

Optoelektronika

Dr.Sánta, Imre

Optoelektronika

Dr.Sánta, Imre

TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1 MSc Tananyagfejlesztés

Interdiszciplináris és komplex megközelítésű digitális tananyagfejlesztés a természettudományi képzési terület mesterszakjaihoz

Tartalom

Előszó	xi
1. A tárgy célja:	xi
2. A tananyag tartalma	xii
1. A fény keletkezése és elnyelődése, az indukált emisszió	1
1. A fényabszorpció, a spontán emisszió, a foton	1
2. Indukált emisszió	4
3. A lézer	6
2. Klasszikus fényforrások: termikus, gázkisülés, fluoreszcens, plazma	10
1. Termikus fényforrások	10
1.1. Wolfram izzólámpák	12
1.2. Az izzólámpák elektromos táplálása	14
1.3. Globar lámpák	14
2. A kisülőlámpák, gáztérben kialakuló elektromos kisülés gerjesztette fluoreszcens fényforrások.	
15	
2.1. A fénycső	17
2.2. Reklámcső (régiesen „neoncső”)	19
2.3. Higanylámpa	19
2.4. Nagynyomású nátriumlámpa.	20
2.5. Xenonlámpa.	20
2.6. Indukciós lámpa.	21
2.7. Spektrál lámpák	22
3. Félvezető fényforrások: LED-ek és dióda lézerek	24
1. LED	24
1.1. OLED	33
2. Dióda lézerek	35
2.1. Kvantum-gödör (quantum well) struktúrák	36
2.2. Kvantum kaszkád lézer	40
3. Kollimátor, hangolás (térbeli és időbeli koherencia)	41
4. A dióda lézerek és LED-ek elektromos táplálása, hűtése	50
4. Külső és belső fotoeffektus, PMT, MCP, PIN, APD, CCD	60
1. Az optikai sugárzás érzékelése	60
1.1. Gáztöltésű fény-detektorok	60
1.2. Kondenzált anyaggal való kölcsönhatásokon alapuló fény-detektorok	62
1.2.1. Külső fotoeffektus fémeken (fotocella)	62
1.2.2. Fotoelektron-sokszorozó (Photo Multiplier Tube, PMT)	65
1.2.3. Csatornalemez erősítő (MCP, micro channel plate)	69
1.2.4. Belső fénylektromos hatás	70
1.2.5. Záróréteges fénylektromos hatás	70
1.2.6. Záróirányú fotodióda üzemmód	73
1.2.7. Avalanche vagy lavina fotodióda	75
1.2.8. CCD (charge coupled devices)	76
5. Termikus (optoakusztikus, termoelektromos, piroelektromos) fénydetektorok	81
1. Optoakusztikus (fotoakusztikus) detektorok	81
2. Termoelektromos detektorok	84
3. Piroelektromos detektor	90
6. Optikai és elektromos zajforrások, amplitúdó-, és fázis-zaj	94
1. Optikai zajforrások	94
1.1. Determinisztikus zajforrások	94
1.1.1. Fényintenzitás	94
1.1.2. Hullámhossz	95
1.1.3. Irány, térbeli eloszlás	97
1.1.4. Polarizáció	101
1.1.5. Időtartam (időfüggés)	102
1.2. Sztochasztikus optikai zajforrások	103
1.2.1. Fényintenzitás	103
1.2.2. Hullámhossz	103

1.2.3. Irány, térbeli eloszlás	103
1.2.4. Polarizáció	105
1.2.5. Időtartam, időfüggés	105
1.3. Sztochasztikus elektromos zajforrások	107
1.4. Determinisztikus elektromos zajforrások	109
7. Analóg jelfeldolgozó eljárások: boxcar, lock-in, heterodyn	111
1. Kapuzott integrálás (BOXCAR)	112
1.1. A gerjesztő fényforrás jellemzői:	112
1.2. A kapuzott integrátor	112
1.2.1. Az első integrálás	113
1.2.2. Második integrálás	113
1.2.3. Átlagolási üzemmód	114
1.2.4. Szinkronizálás, a TRIGGER előállítása	114
1.3. Mintavételező üzemmód	115
2. Fázisérzékeny detektálás (Lock-in erősítő, integrátor)	116
2.1. Fázisérzékeny detektálás	116
3. Heterodyn detektálás	118
3.1. Homodyn detektálás	120
3.2. Femtoszekundumos Pumpa - Próbák heterodyn detektálással	121
3.2.1. Tranziens optikai Kerr-effektus	122
3.2.2. Heterodyn /homodyn detektálás	123
3.2.3. OHD-OKE mérőberendezés	125
8. Digitális jelfeldolgozó eljárások: fotonszámlálás, TCSPC	128
1. Fotonszámláló detektorok jellemzői	128
1.1. Kapuzott egyfoton-számlálás (Gated Single Photon Counting)	130
1.1.1. Dinamikus tartomány	131
1.1.2. Kapuzott integrálás háttérkivonással:	131
1.2. Időkorrelált egyfoton számlálás (Time Correlated Single Photon Counting, TCSPC)	133
1.2.1. Idő-Amplitúdó Konverter (TAC)	134
1.2.2. CF diszkriminátor	134
1.2.3. Sokcsatornás Amplitúdó Analizátor (MCA)	138
9. Fourier Transzformációs jelfeldolgozás, idő-, frekvencia tartomány	141
1. Fourier transzformációs spektroszkópia	144
2. Ultragyors folyamatok Fourier spektroszkópiája	148
10. Fotoelektromos jelek számítógépes feldolgozása, DAQ	151
1. A mérési adatok születése	151
1.1. A tudományos megismerés folyamata	151
1.2. A kísérlet, mérés megtervezése	153
2. Elosztott intelligencia	154
3. Adatkezelő egység (DAQ) felépítése	157
3.1. Analóg-digitál konverter (ADC)	159
3.1.1. Közvetlen (flash) ADC:	160
3.1.2. Szukcesszív approximációs ADC	161
3.1.3. Számlálós ADC (Dual slope)	162
3.1.4. Feszültség-frekvencia átalakító	163
3.1.5. Töltéskiegyenlítésen alapuló Szigma-Delta ADC	164
11. A fény hullámtermészete, diffrakció, interferencia, Gauss-, Bessel nyalábok	166
1. Az interferencia feltételei:	171
2. Young-féle interferencia kísérlet	174
3. Fényinterferencia vékony rétegen	176
4. Tükrözésmentesítő bevonatok	177
12. A fény terjedése hullámvezetőben, optikai szálak	179
1. Optikai szálak anyaga	179
2. Optikai szálak felépítése	182
2.1. Képtávivó üvegszál kötegek	187

