_{olv}), \quad (6.5)$$

c_2 cal/g·°C a fajhő.

Az m tömeg elpárolgásához megkívánt hőmennyiség:

$$Q_4 = v \cdot m, \quad (6.6)$$

v cal/g a párolgási hő.

Ezen kívül az elkerülhetetlen veszteségeket jelentő következő hőmennyiségeket kell még tekintetbe vennünk: a hővezetés révén elvesző Q_{vez} hőmennyiséget és a Q_{sug} sugárzási energiaveszteséget. A laser energiaforrásként való alkalmazásánál még további energiaveszteségekkel is kell számolni: A besugárzott laserenergia egy része az anyag felületéről visszaverődik (Q_{refl}) egy másik része pedig Q_{hev} a már elpárolgatott anyagot hevíti tovább. Mindkét energiamennyiség elvész a tulajdonképeni elpárolgási folyamat számára.

Az összes szükséges energia tehát a következő alakban írható fel:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_{vez} + Q_{sug} + Q_{refl} + Q_{hev} \quad (6.7)$$

az anyag laserimpulzussal való elpárolgatásához szükséges energia

A hővezetési- és a sugárzási veszteség, valamint a reflexióból és a gőz felhevítéséből adódó veszteségek olyan nagymértékben függenek a kísérleti feltételektől, hogy pontosan nem rögzíthetők. További vizsgálataink során ezeket az energiaveszteségeket a Q_{veszt} jelöléssel foglaljuk össze. A hőtechnikai számításból az elpárolgatáshoz szükséges energiára a következő összefüggés adódik:

$$Q_{párol} = m \{c_1(\vartheta_{olv} - \vartheta_0) + s\} + m \{c_2(\vartheta_{forrás} - \vartheta_{olv}) + v\}. \quad (6.8)$$

Az anyagnak laserimpulzussal való elpárolgatásához, a fellépő Q_{veszt} veszteségek miatt, nagyobb energia szükséges, mint a hőtechnikai feltételezéseken alapuló számításból adódó $Q_{párol}$. Az elpárolgatáshoz szükséges laserenergia tehát a következő alakban írható fel:

$$E_{laser} = Q = Q_{párol} + Q_{veszt} \quad (6.9)$$

A veszteségek legjobban a laserimpulzussal való megmunkálásra jellemző hatásfokkal fejezhetők ki. Ez a következőképpen definiálható:

$$\eta_{any} = \frac{Q_{párol}}{E_{laser}} \quad (6.10)$$

η_{any} a hatásfok, anyagok laserimpulzussal való elpárolgatásánál a hatásfok,
 $Q_{párol}$ Ws a párolgási energia,
 E_{laser} Ws a laserimpulzus energiája.

A 6.1. táblázat megadja néhány elemre a laserimpulzussal való elpárolgatáshoz számított és ténylegesen szükséges energiamennyiségeket. Hogy összehasonlítható értékeket kaphassunk bevezettük a tér-

6.1. táblázat

Számított párolgási energiák és az elpárolgatáshoz ténylegesen szükséges laser-energiák összehasonlítása

1 cal \cong 4,19 Ws
 1 Ws \cong 0,239 cal

	Cu	Fe	Ni	Sn	Al
A fajlagos párolgási energia számított értékek $\frac{Q_{párol}}{V}$					
Ws/mm ³	51	61	65	23	38
Ws/mg	5,7	7,7	7,8	3,2	14
kísérleti értékek $\frac{E_{laser}}{V}$					
Ws/mm ³	762	344	720		194
Ws/mg	75	42	87		72
A hatásfok $\eta_{any} = \frac{Q_{párol}}{E_{laser}}$	0,067	0,18	0,09		0,2
A hővezetőképesség 20 °C-on kcal/m · h · °C	330	60	72	56	197

fogategységre vonatkoztatott párolgási energiát, vagyis a fajlagos párolgási energiát. Minthogy a veszteségek csökkentik a hatásfokot, azokat a lehetőleg legkisebb értéken kell tartani. Ez oly módon érhető el, hogy az energiát különböző időtartamokban visszük be. Az energiaveszteségek ui. több részből tevődnek össze és e részek időbeli hatása nagyon eltérő. A reflexió okozta veszteségek függetlenek az időtől, viszont nagyon erősen függenek az anyag felületi adottságaitól. A felületnek mind az érdekessége, mind pedig a színe erősen befolyásolja a visszaverődést. Főképpen a fémeknél kell mindig jelentős reflexió okozta veszteségekkel számolni, anélkül, hogy a fény hullámhosszának változtatásával lényeges változást lehetne elérni. Különösen zavarhat, hogy a fémfelületek visszaverőképessége gyakran nem egyenletes, s ennek következtében az anyagba helyenként nagyon eltérő energiamennyiségek jutnak. Az anyag ebből adódó eltérő helyi felmelegedését a fémeken nagy hővezetőképességük egyenlíti ki. A hővezetés azonban nagytehetetlenségű folyamat. Így pl. megfigyelték, hogy 100 ns hosszú laserimpulzussal fémfóliába lyukat fúrva, az anyag elpárolgása csak akkor kezdődött meg, amikor a laserimpulzus már végetért.

A laserimpulzus lerövidítésével tehát a hővezetésből, ill. a már elpárolgatott anyag felhevítéséből adódó veszteségek csökkenthetők.

Az anyagok megmunkálásában a laserimpulzust lencsével kell a megmunkálandó helyre fókuszálni. Ha fúrásnál vagy marásnál az energiabevitel nagyon intenzív, az anyag adott helye felett robbanásszerű felhő képződik és a keletkező lyukból folyékony és gőznemű anyag lövell ki. Ez nemcsak kedvezőtlen, de veszélyes is, mert a fémgőz lecsapódik a lencsére, ott nemkívánatos abszorpciót idéz elő és a folyékony fémrészecskék a lencse felületét tönkre teszik. Ezen kívül ilyen robbanásszerű anyagelpárolgásnál sem a megmunkálandó hely széle, sem a mélyebb felület nem marad tiszta. Ezért fúráshoz az energiát kis adagokban, rövid időközökben kell bevinni. Marásnál, ahol az anyagot mozgatni kell, az impulzuskövetést még mozgáshoz is időzíteni kell. Ha az anyagba pl. 0,1 mm-nél mélyebb lyukat kell fúrni, akkor a lencsét minden impulzus után újra kell fókuszálni. E módszerrel nemcsak fémek, hanem kristályok és más kemény anyagok is megmunkálhatók.

A 4.9 szakasz szerint a lencse fókuszálási pontjának minimális átmérőjét az elhajlás korlátozza. A $\lambda = 694$ nm hullámhosszon rubinlaserre a (4.40) egyenlet alapján felírhatjuk:

$$d_{\min \text{ rubinlaser}} = 1,69 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{f}{d}$$

Példa: Fókuszálás anyagok megmunkálásához különböző gyújtótávolságú lencsékkel

a) $f=10$ cm gyújtótávolságú és $d=2,5$ cm átmérőjű lencserendszerrel,

$$d_{\text{min rubinlaser}} = 1,69 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{10}{2,5} = 6,75 \mu\text{m}.$$

b) $f=1$ cm és $d=0,8$ cm lencse alkalmazása esetén a rubinlaser hullámhossza mellett a fókuszálási pont átmérője,

$$d_{\text{min rubinlaser}} = 1,69 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{0,8} = 2,1 \mu\text{m}.$$

Az a) példa szerinti lencserendszerrel tehát még $10 \mu\text{m}$ -es méretek biztonságosan kezelhetők. A hosszú gyújtótávolságnak az az előnye, hogy a lencse nincs közel a megmunkálandó munkadarabhoz és emellett nagy fókuszálási tartomány áll rendelkezésre. Ez megkönnyíti a beállítást és olyan helyek is megmunkálhatók, amelyek különben a környezet veszélyeztetése nélkül nem lennének hozzáférhetők.

A b) példából kitűnik, hogy rubinlaser fényét 1 cm gyújtótávolságú lencsével fókuszálva, mintegy $2 \mu\text{m}$ átmérőjű lyukak még éppen hogy fúrhatók. Ilyen rövid gyújtótávolságú lencsék használatánál azonban két nehézség is adódik. Egyrészt a lencse olyan közel kerül a megmunkálandó felülethez, hogy a fém rápárolgathat, ill. folyékony fémrészecskék rakódhatnak rá. Másrészt, a fókuszálási tartomány nagyon kicsi, úgyhogy mélyebb lyukak fúrásában, minden egyes laserimpulzus után újra kell fókuszálni.

Amint már említettük, a lasernek különös jelentősége van kisméretű alkatrészek megmunkálásában. Az impulzusok rövidege révén ugyanis elérhető, hogy a környezet csak igen gyengén melegedjék fel, ami sok félvezető-alkatrész szempontjából fontos. Az a tény, hogy a fókuszálási pontot a megmunkálandó kisméretű rendszer távolabb eső részeire is be lehet állítani, akkor előnyös, ha a környezetnek sugárzás vagy vezetés okozta felmelegedését mindenképpen el akarjuk kerülni. Különösen kedvező lehetőséget nyújt a laseres anyagmegmunkálás akkor, ha szerelési vagy ellenőrzési okokból a beállítást amúgy is mikroszkóppal kell végezni. Ez felhasználható rögtön megmunkálásra is oly módon, hogy a laserimpulzust bevetítjük a mikroszkópba.

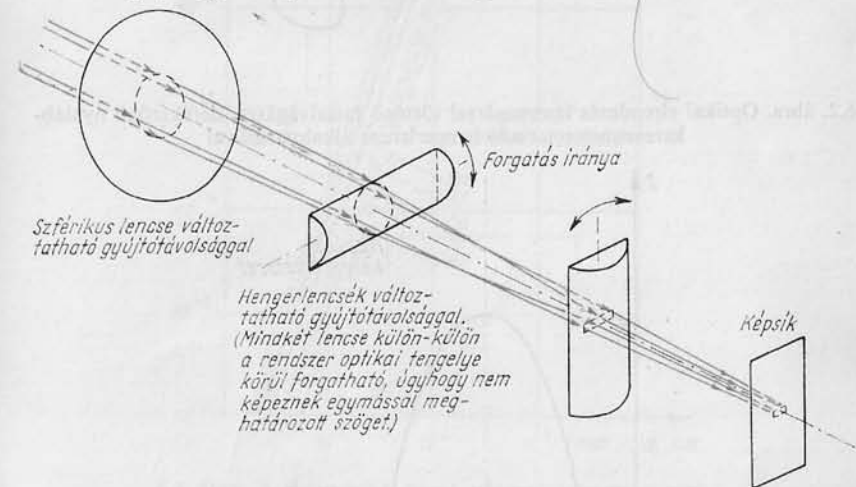
Forrasztáshoz és hegesztéshez a laserimpulzus energiájára és időtartamára egészen mások a követelmények. Itt az anyagnak nem szabad elpárolognia, hanem csak fel kell melegednie, de legfeljebb az olvadási pontig. Míg fúráshoz és maráshoz az energiát rövid időközökben adagolják, hogy ezzel a hővezetés okozta veszteségeket lehetőleg kizárják, forrasztásnál és hegesztésnél a hővezetést használják ki az egyes részek közötti mélyebb és egyenletesebb kötés létesítésére. Az energiát tehát olyan lassan kell bejuttatni, hogy az összeillesztendő részek — forrasz-

tásnál pedig még a forrasztóanyag is — egyenletesen melegedhessen fel. Minthogy azonban mindig csak kis alkatrészekről van szó, a szükséges impulzustartam néhány milliszekundum. Ilyen eljárással forraszthatók pl. integrált áramkörökbe $10 \mu\text{m}$ átmérőjű huzalok, sőt ezek még egymással is összeforraszthatók.

A laserimpulzus időben határolt sugárnyaláb, amelynek ezen kívül — a terjedési irányára merőlegesen — meghatározott keresztmetszete van. Eddig mindig kör alakú nyalábkeresztmetszetet tételeztünk fel, ez azonban anyagmegmunkálásra nem mindig felel meg. Így pl. maráshoz vagy két huzal párhuzamos összehesztésére a derékszögű keresztmetszet sokkal előnyösebb. Ez kör alakú nyalábkeresztmetszetről minden további nélkül elérhető oly módon, hogy a sugármenetbe fényrekeszt helyezünk. Viszont ez esetben a fényrekeszt által visszatartott energia az anyagmegmunkálás szempontjából elvesz. Nincs szükség fényrekeszre és ezzel a nemkívánt energiavesztés elkerülhető, ha a körkeresztmetszetű nyalábot nemcsak szférikus lencsékkel, hanem szférikus és hengeres lencséből álló lencserendszerrel fókuszáljuk (6.1. ábra).

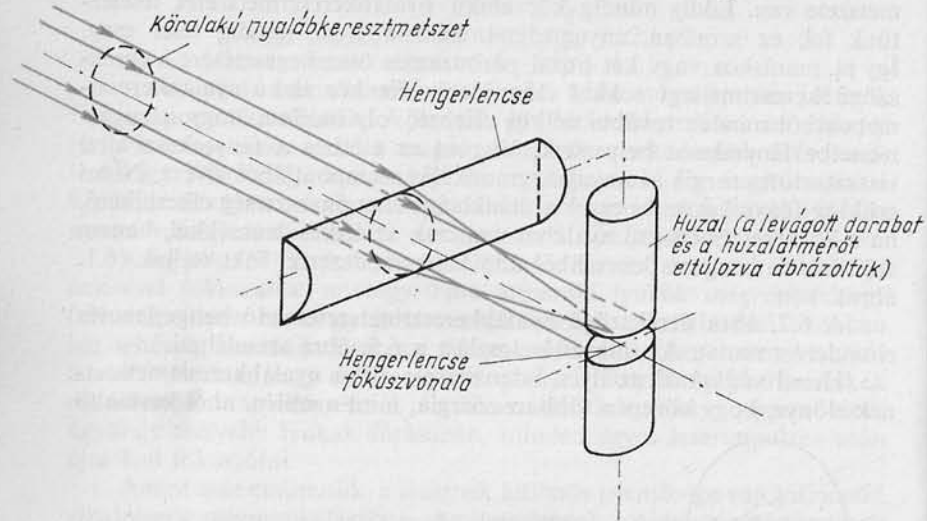
A 6.2. ábra derékszögű nyalábkeresztmetszetet adó hengerlencsés elrendezést mutat. Az intenzitáseloszlást a 6.3. ábra szemlélteti.

Huzal vágásánál az ilyen intenzitáseloszlású nyalábkeresztmetszetnek előnye, hogy közepén több az energia, mint a szélén, ahol kevesebb

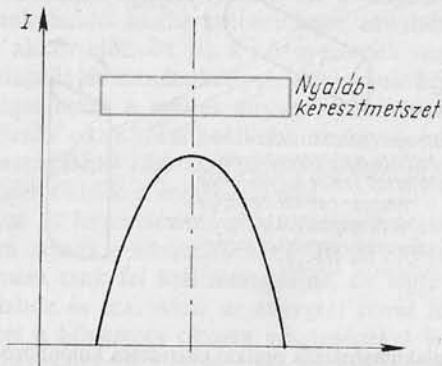


6.1. ábra. Nagy energiakihasználású optikai elrendezés különböző nyalábkeresztmetszet-alakok előállítására a képsíkban (derékszögű vagy ált. paralelogramma) A lencserendszer két hengerlencse és egy szférikus lencse kombinációjából áll. A lencsék fókusza változtatható; egyszerű esetekben a lencsék cserélhetők

anyagoknak is kell elpárolognia. Ez a kedvező intenzitáseloszlás azonban a hővezetéssel részben kiegyenlítődik. Másrészt, derékszögű nyalábkeresztmetszettel elkerülhető, hogy az átvágási helyeken éles sarkok képződjenek. A 6.4. ábrán megadjuk az adott átmérőjű huzalok vágásához szükséges laserimpulzus-energiát. A nyalábkeresztmetszet 1:4 oldalarányú téglalap. Ezekből a görbék közül is látható, hogy a laserenergia nagy részét felemészti a hővezetés és a visszaverődés és így nem használ-



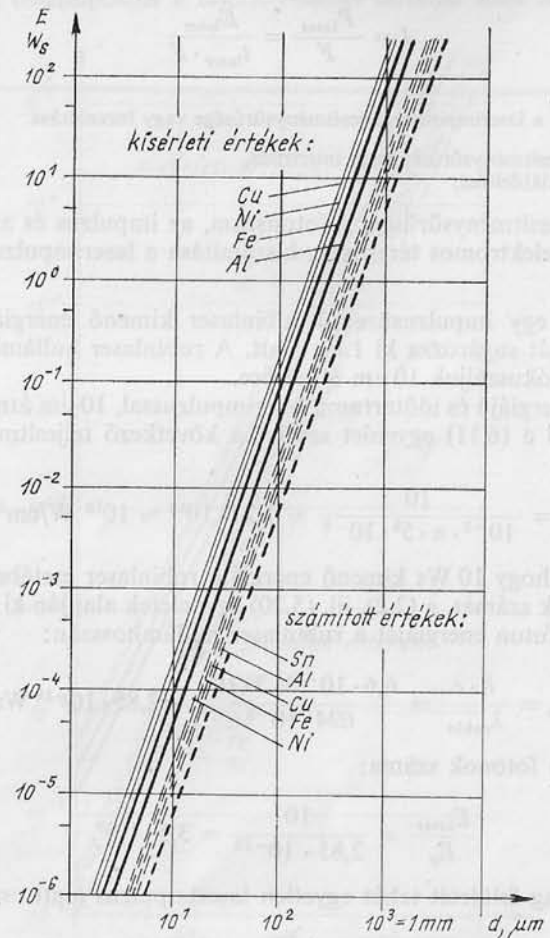
6.2. ábra. Optikai elrendezés lasersugárral történő huzalvágásra, derékszögű nyalábkeresztmetszettel adó hengerlencse alkalmazásával



6.3. ábra. Az intenzitás eloszlás a nyalábkeresztmetszeten, hengerlencsével való fókuszálásánál

ható fel az anyag elpárologtatásához. A kísérleti értékek jelentősen meghaladják a csupán a hőtan alapján számított értékeket.

A 6.5. ábra különböző átmérőjű, 100 μm mélységű lyukak fúrásához szükséges energiákat adja meg. A réz, nikkel, vas és alumínium elemekre vonatkozó adatokat tüntettük fel. Az aranyra és ezüstre vo-



6.4. ábra. A d átmérőjű huzal négyszögkeresztmetszetű (oldalak aránya: 1:4) laserimpulzussal végzett átvágásához szükséges energia. Összehasonlításként megadjuk a hőtan alapján a veszteségek figyelembevétele nélkül számított értékeket

natkozó értékek a rézéhez esnek közel, nagyon nagy mértékben függnek azonban e fémek felületi simaságától.

A laserimpulzus fókuszálásával nagyon nagy teljesítménysűrűségek, ill. intenzitások érhetőek el:

$$I = \frac{P_{\text{laser}}}{F} = \frac{E_{\text{laser}}}{t_{\text{laser}} \cdot F} \quad (6.11)$$

a laserimpulzus teljesítménysűrűsége vagy inzenzitása

I W/cm² a teljesítménysűrűség vagy intenzitás,
 F cm² a nyalábfelület.

Példa: A teljesítménysűrűség, a fotonszám, az impulzus és az erőhatás, valamint az elektromos télerősség kiszámítása a laserimpulzus fókuszálásánál.

Legyen egy impulzusüzemű rubinlaser kimenő energiája 10 Ws; ezt az energiát sugározza ki 1 ms alatt. A rubinlaser hullámhossza $\lambda = 694$ nm. Fókuszáljuk 10 μm átmérőre.

Ilyen energiájú és időtartamú laserimpulzussal, 10 μm átmérőre való fókuszálással a (6.11) egyenlet szerint a következő teljesítménysűrűség érhető el:

$$I = \frac{10}{10^{-3} \cdot \pi \cdot 5^2 \cdot 10^{-8}} = 1,27 \cdot 10^{10} \approx 10^{10} \text{ W/cm}^2.$$

Ahhoz, hogy 10 Ws kimenő energiájú rubinlaser esetében megkapjuk a fotonok számát, a (2.2), ill. (5.20) egyenletek alapján ki kell számítanunk egy foton energiáját a rubinlaser hullámhosszán:

$$E_p = \frac{h \cdot c}{\lambda_{\text{rubin}}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{694 \cdot 10^{-9}} = 2,85 \cdot 10^{-19} \text{ Ws}.$$

Ebből a fotonok száma:

$$\frac{E_{\text{laser}}}{E_p} = \frac{10}{2,85 \cdot 10^{-19}} = 3,5 \cdot 10^{19}.$$

Az anyag felületét tehát egyetlen laserimpulzus alatt csaknem 10^{20} foton éri.