Az ábrák listája

1.1. Attoszekundumos hullámcsomag	2
1.2. Kétszintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei	4
1.3. Háromszintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei	6
1.4. Négyzintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei	7
1.5. A lézer három fő funkcionális eleme	8
2.1. A teljes elektrtomágneses színekép	10
2.2. Az abszolút fekete test emissziós színeképei különböző hőmérsékleteken	11
2.3. A Nap sugárzásának színeképe a légkörön kívül és a legjobban illeszkedő abszolút fekete test színekép	11
2.4. A Nap színeképében látható sötét (abszorpciós) vonalak a legfontosabb elemekhez rendelve ...	12
2.5. Kvarc búrájú, halogén töltésű izzók	13
2.6. Kvarc halogén lámpák emissziós színeképei	14
2.7. Global lámpa (1-szigetelő tartó, 2- SiC sugárzó, 3- mechanikai tartó, 4- elektromos hozzáfűzés)	14
2.8. Global és Nerst lámpák, valamint az illesztett fekete test emissziós színeképei	15
2.9. Kisülő lámpa védőburokkal	15
2.10. Egyenáramú kisnyomású ködfény kisülés tartományai	15
2.11. Gázkisülés Áram- Feszültség diagramja különböző tartományai	16
2.12. Higanygőz emissziós spektruma kisnyomású gázkisülésben	17
2.13. Különböző fényporokkal bevont fénycsővek emissziós spektrumai	17
2.14. Fénycső hálózati bekötésének elektromos sémája	18
2.15. Különböző gáztöltéssel ellátott kisnyomású, nagyfeszültségű ködfénykisülés alapú reklámcső	19
2.16. Nagynyomású, higanygőz töltésű ívlámpa	19
2.17. Nagynyomású Xe töltésű ívlámpa	20
2.18. Nagynyomású Xe ívlámpa emissziós spektruma	21
2.19. Induktíven csatolt plazma gerjesztésű Hg lámpa	21
2.20. Kisnyomású Na spektrál-lámpa	22
2.21. Üreges katódú spektrál-lámpa	23
3.1. Szilícium karbid kristály tű elektródán keresztül árammal gerjesztve zöldes sárgán világít (az 1907-es eredeti kísérlet rekonstrukciója)	24
3.2. Félvezető p-n átmenete sémája és az elektron-energia sávmodellje, benne szaggatott vonallal a Fermi-nívó	25
3.3. Heterostruktúra, különböző rácsállandójú anyagok egymásra rétegzése, egymáshoz idomulnak, eltolódnak az energiaszintek	25
3.4. A két különböző sévszerkezetű anyag egymásba olvadása, a Fermi-nívó körül, jól látható a kicsúcsosodó energialepcső, a "beépített térerősség"	26
3.5. Többszörös hetero-átmenetes dióda zafir hordozón, átmeneti réteggént GaN:Si, a kétféle törésmutatójú In GaN és GaN váltakozó rétegei Bragg-reflektorként működnek	27
3.6. Különböző anyagú LED-struktúrák által kibocsátott fény színeképei	29
3.7. Reflektáló fészekben elhelyezett kék-UV LED, körülveve a látható tartományban fluoreszkáló anyaggal ("foszfor")	29
3.8. Összehasonlításul a Nap, egy izzólámpa és egy ún. "fehér" LED-fénynek spektruma	30
3.9. 3 - az additív színkeverés alapszíneiben (RGB) sugárzó – különböző alapanyagú LED-normált spektruma és az egybe tokozott RGB LED	30
3.10. Egy tipikus kisteljesítményű LED-belső felépítése	30
3.11. A fenti LED-egyik - a negatív pólusú - elektródájába kialakított parabola-tükör	31
3.12. Különböző méretű, SMC (felületszerelt) tokozású LED	32
3.13. POWER LED kétféle kivitelben és a ráhelyezhető fényterelő mikrolencsék és diffúzor	33
3.14. Flexibilis hordozóra felvitt OLED-struktúra	34
3.15. Az OLED-vázlatos felépítése	34
3.16. Aranyozott vörösréz hűtő tömb-dióda lézerrel, kivezetésekkel	35
3.17. Laterális heterostruktúra-alapú dióda-lézer	35
3.18. Az elosztott visszacsatolás (DFB) elve, a Bragg-reflektor	36
3.19. Néhány atom-vastagságú, különböző szerkezetű anyagok egymásra rétegzése (nano-heterostruktúra)	37

3.20. A kvantum gödör laterális szerkezete 3 változatban (lépcsős, többszörös és folytonos átmenetű)	37
3.21. Kvantum pöttyök létrehozásafolyadék epitaxiával, rétegenként építve	37
3.22. Kvantum doboz, a kvantum pöttyök diszkrét energia szintjei	38
3.23. Kvantum „szendvics” szerkezet, a kvantum gödörben kvantum pöttyök dolgoznak	39
3.24. A laterális és vertikális dióda szerkezet összehasonlítása	39
3.25. VCSEL szerkezet részletes felépítése	39
3.26. Optikai gerjesztésű vertikális kvantum gödör struktúra külső rezonátorral	39
3.27. Kvantum kaszkád lézer felépítésének elvi sémája	40
3.28. Kvantum kaszkád lézer szerkezeti felépítése	40
3.29. Laterális szerkezetű lézer diódából kilépő (diffraktálódó) nyaláb és az intenzitás eloszlása ...	41
3.30. Kollimátor lencserendszer terve éslegyártott üveg, műanyag lencsék	42
3.31. a két irányban különböző nyalábeloszlás korrekciója hengerlencsés, illetve prizmás kivitelben	43
3.32. Holografikus konkáv rács asztigmias leképezésével korrigált dióda lézer nyaláb	44
3.33. Különböző tokozású dióda lézerek	45
3.34. Lézer dióda array nyalábjainak korrekciója, fókuszálása üvegszála	46
3.35. A kristály véglapjairól való visszaverődés okozta Fabry-Perrot interferencia (longitudinális módusok)	47
3.36. Külső rezonátoros hangolás megoldási változatai	47
3.37. A beszűkített rezonátor spektrum és a longitudinális módusok	48
3.38. Elektronikusan, piezo aktuátorokkal hangolt dióda lézer vázlata.	48
3.39. ...és a megvalósított eszköz (A - transzlátor befogó, B- dióda lézer pozicionáló, C- dióda lézer, D- kollimátor pozicionáló, E- Záró tükör forgató tengely állítója, F- kollimátor lencse, G- optikai rács, H- rácstartó rögzítő, I hangoló tükör , J- piezo-transzlátor	48
3.40. Külső Lamb-lyuk stabilizált, súrlódó beesésű ráccsal hangolt dióda lézer rendszer	49
3.41. Lamb-lyuk a Rb Doppler kiszélesedett spektrumában	50
3.42. Különböző anyagú (színű) LED-ek nyitóirányú U(I) karakterisztikái	50
3.43. Lézer Dióda kimenő teljesítményének függése a nyitóirányú áramerősségtől (lin-lin és log-lin skálán), különböző üzemóránál	51
3.44. A kvantum gödör szerkezetű LED áramának komponensei	51
3.45. A LED-DL elektromos helyettesítő képe diódákkal felrajzolva	52
3.46. Külső rezonátoros dióda lézer küszöb karakterisztikái különböző rezonátor veszteségek esetén	52
3.47. Egy Power LED, vagy lézer dióda hőtechnikai modellje soros hőellenállásokkal	53
3.48. LED modulon és a hűtőbordán mért hőmérsékletek (mért és számított) az idő függvényében	53
3.49. A réteghőmérséklet és a hővezető paszta tulajdonságai (hővezető-képesség, rétegvastagság) közti kapcsolat	53
3.50. A fénytelsítmény és a réteghőmérséklet közti kapcsolat különböző anyagú (színű) LED-eknél	54
3.51. A LED várható élettartam (a fénykibocsátás időbeli gyengülése) különböző réteghőmérsékleten	54
3.52. Az U(I) karakterisztika kisáramú szakasza különböző üzemóra után	55
3.53. LED U(I) karakterisztikája munkapontjának beállítása, a korlátozó ellenállás értékének kiszámítása	56
3.54. Egyszerű áramgenerátor kapcsolási rajza	56
3.55. Hálózati tápegység lézerdiódához, a beépített fotodióda visszacsatoló jelére szabályozva	57
3.56. 3V-os áramgenerátor (piros lézer mutatópálcához)	57
3.57. Schottky védődióda (D1) a záróirányú feszültségimpulzusok ellen	58
4.1. Ionizációs cella konfigurációk	60
4.2. Ionizációs cella U(I) karakterisztikája	61
4.3. Fotocella sémája ellentér esetén (az anód negatív)	62
4.4. Fotocella karakterisztikái a) ugyanazon hullámhossz/különböző intenzitás, b)ugyanaz az intenzitás/különböző hullámhossz	63
4.5. Fotokatód típusok spektrális érzékenysége	64
4.6. Fotocellák	64
4.7. Fotoelektron sokszorozó működése	65
4.8. Dinóda anyagok sokszorozási tényezője a feszültség függvényében	65
4.9. Oldal-ablakos PMT és a dinóda konfiguráció sémája	66
4.10. Végablakos PMT és a dinóda konfiguráció sémája	66
4.11. Fotoáram fluktuáció a ns-os időskálán	67
4.12. Egyfotoelektron jel amplitúdó fluktuációja és annak eloszlásfüggvénye	67

4.13. PMT osztólánc nagyáramú, nagyfrekvenciás stabilizálása	68
4.14. Csatornalemez erősítő felépítése és működése	69
4.15. Komplette képerősítő felépítése	69
4.16. Félvezető sávszerkezete	70
4.17. p-n átmenet szerkezete és elektronenergia sávmodellje	70
4.18. PN fotodióda elektromos helyettesítő képe	71
4.19. PN fotodióda U(I) karakterisztikája	73
4.20. PIN dióda felépítése	74
4.21. PN diódák normált spektrális érzékenység karakterisztikái	74
4.22. PIN lavina fotodióda (APD)	75
4.23. PIN ADP U(I) karakterisztikája	76
4.24. Eltemetett csatornájú CCD szerkezete	76
4.25. CCD töltéstranszport folyamata	77
4.26. CCD kiolvasó regiszterének modellje	78
4.27. Különböző CCD típusok spektrális érzékenysége	78
4.28. Mikrolencse fénykollektoros CCD felépítése	79
5.1. Kéttatomos molekula vibrációs ($v=0,1$) és az azokra "ráülő" rotációs energianívói ($J=0,1,2,3, \dots$), valamint a kiválasztási szabályoknak megfelelő, legvalószínűbb átmenetek ($0, \pm 1$)	82
5.2. HCl molekula a vibrációs-rotációs energiaállapotainak infravörös abszorpciós spektruma 300K hőmérsékleten	82
5.3. Optikai-akusztikai detektor cella a gázbevezetésekkel	83
5.4. Golay-cella	84
5.5. Termoelektromos detektor félvezető termooszloppal és beépített hitelesítő fűtőszállal	84
5.6. Termoelektromos és piroelektromos detektorok felületét fedő fekete festékek abszorpciós spektruma	85
5.7. A termoelektromos detektor felépítése, a termooszlop sémája és a láncba összehegesztett termopárok	86
5.8. Egy 40 s-ig bekapcsolt impulzus hatására felmelegedő, majd lehűlő termoelektromos detektor időbeli válaszjele	87
5.9. Mikroáramkört technológiával készített termoelektromos detektor a körbe-integrált termopárokkal	89
5.10. Nagyteljesítményű sugárzás mérésére alkalmas detektorok hűtővíz csatlakozóval, illetve léghűtéssel	89
5.11. A piroelektromos effektus: (i) az anyag nagy permanens dipólmomentuma egy állandó töltés megosztást hoz létre a felületen; (ii) a hőmérsékletváltozás esetén azzal arányos többlet töltés jelenik meg a felületeken, ami a terhelésen (1 MOhm) átfolyva kiegyenlítődik, feszültség impulzust kelt, (iii) visszahűlve (lassabban) a töltéseloszlás visszaáll, ellentétes feszültség jelenik meg	91
5.12. Piroelektromos detektor felépítése	91
5.13. Piroelektromos detektor válaszjele rövid impulzusú besugárzásra	92
5.14. Piroelektromos detektor elektromos helyettesítő képe hozzákapcsolt FET-es erősítővel	93
5.15. 2,5 Hz frekvenciával megszagatott folytonos fényforrás által kiváltott piroelektromos válaszjel	93
5.16. Közepes teljesítmény mérésére alkalmas piroelektromos detektor kiviteli alakja	93
6.1. Egyes és kettős monokromátor kilépő résénél mérhető spektrális intenzitás eloszlás (logaritmikus skálán), a legkisebb a szórt fény ellentétes disperziós irányú soros elrendezésnél	95
6.2. Hármass monokromátor Raman spektrométerben $10E-6$ os kontraszttal	95
6.3. A lézer rezonátor Fabry-Perrot módusainak és a fluoreszcencia (erősítés) sávszélesség nemlineáris metszeteként áll elő a lézerfény spektrális eloszlása	95
6.4. Ti:Zafir lézer spektrális intenzitáseloszlása (logaritmikus skálán), alatta a térbeli eloszlás intenzív szélessávú udvarral	96
6.5. 546 nm-re készített interferenciás szűrő transzmissziója a sávzáró üveg (Schott) fedőszűrő nélkül	96
6.6. Kör alakú nyíláson áthaladó síkhullám interferencia képe (Airy gyűrűk)	97
6.7. Intenzitáseloszlás résen síkhullámmal és a széleken eltűnő intenzitású nyalábbal kivilágítva	97
6.8. TEM 00 módusú lézernyaláb intenzitás eloszlása (Gauss) és különböző szimmetriájú rezonátorok magasabbrendű módusai	98
6.9. Excimer lézer nyalábjának intenzitás eloszlása	100
6.10. Fényszórás irányfüggése különböző méretű (kis molekulákon, hullámhosszal összemérhető és annál sokkal nagyobb) részecskéken, jobbról a Berliini Egyetem LIDAR laborjából (közel vízszintesen) kibocsátott nyaláb előreszórása	100