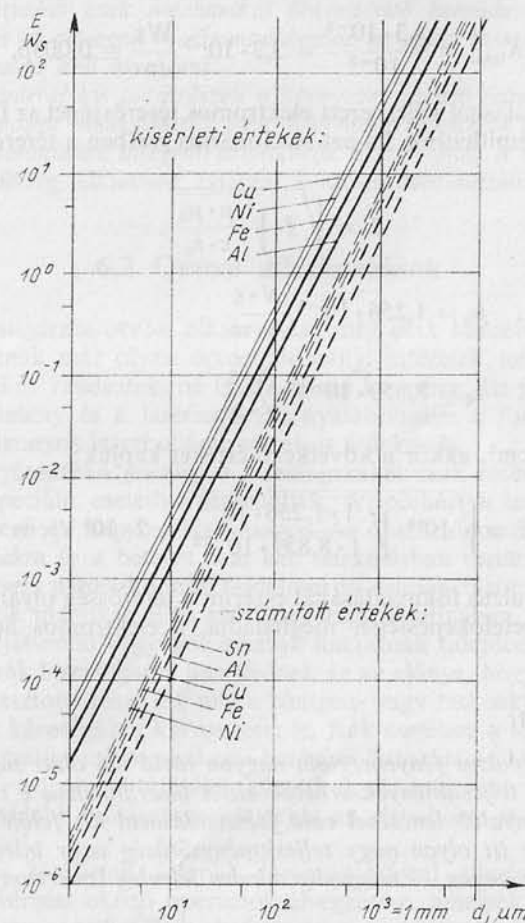
A (2.6) egyenlet szerint minden egyes foton J_p impulzust visz magával. Felírható tehát:

$$J_p = \frac{h}{\lambda_{\text{rubin}}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{694 \cdot 10^{-9}} = 0,95 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Ws}^2}{\text{m}}.$$

A $3,5 \cdot 10^{19}$ foton ekkor a 10 Ws-os laservillanás összimpulzusára a következő értéket adja:

$$J_{\text{össz}} = 0,95 \cdot 10^{-27} \cdot 3,5 \cdot 10^{19} = 3,3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Ws}^2}{\text{m}}$$

A $J_{\text{össz}}$ összimpulzus a laserfelvillanás tartama alatt adódik át az



6.5. ábra. A d átmérőjű, 100 μm mély lyuk fúrásához laserimpulzusonként szükséges energia. Összehasonlításként megadjuk a hőtan alapján a veszteségek figyelembevétele nélkül számított értékeket

anyagának. *Newton* törvényéből következnek:

$$K_{\text{laser}} = \frac{J_{\text{össz}}}{t_{\text{laser}}}$$

$1 \text{ Ws} \cong 0,101 \text{ m} \cdot \text{kp}$, úgyhogy a laserimpulzus által kifejtett erőhatásra a következő értéket kapjuk:

$$K_{\text{laser}} = \frac{3,3 \cdot 10^{-8}}{10^{-3}} = 3,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Ws}}{\text{m}} \cong 0,003 \text{p}$$

A fókuszálásnál keletkezett elektromos térerősséget az (5.52) egyenlet alapján számíthatjuk, ha azt stacionárius esetben a térerősség szerint megoldjuk:

$$E = \sqrt{I \cdot \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}}}$$

$$\text{Ha } \mu_{\text{levegő}} = 1, \quad \mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}}$$

$$\varepsilon_{\text{levegő}} = 1, \quad \varepsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A} \cdot \text{s}}{\text{V} \cdot \text{m}}$$

és $I = 10^{10} \text{ W/cm}^2$, akkor a következő értéket kapjuk:

$$E = \sqrt{10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1 \cdot 1,256 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 8,859 \cdot 10^{-12}}}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$$

Laserimpulzus fókuszálásánál eszerint a térerősség olyan nagy, hogy a levegő szigetelőképességét meghaladja, s elektromos átütés következik be.

Összefoglalás:

A laserimpulzus fényenergiája nagyon rövid idő alatt sugárzódik ki, úgyhogy nagy teljesítmények érhetők el. A laserimpulzus e nagy teljesítménye a fénynyaláb lencsével való fókuszálásával kis felületre koncentrálnak; ekkor itt olyan nagy teljesítménysűrűség vagy intenzitás keletkezik, hogy az anyag — mégpedig minden jelenleg ismert anyag — elpárologtatható.

Az anyag elpárologtatása felhasználható anyagok megmunkálására. E módszerrel lyukak fúrhatók, nyílások marhatók és huzalok vágathatók. A fényel való anyagmegmunkálás kis méretekre szorítkozik, mert a laserimpulzus energiája mintegy 10 Ws-re korlátozott.

A lasersugárzás forrasztásra és hegesztésre is felhasználható. Ehhez azonban az impulzusoknak időben valamivel hosszabbnak kell lenniök, hogy a nagyobb tehetetlenségű hővezetés az anyagot mindenütt egyenletesen melegítse fel, különben nem jön létre tartós kötés. A fényel való anyagmegmunkálásban főképpen az anyag reflexiója és hővezetése zavaró, mert ezek energiavesztéseket okoznak és ezzel csökkentik a hatásfokot.

A fénynyaláb csak mechanikai fényeltérítő berendezéssel téríthető el, egyébként az anyagok megmunkálásában az egész laserrendszert vagy a munkadarabot kell mozgatni.

Lasersugárral kis alkatrészek a környezet zavaró felmelegedése nélkül biztonságosan munkálthatók meg. Különösen érdekesek ezek az eljárások az elektronikában, integrált áramkörök készítésénél. A megmunkáláshoz nincs szükség vákuumba, védőgáz könnyen alkalmazható.

6.2 Orvosi alkalmazások

A lasersugárzás orvosi alkalmazása még csak kezdeti szakaszában van, bár vannak már olyan orvostudományi intézetek, amelyek speciális helyiségeket rendeztek be lasersugaras kezelésre. Itt is a nagy impulzusteljesítmény és a lasersugárzás nyaláboltsága a fontos, de ezen kívül még bizonyos laserhullámhosszak is érdekesek.

A gyógyászatban jelenleg a lasersugarakat csak retinaleválások és az agyrák speciális eseteiben használják. A recehártya leválásának kezelése egyszerű és nagyon biztonságos. Az operációhoz nincs szükség a szem feltárására és a beteget sem kell narkózisban tartani. Az operált betegek mégsem panaszkodnak fájdalomról, csupán bizonyos ideig „elvakítva” érzik magukat. Ez a szórtfény vagy a retinában, illetve a látóidegekben lejátszódó vegyi folyamatok hatásának tulajdonítható.

Az agyrák lasersugaras kezelésének az az előnye, hogy a lasersugár csak a kiválasztott részt éri, míg a röntgen- vagy radioaktív preparátumok mindig károsítják a környezetet is. Rák esetében a jelenlegi orvosi vélemények szerint a lasersugárzás hatására öntoxidáció lép fel. Az agyráknál elért eredmények állítólag jelentősek, de még jobb eredményeket várnak a rövidebb hullámhosszak, tehát az ultraibolya-laserimpulzusok alkalmazásától.

További kísérletek folynak lasersugárással vérzésmentes vagy nagyon kis vérzést okozó operációk elvégzésére, amelyek csaknem fájdalommentesen vezethetők le és így a gyenge betegek csak kevés vért vesztenek s csupán könnyű narkózisra van szükség.

6.3 A légkör és a víz hatása a lasersugarak terjedésére

6.31 A légkör hatása a fény terjedésére

A Föld légköre nem teljesen fényáteresztő. A légkör abszorpciója, szórása és törésmutatója a fény hullámhosszának és a hőmérsékletnek a függvénye, de ezen kívül a vízgőztartalomtól és egyéb szennyeződésektől is függ. Az összefüggések tehát nagyon bonyolultak, s e mennyiségek még a nap- és évszakokkal is erősen változnak. Ezért a légkör e tulajdonságait zárt formában nem is tárgyalhatjuk. Mégis néhány egyenlettel és alapvető feltételezéssel ismertetjük az elvi összefüggéseket, hogy a lasersugárzásra gyakorolt hatásokról áttekintést adjunk. Pontos értékek megadásához sok görbét és mérési adatot kell figyelembe venni. Emellett ma még nem állnak rendelkezésre adatok arra vonatkozólag, hogyan változik a lasernyaláb koherenciája a légkörön való áthaladás során. Az alábbiakban megadott összefüggések csak közönséges, tehát inkoherens fényre érvényesek. Az összes légköri számításokhoz a Földet $r_{\text{Föld}} = 6,37 \cdot 10^3$ km sugarú gömbnek tekintjük.

A Föld sugarához képest kis, h magasságban levő megfigyelő számára a látóhatártávolságot a Föld gömb alakja korlátozza a következő egyenlet szerint:

$$L_{\text{horizont}} \approx \sqrt{2r_{\text{Föld}} \cdot h}, \quad (6.12)$$

L_{horizont} a látóhatár-távolság }
 h a megfigyelő földfelület feletti magassága.

Példa: A (6.12) egyenletbe $r_{\text{Föld}} = 6,37 \cdot 10^6$ m behelyettesítésével $L_{\text{horizont}} \approx 3,6 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{h}$ adódik. Ebből kiszámítható, milyen messze esik a látóhatár 2 m magasságban elhelyezkedő távcsöves megfigyelő számára:

$$L_{\text{horizont}} \approx 3,6 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{2} \approx 5,1 \cdot 10^3 \text{ m.}$$

2 m megfigyelési magasságból a látóhatár tehát kerekén 5 km távolságra van.

A látóhatár felett $h_{\text{cél}}$ magasságban levő cél $L_{\text{cél}}$ távolságból még éppen látható:

$$L_{\text{cél}} \approx \sqrt{2r_{\text{Föld}} \cdot h} + \sqrt{2r_{\text{Föld}} \cdot h_{\text{cél}}}, \quad (6.13)$$

a látóhatár feletti cél felismerésének maximális távolsága

$L_{\text{cél}}$ m a cél távolsága,
 $h_{\text{cél}}$ m a cél magassága.

Példa: A (6.13) egyenletbe a Föld sugarát behelyettesítve, $L_{\text{cél}} \approx 3,6 \cdot 10^3 \cdot (\sqrt{h} + \sqrt{h_{\text{cél}}})$ értéket kapunk. Számítsuk ki, milyen távolságból látható még egy 100 m magas torony 2 m megfigyelési magasságú távcsövel:

$$L_{\text{cél}} \approx 3,6 \cdot 10^3 \cdot (\sqrt{2} + \sqrt{100}) \approx 41 \cdot 10^3 \text{ m.}$$

2 m megfigyelési magasságból tehát egy kb. 40 km távolságra levő 100 m magas torony még látható.

Ezek az értékek csak tiszta időre érvényesek, a földi légkör törésmutatójának változásai azonban még akkor is 20%-os ingadozásokat okozhatnak. Pára, köd, eső és hó esetében a látótávolság sokkal kisebb, mint a (6.12) és (6.13) egyenletekben megadott értékek.

A földi légkörre érvényes normális feltételek: $\vartheta = 273,16 \text{ }^\circ\text{K} \approx 0 \text{ }^\circ\text{C}$ hőmérséklet és $p = 760$ torr ≈ 1013 mbar légnyomás. Ekkor a levegő sűrűsége $0,0012928 \text{ g/cm}^3$, ill. 1 cm^3 -re $2,688 \cdot 10^{19}$ molekula esik. Ilyen feltételek mellett a vízgőzmentes levegő törésmutatója és a fény hullámhossza közötti összefüggést a következő alakban írhatjuk fel:

$$(n_{\text{N}} - 1) \cdot 10^6 = 287,6 + 1,629 \lambda^{-2} + 0,0136 \lambda^{-4} \quad (6.14)$$

a levegő törésmutatójának változása a hullámhosszal szabványos feltételek esetén

n_{N} a levegő törésmutatója szabványos feltételek mellett ($\vartheta = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $p = 760$ torr, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0$),
 λ μm a fény hullámhossza.

15 $^\circ\text{C}$ és $p = 760$ torr esetén kapjuk:

$$(n_{15^\circ\text{C}; 760 \text{ torr}} - 1) \cdot 10^6 = 272,7 + 1,482 \lambda^{-2} + 0,020 \lambda^{-4} \quad (6.15)$$

A levegő törésmutatója $1 \mu\text{m}$ hullámhossz körül fokenként kb. 10^{-6} -od részével változik. Pontosabban, az $n_{\vartheta; p}$ -nek a mindenkori ϑ hőmérséklettől és a p légnyomástól való függésére — 15 $^\circ\text{C}$ -tól és 760 torr-tól kiindulva — a következő képlet érvényes:

$$(n_{\vartheta; p} - 1) = (n_{15^\circ\text{C}; 760 \text{ torr}} - 1) \cdot p \cdot \frac{1 + (1,049 - 0,0157 \vartheta) \cdot 10^{-5}}{720,883(1 + 0,003661 \vartheta)}. \quad (6.16)$$

A hullámhosszfüggést a (6.16) egyenletben a (6.15) egyenlet szerint, $n_{15^\circ\text{C}; 760 \text{ torr}}$ -nál vesszük figyelembe. Ha a légkör ezen kívül még $p_{\text{H}_2\text{O}}$ torr parciális nyomású vízgőzt is tartalmaz, úgy λ hullámhossz esetén a törésmutatóra felírhatjuk:

$$(n_{\vartheta; p; p_{\text{H}_2\text{O}}} - 1) \cdot 10^6 = (n_{\vartheta; p} - 1) \cdot 10^6 - \frac{0,064 - 0,00068 \lambda^{-2}}{1 + 0,003661 \vartheta} \cdot p_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (6.17)$$

a levegő törésmutatójának változása a hőmérséklet, a nyomás és a vízgőz parciális nyomásának függvényében

$n_{\theta, p}; p_{H_2O}$ a levegő törésmutatója θ hőmérsékleten, p légnyomáson és p_{H_2O} vízgőznyomáson; pl. $n_{15^\circ C}; 760 \text{ torr}; 40 \text{ torr}$

A vízgőz parciális nyomását levegőben a harmatpont mérésével határozhatjuk meg.

A (6.14)...(6.17) egyenletek világosan mutatják, milyen bonyolult összefüggés áll fenn a levegő törésmutatója, valamint a hullámhossz, hőmérséklet, légnyomás és víztartalom között. Különösen bonyolulttá válik a törésmutató számítása amiatt, hogy a légköri körülmények a napszaktól és a felhősödéstől függően is eltérőek. Különösen erősen változik a talaj menti hőmérséklet, amely ezenkívül még a talaj adottságaitól is függ.

A légkör optikai áteresztőképességét vagy transzparenciáját az abszorpció és a szórás csökkenti. Normális viszonyok között a látható színek kis hullámhossztartományában az alábbi összefüggés áll fenn:

$$D_\lambda = e^{-(k_\lambda + \sigma_\lambda)L} \quad (6.18)$$

a légkör transzparenciája

D_λ az optikai áteresztőképesség vagy transzparencia,
 $k_\lambda \text{ m}^{-1}$ az abszorpciós együttható,
 $\sigma_\lambda \text{ m}^{-1}$ a szórási együttható,
 $L \text{ m}$ a fény által átvilágított távolság } λ hullámhossz mellett

A szórási együttható megadja a légkör molekuláris szerkezete következtében elkerülhetetlen szórás; ezt Rayleigh-szórásnak nevezzük. Az abszolút tiszta légkör elméleti minimumára kapjuk:

$$\sigma_{\lambda \text{ elm.}} = 1,07 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^{-4}$$

$\sigma_{\lambda \text{ elm.}} \text{ m}^{-1}$ a Rayleigh-szórás elméleti minimuma,
 $\lambda \text{ } \mu\text{m}$ a fény hullámhossza.

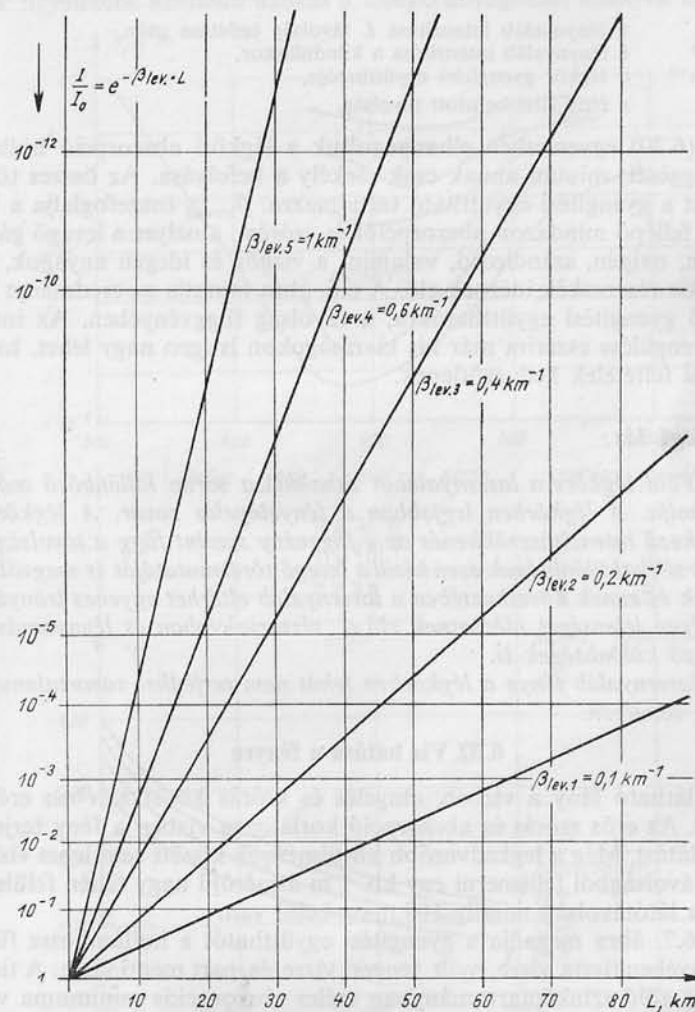
A valóságban ilyen kis értéket eddig még nem észleltek, mert a levegő mindig tartalmaz vízgőzt, cseppeket, párákat, füstöt, port, felhőket vagy jégkristályokat. A szórási együtthatót ezért kísérletileg határozzák meg, mégpedig első közelítésben a látótávolság mérésével. A látótávolság vagy meteorológiai látás az a távolság, amelyben egy nagy fekete tárgy a látóhatáron még éppen látható. E távolság lényegében a légkör szórócentrumaitól függ. A szórási együttható közelítő értéke az alábbi empirikus képlet alapján határozható meg:

$$\sigma_\lambda = \frac{3,9}{L_{\text{látás}}} \cdot \left(\frac{0,53}{\lambda} \right)^{0,62 L_{\text{látás}}^{1/3}} \quad (6.19)$$

a szórási együttható kísérleti meghatározása a látótávolságból

$\sigma_\lambda \text{ km}^{-1}$ a kísérleti szórási együttható,
 $L_{\text{látás}} \text{ km}$ a látótávolság,
 $\lambda \text{ } \mu\text{m}$ a fény hullámhossza.

További vizsgálatainkhoz elegendő, ha a fény gyengülését a légkör-



6.6. ábra. A fényintenzitás gyengülése a légkörben a távolság és a gyengítési együtthatók függvényében

ben összefoglalóan az alábbi formában írjuk fel:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\beta_{\text{levegő}} L} \quad (6.20)$$

a fény relatív gyengülése a légkörben

I W/cm² a fénynyaláb intenzitása L távolság befutása után,
 I_0 W/cm² a fénynyaláb intenzitása a kiinduláskor,
 $\beta_{\text{levegő}}$ m⁻¹ a légkör gyengítési együtthatója,
 L m a fény által befutott távolság.

A (6.20) egyenletben elhanyagoltuk a légköri abszorpció hullámhosszfüggését, miután annak csak csekély a befolyása. Az összes többi effektust a gyengítési együttható tartalmazza. $\beta_{\text{levegő}}$ összefoglalja a légkörben fellépő mindazon abszorpciót és szórást, amelyet a levegő gázai, nitrogén, oxigén, széndioxid, valamint a vízgőz és idegen anyagok, gázok és kis részecskék idéznek elő. A 6.6. ábra mutatja az eredményt különböző gyengítési együtthatókra, a távolság függvényében. Az intenzitás gyengülése eszerint már kis távolságokon is igen nagy lehet, ha az időjárási feltételek kedvezőtlenek.

Összefoglalás:

A Föld légköre a lasernyalábot áthaladása során különböző módon befolyásolja. A légkörben legjobban a fényelnyelés zavar. A légkörben bekövetkező intenzitáscsökkenés az e -függvény szerint függ a távolságtól. A hőmérsékletkülönbségek ezen kívül a levegő törésmutatóját is megváltoztathatják és ennek következtében a lasernyaláb eltérhet egyenes irányától. Ugyanilyen jelenséget idézhetnek elő a víztartalomban és légnyomásban jelentkező különbségek is.

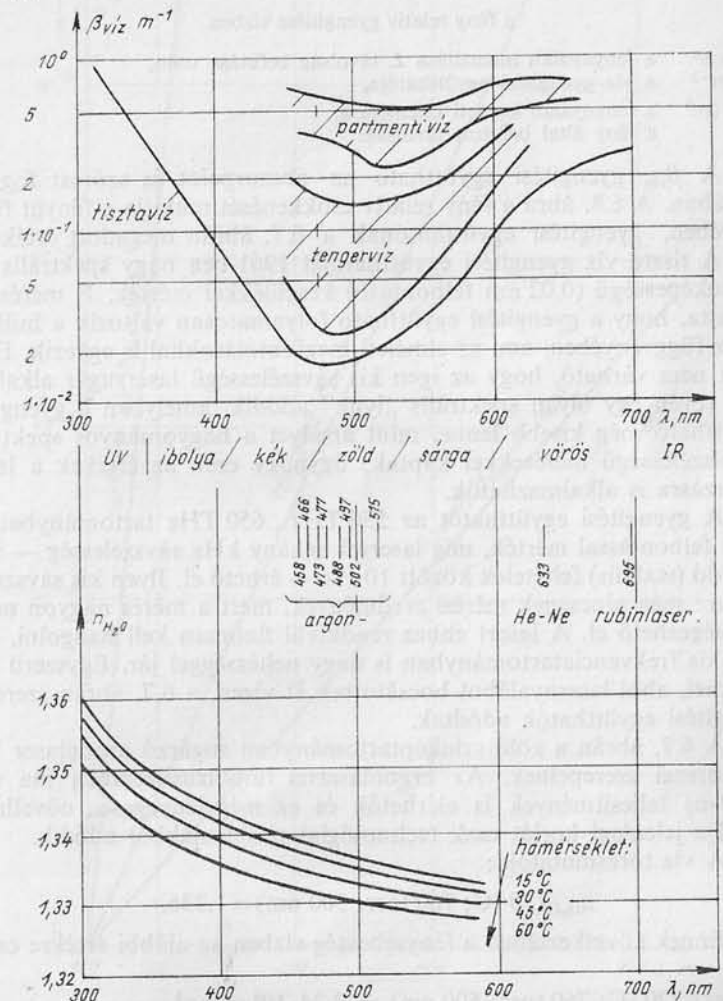
A lasernyaláb fénye a légkörben tehát nem terjedhet zavartalanul és egyenes vonalban.