6.11. Lencsén áthaladó lézerefény nyalábon porszemek és felületek közti interferencia okozta modulációk	101
6.12. Módusszinkronizált, erősített Ti:Zafír lézer impulzus alakja, az inzerten logaritmikus skálán az időbeli "háttér"	102
6.13. TEM ₀₀ módusú lézenyaláb intenzitáseloszlása több méter levegőbeni fénypálya után	103
6.14. Matt felületről (fehér papírlap) visszavert fény intenzitáseloszlása (speckle)	104
6.15. Ellenálláson átfolyó áram spektruma (fehérszín, Johnson-zaj)	108
6.16. Az ellenálláson átfolyó áram zajkomponensei (fehér-thermal, sörét-shot, rózsaszín-RIN)	109
6.17. IR detektor előerősítője hőmérséklet kompenzációval	110
7.1. Optikai-spektroszkópiai mérőrendszer impulzus gerjesztéssel	111
7.2. BOXCAR integrátor elvi sémája	112
7.3. BOXCAR integrátor jeleinek időfüggése	113
7.4. BOXCAR integrátor bemeneti fokozatainak kapcsolási rajza	114
7.5. BOXCAR integrátor jeleinek időfüggvényei mintavételező üzemmódban	115
7.6. Lock-in erősítővel megvalósított tipikus mérőrendszer	116
7.7. Lock-in erősítő jeleinek időfüggése fázisban lévő demodulálással	117
7.8. Lock-in erősítő jeleinek időfüggése 90 fokos fázissal történő demodulálással	117
7.9. Tipikus gyári Lock-in erősítő funkcionális elemei	118
7.10. Nyalábekegyesítés heterodyn detektálásnál	118
7.11. Kiegyenlített detektáló egység (50-50 %-os nyalábosztó) heterodyn/homodyn technikához	120
7.12. Tipikus OHD mérőrendszer	120
7.13. A Puma-Próba mérések elve	121
7.14. Az optikai Kerr-effektus mérésére szolgáló optikai elrendezés	122
7.15. A heterodyn detektálás elvi megvalósítása OKE mérésnél	123
7.16. OHD-OKE jel pozitív és negatív irányban elforgatott - lokál oszcillátor jelet biztosító - polarizátor esetén	124
7.17. Jód-benzol OHD-OKE időfüggvényén jól megfigyelhetők a koherensen gerjesztett vibrációs módusok	125
7.18. OHD-OKE mérőrendszer: P0 gerjesztő oldali polarizátor, P1, P2 keresztezett polarizátorok, L1,L2 fókuszáló-kollimáló lencsepár, ODL késleltető, mozgó tükrök, ND szűrő szűrő	125
7.19. Jód-benzol közvetlenül mért OKE szignál (nem OHD) intenzitásának időfüggvénye logaritmikus skálán a rá szuperponálódott periodikus műtermékekkel	126
8.1. Fotoelektron-sokszorozó (PMT) impulzusainak amplitúdó eloszlása (alul zajjal együtt, felül a zaj kivonásával kapott egyelektron - eloszlás)	128
8.2. Lavina fotodióda mátrix (M-APD) impulzusainak oszcilloszkópos képe (alul a sötétbeni zajimpulzusok, fölül a fotoelektromos impulzusok, szeparálhatóan az egy-, kettő-, három, ... pixel egyidejű megszólalásai kiváltotta impulzusok)	129
8.3. Lavina fotodióda (APD) impulzusainak a fényimpulzushoz viszonyított időbeli csúszkálása (jitter), a szórás félértékszélessége (FWHM)cca. 210 ps	129
8.4. Foton-számlálással (2 különböző detektorral) mért intenzitások (normalizált beütésszám) a ps-os forrástól mért távolság függvényében	131
8.5. Különböző egyfoton-számlálási technikák	131
8.6. Időbontott (kapuzott) fluoreszcencia spektrum mérés foton-számlálással (minden gerjesztő impulzusból max. 1 foton detektálható)	132
8.7. Idő-Amplitúdó Konverter működési elve és jelformái	134
8.8. Konstans referencia szint esetén jelentkező vándorlás (baloldalt), zajos jel okozta szórás (jobbaldalt) az impulzus időbeli lokalizációja mérésekor	135
8.9. A "vándorlás" effektus (balról) kiküszöbölése állandó arányú (CF) diszkriminátorral (jobbról)	135
8.10. Állandó arányú (CF) diszkriminátor blokk-sémája	136
8.11. Állandó Arányú (CF) diszkriminátor jellemző hullámformái, felülről lefele: bemeneti jel, leosztott bemeneti jel, késleltetett és invertált bemeneti jel, a utóbbi kettő összege, a CF jel, amit nullátmeneti komparátor dolgoz fel	136
8.12. A CF jel különböző késleltetési időknél (szaggatott vonal a túl rövid és túl hosszú, a piros vonal az optimális)	137
8.13. A időkorrelált egyfoton számlálás alapelve: ciklusonként kevesebb, mint egy fotont detektálunk nagyon sokszor ismételve	138
8.14. Egy teljes Időkorrelált Egyfoton Számláláson (TCSPC) rendszer: nagy ismétlődési frekvenciájú, ns-ént érkező gerjesztés kiváltotta optikai válasz időfüggvényének mérésére	138
8.15. Különböző környezetben lévő HC kötés fluoreszcencia lecsengése (log léptékben) TCSPC technikával mérve	139

9.1. Kompakt spektrográf CCD detektorral	142
9.2. Michelson interferométer kimeneti jele koherens és inkoherens fényforrás esetén	143
9.3. FT IR spektrométerek működési elve	145
9.4. FT IR spektrométerek optikai felépítése: 1-Fényforrás, 2-Kollimátor tükör, 3- Szűrő, 4-of-axis parabola kollimátor, 5-Nyalábosztó, 6- Fix tükör, 7-Mozgó tükör, 8-Fókuszáló tükör, 9-Mintatartó, 10-Minta, 11- Kollektor tükör, 12- Detektor, 13-He-Ne lézer, 14- Nyalábtágító, 15- Terelő tükör, 16-Kicsatoló tükör, 17-Hullámhossz referencia detektor	145
9.5. Autokorrelációs jel a Michelson interferométer kimenetén	147
9.6. FT IR -Raman spektrométer mikroszkóppal	148
9.7. Pumpa-Próba kísérleti elrendezés vázlata	148
9.8. Jód-benzol Optikai Heterodyn OKE jele	149
9.9. Jód-benzol OH-OKE jele Fourier transzformáltja, a Raman hatáskeresztmetszet spektruma .	150
10.1. A tudományos MEGISMERÉS lépései, a MODELL-módszer	153
10.2. Z80 alapú számítógép	155
10.3. Léptetőmotor vezérlő áramkör	155
10.4. Intelligens oszcilloszkóp	156
10.5. Adatfeldolgozó egységek (DAQ)	156
10.6. Univerzális DAQ kártya felépítése	157
10.7. Analóg-Digitális Átalakítók (ADC) típusai	159
10.8. Flash ADC sémája	160
10.9. Kaszkád ADC működési elve	161
10.10. Szukcesszív approximációs ADC bloksémája	161
10.11. Digitál-Analóg Konverter (DAC) sémája	162
10.12. Dual-Slope, számláló ADC	162
10.13. Dual -Slope ADC feszültség-idő függvényei	163
10.14. Feszültség-Frekvencia ADC	163
10.15. Töltéskiegyenlítéses Sigma-Delta ADC	164
10.16. Kommunikációs portok és azok sebességei	165
11.1. Fényelhajlás szélén 480, 550 és 610 nm monokromatikus fénynél	166
11.2. Fényelhajlás résen: 635 és 532 nm-es lézer 0,1 mm résnél	166
11.3. Transzverzális elektomágneses tér haladó hullám modellje	167
11.4. Lyukon való elhajlás (diffrakció)	168
11.5. Két koherens forrásból származó felületi hullámok interferenciája	169
11.6. Két közeli lyukból kiinduló fénycsücsök interferenciája	169
11.7. A lyukpár által létrehozott interferenciakép az ernyőn	170
11.8. Dikroikus tükör, mint nyalábegyesítő	172
11.9. Polarizációs nyalábegyesítés inkoherens, illetve koherens nyalábok esetén	173
11.10. Féligáteresztő (nem polarizációs) nyalábosztó/egyesítő kocka	173
11.11. Young -interferométer és az ernyőn látott kép jelölései	174
11.12. Young interferogramok különböző lyuktávolságnál	176
11.13. Inrtreferenciakép vízen úszó olajfilmen	176
11.14. Hármass (vékony-)rétegrendszer	177
11.15. Michelson interferométer	177
11.16. A fénycsücs sávszélessége és az interferogram az útkülönbség függvényében	178
12.1. A fénycsücs működési elve	179
12.2. A fény nyaláb intenzitás eloszlása a magban (core) és a köpenyben (cladding)	180
12.3. Tipikus optikai szál csillapítása a hullámhossz függvényében	181
12.4. UV-VIS-IR tartományokra készített folyadék hullámvezetők transzmissziójának hullámhosszfüggése	181
12.5. Üvegszál felépítése	182
12.6. Optikai szálak típusai	182
12.7. Sugármenet a STEP index (lépcsős indexű) szálban	183
12.8. Kis- és nagy apertúrájú lépcsős szál működése	184
12.9. Többmódusú szálban való hullámterjedés:(a) a tengelyvonalban terjed, (b) a tengelyvonalat szimmetrikusan megközelíti,(c) csavarvonalas terjedés	184
12.10. Folyamatosan változó törésmutatójú szál	185
12.11. Üvegszál köteg	187
12.12. Rendezett üvegszál kötegre leképező optika jellemző méretei inch-ben (mm-ben)	189
12.13. Tipikus endoszkóp fő részei	190
12.14. Flexibilis endoszkóp felépítése	190

12.15. Endoszkóp vége az optikai és más munkacsatornákkal	191
12.16. Tipikus orvosi endoszkóp	192

Előszó

A jelen digitális tananyag a TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0025 számú, "Interdiszciplináris és komplex megközelítésű digitális tananyagfejlesztés a természettudományi képzési terület mesterszakjaihoz" című projekt részeként készült el.

A projekt általános célja a XXI. század igényeinek megfelelő természettudományos felsőoktatás alapjainak a megteremtése. A projekt konkrét célja a természettudományi mesterképzés kompetenciaalapú és módszertani megújítása, mely folyamatosan képes kezelni a társadalmi-gazdasági változásokat, a legújabb tudományos eredményeket, és az info-kommunikációs technológia (IKT) eszköztárát használja.



Az optoelektronika

1.

- a. a fény elektronos úton való keltését ,
- b. a fény terjedésének elektronikai és informatikai befolyásolását,
- c. a fény detektálását, eltűnését ,

ezek elektronikai vonatkozásait jelenti.

1. A tárgy célja:

1. Az optikai, atomfizikai és elektromosságtani alapismeretekkel (BSc) rendelkező, MSc képzésben lévő hallgatóság számára összefüggéseiben mutatjuk be azokat az atomfizikai, optikai és elektronikai csúcstechnológiát képviselő eszközöket (fényforrásokat, detektorokat, jelátvivő egységeket), a mögöttük meghúzódó jelenségeket, törvényszerűségeket.
2. A tantárgy elsajátítása után ne csak *ismert*, hanem - az okok szintjéig - *érthető* is legyen
3. a működés alapelve,
4. az eszköz adta lehetőségek (időben, térben, spektrálisan), és
5. a működés határai, korlátai (nemlinearitás, telítődés, alapzaj).
6. A fény az ember egyik legfontosabb képességével, a látással kapcsolatos. A világ megismeréséhez és megértéséhez a fény segítségével kaptuk a legtöbb információt, ezért az ember kezdetektől fogva kutatta jelenségeit és természetét. Az optoelektronika különösen fontos és érdekes, mert ezeket a szubjektív érzéseket, látás élményt ezen az úton tehetjük *objektívvá*, a megfigyelő személyétől függetlenné.
7. Az egyik legnehezebb kérdéskör a *fény kettős természete*, amely e tárgykörben lépten-nyomon előkerül. A fény mind hullám-, mind részecske tulajdonságokkal rendelkezik. Hullám módjára terjed, és részecskeként hat kölcsön az anyaggal. A tárgy oktatásában alapvető ennek tisztázása és következetes használata.
8. A *modell-módszer* következetes használata vezérfonal. Bármit állítunk, tudatosan vegyük számba, hogy milyen környezeti feltételek, elhanyagolások, közelítések eredményeképp írjuk le pont úgy. Állandóan hangsúlyozni kell, hogy minden állításunk csak egy *közelítés*, sohasem abszolút pontos, a *megfelelőség kritérium* a gyakorlati szempontból való alkalmazhatóság, a *valósággal való* kielégítő (mérési bizonytalanságon belüli) *egyezés*.
9. Minthogy az *optoelektronika* egy gyakorlat-, eszköz orientált szakterület, a fejleszteni kívánt kompetenciák:

10. Képesség az optoelektronikai eszközök közti eligazodásra, a felépítésük, működésük alapjainak az ismerete révén
11. Képesek legyenek az eszközök használhatósága korlátainak felismerésére azok okainak ismerete révén
12. Képesek legyenek az elektronikai vonatkozások (AC/DC, nagyfrekvencia, zaj stb.), beazonosítására, kezelésére
13. Képenek kell lenniök a fotoelektromos jelformához illeszkedő jelfeldolgozó eljárás kiválasztására, felparaméterezésére.
14. A tananyag elsajátítás mérése is két lépcsős:
15. Először az *elméleti háttér* biztos alapjait ellenőrizzük, ez az egyszerűbb, hibás teljesítés esetén könnyű visszaautalni a tananyag adott részére.
16. A második lépés egy *valóságos (komplex) eszköz* működésének elemzése, vagy egy nagyobb rendszer összeállítása. Ennek esetleges sikertelensége általában nem az egyes rész ismeret hiányára, hanem általános probléma meglátó, elemző, probléma-megoldó rutin hiányára, a *szintetizáló képesség*, készség alacsony szintjére, gyakorlatlanságra vezethető vissza. Ennek orvoslása a tárgyhoz kapcsolódó *laboratóriumi gyakorlat* végrehajtásával, életszagú problémák megoldásában való részvétellel lehetséges.
17. A tananyag önállóan tanulható, és kézikönyvként is használható. Noha bizonyos egymásra-épülés van a fejezetek közt, ezért a lineáris feldolgozás ajánlott, a kézikönyv funkció használatát vissza (előre) mutató linkekkel igyekeztünk segíteni.

2. A tananyag tartalma

A tananyag részben vagy egészben átfedi az alábbi MSc kuzusok tematikáját:

PTE TTK	Optoelektronika	MNFIZ67
SZTE	Optoelektronika	FMN844E
DE	Elektronika	TFME0301
BME	Optoelektronikai eszközök	BMETE12MF21
BME	Optikai jelfeldolgozás	BMETE12MF19

A *fény keletkezésével, keltésével* kapcsolatos fejezetek:

1. A fény keletkezése és elnyelődése, az indukált emisszió
2. Klasszikus fényforrások, termikus, gázkisülés, fluoreszcens, plazma
3. Félvezető fényforrások, LED-ek és dióda lézerek.

A *fény detektálásával, eltűnésével* kapcsolatos fejezetek:

4. Külső és belső fotoeffektus, PMT, MCP, PIN, APD, CCD
5. Termikus, piroelektromos, optogalvanikus, optoakusztikus fénydetektorok.

A *fotoelektromos jel feldolgozásával* kapcsolatos fejezetek

6. Optikai és elektromos zajforrások, amplitúdó-, és fázis-zaj
7. Analóg jelfeldolgozó eljárások, boxcar, lock-in, heterodyn, ,

8. Digitális jelfeldolgozó eljárások: fotonszámlálás, TCSPC
9. Fourier transzformációs jelfeldolgozás, idő-, frekvencia tartomány
10. Fotoelektromos jelek számítógépes feldolgozása, ADC

A fény terjedésével, modulálásával kapcsolatos jelenségek, eljárások:

11. A fény hullámtermészete, diffrakció, interferencia, Gauss-, Bessel nyalábok
12. A fény terjedése hullámvezetőben, optikai szálak
13. A fény modulációja, polarizáció, RoF, AM, FM, PCM

A kvantumoptikai elemei

14. Optikai logikai áramkörök, kapcsolók, optikai számítógép
15. Kvantum jelenségek, fotonstatisztika, kvantum kriptográfia
16. Optikai információ átviteli rendszerek felépítése, csillapítás és diszperzió

1. fejezet - A fény keletkezése és elnyelődése, az indukált emisszió

1. A fényabszorpció, a spontán emisszió, a foton

A fény az atomok és molekulák elektronfelhőjének magasabb energiájú (E_2) állapotából az alacsonyabba (E_1) történő átmenetekor keletkezik, a részecske egy $E_2 - E_1 = h\nu$ energiájú energiakvantumot – foton – bocsát ki, ahol ν a fény frekvenciája, h pedig a Planck állandó.

A fény elnyelődése ennek fordítottja: az atom vagy molekula egy foton-nyi ($h\nu$) energia elnyelésével magasabb energiájú állapotba kerül, a foton „eltűnik”, az energia átalakul az atom, molekula belső energiájává.

Részecskefizikai megközelítésben a fotonok - az elektronok, mint fermionok közti energiacsere részecskéi - $h\nu$ energiájuk mellett saját impulzussal ($h\nu/c$) és $\pm \hbar/2\pi$ spinel, saját impulzusmomentummal rendelkeznek, miközben vákuumban c („fény”) sebességgel haladnak és nyugalmi tömegük zérus.