6.32 Víz hatása a fényre

A látható fény a vízben, elnyelés és szórás következtében erősen gyengül. Az erős szórás és abszorpció korlátozza vízben a fény terjedését és a látást. Még a legkedvezőbb körülmények között sem lehet vízben 100 m távolságból felismerni egy kb. 1 m átmérőjű nagy fehér felületet, vagyis a látótávolság mindig 100 m-en belül van.

A 6.7. ábra megadja a gyengítési együtthatót a hullámhossz függvényében tiszta vízre, nyílt tengeri vízre és part menti vízre. A tiszta víznek a zöld színképtartományban széles abszorpciós minimuma van; ezt *zöld lyuknak* nevezik. A parttól távolabbi tengervízben és part menti vízben a zöld lyuk kevésbé markáns, itt ugyanis az oldott só és a plankton

hatása érvényesül. Miután a plankton a fény hullámhosszához képest nagy, abszorpciója a hullámhossztól csaknem független. Ezért bár a tengervíz szintén mutat egy kifejezett zöld lyukat, ez a fény fokozódó gyengülése következtében kevésbé szembeötlően jelentkezik. A 6.7. ábra a különböző tengerekre vonatkozó adatok középértékein alapul, nem vetjük figyelembe azonban azokat a lebegő anyagokat, amelyek egyes ten-



6.7. ábra. A víz gyengítési együtthatója és törésmutatója a hullámhossz függvényében

gerekben erős szelektív fénygyengülést okoznak. A teljes gyengítés így mindig nagyobb, mint a 6.7. ábrán megadott értékek.

Az I_0 fényintenzitás gyengülése L hosszúságú vízszakaszon:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\beta_{\text{viz}} L} \quad (6.21)$$

a fény relatív gyengülése vízben

I W/cm² a fényaláb intenzitása L távolság befutása után,
 β_{viz} m⁻¹ a víz gyengítési együtthatója,
 I_0 W/cm² a fényaláb kezdeti intenzitása,
 L m a fény által befutott távolság.

A β_{viz} gyengítési együttható az abszorpciót és szórás foglálja magában. A 6.8. ábra a fény relatív csökkenését mutatja a fénytű függvényében, gyengítési együtthatónak a 6.7. ábrán megadott értékeire.

A tiszta víz gyengítési együtthatóját 1961-ben nagy spektrális felbontóképességű (0,02 nm felbontású) készülékkel mérték. E mérés azt mutatta, hogy a gyengítési együttható folyamatosan változik a hullámhossz függvényében, ami az elméleti megfontolásokkal is egyezik. Ezért tehát nem várható, hogy az igen kis sáv szélességű lasersugár alkalmazása révén egy olyan spektrális „lyuk” adódik, amelyben a gyengítési együttható még kisebb lenne, mint amelyet a hagyományos spektrális vonalszélességű mérésekkel kaptak; úgyhogy ezek az értékek a lasersugárzásra is alkalmazhatók.

A gyengítési együtthatót az 550 THz...650 THz tartományban 25 GHz felbontással mérték, míg laserrel néhány kHz sáv szélesség — igen állandó (stabilis) feltételek között 10 Hz — érhető el. Ilyen kis sáv szélességekre még nincsenek mérési eredmények, mert a mérés nagyon nehezen végezhető el. A lasert ehhez rendkívül finoman kell hangolni, ami még kis frekvenciatartományban is nagy nehézséggel jár. Egyszerű méréseknél, ahol lasernyalábot bocsátottak át vízben, a 6.7. ábrán szereplő gyengítési együtthatók adódtak.

A 6.7. ábrán a zöld színek tartományban sugárzó argonlaser hullámhosszai szerepelnek. Az argonlaserrel impulzusüzemben ma már 1 kW-os teljesítmények is elérhetők és ez még lényegesen növelhető, mivel a jelenlegi korlát csak technológiai problémákból adódik.

A víz törésmutatója:

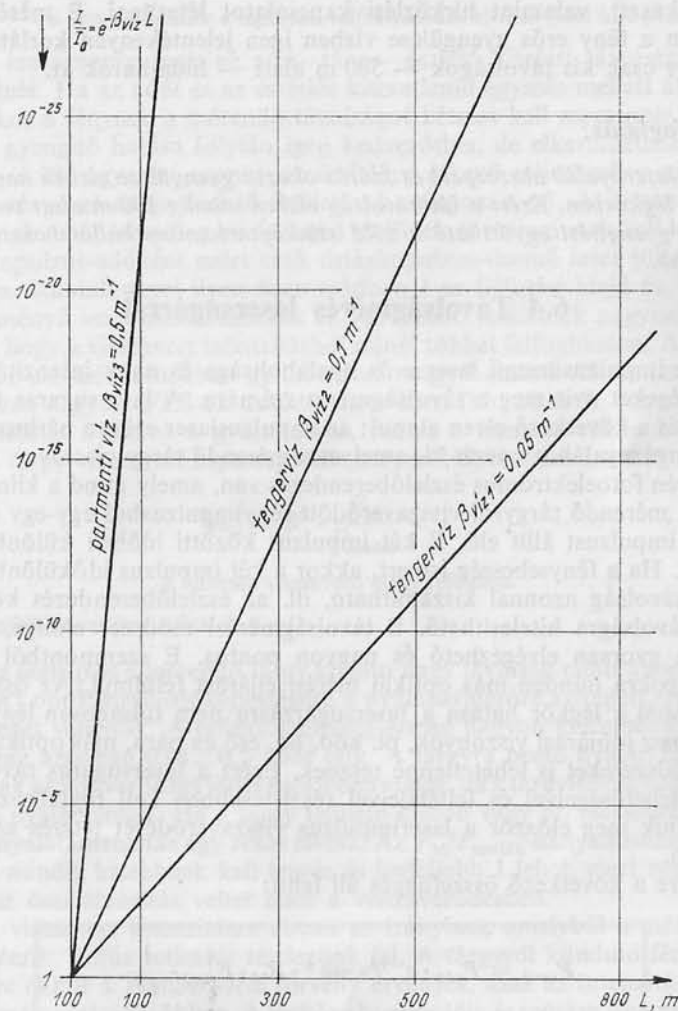
$$n_{\text{H}_2\text{O}}(20^\circ\text{C}; 760 \text{ torr}; 500 \text{ nm}) = 1,336.$$

Ennek következtében a fénysebesség vízben az alábbi értékre csökken:

$$c_{\text{H}_2\text{O}}(20^\circ\text{C}; 760 \text{ torr}; 500 \text{ nm}) = 2,24 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \\ = 224 \cdot 10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}.$$

A törésmutató a nyomással és a hőmérséklettel csak kissé változik. A nyomásfüggésre a következő képlet érvényes:

$$\frac{\Delta n}{n} (760 \text{ torr} \cong 1 \text{ atm}) \approx 10^{-5} \\ \text{nyomásváltozásra}$$



6.8. ábra. A fényintenzitás gyengülése vízben a távolság és a gyengítési együttható függvényében

és a hőmérsékletfüggésre az 5...50 °C tartományban:

$$\frac{\Delta n}{n} (\text{°C-onként}) \approx 4,10^{-6} \text{ (lásd a 6.7 ábrát).}$$

Laserrel lehet víz alatt távolságot és sebességet mérni (lásd 6.4 és 6.5 szakaszt), valamint hírközlési kapcsolatot létesíteni. E méréseket azonban a fény erős gyengülése vízben igen jelentékenyen korlátozza, úgyhogy csak kis távolságok — 500 m alatt — hidalhatók át.

Összefoglalás:

A lasernyaláb abszorpció és szórás okozta gyengülése vízben nagyobb, mint a légkörben. Ezért a látótávolság vízben mindig 100 m alatt van.

A gyengítési együttható a zöld színek tartomány hullámhosszaira a egki sebb.

6.4 Távolságmérés lasersugárral

Az impulzusüzemű laser erős nyálaboltsága és nagy intenzitása új lehetőségeket nyit meg a távolságmérés számára. A lasersugaras távolságmérés a következő elven alapul: az impulzuslaser erősen párhuzamosított sugárnyalábot bocsát ki, amelyet a mérendő tárgy visszaver. A vétel helyén fotoelektromos észlelőberendezés van, amely mind a kiinduló, mind a mérendő tárgyról visszaverődött fényimpulzusból egy-egy elektromos impulzust állít elő. E két impulzus közötti időbeli különbséget mérjük. Ha a fénysebesség ismert, akkor a két impulzus időkülönbségéből a távolság azonnal kiszámítható, ill. az észlelőberendezés közvetlenül távolságra hitelesíthető. E távolságmérési módszer előnye, hogy nagyon gyorsan elvégezhető és nagyon pontos. E szempontból nagy távolságokra minden más optikai mérési eljárást felülmúl. Az összehasonlításnál a légkör hatása a lasersugárzásra nem túlságosan lényeges, mert rossz időjárási viszonyok, pl. köd, hó, eső és pára, más optikai mérési módszereket is lehetetlenné tesznek. Ezért a lasersugaras távolságmérés lehetőségeivel és feltételeivel részletesebben kell foglalkoznunk. Vizsgáljuk meg először a laserimpulzus visszaverődését tetszés szerinti tárgyon.

Erre a következő összefüggés áll fenn:

$$P_{\text{vevő}} = P_{\text{adó}} \cdot e^{-2\beta_{\text{levegő}} L} \cdot R_M \cdot F_{\text{vevő}} \cdot \frac{1}{L^2} \quad (6.22)$$

a diffúzan visszaverő tárgyról visszaérkező teljesítmény, laserimpulzusos távolságmérésben

$P_{\text{vevő}}$ W az észlelt teljesítmény,
 $F_{\text{vevő}}$ m² az effektív észlelő felület,
 $P_{\text{adó}}$ W az impulzus-laser teljesítménye,
 R_M a mérendő tárgy reflexióképessége,
 L m a tárgy és a vevő közötti távolság
 $e^{-2\beta_{\text{levegő}} L}$ a fény gyengülése a légkörön való áthaladás közben (lásd 6.31 pontot)

A laserimpulzusnak az adó—tárgy—észlelő közötti távolságot be kell futnia. Ha az adót és az észlelőt közvetlenül egymás mellett állítjuk fel, akkor a fénynek a mérendő távolságot kétszer kell megtennie. Ez a levegő gyengítő hatása folytán igen kedvezőtlen, de elkerülhetetlen.

A (6.29) egyenlet szerint az észlelőre érkező teljesítmény az adó teljesítményével és az észlelő felületével arányosan nő. A kimenő impulzusnak tehát lehetőleg kis felfutási idejűnek és intenzívnek kell lennie. Laserimpulzus-adóként ezért csak óriásimpulzus-üzemű laser jöhet számításba. Rubinlaserrel ilyen üzemmódban 1 ns felfutási idejű és 1 GW teljesítményű impulzusok érhetőek el. Az észlelő felületnek nagynak kell lennie, hogy a visszavert intenzitásból minél többet felfoghasson. A fotodetektor elé ezért általában gyűjtőlencsét vagy homorú tükört iktatnak be, hiszen a gyors FES-ok katódfelülete kicsi (kb. 10 cm²). Az effektív észlelőfelület ilyenkor a gyűjtőlencse, illetve a homorú tükör felülete.

A tárgy visszaverőképessége két tényezőtől tevődik össze:

$$|R_M = R^* \cdot \frac{F_M}{F_{\text{nyaláb}}} < 1, \quad (6.23)$$

a diffúzan visszaverő tárgy reflexiója

R^* tárgyfelület optikai reflexiója (<1).

Az észlelő és a mérendő tárgy közötti nagy távolság miatt a mérendő tárgy R^* optikai reflexióképességére a nyálábátmérőre közepelt reflexióképességet vehetjük. A reflexióképesség értéke nagyon különböző lehet, általában azonban 0,01...0,5 közé esik. A tárgyra beeső nyáláb intenzitása csak akkor verődhet teljes egészében vissza, ha a tárgyfelület nagyobb, mint a nyálábfelület. Ha a tárgy felülete kisebb vagy pl. rácsszerkezetű, úgy a nyálábintenzitás egy része elvész. Az $F_M/F_{\text{nyaláb}}$ -hányadosnak tehát egynél mindig kisebbnek kell lennie és legfeljebb 1 lehet, mert maximumalisan az összintenzitás vehet részt a visszaverődésben.

A visszavert intenzitásra abban az irányban, amelyből a mérőnyaláb érkezik, diffúz reflexiót tételezünk fel. A tárgyról kiinduló fény terjedésére ekkor a Lambert-féle törvény érvényes, azaz az intenzitás a távolság négyzetével csökken. A légkör abszorpciója és szórása okozta fénygyengülés és a visszaverődés után a fényintenzitásnak a távolság négyzetével arányos csökkenése igen nagy intenzitásvesztést okoz. Az

ismertetésre kerülő módszereknél ezen elvi akadályok csak nagy adóteljesítmény útján és csak részben hááríthatók el.

Valamely tetszőleges tárgy távolságát több lépésben mérjük. Először a tárgyat száálkeresztos távcsővel megkeressük és a száálkereszt középre állítjuk. A távcső és a laseradó optikai tengelyének nagyon pontosan egyezniök kell, mert a lasernyaláb erősen párhuzamosított és egyébként célt tévesztene. Ezután kerül sor a laserimpulzus kibocsátására. Intenzitásának egy tört részét indító impulzusként a vevőre vezetjük és ezzel indítjuk be az időmérő-szerkezetet, amelyet azután a visszavert impulzus állít le. ± 1 ns pontosságú időméréssel a távolság ± 30 cm pontossággal mérhető. Itt feltételeztük, hogy a fény a teljes mérési szakaszon mindig állandó sebességgel terjed. A légköri jelenségek következtében azonban a légkör törésmutatója változhat, úgyhogy e feltétel nem mindig teljesül. Az ezzel kapcsolatban fellépő hibákat még ki fogjuk számítani. A korszerű impulzustechnika lehetővé tesz 1 ns pontosságú időmérést. Ehhez azonban szükséges, hogy az adóimpulzus felfutási ideje 1 ns vagy ennél rövidebb legyen.

Az érzékelő fotodetektora a kibocsátott és a visszavert fényimpulzust elektromos impulzussá alakítja át és az elektronikus kiértékelő rendszerbe juttatja, amely lényegében egy gyors száámológéből áll. A fotodetektor-jel felfutási idejének is lehetőleg rövidnek kell lennie. A leggyorsabb fotoelektroncsokszorozókkaal, amelyeket nagy érzékenységgük alapján kell alkalmazni kb. 2 ns felfutási időt érnek el. A fotodetektor elé a sugármenetbe még egy interferenciaszűrőt tesznek, hogy a szórt háttérfényt, amely pl. a napfényből száarmazhat, a fotodetektortól lehetőleg távartarsák. Az 5.51 pontban megmutattuk, hogy a szórt háttérfény a legkisebb észlelhető fénytéljesítmény értékét nagyon erősen megnöveli. Nappali fénynél végzett mérésben az érzékelő érzékenysége gyakorlatilag csak attól a szórt fénytől függ, amely az interferenciaszűrő ellenére még a detektorra jut.

A most ismertetett távolságmérési módszer előnye, hogy bármilyen tárgyra alkalmazható. Hátránya viszont az, hogy általában nemcsak a tárgyon, hanem a sugármenetben lévő akadályokon is keletkezik visszaverődés, ami a mérés értékelését megnehezíti. Már egészen kis akadályok is, mint pl. vezeték vagy fák, megzavarhatják a mérést. Ha ezek a mérőberendezéshez közelebb esnek mint a tárgy, akkor a visszaverődés rajtuk sokkal erősebb, mint a mérendő tárgyon. Kiértékelésnél tehát az impulzusokat idő és intenzitás szerint osztályozni kell, az elektronikus kiértékelés részleteivel azonban itt nem foglalkozhatunk.

E nehézségek azonban elkerülhetők, ha a tárgyat meg lehet közelíteni. Ilyen helyzet adódik sok olyan mérési problémánál, ahol a távolságot pontosan kell mérni, de geodéziai mérésre nincs idő. E mérési módszernél a tárgyra saroktükröt (lásd 4.11.32 pontot) helyeznek, amely a

lasernyalábot önmagába veri vissza. A saroktükrőről irányított tükrözéssel visszavert intenzitás sokkal nagyobb, mint a környezetről vagy az akadályokról diffúz visszavert intenzitás, amely a távolság négyzetével csökken. Ilyen esetre felírható:

$$P_{\text{vevő ST}} = P_{\text{adó}} \cdot e^{-2\beta_{\text{levegő}} L} \cdot R_{\text{ST}} \cdot F_{\text{vevő}} \cdot \frac{1}{F_{\text{refl}}} \quad (6.24)$$

a vevőteljesítmény laserimpulzussal végzett távolságmérésben,
ha a tárgyon saroktükör van elhelyezve

R_{ST} a saroktükör reflexiója,
 F_{refl} m² a saroktükör által az észlelés helyén megvilágított felület.

Minden megvilágított felületet kör alakúnak tétélezhetünk fel, mert a lencsék és a saroktükrök általában forgásszimmetrikusak. Legeyen $\Theta_{\text{nyaláb}}$ a lasernyaláb széttartási szöge; akkor átmérője L távolságban:

$$d_{\text{nyaláb}} = \Theta_{\text{nyaláb}} \cdot L \quad (6.25)$$

$d_{\text{nyaláb}}$ m az adónyaláb átmérője az adótól L távolságban,
 $\Theta_{\text{nyaláb}}$ az adónyaláb széttartási szöge.

A (6.25) egyenlet csak az adótól bizonyos távolságra érvényes, mégpedig akkor, ha az adó kimenetén kicsi az adónyaláb átmérője az L távolsághoz képest, úgyhogy gyakorlatilag pontszerű fényforrást tétélezhetünk fel. Az adónyaláb felületére felírhatjuk:

$$F_{\text{nyaláb}} = \frac{\pi}{4} \cdot \Theta_{\text{nyaláb}}^2 \cdot L^2 \quad (6.26)$$

A saroktükör reflexióját a következőképpen adhatjuk meg:

$$R_{\text{ST}} = R_{\text{ST}}^* \cdot \frac{F_{\text{ST}}}{F_{\text{nyaláb}}} \leq 1, \quad (6.27)$$

a saroktükör reflexiója

$R_{\text{ST}}^* \approx 1$ a saroktükör optikai reflexióképessége,

$F_{\text{ST}} = \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{ST}}^2$ a saroktükör felülete.

Általában $R_{\text{ST}} < 1$, minthogy a saroktükör felülete az adótól bizonyos távolságban már kisebb, mint a nyalábfelület. Ha a saroktükör felülete nagyobb, mint a nyalábfelület, akkor $R_{\text{ST}} = 1$, mert a besugárzott intenzitásnál nagyobb intenzitás nem verődhet vissza. A saroktükrőről visszavert fénynyaláb széttartása általában megegyezik az adónyaláb széttartásával. A saroktükrőről visszavert fény nyaláboltságát azonban az elhajlás korlátozza.

A saroktükrőről visszavert fény által az észlelés helyén megvilági-

tott felületre felírhatjuk:

$$F_{\text{refl}} = \frac{\pi}{4} \cdot \Theta_{\text{ST}}^2 \cdot L^2 \quad (6.28)$$

a saroktükör által az észlelés helyén megvilágított felület

Θ_{ST} saroktükörről visszavert nyaláb széttartása.

A (6.26)...(6.28) egyenletek behelyettesítésével a (6.24) egyenletbe, kapjuk:

$$P_{\text{vev}\delta\text{ST}} = P_{\text{ad}\delta} \cdot e^{-2\beta_{\text{leveg}\delta}} \cdot L \cdot \frac{d_{\text{ST}}^2 \cdot d_{\text{vev}\delta}^2}{\Theta_{\text{nyal}\delta}^2 \cdot \Theta_{\text{ST}}^2 \cdot L^4} \quad (6.29)$$

az érzékelt teljesítmény laserimpulzussal végzett távolságmérésben a tárgyon elhelyezett saroktükörrel

A saroktükörrel elért teljesítménytöbblet kiszámításához osszuk el most a (6.29) egyenletet a (6.22) egyenlettel:

$$\frac{P_{\text{vev}\delta\text{ST}}}{P_{\text{vev}\delta}} = \frac{4 \cdot d_{\text{ST}}^2}{\pi \cdot R_M \cdot \Theta_{\text{nyal}\delta}^2 \cdot \Theta_{\text{ST}}^2 \cdot L^2} \quad (6.30)$$

a vevőteljesítmény-többlet saroktükörrel végzett távolságmérésben

A (6.30) egyenletből rögtön látható, hogy saroktükörrel mindig akkor érhető el nagy nyereség, ha a nyaláb széttartását kis értéken tudjuk tartani. Ez azonban nagyon könnyen megvalósítható, ha a jól nyalábolt lasersugárzás visszaverésére saroktükört használunk. A távolságmérésben alkalmazott saroktükör hatásának szemléltetésére helyettesítsünk be néhány értéket a (6.30) egyenletbe. Az $R_M=0,1$, tehát 10% reflexió, egy átlagos tapasztalati érték. Amint már megmutattuk, laserrel $\Theta_{\text{nyal}\delta}=1$ mrad nyalábdivergencia könnyen elérhető. Jó saroktükörrel ugyancsak $\Theta_{\text{ST}}=1$ mrad. 10 cm átmérőjű saroktükör még készíthető, vagy ekkora felület több kisebb saroktükörből is kialakítható (ez gyakran csökkenti a berendezés költségeit), $d_{\text{ST}}=0,1$ m tehát biztosan elérhető. Ezeket az értékeket a (6.30) egyenletbe behelyettesítve, kitűnik, hogy távolságmérésben a tárgyra helyezett saroktükör révén minden különösebb nehézség nélkül elérhető

$$P_{\text{vev}\delta\text{ST}} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{10^{11}}{L^2} \cdot P_{\text{vev}\delta}$$

vevőteljesítmény. A saroktükör által visszavert jel tehát még nagy távolságokon is minden más reflexiót nagyságrendekkel túlszárnyal. Rövid távolságra is nagyon előnyös a saroktükör, mert a róla visszaverődő jel

intenzitása a környezet összes zavaró reflexióját olyan jelentősen felülmúlja, hogy az elektronikus kiértékelés lényegesen egyszerűbbé válik.