A fenti modell a fény keletkezését és eltűnését korrektül leírja, azonban nem ad számot a két végállapot közti történésekről, vagyis a fény terjedéséről. Jelen tudásunk szerint a fény klasszikus (a Maxwell egyenletek által leírt) elektromágneses hullámként terjed. Mivel a fényben rezgő mágneses térerősség hatása az atomokra, molekulákra 9 nagyságrenddel gyengébb, mint az elektromos térerősség hatása, ezért a fényt az elektromos térerősséggel jellemezzük:

$$E(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \left\{ A \cdot \exp(2\pi i \nu (t - \frac{z}{c})) \right\}$$

A fenti egyenlet egy ideális monokromatikus síkhullámot ír le, amely z irányban terjed, A a térerősség komplex amplitúdója. Természetesen a valóságos fénynyalábok leírása ennél összetettebb.

A hullám modell leírja a diffrakció, interferencia jelenségeit és a fény – anyag kölcsönhatások jelentős részét, különösen a nemrezonáns (fényelnyeléssel nem járó) folyamatokat, ahol viszonylag nagy az intenzitás és az anyag makroszkópikus paraméterekkel jellemezhető (törésmutató, szuszceptibilitás, polarizáció).

Jelen tudásunk szerint nincs olyan egységes modell, amely egyszerre lenne képes leírni a fény keletkezését-elnyelődését és terjedését. Ezt nevezzük a *fény kettős természetének, részecske-hullám kettősségnek*.

A két modell határmezsgyéje a nagyon kis fényintenzitások körüli jelenségek, ezt foton-optika névvel szokták illetni. A fény detektálása annak elnyelődése révén kiváltott elektromos jel mérésén alapszik. Néhány detektor típus képes egyes fotonoknak megfelelő igen gyenge fényt mérni. A detektálás során kapott elektromos impulzusokat (nem teljesen nyilvánvaló feltevessel) megfeleltetjük az egyes fotonokkal. Az impulzusszám egy valószínűségi változó, a matematikai statisztika, valószínűségszámítás eszközeivel írható le. Statisztikai jellemzőként megállapíthatjuk, hogy egy dA felületen időegység alatt egy foton detektálásának valószínűsége $P(r)$ arányos a fény (klasszikus értelemben vett) intenzitásával $I(r)$:

$$P(\mathbf{r}) \cdot dA \propto I(\mathbf{r}) \cdot dA$$

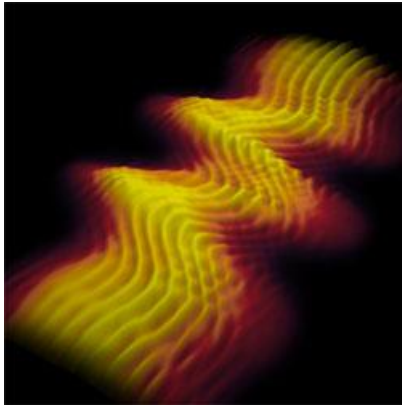
A két modell összeházasításának egy lehetséges módjának tűnt a foton egy véges időbeli és térbeli kiterjedésű hullámcsomagként leírni, mint különböző frekvenciájú és irányú (különböző $\mathbf{k}$ hullámszám vektorú) síkhullámok szuperpozíciója

$$E(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \left\{ A(\mathbf{k}) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \cdot \exp(2\pi i \nu (t - \frac{z}{c})) \right\}$$

,

ahol $A(\mathbf{k})$ a különböző hullámszámú komponensek amplitúdói. Az alábbi ábrán egy elképzelt, 100 as rövid hullámvonulat elektromos térerősség 3D grafikonja látható, amit egy fotonként lehet interpretálni.

1.1. ábra - Attoszekundumos hullámcsomag



A kvantummechanikából jól ismert hely-impulzus határozatlansági reláció itt úgy jelenik meg, hogy ha a hullámcsomag tisztán monokromatikus síkhullám, akkor az impulzusa pontosan ismert, de a $z=0$ síkban bárhol lehet a foton (helye bizonytalan), ha pedig egy gömbhullám, amelynek középpontja (a foton kibocsátás helye) ismert, az impulzusa (iránya) lesz meghatározhatatlan, hasonlóan bizonytalan lesz az impulzusa (abszolút értéke), ha a hullámcsomag különböző frekvenciájú (hullámhosszú) komponensek szuperpozíciója.

A két véglet közötti hely-impulzus bizonytalanságot általában a fénynyaláb koherenciájának nevezett mennyiséggel jellemezhetjük. Ez általában két részre bontható:

1. *térbeli koherencia*: a nyaláb időben azonos pillanatában, de a nyaláb keresztmetszete különböző pontjai közötti interferencia képesség mértéke,
2. *időbeli koherencia*: a nyaláb keresztmetszete ugyanazon pontján, de különböző időbeli pillanatban való interferencia képesség mértéke.

A *térbeli koherenciát* a nyaláb széttartása, divergencia tulajdonságai határozzák meg. Az ideális, végtelen kiterjedésű síkhullámhoz képest egy valódi nyaláb véges keresztmetszetű, azaz legalább egy véges méretű (d átmérőjű) lyukon, apertúrán áthaladt, így a diffrakció mindig „lerontja” az abszolút párhuzamosságot. A λ hullámhosszú nyaláb tágulásának fél nyílásszöge ($\Delta\varphi$, az első elhajlási minimum iránya):

$$\Delta\varphi = 0,61 \frac{\lambda}{d}$$

Azt a nyalábot, amely csak a diffrakciónak megfelelő mértékben tágul, „diffrakció limitált”-nak nevezzük, ennél kisebb divergenciájút – adott átmérőnél – nem lehet előállítani.

Az *időbeli koherencia* a nyaláb spektrális sáv szélességével van szoros kapcsolatban. Egy abszolút monokromatikus nyaláb időben végtelen hullámvonulat lenne. Mivel minden valóságos nyalábnak van egy időbeli burkolója (még a folytonosnak nevezett fénynyalábot is reggel bekapcsoltuk, este kikapcsoljuk, rövid impulzusok esetén pedig akár néhány periódusidőnyi, 5-10 fs is lehet), ezért a Fourier- transzformáció formulái matematikai korlátot adnak egy véges burkolójú hullámvonulat spektrális szélességére: minél rövidebb az impulzus időben (Δt), annál nagyobb a spektrális sáv szélessége $\Delta\nu$:

$$\Delta t \cdot \Delta\nu \geq k$$

ahol k az időbeli burkoló alakjától függő, 1 körüli szám (Gauss – burkoló esetén pl. 0,44). Azt a nyalábot, amelynek a sáv szélessége ezen az elméleti határon van, Fourier limitáltnak nevezzük.

A valóságban nagyon nehéz ilyen nyalábot előállítani, amely mind térben, mind időben koherenciája maximális, ugyanis a technikai problémákat (lencsehibák, termikus torzulások, mechanikai rezgések, stb.) szintén nem lehet teljesen kiküszöbölni, és ezek „rontják el” a nyaláb maximális koherenciáját. Még kérdés lehet, hogy egy fotont jelképező hullámcsomag mindig diffrakció és (Fourier-) transzformáció limitált-e?

Visszatérve az alapjelenséghez, de nem egyes atom, hanem egy részecske sokaság és nem egyes foton, hanem sok foton kölcsönhatásához:

Az anyag a rajta áthaladó elektromágneses (UV, látható, infra-, röntgen-, gammasugárzás stb.) egy részét elnyeli, azaz a sugárzás az anyagban más energiafajtvá alakul, a többi azon áthaladva, lecsökkent intenzitással halad tovább.

A fényelnyelés aktusa azért egyedi atom-foton kölcsönhatás, egy valószínűségi folyamat: az adott számú atom időegység alatt rá jellemző (hullámhossztól, frekvenciától függő) számú foton nyel el (a többit átengedi), ez az abszorpcióképessége. Stacionárius állapotot feltételezve (folyamatos fényáram, folyamatos fényelnyelés, sokkal több atom, mint foton) a fényelnyelést a Beer törvény írja le:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

ahol I_0 az x vastagságú anyagba belépő, I_x pedig az x utat megtett, kilépő fény intenzitása, α az anyagra jellemző abszorpciós együttható.

Áttérve a 10-es hatványalapra, és bevezetve az egységnyi koncentrációjú anyag fajlagos jellemzőjét, kapjuk a Beer-Lambert törvényt:

$$I_x = I_0 \cdot 10^{-c \cdot \epsilon \cdot x}$$

ahol c az adott anyag koncentrációja, ϵ anyag egységnyi koncentrációjára jellemző abszorpciós tényező, a neve *moláris dekadikus extinció*.

Mi lesz az elnyelt foton energiájával, impulzusával?

1. „Magányos” atom csak az elektronfelhőjének energiaszintjei különbségeinek megfelelő energiájú (hullámhosszú) foton képes elnyelni, a többi - nem rezonáns - foton számára az atom átlátszó. Ha elnyeli a rezonáns foton, magasabb energiájú (gerjesztett) állapotba kerül, és az egész atom (nem egy elektron!) átveszi a foton impulzusát is, meglöködik. Az elnyelt energiát elég hamar leadja, vagyis bizonyos véletlenszerű (de az energiaszintre jellemző átlagos) idő (ns- μ s) múlva visszaugrik az alapállapotba és kibocsátja újra ugyanazt az energiájú foton (csak egy véletlenszerű másik irányba) és az impulzus megmaradási törvény értelmében visszalöködik. Ez a *spontán emisszió*, vagy *rezonancia fluoreszcencia*.
2. Atom úgy is képes elnyelni foton, hogyha annak nagyobb a $h\nu$ energiája, mint az atom külső elektronjának kötési energiája. Ekkor az elektron eltávozik az atomtól, az atom *ionizálódik*. Ha a hátramaradt pozitív ion befog egy elektront, és semlegessé válik, a rekombináció során szintén keletkezhetnek fotonok. Az ionizáció és a rekombináció már nem olyan élesen rezonáns, mint a gerjesztés.
3. „Magányos” molekulákban (gáz halmazállapotban), a molekulát alkotó atomok egymáshoz képest rezeghetnek, az egész molekula foroghat, az elektronfelhő energiaszintjei kiszélesednek. A több lehetséges szabadsági fok, energiafajta létezése miatt a molekulák szélesebb sávban nyelnek el fotonokat (nem olyan éles a rezonancia) és az elnyelttel nem pontosan egyező frekvenciájú foton bocsátanak ki, amikor *fluoreszkálnak*, hanem kisebb energiájút „vörösebbet”, ez az ún. *Stokes eltolódás*. Az elnyelt és emittált fotonok energiájának különbsége a vibrációs, rotációs szabadsági fokokra jut (a molekula „felmelegszik”).
4. Nagyobb foton-energiánál (UV) a molekula az abszorpciót követően *disszociálhat*, széteshet. Még nagyobb $h\nu$ energiájú foton elnyelése révén a molekula is *ionizálódhat*.
5. Kondenzált közeg (folyadék, szilárd test) is elnyelheti a fényt, de ez még kevésbé rezonáns (általában). Az elnyelt energia döntően az anyag *hőmérsékletét növeli*.
6. Tiszta, bizonyos hullámhossz-tartományon átlátszó oldószerekkel készített oldatokban az oldott anyag sokszor hasonlóan viselkedik, mint egy gáz halmazállapotbeli molekula, csak az oldószer molekuláinak kölcsönhatása miatt szélesebb sávban abszorbeál és emittál. Egyesek ezek közül nagyon jó hatásfokkal fluoreszkálnak, ezeket *színezékeknek* hívjuk és az ún. festéklézerek aktív anyagai.
7. Félvezető kristályok belsejében a fény (foton) szintén szabaddá tehet egy – a kovalens kötésben lévő elektront. Az nem hagyja el a kristályt, de eltávolodik az eredeti semleges atomjától, 1 pozitív többlet töltést, „lyukat” hátrahagyva. Ezt nevezzük elektron-lyuk pár keltésének. Ez megnöveli a félvezető vezetőképességét (fotoellenállás), illetve ha egy P-N határátmenet (dióda) táján keletkezett, akkor az elektron átmenve a határrétegen, tartósan megmarad, nem rekombinálódik, és feszültségnövekedést produkál (fényelem, fotodióda). Ennek neve belső fotoeffektus. Ez a fény detektálásának (a fény intenzitása elektromos jellé

alakításának) másik – igen gyakori- módja. Ha a lyukba elektron ugrik vissza, rendszerint fénykibocsátással jár (LED, fény emittáló dióda).

A fény az öt erősen abszorbeáló anyagokban (pl. korom) gyakorlatilag egy hullámhossznyi távolságban elnyelődik. A kis abszorpciós együtthatójú anyagokban (levegő, üveg, víz) nagy vastagságokon is áthatol, pl. az optikai távközlésben alkalmazott optikai szálakban az $1,3\mu\text{m}$ hullámhosszúságú (infravörös) fény 10 km hosszön sem abszorbeálódik jelentős mértékben.

A fény (foton) jelenlétéről tehát csak úgy tudunk tudomást szerezni, ha elnyelődik, eltűnik, elektront vált ki, vagy felmelegíti az anyagot, vagyis kölcsönhat az anyaggal és közben megsemmisül. A fény kimutatása, intenzitásának mérése együtt jár annak megváltoztatásával. Ez a viselkedés a mikrovilág sajátossága, a méréssel beavatkozunk a folyamatokba, **nem létezik „kölcsönhatás mentes” mérés.**

2. Indukált emisszió

Amikor Einstein tanulmányozta a fényelnyelés és kibocsátás mechanizmusát, rájött, hogy a Bohr által bevezetett két folyamat egyáltalán nem egymás tükörképei, mint azt elsőre gondolhatnánk:

1. a fény *abszorpció*jakor a atomot egy intenzív elektromágneses tér veszi körül, ennek a kényszernek a hatására a fény intenzitásával arányos számú atom gerjesztődik,
2. a gerjesztett atom alapállapotba visszakerülésekor, amikor kibocsát egy ugyanolyan energiájú fotont, nincs semmi kényszerítő tér jelen, ezért nevezzük *spontán sugárzás*nak.

A két folyamat nem-szimmetrikus volta indokolta egy új – addig meg nem figyelt - folyamat feltételezését, az abszorpció igazi ellentétét, az ún. kényszerített (indukált) emissziót.

1. az *indukált emisszió* az a jelenség, amikor az egyes atomokban az elektronfelhő a magasabb, gerjesztett állapotból nem spontán módon, hanem a jelen lévő intenzív fény hatására „kényszerítve” kerül vissza alapállapotba. Eközben pedig nem véletlenszerű irányba és fázissal bocsátja ki a fotonnyi energiát, hanem a kényszerítő hullámmal azonos irányba és azonos fázissal.