Tekintsük át a lasersugaras távolságmérés lehetőségeit néhány példán. Induljunk ki ehhez a következő feltételezésekből: Legyen az adóteljesítmény $P_{\text{ad}\delta}=10^7$ W; ez különleges feltételek esetében $P_{\text{ad}\delta}=10^9$ W-ra növelhető. Az adónyaláb széttartása legyen $\Theta_{\text{nyal}\delta}=1$ mrad, a hatásos vevőfelület átmérője pedig: $d_{\text{vev}\delta}=0,1$ m, a felület tehát $F_{\text{vev}\delta} = \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2}$ m². A tárgy átlagos reflexiója pedig legyen $R_M=0,1$. A fény

léggöri gyengülésére — miután ez idő szerint még nem állnak rendelkezésre pontosabb adatok — $\beta_{\text{leveg}\delta}=0,1$ km⁻¹ gyengítési együtthatóval számolunk, ami nagyjából megfelel a nagyon jó látási viszonyoknak. A megfelelő gyengülési értékeket a 6.6. ábra $\beta_{\text{leveg}\delta 1}$ görbéjéről vehetjük a $2L$ kétszeres távolság figyelembevételével. A FES-val észlelhető legkisebb fénytelsítményre az (5.44) egyenlet szerint — egyidejűleg beérkező szórt háttérfény mellett, amit itt a nappal végzett mérés miatt figyelembe kell venni — az alábbi képlet érvényes:

$$P_{\text{vev}\delta} = \sqrt{2 \cdot \frac{J}{Z} \cdot \frac{e_0 \Delta f}{\gamma} \cdot P_{\text{háttér}}} \quad (6.31)$$

Mint hogy $P_{\text{sötét}} \ll P_{\text{háttér}}$, az (5.44) egyenlet utolsó tagja biztosan kiesik, hiszen ez a FES-nál már a $P_{\text{sötét}}$ -hez képest is elhanyagolható volt. Ha a biztonságos kiértékeléshez $\frac{J}{Z} = \frac{2}{1}$ jel—zaj-viszonyt követelünk meg és a szórt háttérfény intenzitása nappali világításban $P_{\text{háttér}} \approx 10^{-6}$ W, akkor a $\gamma_{\text{S-20; 700 nm}} = 10^{-2}$ A/W fotoelektromos érzékenységgű FES-al, $\Delta f = 300$ MHz sávzélességgel, nappali világításban az észlelési határra a következő értéket kapjuk:

$$P_{\text{vev}\delta \text{ min}} = \sqrt{2 \cdot \frac{2}{1} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^8}{10^{-2}} \cdot 10^{-6}} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ W.}$$

Számítsuk ki a következő példákat lasersugaras távolságmérésre az alábbi értékekkel:

$$P_{\text{ad}\delta} = 10^7 \text{ W,} \quad P_{\text{vev}\delta \text{ min}} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ W,}$$

$$\Theta_{\text{nyal}\delta} = 1 \text{ mrad,} \quad F_{\text{vev}\delta} = \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$$

$$R_M = 0,1,$$

$$\beta_{\text{leveg}\delta} = 0,1 \text{ km}^{-1}.$$

A mérési elvet a 6.9. ábra szemlélteti.

Példa: Diffúzan visszaverő tárgy távolságának mérése laserimpulzussal.

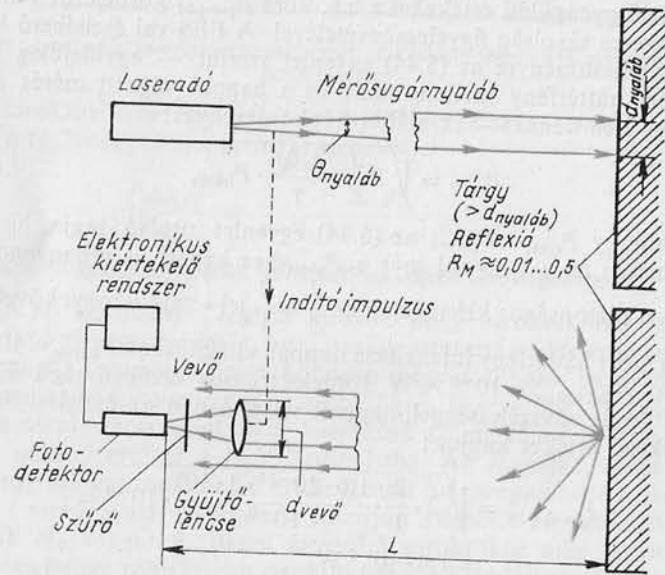
a) Távolság $L = 10$ km

A (6.22) egyenlet szerint a vétel helyén kapott teljesítmény:

$$P_{\text{vevő}} = 10^7 \cdot 1,5 \cdot 10^{-1} \cdot 0,1 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{10^8} =$$

$$= 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ W.}$$

Jó látási viszonyok között, 10 km távolságon, nappali világításnál tehát a FES érzékenysége elegendő a biztonságos méréshez.



6.9. ábra. A lasersugaras távolságmérés elve

A hatótávolság növelhető a szórt fény csökkentésével, illetve az adó teljesítményének fokozásával. A szórt fény pl. úgy csökkenthető, hogy a mérést éjjel végezzük. Gyakran azonban éjjel nem tudunk távolságot mérni, mert nem találjuk meg távcsővel a célt. Különleges szűrővel azonban még a nappali szórt fény is csökkenthető és elérhető a $P_{\text{vevő min}} = 10^{-8}$ W érzékelőrendszer-érzékenysége is. Ezen kívül az adóteljesítmény is növelhető még $P_{\text{adó}} = 10^9$ W-ig.

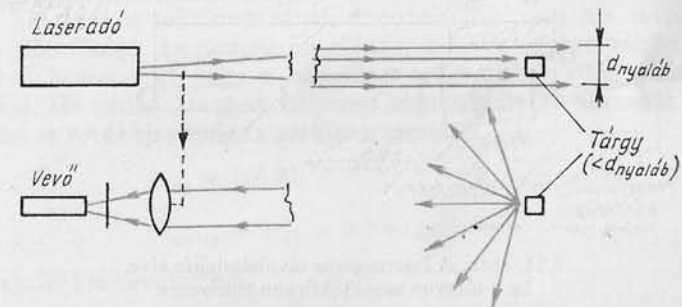
b) Távolság $L = 50$ km.

10^9 W-ra növelt adóteljesítmény mellett, a (6.22) egyenletből a vevőteljesítményre

$$P_{\text{vevő}} = 10^9 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot 0,1 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{25 \cdot 10^8} = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ W}$$

adódik. Kedvező időjárási viszonyok között, jó mérőberendezéssel tehát laser-távolságmérővel 50 km-ig terjedő távolságok mérhetők. Az egyes célok megkülönböztetése azonban ilyenkor már nem könnyű, minthogy a nyaláb a közbenső térben könnyen akadályokba ütközhet; 50 km-en túl, nagy párhuzamossága ellenére, a nyaláb átmérője elérte az 50 m-t.

A megadott példák nagyméretű tárgy távolságának mérésére érvényesek, ahol a tárgy nem téveszthető el és ahol azt mindig az egész adónyaláb éri. Ha azonban a nyalábnak a 6.10. ábrához hasonlóan, pl. egy 10 km távolságra levő, 5 m átmérőjű tornyot kell eltalálnia, ez csak akkor sikerülhet, ha az adó rázkódásmentes. Az adótól 10 km távolságban az 1 mrad széttartású adónyaláb átmérője 10 m [lásd (6.25) egyenlet]. Az optikai rendszer tengelye tehát legfeljebb 10^{-3} -mal mozdulhat



6.10. ábra. A lasersugaras távolságmérés elve, ha a tárgy átmérője kisebb, mint az adónyaláb átmérője az adótól L távolságban

el, ami csak nagyon stabil felállítással valósítható meg. Nagyobb távolságból végzett mérésnél ugyan a nyalábátmérő és ezzel a tárgy eltalálásának a lehetősége nagyobb, viszont a reflektált fényintenzitás túl kicsi.

A (6.23) egyenlet szerint az $\frac{F_M}{F_{\text{nyaláb}}}$ -hányados csökkenésével az R_M , s ezzel a vevőteljesítmény is csökken.

Ha a mérőnyalábnak a tárgyról való visszatükrözésére saroktüköröt használunk, a körülmények sok szempontból egyszerűbbek lesznek. A saroktükörről visszavert jel lényegesen erősebb mint a környezet reflexiója és a célzás is egyszerűbb, mert a nyaláb az adó optikai tengelyének kis elmozdulása esetén is ráesik a saroktükör kis felületére (6.11. ábra).

A következő példákban szintén a diffúzan visszaverő tárgy távolságának mérésénél választott értékeket használjuk, tehát

$$P_{\text{adó}} = 10^7 \text{ W}, \quad P_{\text{vevő min}} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ W}.$$

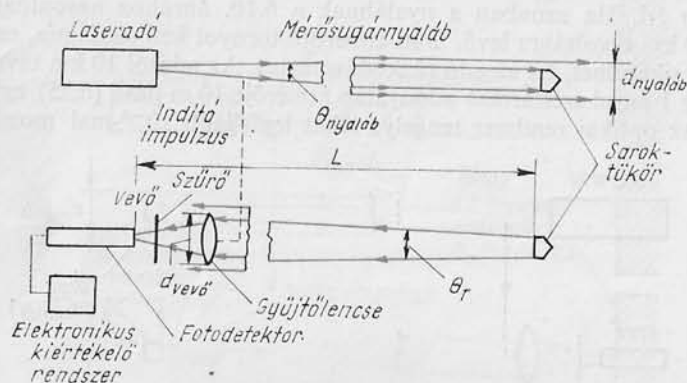
$$\beta_{\text{levegő}} = 0,1 \text{ km}^{-1}.$$

Ezen kívül legyen a tárgyra helyezett saroktükörnél:

$$\Theta_{\text{ST}} = \Theta_{\text{nyaláb}} = 1 \text{ mrad},$$

$$d_{\text{ST}} = d_{\text{vevő}} = 0,1 \text{ m}.$$

Példa: Távolságmérés laserimpulzussal és a tárgyra helyezett saroktükörrel:



6.11. ábra. A lasersugaras távolságmérés elve, ha a tárgyon saroktükör van elhelyezve

a) A távolság $L = 10 \text{ km}$.

A (6.29) egyenlet alapján a vevőtelijsítmény,

$$P_{\text{vevő ST}} = 10^7 \cdot 1,5 \cdot 10^{-1} \cdot \frac{0,1^2 \cdot 0,1^2}{10^{-6} \cdot 10^{-6} \cdot 10^{16}} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ W}.$$

Ez 10^5 -ös faktoriall múlja felül az alkalmazott fotoelektromos mérőberendezés észlelési határát.

E nagy vevőtelijsítmény kis távolságokon nagyon megkönnyíti az értékelést, mert a keresett reflexió erősen különbözik a zavaró reflexiótól. Ezért 10 km tartományon belüli távolságok laser-távolságmérővel nagyon egyszerűen és gyorsan mérhetők. Még az adó és a saroktükör

elmozdulása se nagyon zavar, mert az adónyaláb átmérője a tükör helyén mindig nagy a tükörátmérőhöz képest és a visszavert nyaláb átmérője is nagy a vevő átmérőjéhez képest, úgyhogy mindkettő biztonsággal eltalálható.

b) A távolság $L = 50 \text{ km}$.

10^9 W -ra megnövelt adótelijsítmény mellett, a (6.29) egyenlet szerint, a vevő helyén észlelt teljesítményre a következő értéket kapjuk:

$$P_{\text{vevő ST}} = 10^9 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{0,1^2 \cdot 0,1^2}{10^{-6} \cdot 10^{-6} \cdot 625 \cdot 10^{16}} = 8,2 \cdot 10^{-7} \text{ W}.$$

Saroktükörrel tehát — 10^9 W teljesítményű adóval — 50 km-ig még nagyobb szórtfényintenzitás esetében is kifogástalanul mérhetők távolságok. Olyan tárgyak távolságának mérésénél tehát, amelyek hozzáférhetők és amelyekre saroktükör helyezhető, a műszaki ráfordítás és így a költségek is sokkal kisebbek.

Saroktükör alkalmazásának azonban főképpen kis távolságokon van jelentősége. Legfontosabb előnye, hogy a kívánt mérési pontról érkező hasznos jel nagy a környezet reflexiójából adódó háttérjelhez képest. Ha pedig a tárgyra helyezett saroktükörön kívül magát a berendezést is továbbjavítjuk az alábbiak szerint:

$$P_{\text{adó}} = 10^9 \text{ W}, \quad P_{\text{vevő min}} = 10^{-8} \text{ W},$$

$$\Theta_{\text{nyaláb}} = \Theta_{\text{ST}} = 0,1 \text{ mrad},$$

akkor 50 km távolságra:

$$P_{\text{vevő ST}} = 10^9 \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{0,1^2 \cdot 0,1^2}{10^{-8} \cdot 10^{-8} \cdot 625 \cdot 10^{16}} = 0,008 \text{ W}.$$

Ez esetben olyan nagy vevőtelijsítményt kapunk, hogy a berendezést túlméretezettnek is mondhatnánk. Ilyen nagy vevőtelijsítménnyel azonban rossz időben is lehet mérni. Eddig ugyanis a legkedvezőbb látási viszonyoknak megfelelő $\beta_{\text{levegő}}$ gyengítési együtthatóval számoltunk, míg nagyobb $\beta_{\text{levegő}}$ mellett a légköri gyengülés nagyon erősen nő és így a vevőtelijsítmény nagymértékben csökken.

A megadott feltételek mellett elérhető nagy vevőtelijsítmény ezenkívül lehetőséget nyújt nagyon nagy távolságok áthidalására is, amennyiben a légköri gyengülés kiiktatható. Ez az eset pl. a világűrben végzett méréseknél. De a földről is végeztek kísérleteket műholdaknak laser-

sugárral való bemérésére. A lasernyaláb mintegy 10 km után elhagyja a föld légkörét és a világűrben gyengülés nélkül terjedhet. Az ilyen mérések fő nehézsége, hogy a levegő törésmutatójának változásai következtében az erősen nyálábolt sugár eltérül és a visszavert sugár nem esik a mérőberendezésre. Ezen kívül a berendezésnek a laserimpulzus kibocsátása során fellépő legcsekélyebb elmozdulása is a cél elhibázását okozza. Ennek ellenére sikerült már ilyen alapon a Föld felületétől 1000 km távolságra levő műholdakat bemérni, olyképpen, hogy a Föld felülete felé eső oldalukon saroktükröt helyeztek el. E módszertől a kontinensek jobb felmérése várható.

Távolságmérések vízben is végezhetők laserrel. A fény vízben kétszertelenül sokkal jobban gyengül mint a légkörben, úgyhogy csak egész kis — 500 m alatti — hatótávolságok jöhetnek tekintetbe.

Példa: Víz alatti távolságmérés laserimpulzussal

A nagy abszorpció miatt csupán a legérzékenyebb mérőberendezések jöhetnek számításba. Tételezzük fel a következő értékeket:

$$P_{\text{adó}} = 10^9 \text{ W}, \quad P_{\text{vevő min}} = 10^{-8} \text{ W},$$

$$R_M = 0,1, \quad d_{\text{vevő}} = 0,1 \text{ m},$$

$$\beta_{\text{viz}} = 0,05 \text{ m}^{-1}, \quad F_{\text{vevő}} = \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \text{ m}^2.$$

A (6.22) egyenlet alapján $L = 200 \text{ m}$ távolságra, a 6.8. ábra szerinti $e^{-2\beta_{\text{viz}}L}$ mellett, a vevőteljesítményre kapjuk:

$$P_{\text{vevő}} = 10^9 \cdot 10^{-9} \cdot 0,1 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{4 \cdot 10^4} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ W}.$$

Ilyen alapon víz alatt 200 m távolság még éppen mérhető. Saroktükrök alkalmazása itt is nagyon előnyös, bár akkor is csak kb. 500 m-es távolságok hidálhatók át.

A távolságmérés pontossága szempontjából lényeges az állandó fénysebesség. A fénysugár pályája azonban a légkörben, a különböző törésmutatók miatt, elgörbül és a sebessége is változik. Távolságmérésnél a fénysebességek különbözősége a mérendő távolság hibájában jelentkezik. A távolságmérés hibája általános alakban a következőképpen adható meg:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta n_{\theta; p; p_{\text{H}_2\text{O}}}}{n_{\theta; p; p_{\text{H}_2\text{O}}}} + \frac{\Delta t}{t}. \quad (6.32)$$

a laseres távolságmérés relatív pontossága

Időmérésnél a frekvenciaszámlálás következtében mindig $\Delta t = \pm 1 \text{ ns}$. 30 km-re tehát $\frac{\Delta t}{t} = 10^{-5}$, míg 3 km-re $\frac{\Delta t}{t} = 10^{-4}$.

A levegő törésmutatója a (6.14) és a (6.15) egyenlet szerint állandó légnyomáson $^{\circ}\text{C}$ -onként $\frac{\Delta n}{n} \approx 10^{-6}$ -nal változik. 10°C hőmérsékletingadozásra $\frac{\Delta n}{n} \approx 10^{-5}$, tehát nagy távolságokon már az időmérés pontosságának nagyságrendjébe esik. A (6.16) és (6.17) egyenletek megadják a légnyomásnak és a vízgőztartalomnak a légkör törésmutatójára gyakorolt hatását. Az $1 \mu\text{m}$ körüli hullámhossztartományban, a légnyomás és a vízgőztartalom szokásos változása esetén, 30 km-ig terjedő földi méréseknél ezeknek a $\frac{\Delta n}{n}$ -re gyakorolt hatása a $\Delta t = 1 \text{ ns}$ időpontosság mellett elhanyagolható.

A laserimpulzus futási ideje egy 50 km távolságra levő tárgyhöz és vissza

$$\frac{L}{c} = \frac{100 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^8} = 0,3 \text{ ms}.$$

Egy 10 ns időtartamú laserimpulzus hossza 3 m. Ma már sikerült 30 ps időtartamú laserimpulzusokat is előállítani, úgyhogy a fényimpulzus hossza már csak 1 cm.

Összefoglalás:

A távolságmérés az impulzusüzemű laser által kibocsátott impulzus és a tárgyról visszavert fényimpulzus közötti időbeli távolság mérésén alapul. A módszer nagy távolságok esetén is nagy pontosságot biztosít, bár a légkör törésmutatójának változása egy további hibaforrást jelent a távolságmérésben.

Diffúzan visszaverő tárgy távolsága kedvező látási körülmények között és jó mérőberendezéssel 50 km távolságig mérhető. Ehhez lehetőleg nagy adóteljesítményre és a szórt háttérfény csökkentésére van szükség. Kisméretű tárgyak távolságának méréséhez az adónak rázkódásmérsnek kell lennie.

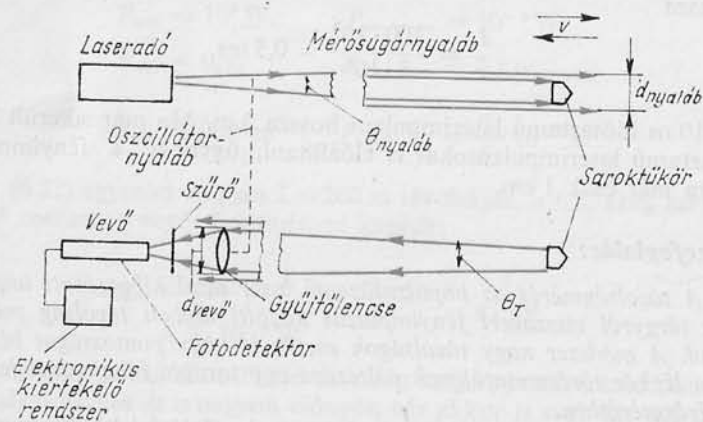
Sokkal nagyobb vevőteljesítmény nyerhető, ha a tárgyra az adónyaláb visszatükrözésére saroktükröt helyezünk. Ez esetben rosszabb időjárás körülmények között, vagy nagyobb távolságra is végezhetők mérések. Ezen kívül kis távolságok is könnyebben mérhetők, mert a saroktükrőről visszavert jel a környezet háttér-reflexióitól világosan megkülönböztethető. A rázkódásokkal szembeni érzékenység is lényegesen kisebb.

6.5 Sebességmérés lasersugárral

Lasersugárral a Doppler-effektus alapján mérhetjük a sebességet, mert amint az 5.53 pontban ismertettük, koherens adónyalábbal heterodinvételezés valósítható meg. A mérés szempontjából lényeges előnyt jelent a lasersugár kitűnő nyaláboltsága. Emellett lehetőség nyílik arra, hogy nagyon kis ($< 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) sebességeket is igen pontosan mérjünk.

A lasersugár terjedésével és visszaverődésével már a távolságmérésnél (6.4 szakasz) foglalkoztunk; a sebességmérésre ugyanazok a megfontolások érvényesek. Itt most csak a sebességmérés elvével foglalkozunk. Az elektronikus kiértékelés ismertetésére, valamint a célkiválasztással és a nyalábvezetéssel kapcsolatos kérdésekre nem térhetünk ki. Feltételezzük továbbá, hogy a tárgy csak a nyaláb irányában mozdul. A sebességméréshez adóként folytonos üzemi laserre van szükség, a vizsgálathoz hélium-neon gázlasert választottunk.

A 6.12. ábra a lasersugaras sebességmérés elvét szemlélteti. A Dopp-



6.12. ábra. A lasersugaras sebességmérés elve, ha a tárgyon fényreflektorként saroktükör van elhelyezve

ler-effektus okozta frekvenciaváltozásra, ha a mérőberendezés áll és a cél mozog, a következő képlet érvényes:

$$\Delta v = 2v_0 \cdot \frac{v_M}{c} \quad (6.33)$$

a Doppler-effektus következtében fellépő frekvenciaváltozás

$\Delta v \text{ s}^{-1}$ a Doppler-frekvencia,
 $v_0 \text{ s}^{-1}$ az adó-nyaláb frekvenciája,
 $v_M \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a tárgysebesség,
 $c \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a fénysebesség.

$\frac{v_0}{c} = \frac{1}{\lambda}$ behelyettesítésével, a (6.33) egyenletből kapjuk:

$$\Delta v = 2 \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot v_M, \quad (6.34)$$

λ m az adó-nyaláb hullámhossza.

Ekkor a $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ hullámhosszú hélium-neon gázlaserre:

$$\Delta v = 3,16 \cdot 10^6 \cdot v_M. \quad (6.35)$$

A lasersugár kis hullámhossza sokszor előnyös, az elektronikus kiértékelésnél azonban nehézségeket okoz, mint ez a következő példából világosan kitűnik.

Példa: Doppler-frekvencia számítása szélsőségesen eltérő sebességekkel mozgó tárgyakra

$$v_{M1} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 3,6 \text{ km/h (gyalogos)}$$

$$v_{M2} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 108 \text{ km/h (személyautó)}$$

$$v_{M3} = 333 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} = 1200 \text{ km/h (hangsebesség)}$$

A frekvenciaváltozásokra a (6.35) egyenlet szerint a következő értékek adódnak:

$$\Delta v_1 \approx 3 \text{ MHz}, \quad \Delta v_2 \approx 100 \text{ MHz}, \quad \Delta v_3 \approx 1 \text{ GHz}.$$

Az elektronikus értékelőberendezésnek tehát a sebességre való átszámításnál igen nagy frekvenciatartományt kell feldolgoznia.

Másrésztől azonban a (6.35) egyenlet szerint lasersugárral nagyon kis sebességek is mérhetők. 10 m/s -nél kisebb sebességek esetében ugyanis könnyű a kiértékelés, ugyanakkor a frekvencia — és ezzel együtt a sebesség — nagy pontossággal mérhető. Így például két úrhajó találkozásánál nagyon fontos, hogy mindkettő azonos sebességgel haladjon, tehát az úrhajóból a legkisebb sebességkülönbségeket is mérni kell. E mérés pl. lasersugárral elvégezhető, s a jövőben valószínűleg alkalmazni is fogják. Megfelelő kiértékelés alapján még az is megállapítható, hogy az úrhajók egymáshoz közelednek vagy egymástól távolodnak-e. A 6.11. ábra vázlatosan mutatja a sebességmérést. A modulálatlan laser folytonos adónyalábját intenzitásának kb. 1%-át oszcillátornyalábként közvetlenül a detektorra visszük. Minthogy az adó- és az oszcillátornyalábot ugyanazon laser sugározza, ezek frekvenciája mindig megegyezik

és így a laser kis abszolút frekvenciaingadozása nem zavarja a mérést. A detektor fotorétegén az oszcillátornyalábot keverjük a tárgyról visszavert nyalábbal (5.5 szakasz), és a detektor kimenetén megkapjuk a különbségfrekvenciát. Sebességmérésnél ez a frekvencia a tárgy sebességével arányos.

A He-Ne laser maximális kimenő teljesítménye jelenleg 0,2 W. E miatt erősen korlátozott az a távolság is, amelyen belül egy tárgy sebessége mérhető. Folytonos üzemű gázlaser jobban nyalábolható, mint az impulzusüzemű rubinlaser. Elértek már 10^{-4} rad széttartási szögeket is. Kis széttartási szöggel azonban a beállítás még nehezebb, főképpen kis méretű mozgó tárgyakat nehéz eltalálni és ezenkívül a nyaláb utánvezetéséről is gondoskodni kell. Másrészt a kis divergencia lehetővé teszi a tárgy jó kiválasztását. Ezt az előnyt valószínűleg a közlekedési radarberendezésnél lehet jól kihasználni.

Detektorként 100 m/s sebességeig FES használható; a Doppler-frekvencia ekkor 316 MHz. Nagyobb sebességekre, amelyekkel nagyobb Doppler-frekvenciák adódnak, félvezető-fotodiódát kell használni, bár a dióda nagyon kis kimenő jele miatt az elektronikus kiértékelés lényegesen nehezebb. FES-nál a kis kvantumhatásfokot a nagy erősítés részben kiegyenlíti, úgyhogy 10^{-6} W-os jel még észlelhető, mikor azt az oszcillátor-lasernyalábbal keverjük.

A lasersugaras sebességmérés lehetőségeit példákkal világítjuk meg. Ehhez tételezzük fel, hogy

$$\begin{aligned} P_{\text{adó}} &= 0,2 \text{ W}, & P_{\text{vevő min}} &= 10^{-6} \text{ W}, \\ R_M &= 0,1, & d_{\text{vevő}} &= 0,1 \text{ m}, \\ \beta_{\text{vevő}} &= 0,1 \text{ km}^{-1}, \\ L &= 1 \text{ km}, & F_{\text{vevő}} &= \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \text{ m}^2. \end{aligned}$$

Példa: Diffúzan visszaverő tárgy sebességének mérése gázlaserrel

A (6.22) egyenletből az adott feltételek mellett a vevőteljesítmény:

$$\begin{aligned} P_{\text{vevő}} &= 0,2 \cdot 0,8 \cdot 0,1 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{10^6} = \\ &= 10^{-10} \text{ W}. \end{aligned}$$

A példa azt mutatja, hogy a jelenlegi gázlaserek teljesítményével kisreflexiójú tárgy sebessége már nem mérhető, ha a távolság a néhány métert meghaladja. E nehézség részben áthidalható, ha a tárgyra saroktükröt helyezhetünk.

Példa: Saroktükrrel ellátott tárgy sebességének mérése gázlaserrel
Ugyanazon feltételekkel mint a diffúzan visszaverő tárgy esetében, valamint, ha

$$\begin{aligned} d_{\text{ST}} &= d_{\text{vevő}} = 0,1 \text{ m}, \\ \Theta_{\text{ST}} &= \Theta_{\text{nyaláb}} = 1 \text{ mrad}, \end{aligned}$$

a (6.29) egyenlet alapján a teljesítmény a vétel helyén:

$$\begin{aligned} P_{\text{vevő ST}} &= 0,2 \cdot 0,8 \cdot \frac{0,1^2 \cdot 0,1^2}{10^{-6} \cdot 10^{-6} \cdot 10^{12}}, \\ &= 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ W}. \end{aligned}$$

Saroktükr alkalmazásával tehát a mérés ez esetben is viszonylag könnyen elvégezhető. A divergencia csökkentésével a vevőteljesítmény is növelhető lenne. Minthogy azonban sebességmérésben mindig mozgó tárgyról van szó, a nyaláb további párhuzamosítása legyőzhetetlen beállítási nehézségeket okozna.

A világűrben a légköri intenzitásgyengülés esik. Ennek következtében a fenti körülmények között 20 km távolságig végezhető sebességmérések. Valószínűleg a közeljövőben sikerül nagyobb teljesítményű folytonos üzemű lasereket építeni és ezekkel a sebességmérést nagyobb távolságokon végrehajtani. Erre különösen akkor van szükség, ha gyorsan mozgó tárgyakat kell rögzített helyről megfigyelni. Minthogy a beállításhoz bizonyos időre van szükség, a cél eközben olyan nagy távolságra kerül az adótól, hogy biztonságos mérésre már nincs lehetőség. Talán ez a nehézség is kiküszöbölhető lesz impulzus-Doppler-laser-radar-rendszer alkalmazásával. Ehhez azonban pillanatnyilag még nincsen sem azonos frekvencián működő oszcillátor- és impulzuslaser, sem olyan érzékeny detektor, amely nagy határfrekvenciával és elég nagy kimenő jellel rendelkezik.

Összefoglalás:

Mozgó tárgy sebessége lasersugárral a Doppler-effektus alapján mérhető. Ehhez folytonos üzemű laser szükséges. A tárgyról visszavert nyaláb a detektor fotorétegében a laseradóból származó oszcillátor-nyalábra superponálódik. A különbségi frekvencia ekkor a sebességgel arányos.

Főleg a kis sebességek mérhetőek nagyon pontosan. A 100 m/s feletti sebességek elektronikus kiértékelése már nehézségekkel jár. A lasernyaláb kis széttartása megkönnyíti a tárgy kiválasztását, de megnehezíti a beállítást. Főképpen a gázlaser kimenő teljesítményének és a fotodetektorok észlelési érzékenységének korlátozottsága következtében ma még csak 100 m-nél kisebb távolságokon végezhető sebességmérések. A tárgyra saroktükröt helyezve, a sebességmérés kiterjeszhető kb. 1 km-es távolságig.

6.6 A holográfia — háromdimenziós fényképezés lasersugárral lencse nélkül

A koherens lasersugárzás új lehetőségeket teremtett a fényképezés számára. Lasersugarakkal hologram készíthető. Ezt laserfényvel megvilágítva a felvett tárgy háromdimenziós rekonstrukcióját kapjuk. Sem a felvételhez, sem pedig a hologram visszaadásához nem kell a sugármenetbe lencsét iktatnunk. A hologram szót a magyar Gábor Dénes, a holográfia egyik feltalálója alkotta meg. A szó görög eredetű és jelentése körülbelül úgy fordítható, hogy „mindent feljegyez”. Mivel magyarázható, hogy a holográfia a hagyományos fényképezést annyival felülmúlja?

6.6.1 A holográfia alapjai

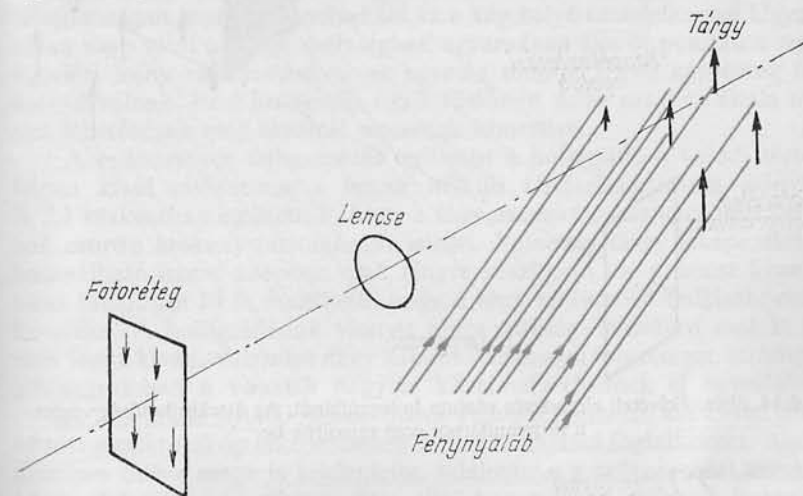
A fényképezéshez egyszerű fényforrást, tehát inkoherens fényt használunk megvilágításra. A tárgyat az optika törvényei szerint egy fényérzékeny rétegre lencsével képezzük le. A sugármenetben levő zárat rövid időre kinyitva, megvilágítjuk a fényérzékeny réteget, majd ebből egy kémiai művelet: az előhívás útján nyerjük az ún. negatívot. A negatív visszaadja a fényintenzitás eloszlását a tárgyon és gyakorlott szemlélő már a negatívról felismeri a tárgy egyes részleteit. A megtekintéshez azonban a negatívról rendszerint pozitív vagy dia pozitív képet készítünk, hogy a tárgyhoz lehetőleg hasonló képet nyerjünk. Ehhez újabb fényképezési és kémiai művelet szükséges.

Mind a felvétel, mind a negatív és a pozitív kép készítése során a kép részleteiben és összhatásában eltérések lépnek fel az eredetihez képest. A részletek eltéréseit lencsehibák és a fotoréteg véges felbontóképessége okozza, míg az összhatást a kontraszt, bizonyos lencsehibák és a lencse korlátolt mélység-élessége változtatja meg. Az emberi szem és az agy együttműködése a hibákat nagyrészt kiegyenlíti, mert egy kép szemlélésénél sok mindent emlékezetünk pótol. Egy hatás azonban teljesen elvész: a felvétel tárgya ugyanis általában háromdimenziós, míg az egyszerű fénykép csak kétdimenziós. Ezen még sztereofelvétel sem segít, mert ehhez két kétdimenziós kép és az agy koordinációs munkája szükséges. Ezenfelül a tárgy mindazon részletei, amelyek a felvétel alatt egymás mögött voltak, elvesznek a visszaadás számára.

A holográfia az ismertetett hátrányok közül sokat kiküszöbölhet, mert nincs szüksége lencsére. Ezenkívül rekonstrukciónál a hologramból a tárgy térbelileg teljesen visszaállítható, így pl. egymás mögötti részletek a megfigyelés irányának változtatásával láthatóvá válnak. Ezt a fejlődést az tette lehetővé, hogy a felvételhez koherens fényt használták

A 6.13. ábra a fényképfelvétel elvét szemlélteti. Ha a lencsét kivesszük a sugármenetből, akkor a fotorétegen nem keletkezik kép, ha-

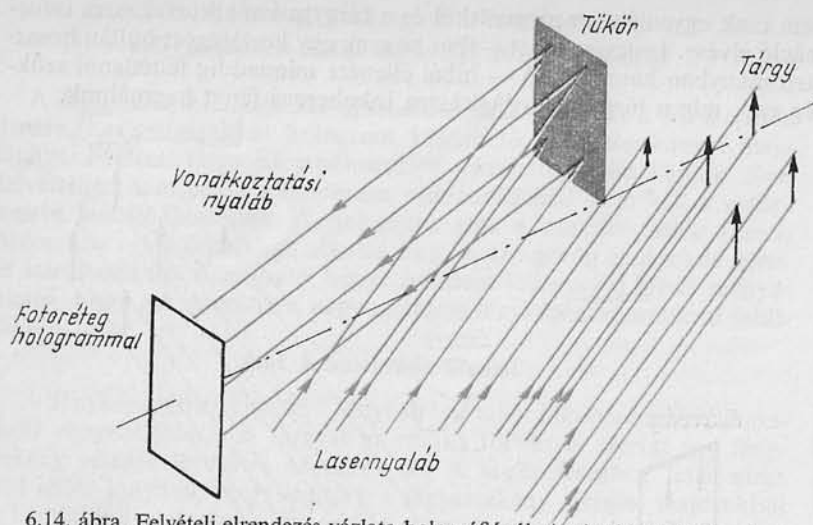
nem csak egyenletesen megszűrkül és a tárgyra vonatkozó összes információ elvész. Lencsére tehát — bár az csak egy korlátozott hullámhossztartományban használható — hibái ellenére mindaddig feltétlenül szükség van, míg a tárgy megvilágítására inkoherens fényt használunk.



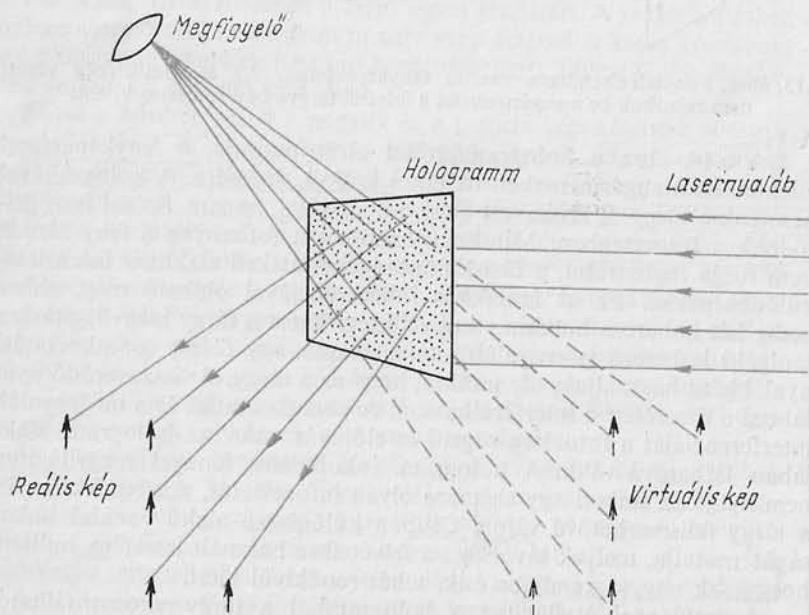
6.13. ábra. Felvételi elrendezés vázlatja fényképezéshez. Az áttekinthetőség végett nem rajzoltuk be a sugármenetet a felvétel tárgya és a fotoréteg között

A 6.14. ábra a holograf felvétel elvét mutatja. A fényképezéssel ellentétben a sugármenetben itt nincs szükség lencsére. A holográfiával nemcsak a tárgyról visszavert fény intenzitásai, hanem fázisai is rögzíthetők a fotorétegben. Minthogy azonban a fotoanyag a fény fázisát nem tudja regisztrálni, a fáziskülönbségeket át kell alakítani intenzitáskülönbségekké. Ez az átalakítás interferenciával oldható meg, ehhez pedig két koherens hullámra van szükség. Ezért a tárgy megvilágítására szolgáló koherens lasersugár intenzitásának egy részét vonatkoztatási nyalábként használjuk, oly módon, hogy az a tárgyról visszaverődő nyalábbal a fotorétegen interferálhasson. A vonatkoztatási és a tárgynyaláb interferenciáját a fotoréteg rögzíti és előhívás után az hologram alakjában láthatóvá válik. A hologram inkoherens fényvel megvilágítva nem nyújt az emberi agy számára olyan információt, amelynek alapján a tárgy felismerhetővé válna. Csupán különböző alakú vonalak sokaságát mutatja, melyek távolsága a felvételhez használt laserfény hullámhosszának nagyságrendjébe esik, tehát rendkívül kicsi.

Laserfényvel átvilágítva, a hologramból a tárgy rekonstruálható. A 6.15. ábra mutatja a felvett tárgy hologramból való rekonstrukció-



6.14. ábra. Felvételi elrendezés vázlatja holográfiánál. Az áttekinthetőség végett a tárgy hullámot nem rajzoltuk be



6.15. ábra. A tárgy rekonstrukciója hologramból

jához alkalmazott elrendezés vázlatát. Egy virtuális és egy reális kép keletkezik: mindkettő háromdimenziós. A virtuális kép különösen alkalmas a szemlélésre, míg a reális kép pl. jól fényképezhető. A tárgy háromdimenziós kép alakjában való rekonstrukciója a tárgynak mindazon tulajdonságait mutatja, amelyekkel az a kép helyén rendelkezne. Ugyanolyan nagy mint a tárgy, mélységben ugyanolyan éles és pusztán a megfigyelési irány változtatásával az egymás mögött fekvő képrészek láthatóvá válnak. Ez a holográfia egyik főelőnye, noha ezzel az általa nyitott lehetőségek még távolról sincsenek kimerítve.

A tudományos felhasználás területén a holográfia a valódi térbeli képen kívül elsősorban a lencse nélküli felvételkedésénél előnyös. A 2.1 szakaszban említettük, hogy a fény az elektromágneses spektrumnak csupán keskeny tartományát jelenti. Valamely tárgy leképezéséhez használható lencse azonban csak fényre készíthető, de a lencse kromatikus hibájában itt is észlelhető, hogy a fény különböző hullámhosszak keveréke. A holográfiának viszont nincs szüksége lencsére, csak koherens fényt kíván, valamint nagy felbontóképességű fotoréteget, minthogy a hologramban a vonalak nagyon közel helyezkednek el egymáshoz.

A holográfia feltalálójának Gábor Dénes tekinthető, aki 1948...1951 között a mikroszkóp leképezésének a problémájával foglalkozott. Amint azonban Gábor maga is kijelentette, találmánya a szükségesnél kereken 10 évvel korábban született meg. 1951-ben a laser és így a koherens fényforrást még nem ismerték, úgyhogy Gábor munkája sem volt akkoriban nagy jelentőségű. Az optikai leképezés Abbe szerint két lépésre bontható: elhajlási kép képzésére és az elhajlási képből a tárgy rekonstrukciójára. A mikroszkópia e kétlépcsős módszerével már Gábor előtt sok szerző foglalkozott, különösen Wolfke (1920), Boersch (1938), Bragg (1939) és Bürger (1941) tárgyalták munkáikban. Boersch kísérleteit fénymikroszkóppal kezdte, majd később kiterjesztette az elektronmikroszkópra is. Egyik munkájában sem sikerült azonban az elhajlási képben a fázisok rögzítése. Ezért volt Gábor felismerése olyan döntő, mert ennek alapján a tárgy hullám és a vonatkoztatási nyaláb szuperpozíciójával sikerült a fázisok rögzítése. Gábornak azonban csak egy szűrt termikus forrás nagyon fénysegény, részben koherens sugárzása állt rendelkezésére, úgyhogy hologramjai — a szükséges hosszú megvilágítási idők miatt is — még elég tökéletlenek voltak. Csak a laser, mint koherens és intenzív fényforrás, tette a holográfiát használható eljárássá.

A holográfia pontos matematikai megfogalmazásával kapcsolatban utalunk Born és Wolf, valamint Stroke könyvére, mely utóbbi speciálisan a holográfiával foglalkozik. Itt csupán az eljárás alapjait, némi szemléletes magyarázatát, valamint tudományos és műszaki alkalmazási lehetőségeit tárgyaljuk.

A holográfia egyik alapvető módszere a 6.13. ábrán megadott elven alapul. A felvétel tárgyat koherens fénynyalábbal, tehát lasernyalábbal világítjuk meg. A tárgyról visszavert fény a fotorétegre kerül és ott a vonatkoztatási nyalábbal interferál, úgyhogy a fotolemez a tárgy interferenciaképét rögzíti. A tárgyról a lemezre kerülő fény a következő általános alakban adható meg:

$$E_0 = A_0 \cdot \cos(2\pi\nu t + \delta_0) \quad (6.36)$$

a tárgy hullám

E_0 a tárgy hullám térerőssége,
 A_0 a fény amplitúdója,
 ν a fény frekvenciája,
 δ_0 a tárgy hullám fázisa.

A tárgy hullám a tárgyra vonatkozó összes információt tartalmazza, amennyiben az amplitúdó és a fázis mérhető. E célból a holográfiában a fény hullám időbeli periodicitását át kell alakítani térbeli periodicitássá az alábbi alakú vonatkoztatási hullámmal:

$$E_v = A_v \cos(2\pi\nu t + \delta_v) \quad (6.37)$$

a vonatkoztatási hullám

E_v a vonatkoztatási hullám térerőssége,
 A_v a vonatkoztatási hullám amplitúdója,
 δ_v a vonatkoztatási hullám fázisa.

A hologram készítésénél igen fontos paraméternek számít a vonatkoztatási nyaláb beesési szöge. Ennek jelentősége a következő megfontolásokból még jobban kitűnik:

A fotolemez a ráeső hullámok intenzitásának időbeli négyzetes középértékét regisztrálja. Ez az alábbi függvénnyel fejezhető ki:

$$\overline{(E_0 + E_v)^2} = \frac{1}{2} A_v^2 + \frac{1}{2} A_0^2 + A_v A_0 \cos(\delta_v + \delta_0) \quad (6.38)$$

a tárgy és a vonatkoztatási hullám keverése

$\overline{(E_0 + E_v)^2}$ a beeső fény térerősség-négyzetének időbeli középértéke.

A vonatkoztatási nyaláb oszcillátorként működik, a fotoréteg feladata a regisztráláson kívül a két hullámtér keverése is. Így jön létre a (6.38) egyenlemben az $A_v A_0 \cos(\delta_v + \delta_0)$ tag. E tag mutatja, hogy a tárgy hullám által hordozott információt a vonatkoztatási hullám δ_v állandó fázisának térbeli periodicitásává alakítottuk át, amelyet a fotolemez rögzíteni tud.

A tárgy hologramból való rekonstrukciója a felvételi eljárásnak pontosan a fordítottja. A hologramot ehhez koherens fénynyaláb útjába kell állítani. A hologram finom vonalai a fénynyalábot úgy módosítják, hogy a hologramon lévő térbeli rajzolat révén az áthaladó nyaláb modulációja jön létre. A hologram mögött adódó hullám teljesen megegyezik azzal a hullámmal, amely a felvételnél a tárgyról indult ki. Ennek következtében a megfigyelő úgy érzi, mintha a hullám a tárgyról érkezne és nem is tudja eldönteni, hogy magát a tárgyat vagy annak a hologramból való rekonstrukcióját látja-e. A rekonstrukció tehát teljesen természetű. A rekonstrukcióra érvényes összefüggés:

$$\begin{aligned} E_R = & \frac{1}{2} A_v^2 \cos(2\pi\nu t - \delta_0) + \\ & + \frac{1}{2} A_0^2 A_v \cos(2\pi\nu t - \delta_0) + \\ & + \frac{1}{2} A_v \{A_v A_0 \cos(2\pi\nu t + \delta_0) + \\ & + A_v A_0 \cos(2\pi\nu t - 2\delta_v - \delta_0)\} \end{aligned} \quad (6.39)$$

a tárgy hologramból való rekonstrukciójánál koherens megvilágítással keletkező fényösszetevők

A (6.39) egyenlet tartalmazza a hologram koherens fényvel való megvilágítására keletkező összes fényösszetevőket. Az egyenlet első két tagja megadja a hologramon csaknem teljesen egyenes vonalban áthaladó összetevőket, amelyek a rekonstrukció szempontjából nem érdekesek. A harmadik tag a hologramból kapott rekonstrukciós hullám, amely megegyezik a tárgy hullámmal, ettől csak egy állandóban különbözik. E tag a tárgy eredeti nagyságú háromdimenziós képét adja azon a helyen, ahol az a felvételnél a vonatkoztatási nyalábhöz képest volt. A hologramon átnéző szemlélő ott látja a tárgyat (lásd 6.14. ábrát).

A (6.39) egyenlet utolsó tagja az előbbi tagtól két szempontból különbözik. A koszinusz argumentumában levő további $2\delta_v$ összeadandó mutatja, hogy e fényösszetevő a hologramot ferdén, más szög alatt hagyja el, mint a rekonstrukciós hullám. Ezen kívül e tagnál a δ_0 fázisrész mínusz-előjellel szerepel. Ennek következtében a hologram mögött reális kép keletkezik, amely pl. fotolemezre közvetlenül rögzíthető. Ennek természetesen nincs sok értelme, mert miután a sugármenetben nincs lencse, mindig csak egy sík, nevezetesen a fotolemez síkja képződik le élesen.

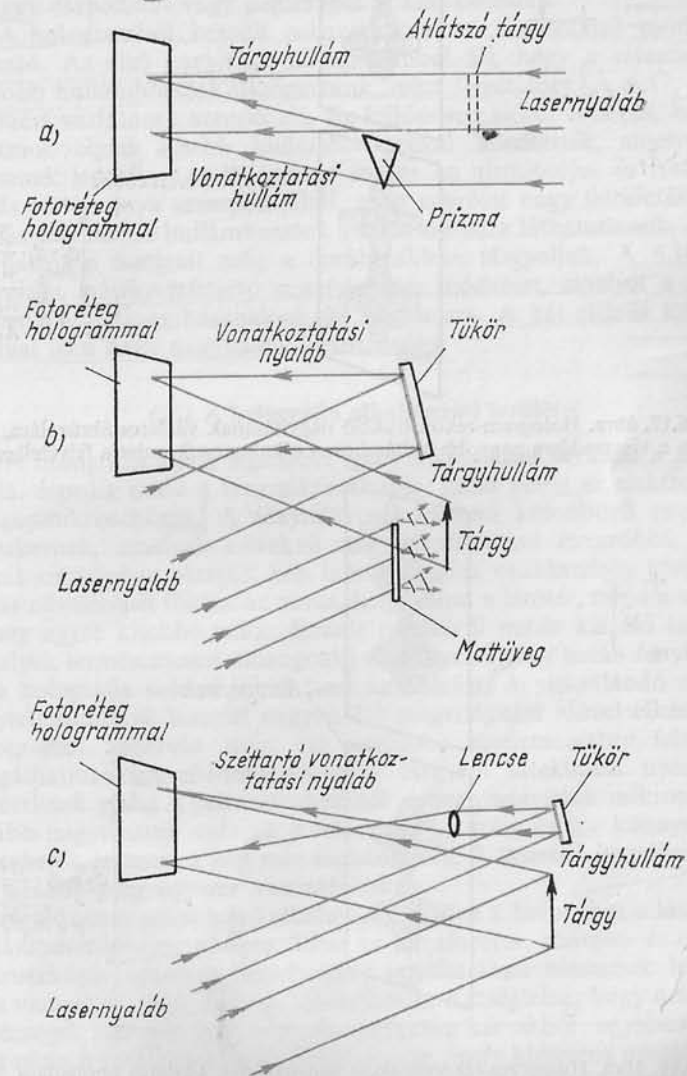
Hologram felvételéhez térben és időben koherens fényre van szükség. Ha a fény időben nem koherens, úgy több frekvenciát tartalmaz, melyek különböző interferenciaképeket hoznak létre. Ilyen esetekben nem keletkezik olyan hologram, amelyből a tárgy rekonstruálható lenne. Hasonlóképpen, ha a fénynyaláb térbelileg nem koherens, akkor is több egymást átfedő interferenciakép képződik és a hologram nem értékelhető ki.

A hologram készítésére alkalmas fotoanyag felbontóképessége iránt igen nagy követelményeket kell támasztani ahhoz, hogy a finom — egymástól a megvilágító fény hullámhosszának nagyságrendjébe eső kis távolságra levő — vonalak jól elválaszthatók legyenek. Jelenleg leginkább a Kodak 649F spektroszkópiai fotolemezeket használják, amelyek felbontása a gyártó cég adatai szerint milliméterenként 2000 vonal. Egyes kísérletezők beszámoltak arról, hogy ilyen lemezzel sikerült már milliméterenként 10 000 vonalas felbontást is elérni. De már a gyárilag megadott felbontás is lehetővé teszi két, egymástól 0,5 μm távolságra levő vonal biztonságos szétválasztását, úgyhogy az argon-, hélium-neon és rubinlaser hullámhosszának megfelelő felbontás követelménye teljesül.

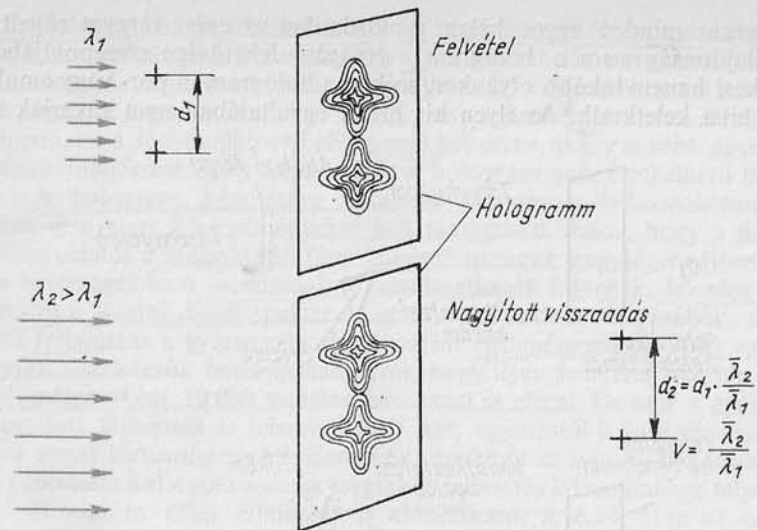
Hologram több eljárással is előállítható. A 6.14. ábra az egyik alapvető eljárást szemlélteti. A 6.16. ábrán további felvételi lehetőségek láthatók. A 6.16a ábrán bemutatott elrendezéssel a hologram készítéséhez, ill. a vonatkoztatási nyaláb és a tárgynyaláb interferenciájának létrehozásához prizmát alkalmaznak. Ez a módszer különösen átlátszó tárgyakhoz és részben mikroszkópiai felvételekhez alkalmazható. A 6.16b ábra szerinti elrendezésnél a felvételre szolgáló laserhullámot, mielőtt az a tárgyat elérné, mattüvegen bocsátják át. Vonatkoztatási hullámként megmarad egy közvetlen laserhullám. Ennek a felvételi módszernek előnye, hogy vele kiküszöbölhetők a koherens fényben fellépő egyes olyan jelenségek, amelyek a hologram felvételét néha zavarják. A mattüvegből koherens gömbhullámok lépnek ki, amelyek a tárgyat egyenletesen világítják meg. A tárgyról visszavert hullámot — a rendelkezésre álló eljárások valamelyikét alkalmazva — a vonatkoztatási hullámmal keverik. A 6.15c ábra erősen széttartó vonatkoztatási nyalábot alkalmazó hologramfelvételt ábrázol. Ily módon pl. viszonylag egyszerűen változtatható a vonatkoztatási hullám intenzitása, anélkül, hogy a használt lencsének a hologram keletkezésére bármi hatása lenne.

A hologram nyilvánvaló előnye, hogy rekonstrukciónál háromdimenziós képet ad, de még további érdekes tulajdonságai is vannak. Ha hologramot két egyenlő részre osztunk, a kép másik fele nem tűnik el, hanem csupán a finomságok egy részevész el a rekonstrukció számára. Ha a hologram megmaradt részét tovább osztjuk, mind több részletvész el, de a rekonstrukcióban minden egyes részleten láthatók maradnak a tárgy durva körvonalai. Ez annak tulajdonítható, hogy a

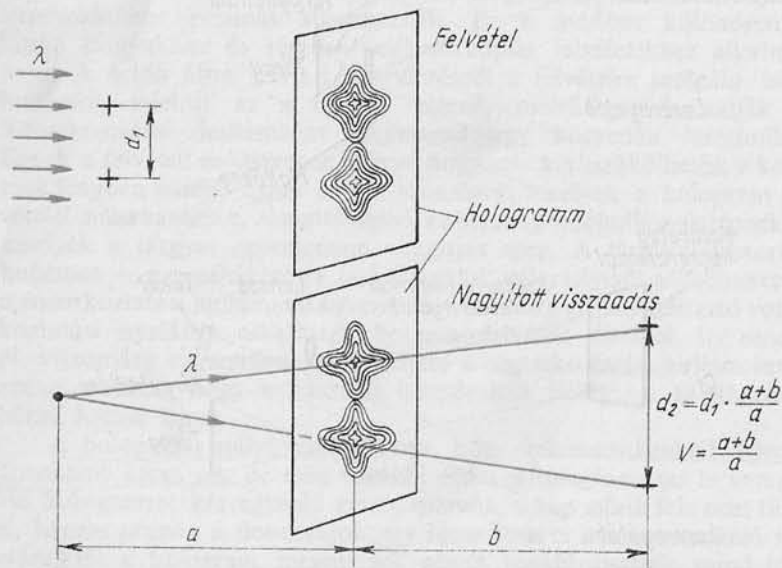
hologram minden egyes helye gyakorlatilag az egész tárgyat rögzíti. E tulajdonság nem a hologram szétvágási lehetősége szempontjából érdekes, hanem inkább olyankor, mikor a hologramon por- vagy emulziós hiba keletkezik. Az ilyen kis hibák egyáltalában nem zavarják a



6.16. ábra. Különböző felvételi elrendezések hologramok készítéséhez



6.17. ábra. Hologram-rekonstrukció nagyításának vázlatos ábrázolása, ha a visszaadásra nagyobb hullámhosszt alkalmazunk, mint a felvételhez



6.18. ábra. Hologram-rekonstrukció nagyításának vázlatos ábrázolása, ha a visszaadásra széttartó sugárnyalábot alkalmazunk

rekonstrukciós képet, míg a közönséges negatív hibás képrészei teljesen elvesznek. A hologramnál továbbá felvétel után csak egyszer van szükség vegyi kezelésre és az előhívás után máris elvégezhető a rekonstrukció. A közönséges fényképezési eljárásban viszont az első, negatív képről még egy diapozitív- vagy papírképet is kell készíteni.

A hologramból készült rekonstrukció két különböző módon nagyítható. Az első nagyítási módszer abból áll, hogy a visszaadáshoz nagyobb hullámhosszat alkalmazunk, mint felvételhez. A 6.17. ábra e módszert vázlatosan szemlélteti. Ez különösen akkor érdekes, ha a hologramot olyan kisebb hullámhosszakkal készítették, amelyre már nincsenek lencsék. Így különösen fontos az ultraibolya- és röntgensugárzás tartománya szempontjából, mert egyrészt nagy felbontás érhető el, másrészt mert e hullámhosszak a szem számára láthatatlanok. A módszer jelenlegi határait még a továbbiakban tárgyaljuk. A 6.18. ábra mutatja a másik, széttartó sugármenetes módszert, amelyet a rekonstrukcióhoz sokszor használnak fel nagyításra. A két eljárás kombinációjával igen nagy nagyítások készíthetők.

6.62 A holográfia alkalmazási területei

A holográfia egyik legtöbbet ígérő alkalmazási területe a mikroszkópia, éspedig mind a fénymikroszkópia, mind pedig az elektron- és a röntgenmikroszkópia. A fénymikroszkópiában különböző problémák jelentkeznek, amelyek növekvő nagyításnál mind zavaróbbá válnak. A mikroszkópban vizsgált kép intenzitásának csökkenésén kívül a nagyítás növelésénél főként az zavar, hogy mind a látótér, mind a mélységélesség egyre kisebbé válik. Emiatt rendkívül nehéz kis élő tárgyakat (amelyek természetesen mozognak) megfigyelni vagy netán fényképezni. Itt a holográfia sokkal jobba teszi az eljárást. A vizsgálandó anyagról nagyteljesítményű laserrel nagyon kis megvilágítási idővel elkészítjük a hologramot, előhívás után ezt széttartó sugármenetben felnagyítva vizsgálhatjuk. Így először az egész tárgyról áttekintést nyerhetünk. A részletek pedig a rekonstrukcióból gyenge nagyítású mikroszkóppal tovább nagyíthatók egészen a felbontás határáig és így könnyen fényképezhetők is, mert a kép már mozdulatlan. A laserfényes mikroszkópiára később még egyszer visszatérünk.

Különösen sokat ígérő alkalmazási terület a holográfia a láthatatlan hullámhosszú mikroszkópia, tehát az ultraibolya-, röntgen- és elektronmikroszkópia számára, amelyekhez egyáltalában nincsenek lencséink, s ha vannak is, csak nagyon tökéletlenek. Kétségtelen, hogy a technikai nehézségek ma még igen nagyok, mégpedig két okból: egyrészt jelenleg még nincs e területeken olyan sugárforrás, mely koherens nyalábot szolgáltatna, másrészt nincs megfelelő felbontóképességű fotoréteg sem.

Amint lesznek koherens röntgensugár-források és nagyfelbontású fotolemezek, a röntgen-holográfia segítségével pontosabb betekintést nyerhetünk az anyag, de különösen a kristályok és a molekulák felépítésébe. Így pl. nagyon rövidhullámú röntgensugarakkal készített hologramból a molekulákat — látható fénnel rekonstruálva — közvetlenül térben láthatnánk. Ilyen molekulaképek nagyon megkönnyítenék a tudósok munkáját, mert a molekulák változásait így könnyen és megzavarásuk nélkül lehetne követni.

A hologram további érdekes tulajdonsága, hogy egy fotolemezre több képet lehet egyszerre rögzíteni. Így pl. ha a fotolemezt felvétel alatt elfordítjuk, vagy a vonatkoztatási nyaláb beesési szögét megváltoztatjuk, a lemezen több hologram képződik, amelyek nem zavarják egymást. Ha ezeket a hologramokat különböző szögből nézzük, ill. ha nézés közben a lemezt elfordítjuk, az egyes képek egymás után jelennek meg. Ezen eljárásnak a holografikus háromdimenziós mozgóképek előállításai lehetősége szempontjából van különös jelentősége.

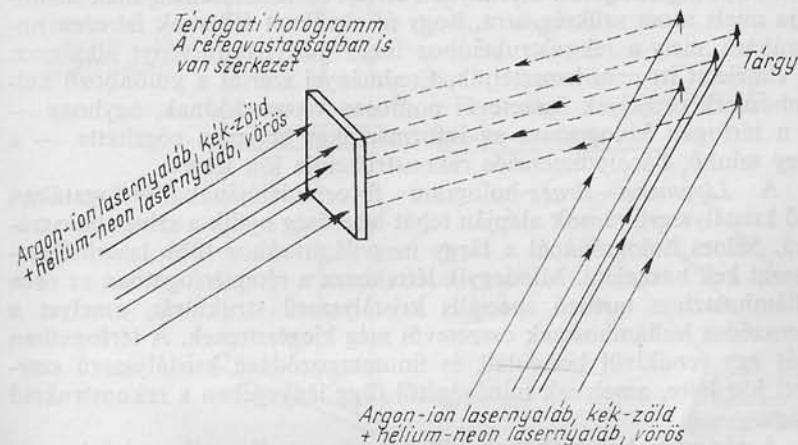
Az eddig ismertett hologram-rekonstrukciók minden előnye mellett hiányzik a háromdimenziós képek egy információja: a színhatás. Ez annak következménye, hogy a megvilágításra használt laser csak egy hullámhosszon sugároz. A laserek fejlődése azonban ma már ott tart, hogy a legkülönbözőbb hullámhosszakon sugárzó laserek léteznek és semmi sem áll a színes holográfia útjában. Ezen eljárás úttörőjének a michigani egyetemen dolgozó *Stroke* tekinthető. A következőkben az ő gondolatmenetének eredményeit ismertetjük, hogy megmutassuk ezen új eljárás nagy lehetőségeit.

Az eddig ismertett hologramokon az információ nagyon finom vonalak alakjában rögződik, amelyek egyenesen kitöltik a fotoemulzió teljes vastagságát. Az emulziót a felülettel párhuzamos síkokkal elmeteszve, mindig ugyanazt a hologramot kapjuk. A réteg mélyén levő szerkezet nem tér el a felületi szerkezettől. Az ilyen típusú hologram — amint már fentebb említettük — koherens laserfénnel való átvilágítással rekonstruálható.

Stroke és munkatársai 1966-ban új holográfiai módszert dolgoztak ki, amely lehetővé teszi a *színek visszaadását* is. Ennek lényeges feltétele a több hullámhosszon történő megvilágításon kívül az olyan hologram, amelynek a réteg belsejében is szerkezete van. Ha a fényérzékeny réteg kb. 20 μm vastag, akkor 50...60 állóhullám-réteg rögzíthető benne. Ez szemléletesen azt jelenti, hogy egy fotolemezen a hologram legkülönbözőbb összetevői egymás felett rögzíthetők. A réteg vastagságában végbe ment ily szuperpozíció következtében a hologram rendszerint átlátszótlanná válik és a kép rekonstrukcióját visszaverődés útján kell megoldani. Ez elsősorban lehetővé teszi, hogy a rekonstrukcióhoz egyszerű fehér fényt alkalmazzunk, ami az ilyen fajta egyszínű vagy színes hologramok

rekonstrukcióját rendkívül leegyszerűsíti. A legfontosabb azonban az, hogy minden esetben, tehát mind az egyszínű, mind a színes holográfiához, fekete-fehér fotolemez használható.

Ilyen típusú hologramok előállítása az eddig ismertett módszerektől eltér. A 6.19. ábra a fenti hologram előállításának vázlatát mu-



6.19. ábra. Térfogati vagy Lippmann—Bragg-hologram készítése

tatja. Itt az a lényeg, hogy a tárgy- és a vonatkoztatási hullám ellentétes irányból érkeznek a fotolemezre, mert csak így képződik szerkezet a lemez rétegvastagságában is. Ha síkhullámokat használunk, melyek a réteget merőleges irányból érik, a fotoemulzió vastagságában fellépő feketedések közötti távolság $\lambda/2$. A tárgyhullám azonban általában nagyon egyenlőtlen intenzitás- és fáziseloszlású, úgyhogy a vonatkoztatási hullámmal való interferencia következtében a rétegvastagságban nagyon eltérő intenzitáseloszlások keletkeznek.

Az így nyert hologramokat *térfogati* vagy *Lippmann—Bragg-hologramok*nak nevezzük. A hologram kristályszerű tárgynak fogható fel, mert rekonstrukciónál a fényhullámok oly módon verődnek vissza és interferálnak, mint ahogy a röntgensugarak egy kristályról. A folyamatok ennek következtében elméletileg rendkívül nehezen kezelhetők és bonyolultak.

Inkoherens fehér fénnel való rekonstrukciónál a térfogati hologramot a vonatkoztatási hullám felőli oldalról világítjuk meg. A hullámok visszaverődése és interferenciája hozza létre a tárgy rekonstrukcióját, melynek során kiválasztódik egy hullámhossz, mégpedig az, amelyet a felvételhez alkalmazzunk. Közönséges fénnel való megvilá-

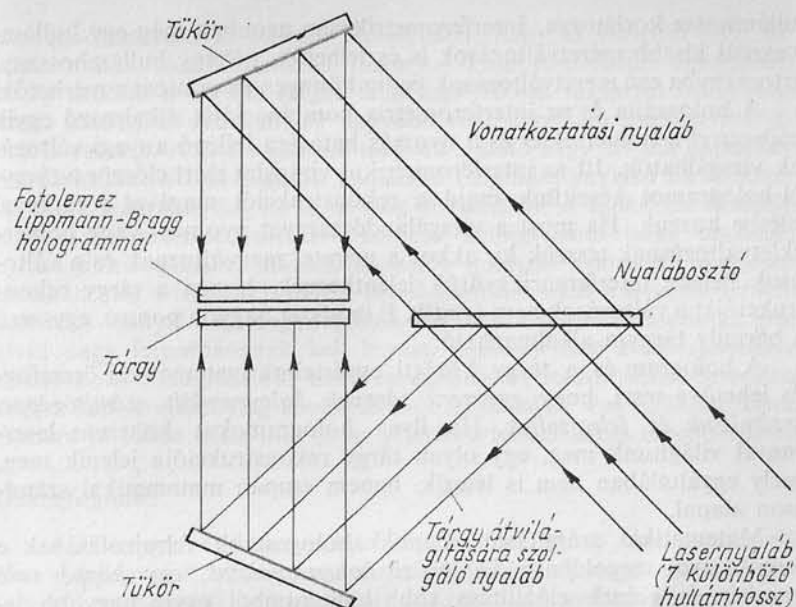
gításnál tehát a térfogati hologramból egyszínű háromdimenziós rekonstrukció jön létre.

A hologram térfogatában levő kristályszerű rács a vonatkoztatási és a tárgy hullám interferenciájának a következménye és ennek tulajdonságai teszik lehetővé, hogy a rekonstrukcióhoz fehér fényt használjunk. A röntgensugarak kristályban létrejövő interferenciájának analógiája miatt nincs szükség arra, hogy új elméletet állítsunk fel ezen holográfiára, mely a rekonstrukcióhoz fehér megvilágító fényt alkalmaz. Az elméletet itt nem ismertetjük. Eredményei szerint a különböző hullámhosszak és helyek összetevői pontosan visszaadódnak, úgyhogy — ha a térfogati hologram az információkat helyesen rögzítette — a tárgy színhű, háromdimenziós rekonstrukciója jön létre.

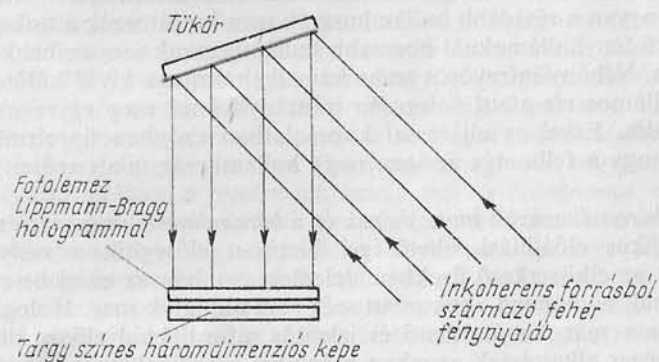
A *Lippmann—Bragg*-hologram fotoemulziójának térfogatában levő kristályszerű rácsok alapján tehát lehetőség nyílik a színes holográfiára. Színes holográfiánál a tárgy megvilágításához több laserhullámhosszat kell használni. Mindegyik létrehozza a rétegtérfogatban az ezen hullámhosszhoz tartozó speciális kristályszerű struktúrát, amelyet a szomszédos hullámhosszak összetevői még kiegészítenek. A térfogatban tehát egy rendkívül bonyolult és finomtagozódású kristályszerű szerkezet jön létre, amelynek minőségétől függ lényegében a rekonstrukció jósága.

A térfogati holográfiának pillanatnyilag a fénymikroszkópia számára van a legnagyobb jelentősége, amelynek problémáival már az előzők során foglalkoztunk. Nagy felbontásnál az objektívet a vizsgálandó anyaghoz nagyon közel kell hozni, hogy a tárgyról a mikroszkópba lehetőleg sok fény jusson. Ilyenkor azonban a tárgynak csak kétdimenziós vizsgálatára van lehetőség, mert mindig csak egy nagyon vékony réteg képezhető le élesen. Holográfiával viszont a vizsgálandó anyagról mélységében is éles kép készíthető.

A fotolemezt, amelyre a *Lippmann—Bragg*-hologramot készíteni akarjuk, érintkezésbe kell hozni a vizsgálandó anyaggal. A 6.20. ábra ilyen felvétel vázlatát mutatja. Itt a felállítás módja sem teszi lehetővé, hogy a vonatkoztatási hullám a tárgy hullámmal azonos oldalról essék a fotolemezre. Megvilágításra egy, az összes hullámhosszán egyidejűleg sugárzó argon-ion laser és egy hélium-neon laser szolgál. Ez esetben tehát hét különböző hullámhossz áll rendelkezésre, amelyek hét különböző alaphologrammal járulnak hozzá a *Lippmann—Bragg*-hologramok bonyolult kristályszerű szerkezetéhez. E mikroszkópiai módszer nagy előnye, hogy nagy területek mélységükben is egyidejűleg áttekinthetők. Emellett a megvilágítási idő jelentősen lerövidíthető, úgyhogy élő anyagok is élesen és károsodás nélkül leképezhetők. Ez is olyan probléma, amely egyszerű mikroszkóppal aligha oldható meg. A 6.21. ábra a *Lippmann—Bragg*-hologram fehér inkoherens fénnel való re-



6.20. ábra. Színes holográfia alkalmazása a mikroszkópiában



6.21. ábra. A tárgy rekonstrukciója *Lippmann—Bragg*-hologramból inkoherens fehér fénnel

konstrukciójának elvét mutatja. A tárgy színes háromdimenziós képét kapjuk.

Egy másik érdekes alkalmazási lehetőséget jelent a *holográfia* és az *interferometria párosítása*. Fénykép kiértékelésénél a pontosságot a fény-

hullámhossz korlátozza. Interferometrikusan azonban még egy hullámhossznál kisebb méretváltozások is észlelhetők, néhány hullámhosszynyi tartományba eső méretváltozások pedig könnyen és pontosan mérhetők.

A holográfia és az interferometria kombinációját alkalmazó egyik módszerrel a hőmérséklet és a nyomás hatására fellépő anyagi változások vizsgálhatók. Itt az interferometrikus vizsgálat előtt először a tárgyról hologramot készítünk, majd a rekonstrukciót magával a tárggyal fedésbe hozzuk. Ha most a vizsgálandó tárgyat nyomás- vagy hőmérsékletváltozásnak tesszük ki, akkor a méretei megváltoznak és a változások helyén interferenciagyűrűk jelentkeznek, hiszen a tárgy rekonstrukcióját a változások nem érintik. E módszer nagyon pontos, egyszerű és bármily tárgyra alkalmazható.

A hologram és a tárgy közötti egyértelmű matematikai összefüggés lehetővé teszi, hogy egyszerű tárgyak hologramjait számítógéppel kiszámítsuk és felrajzoljuk. Ha ilyen hologramokat koherens laserfényvel világítunk meg, egy olyan tárgy rekonstrukciója jelenik meg, amely egyáltalában nem is létezik, hanem csupán matematikai számításon alapul.

Matematikai számításon alapuló hologramok felrajzolásának a technikájával megoldható különböző hologramoknak egy képpé való egyesítése is. Képek előállítására több hologramból egyre nagyobb jelentőségre tehet szert a számítógéptechnikában szövegek olvasására, vagy a számítógép tárolójából olvasáshoz való kivetítésre.

Ahogy a rövidebb hullámhosszak nem korlátozzák a holográfiát, a látható fényhullámoknál hosszabb hullámhosszak sem szabnak határt számára. Néhány infravörös technikai alkalmazáson kívül különösen a hanghullámos víz alatti holográfia iránt nyilvánul meg egyre nagyobb érdeklődés. Evvel az eljárással kapcsolatban azonban figyelembe kell venni, hogy a felbontás az igen nagy hullámhossz miatt erősen korlátozott.

A háromdimenziós mozgóképek és a háromdimenziós televíziós képek holografikus előállítási lehetőségei biztosan elősegítik a mélyreható kutatást az elkövetkező években. Jelenleg azonban az ezzel összefüggő problémák különböző okok miatt még nem oldhatók meg. Holografikus tv-kép ma már kiszámítható és jelentős ráfordítással elő is állítható. A szükséges alkatrészek azonban még nem készülnek sorozatban, úgy-hogy gazdaságilag egyáltalán nem kifizetődő volta miatt az eljárás megvalósítására egyelőre nem lehet gondolni. Ez azonnal kitűnik az alábbi számpéldából:

25 cm élhosszúságú és milliméterenként 1000 vonalat tartalmazó négyzetes hologramban a képpontok száma: $6 \cdot 10^{10}$, míg az ugyanilyen nagy televíziós képen csak $2,5 \cdot 10^6$ képpont van. A hologram átvitele a jelenlegi eljárással 600 000 MHz sávzélességet kívánna, tehát a

mai módszerekkel lehetetlen. Kétségtelen, hogy az észlelési szög és a képfelbontás vonatkozásában bizonyos kompromisszum elfogadható, és ily módon a sávzélességet talán egy 100-as faktossal csökkenteni lehet. Ezenkívül valószínűleg nagyobb redundanciájú jobb átviteli kódok is vannak. A lasersugárnak megvan a kellő nagy átviteli kapacitása, de vele kapcsolatban még sok probléma megoldatlan (lásd 5.1 szakaszt), úgy-hogy pillanatnyilag ez az út még járhatatlan. A szükséges sávzélességnek 100 MHz-re való csökkentése kétségtelenül nagy távlatokat nyitna a holografikus háromdimenziós televízió számára. Másrésztől azonban még a felvétel is eléggé problematikus, mert a felvételi terület koherens fényvel kell megvilágítani, továbbá a felvevőkamerának rendkívül nagy felbontásúnak kell lennie. Mindenesetre e követelmények könnyebben kielégíthetők, mert az észlelő- és reprodukáló berendezésekhez képest viszonylag kevés felvevőberendezésre van szükség. Ennek ellenére jó időbe telik, míg ez az eljárás a technikában meghonosodik.

Összefoglalás:

A lasersugárzás koherenciája lehetővé tesz egy új fényképezési eljárást, a holográfiát. A tárgyat laserfényvel világítjuk meg. Ahhoz, hogy a tárgyról visszavert fény intenzitását és fázisát a fotorétegen rögzíthessük, a tárgy hullám fázisait az ugyanazon laserből származó vonatkoztatási hullámmal interferáltatva, intenzitáskülönbséggé kell átalakítani. Az így keletkező hologram interferenciaképet mutat. A hologram laserfényvel való megvilágítására a tárgynak egy virtuális és egy reális képe jelenik meg; mindkettő éppen olyan nagy mint a tárgy, mélységében éles és háromdimenziójú. A fotoréteg kis hibái a rekonstruált képet nem zavarják.

Sem hologram felvételéhez, sem a tárgy rekonstrukciójához nincs szükség lencsére a sugármenetben. Emellett csak egyetlen vegyi műveletet kell elvégezni: előhívni a fotolemezt, amely már a hologramot mutatja. Szükséges, hogy a fotoemulzióknak igen nagy, a felvételhez használt laserfény hullámhosszának nagyságrendjébe eső felbontóképessége legyen. A hologram nagyítására két lehetőség nyílik, de a két eljárást kombinálni is lehet. A visszaadáshoz egyrészt használható a felvételi fény hullámhosszánál nagyobb hullámhosszú fény, másrészt végezhető a rekonstrukció szétartó nyalábbal is.

Egy másik holográfiai eljárásban a vonatkoztatási hullámnak és a tárgy hullámnak ellentétes irányból kell a fotorétegre esnie. Az így keletkező térfogati hologramnak rétegen belüli szerkezete is van. Ezzel a módszerrel megoldható a rekonstrukció inkoherens fehér fényvel és a színes holográfia is. Színes holográfiában a megvilágításhoz több laserhullámhosszra is szükség van, elegendő azonban a fekete-fehér fotolemez.

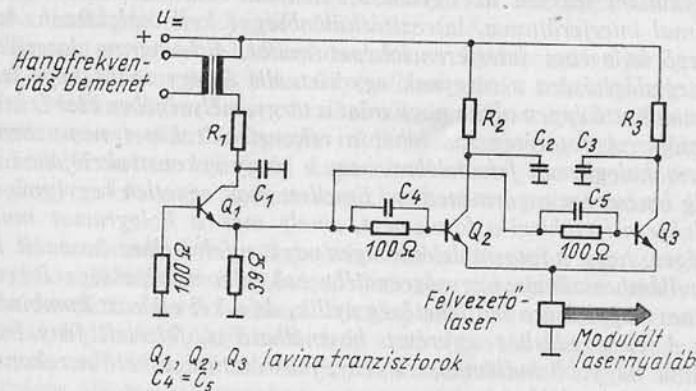
A holográfia alkalmazása elsősorban a mikroszkópiában érdekes,

de a holográfia és az interferometria kombinációja is új lehetőségeket nyit meg. További sokat ígérő alkalmazási területek: a számítástechnika, víz alatti holográfia és a képmegjelenítés.

6.7 A lasersugarak további alkalmazási lehetőségeinek áttekintése

A laser a technikának és a tudománynak még sok területén felhasználható és ennek során koherenciáját, párhuzamosságát, nagy teljesítményét vagy impulzusának rövidegét használják ki. Fejlődése azonban még kezdeti szakaszában van és a kísérletekkel kapcsolatos vélemények és értékelések még nagyon eltérőek. Minthogy pedig egyrészt a kísérletek még nem zárultak le, másrészt a kijelentések egyértelműsége erősen vitatott, a laser alkalmazási lehetőségei tankönyvszerűen és még hozzá „röviden és tömören” nem foglalhatók össze. Egy rövid áttekintésről azonban nem mondhatunk le, mert ebből kitűnik, hogy a laser elvileg milyen sok felhasználási célra alkalmas és milyen intenzív munka folyik a problémák megoldására.

Az amerikai *Gemini VI* űrhajón beszédátvitelre alkalmas, közvetlen modulációs-rendszerrel ellátott, félvezetőlaser volt felszerelve. A 6.22.



6.22. ábra. Injekciós laser modulációs kapcsolása

ábra mutatja a modulációs kapcsolást. A fényt távcsövel párhuzamosították és kézzel irányították a földre. Amikor az űrhajó Hawaii felett repült át, megpróbálták kapcsolatot létesíteni az űrhajó és a földi állomás között, de a kísérlet nem járt sikerrel. Úgy vélik, hogy a teljesítmény a kapcsolat létesítésére feltétlenül elegendő volt, de a nyaláb erős

párhuzamosítása miatt nem sikerült a földi állomást eltalálni. Itt ismét megmutatkozik a lasersugár erős nyaláboltságából adódó nehézség: a mechanikai felépítés és az észlelőre való beállítás területén a követelmények olyan rendkívül nagyok, hogy messze túlszárnyalják a nagyfrekvenciás technika eddigi követelményeit, ezért ma még sokszor megvalósíthatatlanok.

Egy másik terv egy műhold megirányzását tűzte ki célul. Ehhez az S-66 amerikai kutató műhold Föld felé fordított oldalát teljesen befedték saroktükrökkel, úgyhogy kb. 0,5 m² reflexiós felület állt rendelkezésre. A követéshez egy észlelőberendezéssel ellátott, kardán-felfüggesztésű óriásimpulzuslasert állítottak fel egy alapzatra. A lasert az alapzat elfordításával, céltávcső segítségével állították be a műbolygóra, amelyet a céltávcsövön keresztül a sötét égbolton kifogástalanul látni lehetett. A mérések azonban nem adtak egyértelmű eredményt, nem bizonyosodott be, hogy a lasernyaláb valóban eltalálta-e a bolygót, vagy sem. A kísérletet végzők véleménye szerint a sikertelenség oka a lasernyaláb elrezdülése volt, ezért a mérőberendezést egy csillagvizsgálóban állították fel, de e mérések sem hoztak egyértelmű eredményt. Az érzékenlő mért jeleket csak nehezen lehetett hozzárendelni a kibocsátott laserimpulzushoz és sok esetben nem is észlelték a műholdról visszavert jelet. Hasonló kísérleteket francia tudósok is végeztek egy francia kutató műhoddal. E kísérletek célja a Földközi-tenger pontos felmérése volt, de az eredményeket még nem tették közzé.

Ha a lasersugarat kép-megjelenítésre kívánjuk felhasználni oly módon, ahogy ma azt az elektronsugarakkal tesszük— a főprobléma a fénynyaláb eltérítésénél adódik. Az összes eddig ismert módszer, amely a fénynyaláb útjába tett anyag törésmutató-változásán alapul, csak nagyon kisszögű eltérítést és viszonylag kis sugárintenzitást enged meg. Folyamatos eltérítés még mindig csak tükör vagy tükrökombinációk mechanikus mozgatásával valósítható meg, bár ez az eltérítési sebességet nagyon szűk határok közé szorítja. Két eltérítő-tükörrel azonban már ma is sikerült egy tv-képcső képmegjelenítési sebességét elérni. A tv-vetítőcsövek laserrel való helyettesítése azonban csak akkor tarthat érdeklődésre számot, ha az elég világos és árnyalt fekete-fehér vagy színes képet ad. Az eddig ilyen célra alkalmazott laserek csak egy hullámhosszon sugároztak, tehát vörös vagy kékeszöld képet adtak, úgyhogy a laser használata nem jár előnnyel, hiszen a kép szemlélése elég kellemetlen. Ezen kívül nagyképes vetítésre az intenzitás még távolról sem elegendő.

Másrészt azonban a laserrel pontokra bontott nagyon kis képek állíthatók elő. Ez elsősorban a dokumentáció számára nagyon érdekes. Jelenleg az erős kicsinyítéshez hosszadalmas fényképezési eljárást kell alkalmazni, úgyhogy gyakran egyszerűbb megoldás az eredeti megőrzése.

Ezen kívül az eredeti csak nehezen hasonlítható össze a lekicsinyített fényképpel. A Xerox-eljárásnak az a hátránya, hogy viszonylag könnyen hamisítható és az alkalmazott technika miatt a felbontás erősen korlátozott. Azonkívül az esetleges automatikus hibaellenőrzés kérdése is nehezen oldható meg.

A laser e területen — megfelelő sebességű és felbontású fényeltérítő rendszerrel kombinálva — lényeges előnyöket kínál. Az eredeti mintát laserrel letapogatjuk és nagyon erősen lekicsinyítve olyan műanyagfóliára rögzítjük, amelynek fényáteresztőképessége a laserintenzitással arányos. A kép tehát azonnal megjelenik rajta. Minthogy a kép nagyon finom pontokra van felbontva, letapogató-berendezéssel könnyen újra elektromos jelekké alakítható át, amelyeket azután az eredetivel össze lehet hasonlítani. Az átviteli hibákat ily módon könnyen megállapíthatjuk és új kép felrajzolásával kijavíthatjuk. Ezután a képanyag — vagyis a műanyagfólia — ellenőrzött helyét röntgen-, vagy ultrabolya-sugárzással úgy rögzítjük, hogy a lasersugárzás, tehát a fény már ne idézhessen elő rajta változást. Hamisítás tehát kizárt és a kép bizonyító erejű. De ez, valamint az előállítási időnyereség nem az egyedüli előnyei az eljárásnak. Nagyon egyszerű ugyanis a képek osztályozása és így azok automatikus tárolása is. A hivataloknak és a bankoknak nagy nehézséget jelent manapság az okmányok lerakása, tárolása és előkeresése. Ilyen eljárással nagyon sok idő takarítható meg és az okmányok is sokkal könnyebben hozzáférhetővé válnak.

Ezzel kapcsolatban nagyon érdekes még a digitális fényeltérítés, mert ennek alapján sokkal könnyebb a számítógéphez való csatlakozás. Az utóbbi időben nagy fejlődés tapasztalható e területen, bár az eljárások még nehézségekkel járnak, mert sok optikai elemet kell alkalmazni. Az eltérítőberendezésből kilépő lasernyaláb intenzitása kicsi, míg a bemenő intenzitás növelésével az első eltérítő elemeket az abszorpció tönkreteszi. A digitális fényeltérítésnek elsősorban a tartós adat- és programtárolásban van jelentősége, mert így a mechanikai mozgások tovább csökkenthetők. A lasernyaláb kb. $1\ \mu\text{m}$ átmérőre szűkíthető össze, úgyhogy $1,5\ \mu\text{m}$ információs ponttávolság esetén $1\ \text{cm}^2$ -re mintegy 50 millió digitális információ (bit) rögzíthető. Ez pl. a számítógéptechnikában lehetővé teszi, hogy mechanikai mozgás nélkül rövid idő alatt hozzáférjünk a memóriákhoz.

Az elektronikus alkatrészgyártást ez idő szerint az integrált áramkörök jellemzik. Integrált kapcsolások egyes részei között a távolság kb. $1\ \mu\text{m}$. Előállításukhoz először az eredetit készítik el vágott fólia technikával, 10-szeres nagyításban, majd ezt lekicsinyítik. Minthogy egyetlen félvezető-kristályra általában sok ezer kapcsolást kell felvinni, mintaként először egy negatívot készítenek, amelyen a kapcsolat kellő gyakoriságban rendelkezésre áll. Ez fényképezési eljárással készül, ame-

lyet „step and repeat” (lépésmérlés) eljárásnak neveznek. Ez azt jelenti, hogy az anyagnegatívot sokezerszer egymástól egyenlő távolságban meg kell ismétlni. Fontos, hogy minden lépés pontosan azonos legyen, mert a kis hibák összegeződnek és a kristály egyenletes osztását lehetetlenné teszik.

Egy új eljárásban laser-interferométerrel vezérik a távolság, ill. azon hely pontos betartását, ahová a kapcsolást a gyártási negatívra fel kell vinni. Ez lehetővé teszi az anyagnegatív minden egyes vetített képének a laserhullámhossz tört részének megfelelő pontosságú beállítását, úgyhogy ily módon a kristály későbbi osztásánál adódó nehézségek kiküszöbölődnek. Ezen kívül különböző anyagnegatívokból is állíthatók össze új kapcsolások.

A gyártási negatívok a kristályra történő rávetítésénél is merülnek fel nehézségek. Mikor a gyártási negatívot a kristályon levő fotehártyára leképezzük, a lencse rövid gyújtótávolsága miatt élességi problémák lépnek fel. A gyártási negatívról kontaktmásolatot felvéve a fotehártyára, az könnyen megsérülhet és így olyan hibák keletkezhetnek, amelyek az áramkört használhatatlanná teszik. E hibák és nehézségek a holográfia alkalmazásával valószínűleg kiküszöbölhetők. Amint a 6.61 pontban megmutattuk, a hologramot a negatív kis hibái nem zavarják és mélységében egyformán éles kép állítható elő. Viszont a lépésmérléses (step and repeat) eljárásnál kétségtelenül lépnek fel nehézségek. Ezenkívül nincs még olyan UV-laser, amellyel a félvezető-kristályon levő fotehártyát a hologramon keresztül meg kellene világítani.

Az impulzusüzemű laser impulzusának rövidege és intenzitása lehetővé teszi a laser alkalmazását pillanatfényképezéshez. Nagyon gyorsan lejátszódó folyamatok csak fényképezéssel rögzíthetők, különösen, ha egyszeri folyamatokról van szó. Ahhoz, hogy a kép a tárgy mozgása ellenére lehetőleg éles legyen, nagyon kis megvilágítási időkre van szükség. Mechanikai záruk csak mintegy $0,1\ \text{ms}$ -ig használhatók, elektrooptikai fénykapcsolók nagy fényvesztéssel okoznak és aperturájuk nagyon kicsi. Rövid megvilágítási idők elérésére a másik lehetőség: nagyon kis villanási idejű fényforrások alkalmazása. Inkoherens forrásokkal, pl. gázkisülési lámpákkal ugyan elérhető $10^{-8}\ \text{s}$ megvilágítási idő, ezek a lámpák azonban rendkívül fényszegények. A megvilágítási idő rövidegével szemben igen nagy követelményeket támasztó felvételeknél ezért nagy előnyt jelent a laser, amely rövid és mégis intenzív impulzusokat tud leadni. Igen rövid megvilágítási idejű és igen rövid időközökben egymást követő felvétel-sorozatokhoz, mikor egy nagyon gyorsan lejátszódó folyamat egyes fázisait időbeli részleteiben kell megragadni, a laser szintén jól használható, mert rendkívül gyors impulzus-sorozatot is képes előállítani.

Laserrel történő pillanatfelvételnél a fényképezőgépet egyszerű zárral látják el, amelyet közvetlenül a felvétel, illetve a felvételsorozat előtt nyitnak ki, majd utána ismét zárnak. A felvétel sötét vagy csak gyengén megvilágított helyiségben készül, egyébként a szórt fényt szűrőkkel kell a fotorétegtől távoltartani. A tárgy leképezése csak akkor következik be, ha azt laserimpulzus világítja meg. 10^{-8} s időtartamú laservillanással hangsebességgel mozgó tárgyakról is éles képet lehet készíteni. Általában érvényes az alábbi képlet:

$$\Delta x = \frac{v_0 \cdot t_{\text{megvilágítás}}}{\text{leképezés méretaránya}}$$

Δx élettenség a fotorétegen a tárgy v_0 sebességgel való mozgása következtében

Ha a laser az objektív által átfogott területet többször világítja meg, mégpedig olyan időközökben, hogy közben a tárgy saját hosszát meghaladó mértékben haladt tovább, akkor ugyanazon lemezen egy felvételsorozat jön létre. Az egyes felvételek közötti távolság a lemez vagy a film mozgatásával még csökkenthető. Forgótükros kamera is használható, ennél azonban a tükrök mozgása következtében további élettenségek adódnak. A rubinlaser kb. egy milliszekundumos kimenő impulzusai alatti „spike”-okat is felhasználták már a tárgy mozgásfolyamatának rögzítésére.

A laser az egyetlen olyan megvilágító forrás, amely $1 \mu\text{m}$ időközökben 10 ns hosszú impulzusokat tud leadni. A pillanatfényképezésnél jelenleg használt fényforrások ezt az ismétlődési frekvenciát és rövidséget nem érik el, s ilyen párhuzamos, intenzív fényvillanások leadására nem képesek. Különösen áll ez a laserral elérhető megvilágítási idő rövidségére, melynek révén lehetővé válik az egyes képek közbenső objektívek nélküli kifogástalan szétválasztása, még ilyen nagy képkövetési frekvenciák mellett is. Laser-megvilágítással felvett képcsíknak tehát egyidejűleg nagy térbeli és időbeli információ-tartalma van, ami mind a felvételi, mind a kiértékelési műveletet leegyszerűsíti. Ezen kívül a laserimpulzus elég intenzív ahhoz, hogy nagyobb méretű tárgyakat is megvilágítson.

Ilyen rövid felvételi időtartamoknál rendkívül fontos a felvételi művelet pontos indítása, de még gyors mozgások egyes felvételeihez is gyakran nagyon pontosan az előre meghatározott időpontban kell a fényvillanást indítani. A laser további előnye, hogy elektronikusan igen pontosan vezérelhető a kimenő impulzus leadása, és pedig nemcsak az idő, hanem egyidejűleg az intenzitás vonatkozásában is. A filmen adódó élettenséget az impulzushossznak 1 ns -re való rövidítésével még csökkenteni lehetne, ez azonban jelentősen megnehezítené az elektronikus vezérlést. De talán sikerül majd olyan kristályt találni, amelyek az objektív

által felfogott lasernyalábot a megvilágítási szünetekben eltéríti és amelyik elektronikusan vezérelhető is. Akkor nem lenne szükség a megvilágítási idő alatti folyamatos továbbmozgatásra, tehát pl. forgótükör használatára és így elkerülhetők lennének az ezzel járó élettenségek. Ezen kívül lehetőség nyílna a felvételsorozat egyes képei közötti időköz változtatására is. A folyamatosan forgó tükrök viszont fix képkövetési frekvenciát adnak.

Sugárzásának nagy koherenciája következtében a folytonos üzemű laser nagyon jól alkalmazható interferométerek fényforrásaként. A folytonos üzemű laser könnyen használható a jelenleg leginkább elterjedt *Michelson* és *Mach—Zehnder* interferométerekben és ezzel az interferométer több tulajdonsága lényegesen javítható. A szokásos interferométer-felépítés mellett is a mérési távolságok jelentősen növelhetők. A megvilágító laser jó beállításával a hosszabb mérési távolság ellenére jobb felbontás érhető el, mint az eddig alkalmazott megvilágítási módszerekkel. Másrészt a lasermegvilágítás lehetővé teszi kis és igen masszív interferométerek építését is, amelyek kezelése sokkal egyszerűbb, mint a nagy készülékeké. A laserfény nagyfokú koherenciája következtében igen könnyen jön létre interferencia és olyan tárgyakon is észlelhetők interferencia-jelenségek, amelyeknél eddig a nehéz mérési eljárás miatt ilyen precíz mérési módszerre nem kerülhetett sor. A laser-megvilágítású interferometria különösen felületvizsgálatokra és optikai alkatrészek, pl. lencsék és tükrök szabatos minősítésére bizonyul pontos és gyors mérési eljárásnak.

A *Raman-effektust* sokszor használják molekulák vibrációs és rotációs rezgéseinek, valamint kristályrácsrezgéseknek a vizsgálatára. *Raman*-effektusnál azonban a szórás igen kicsi, úgyhogy a gerjesztéshez intenzív, monokromatikus sugárzásra van szükség. Ezért a laser különösen alkalmas a *Raman*-szórás gerjesztésére s az utóbbi időben mind gyakrabban alkalmazásra is kerül. Különösen egyszerűvé vált laser-sugár alkalmazásával a *Raman*-effektus vizsgálata alacsony hőmérsékleten. Az alacsony hőmérsékleten végzett vizsgálat azért igen érdekes, mert a körülmények itt sokkal áttekinthetőbbek, mint magasabb hőmérsékleten és így az eredmények is könnyebben értelmezhetők.

Irodalomjegyzék

- Bloembergen, N.*: Nonlinear Optics. New York—Amsterdam, Benjamin, W. A. Inc. 1965.
- Born, M.—Wolf, E.*: Principles of Optics. London—New York—Paris—Los Angeles, Pergamon Press 1964. 2. kiad.
- Ditchburn, R. W.*: Light. Glasgow Blackie & Son, Ltd. 1963.
- Finkelburg, W.*: Einführung in die Atomphysik, Berlin—Heidelberg—New York, Springer Verlag 1967, 11. és 12. kiad.
- Hiller, J. E.*: Grundriss der Kristallchemie. Berlin, Walter de Gruyter & Co. 1952.
- Lengyel, B. A.*: Laser, Generation of Light by Stimulated Emission. New York—London, John Wiley & Sons, Inc. 1962.
- Röss, D.*: Laser—Lichtverstärker und -oszillatoren. Frankfurt, Akademische Verlagsgesellschaft, 1966.
- Stroke, G. W.*: An Introduction to Coherent Optics and Holography. New York—London, Academic Press 1966.

Tárgymutató

A, Á

- abszolút zéruspont 28
- abszorpció 27, 29
- abszorpciós vonal 34
- aktív fénykapcsoló 179
- alapállapot 27
- alkalmazás, lasersugaraké (ipari) 200
- , — (orvosi) 213
- állapot, alap- 27
- , gerjesztett 28
- anyagok megmunkálása 201
- áramzaj 188
- argon-ion laser 82
- aszimmetrikus rezgés 89
- atom energiaállapotai 28
- átvágás 209
- axiális módus 57, 132

B

- belső fotoeffektus 193
- moduláció 173
- biplanáris fotodióda 185
- Bohr*-féle frekvenciafeltétel 27
- posztulátum 27
- Boltzmann*-féle állandó 25
- -féle eloszlás 31
- Brewster*-ablak 74
- -féle törvény 149

D

- deformációs rezgés 89
- dielektrikum-tükör 126
- diffúzan visszaverő tárgy reflexiója 223
- digitális fényeltérítés 256
- dizprozium 103
- Doppler*-effektus 63, 234
- -kiszélesedés 63
- duzzadóhelyek 132

E

- Einstein*-féle együttható 31
- energia-tömeg összefüggés 21
- elektromágneses spektrum 18
- szinkép 18

- elektromos hullámok 20
- térerősség 23, 210
- elektron-lyukpárok 45
- , termikus 188
- elektrooptikai effektus 157
- modulátor 179
- „éles” vonal 34
- elhajlás 144
- szöge 145
- elhajlási veszteség 61
- elliptikusan poláros fény 148
- eloszlás megfordítása 33
- elpárolgatási energia 203
- emisszió 27
- , indukált 29
- , spontán 29
- , stimulált 29
- emissziós vonal 34
- energia, fotoné 21
- , párolgási 204
- , pumpáló 37
- -tömeg összefüggés 21
- változása 36
- energiasűrűség 35
- gyengülése 34
- energiaszintek 89
- erőhatás 210
- érzékenység, fotoelektromos 183
- észlelés 155, 181
- europium folyadéklaser 105

F

- Fabry—Perot*-rezonátor 133
- fekete sugárzó 25
- félhullámfeszültség 158, 164
- félvezető fotodiódák 193
- -laserek 47, 108
- fény 18
- eltérítés, digitális 256
- emisszió 24
- frekvencia 20
- hullám erősítés 35
- hullámhossza 19
- intenzitás a légkörben 217

fénykapcsoló, aktív 179
 — —, passzív 180
 — nyaláb intenzitás 195
 — osztótükör 129
 — összetevők 243
 — polarizáció 147
 — relatív gyengülése vízben 220
 — sebesség 19, 24
 — sugárzás részecske jellege 21
 — teljesítmény 182, 191
 — törés 116
 — visszaverődés 113, 118
Fermat-elv 116
 folyadéklaser 47, 105
 fokmérték 115
 forrasztás 201
 fotoáram 182, 196
 fotocső, haladóhullámú 188
 fotodióda 181
 —, biplanáris 185
 —, félvezető 193
 fotoeffektus, belső 193
 —, külső 181
 fotoelektromos érzékenység 183
 fotoelektronoszorozók 181, 186
 foton 20
 — energiája 21, 182
 — impulzusa 22
 — szám 210
 — tömege 21
 frekvencia, fény- 20
Fresnel-egyenletek 118
 fűrés 201

G

galliumarzenid félvezető-laser 111
 gázlaser 47, 54, 67
 — cső 76
 gerjesztett állapot 28
 gömbtükör 130

GY

gyűrű-kisülés 83

H

haladó hullámú fotocső 188
 háromdimenziós fényképezés 238
 — mozgóképek 252
 — televíziós képek 252
 háromnívós rendszer 37
 háromszintes rendszer 37
 határenergia 182
 hatáskvantum, *Planck*-féle 21

hatásfok 87
 —, elpárologtatásé 204
 He-Ne laser 70
 hegesztés 201
 hélium-neon gázlaser 70
 hemiszférikus rezonátor 137
 holográfia 238
 — alkalmazása 247
 —, víz alatti 252
 hullám, elektromos 20
 — hossz 19, 114
 hullámhossz-kiválasztás 85
 — távolság 133
 hullám—részecske dualizmus 20
 huzalvágás 208

I

impulzus 210
 —, fotoné 22
 — üzemi laser 176
 indukált emisszió 29
 információátvitel 155
 infravörös sugárzás 19
 injekciós laser 109, 254
 inkoherens sugárzás 39
 intenzitás 159
 — eloszlás 118
 —, fénynyalábé 195
 —, laserimpulzusé 210
 interferáló hullámok 120, 159
 interferencia 119
 — hullám 120
 — -tűrők 126
 inverzió 33, 44
 ionlaser 67, 82
 ivmérték 115

J

jelátvitel 155
 jel—zaj-viszony 189

K

Kerr-effektus 163
 kétnívós rendszer 33
 kétszintes rendszer 33
 kilépési munka 182
 kimenő energia 102, 201
 — teljesítmény 87
Kirchhoff-törvény 26
 konfokális rezonátor 60, 137
 koherenciahossz 41
 — idő 40
 —, sugárforrásoké 42

koherencia, térbeli 42
 koherens sugárzás 39
 körkúpszög 116
 körösen poláros fény 149
 — — nyaláb 171
 közvetett moduláció 168
 közvetlen moduláció 167
 külső fotoeffektus 181
 — moduláció 168
 kvantum 21
 — elektrodinamika 20
 — hatásfok 182
 — zaj 155

L

laser, impulzusüzemű 176
 — anyag 46
 — átmenet 93
 — — erősítési görbéje 65
 — — gázokban 68
 laserek 47
 laser elrendezés 46
 — erősítő 45
 — hullám erősítése 48
 — impulzus intenzitása 210
 — — kimenő energiája 201
 — — teljesítménysűrűsége 210
 — -oscillátor 45
 — — öngerjesztése 50
 — — teljesítménye 53
 — rendszerek 44
 — rezonátor módusa 77
 — sugár alkalmazása 200
 — sugaras sebességmérés 234
 — — távolságmérés 228
 — sugárnyaláb divergenciája 61
 — sugárzás észlelése 155, 181
 — — modulációja 155
 — — vonalsebessége 63
 — szintek 72
 látóhatár távolság 214
 lineáris elektro-optikai effektus 163
Lippmann—*Bragg*-hologram 249
 longitudinális effektus 163
 lebegés hullámhossza 122
 légkör hatása a terjedésre 214
 — transzparenciája 216
 lencse 151
 levegő törésmutatója 215

M

Mach—*Zehnder* interferométer 259
 magneto-optikai effektus 166
 marás 201, 211

másodfajú ütközés 72
Maxwell-egyenletek 20
 „mérleg”-egyenlet 48
Michelson interferométer 259
 minimális túlpopuláció 50
 moduláció 155
 —, belső 173
 — forgótükörrel 177
 —, közvetett 168
 —, közvetlen 167
 —, külső 168
 modulációs eljárások 167, 176
 módus 130
 —, axiális 57
 —, transzverzális 58
 molekulalaser 68
 mozgóképek, háromdimenziós 252

N

neodimium 104
 négyzetes elektro-optikai effektus 163
 nívók 72

NY

nyalábátmérő 80, 152
 — divergencia 80
 — sugár 135

O

optikai alapok 113
 — építőelemek 150
 — leképezés 241
 — pumpálás 45
 — rezonátor 130
 — szuperheterodinvetel 194
 — szűrők 144
 óriásimpulzus előállítása 179
 orvosi alkalmazás 213

Ö

öngerjesztés 47
 összsugárzás 25

P

párolgási energiák 204
 passzív fénykapcsoló 180
 penta prizma 153
Planck-féle hatáskvantum 21, 182
 — -sugárzási törvény 25
 plazma 82
pu-típusú félvezető laser 110
 polarizációs vektor 168
 poláros fény 147

poláros nyaláb 170
Poyting-vektor 195
prizma 153
pumpálás 44
pumpáló energia 37

R

Raman-effektus 259
Rayleigh-szórás 216
reflexió 113
rendszer, háromszintes 37
—, kétszintes 33
rétegvastagság 125
rezgések 89
rezonancia-feltétel 57
rezonátor „jósága” 62
— -módusok 142
—, optikai 130
— tükör 48
— visszacsatoló 54
röntgensugárzás 20
rubinlaser 94

S

saroktükör 154
— reflexiója 225
sebességmérés 234
síkban poláros nyaláb 170
síkhullám-vektor 22
síkpárhuzamos lemez 154
— rezonátor 133
sötétáram 188
spektrum, elektromágneses 18
spontán emisszió 29
Stefan—*Boltzmann*-féle törvény 25
stimulált emisszió 29
sugárforrások koherenciája 42
sugármenet 131, 151
sugárzás erősítése 27
—, infravörös 19
—, inkoherens 39
—, koherens 39
—, röntgen- 20
— törvényei 24
—, ultraibolya 19

SZ

széndioxid laser 87
— molekulalaser 88
széttartás 80
szilárdtest-laser 47, 54, 92, 101
szimmetrikus rezgés 89

színek visszaadása 248
színek 18
szuperheterodin-vétel, optikai 194
szűrők, optikai 114

T

tárgyhullám 242
tartózkodási idő 29
távcső 152
távolságmérés 222, 228
televíziós képek, háromdimenziós 2
teljes visszaverődés 117
teljesítménysűrűség, laserimpulzusa
térbeli koherencia 42
térrősség, elektromos 210
térfogati hologram 249
terjedési irány 23
természetes vonalszélesség 63
termikus elektronok 188
tér szög 115
többretegű interferenciatükör 128
tömeg, fotoné 21
törésmutató 126
transzverzális módus 58
túlpopuláció, minimális 50
tükör veszteségtényezője 49
tükrözés kioltása 124

U

ultraibolya sugárzás 19

V

vákuum-fotodióda 184
vevőteljesítmény a távolságmérésben 225
visszacsatoló rezonátor 54
visszaverődési törvény 113
visszavert intenzitás 118
víz alatti holográfia 252
víz hatása a terjedésre 214, 218
vonal, abszorpciós 34
—, „éles” 34
—, emissziós 34
vonalszélesség, lasersugárzásé 63
—, természetes 63
vonatkoztatási hullám 242

W

Wien-féle eltolódás 26

Z

zöld lyuk 218