Einstein az általa bevezetett mennyiségekkel felírta az egyes energiaszinteken lévő atomok számának változására, valamint a fényintenzitásra vonatkozó differenciálegyenleteket (sebesség-, rate- egyenleteknek szoktuk nevezni) a legegyszerűbb, kétszintes atomra (2. Ábra):

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12} \cdot I_\nu \cdot N_1 + B_{21} \cdot I_\nu \cdot N_2 + A_{21} \cdot N_2$$

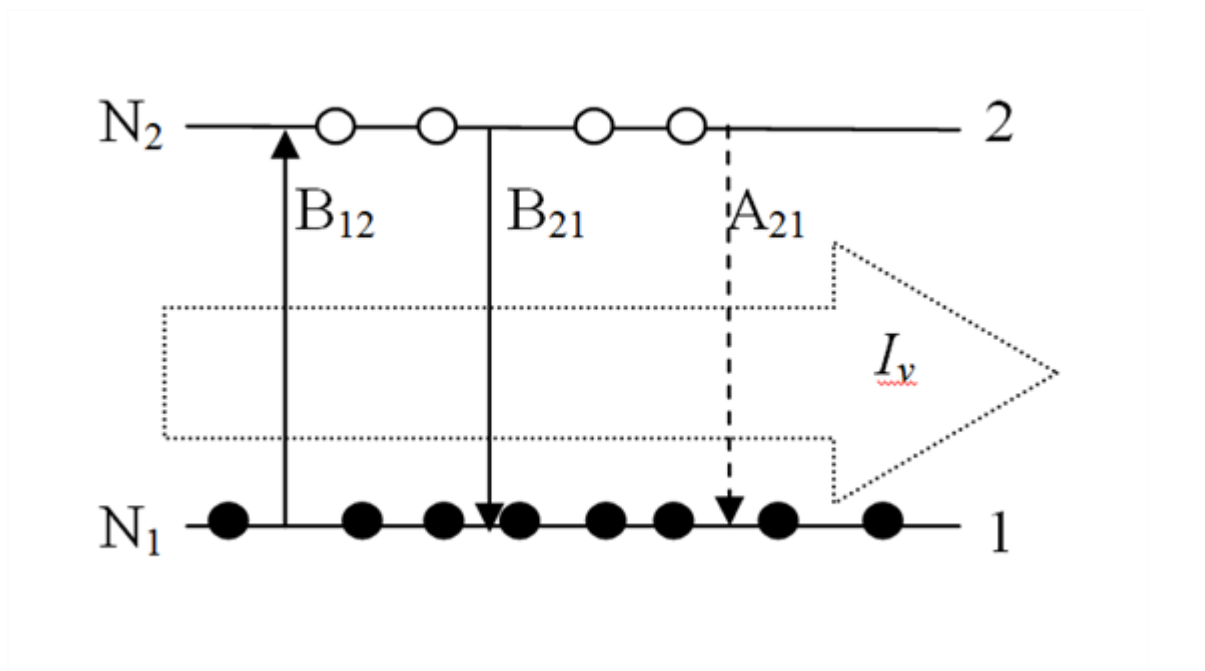
$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12} \cdot I_\nu \cdot N_1 - B_{21} \cdot I_\nu \cdot N_2 - A_{21} \cdot N_2$$

$$N_0 = N_1 + N_2$$

$$\frac{dI_\nu}{dt} = -B_{12} \cdot I_\nu \cdot N_1 + B_{21} \cdot I_\nu \cdot N_2 + \gamma \cdot A_{21} \cdot N_2$$

ahol N_1 , az alsó alapállapotban, N_2 , a felső gerjesztett állapotban lévő atomok koncentrációja, N_0 az atomok összmennyisége, I_ν a kényszerítő (bejövő) fény intenzitása, γ pedig egy geometriai faktor, a kényszerítő fény nyalábja által meghatározott térszög és a 4π teljes térszög aránya (a spontán emisszióknak ekkora része esik bele a külső fény nyalábjába).

1.2. ábra - Kétszintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei



Az A_{21} , spontán emisszió, B_{12} az abszorpció, és B_{21} az indukált emisszió ún. Einstein-féle együtthatók a legegyszerűbb, kétszintes atomi rendszerben. Ha a két szint azonos multiplicitású, - az alnívók száma ugyanakkora - az abszorpciónak és az indukált emisszióknak a valószínűsége is ugyanakkora.

$$B_{12} = B_{21}$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h^3 \nu^3}{c} B_{21}$$

Az indukált és spontán átmeneti valószínűség összefügg egymással, kis frekvencián (mikrohullámú tartományban) az indukált emisszió domináns lehet a spontán emisszióhoz képest, miközben az UV - Röntgen tartományban a spontán emisszió valószínűsége a nagy.

Ha kényszerítő külső fénnyaláb egy rövid impulzus (tranziens gerjesztés), ami hirtelen megszűnik, a gerjesztett állapotban lévő atomok számát (N_2) leíró egyenlet egy lecsengő függvényt ad megoldásul:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} \cdot N_2$$

$$N_2(t) = N_{20} e^{-A_{21}t}$$

ahol N_{20} a gerjesztés befejeztekor ($t=0$) gerjesztett állapotban lévő atomok száma, $N_2(t)$ pedig ennek időbeli változását írja le. Az a karakterisztikus idő (τ), ami alatt a gerjesztett állapotok száma $1/e$ -ad részére csökken, éppen az A együttható reciproka. A τ időtartamot szokás a gerjesztett állapot (átlagos) élettartamának is nevezni.

Mivel minden egyes $N_2 - N_1$ átmenet során keletkezik egy foton, formálisan ugyanilyen egyenlet írja le a spontán sugárzás, fluoreszcencia intenzitásának (I_n) időfüggését is:

$$I_n(t) = I_{n0} \cdot e^{-t/\tau}$$

ebben a vonatkozásban a τ időtartamot a fluoreszcencia sugárzás lecsengési idejének is szokás nevezni (a kezdeti érték ennyi idő alatt csökken $1/e$ -ad részére).

Amennyiben jelen van az I_ν intenzív, kényszerítő, rezonáns elektromágneses tér, a B_{12} és B_{21} egyforma valószínűséggel végbemenő abszorpció és indukált emisszió nagysága az alsó, illetve felső szint betöltöttségétől (populációjától), pontosabban azok különbségétől függ:

$$\frac{dI_v}{dt} = I_v B_{12}(N_2 - N_1) + \gamma \cdot A_{21} \cdot N_2$$

A szobahőmérsékleten az atomok legfeljebb 10^{-6} -ad része van gerjesztett állapotban (a nem optikai, termális gerjesztődés miatt). A döntő többség alapállapotban van, vagyis $N_2 - N_1 < 0$, a dI_v/dt derivált negatív, a kényszerítő fénny csökken, abszorpciót tapasztalunk.

Nézzük meg, hogy az I_v növelésével el tudjuk-e érni, hogy N_2 nagyobb legyen, mint N_1 (ezt fogjuk *populáció inverzió*nak, fordított betöltöttségnek nevezni), mert ha ez teljesül, akkor $dI_v/dt > 0$, vagyis a beküldött fénny erősödni fog és nem gyengülni.

Növelve a kényszerítő fénny energiasűrűségét, egyre több abszorbeálódik, és N_2 egyre nő. Amennyiben a spontán sugárzás együtthatója A_{21} nem túl nagy, vagyis a τ állapot élettartam hosszú, elérhető, hogy az N_2 már közeledik az N_0 feléhez ($N_0 = N_1 + N_2$), vagyis majdnem akkora, mint az egyre fogyó N_1 . Ekkor a $(N_2 - N_1)$ nullához tart, vagyis a dI_v/dt is nullához tart, a közeg nem abszorbeál, egyre átlátszóbbá válik!

Ennek a jelenségnek a neve az *önindukált átlátszóság*, vagy telítődő abszorpció, kifehéredés. Mivel az abszorpció lecsökkent, nem tudjuk ezzel a rezonáns fénnyel tovább növelni az N_2 betöltöttségét, nem tudjuk N_1 –nél nagyobbá tenni, ekkor pedig $(N_2 - N_1)$ negatív marad, vagyis a fénny, ha kicsit is, még mindig gyengül. Mivel közben az N_2 betöltöttségét a spontán emisszió is csökkenti, és a fénny a 4π térszögbe sugárzódik szét és nem az I_v nyalábjába, a populáció inverzió ($N_2 > N_1$) ily módon nem érhető el.

Magát az önindukált átlátszóságot, mint nemlineáris optikai jelenséget több helyen használjuk. Legtöbbször az ún. passzív Q-kapcsolással működő YAG lézerekben, ezenkívül ezen alapszik többféle Doppler-mentes spektroszkópiás módszer, így pl. a „spektrális lyuk-égetés” (spectral hole burning).

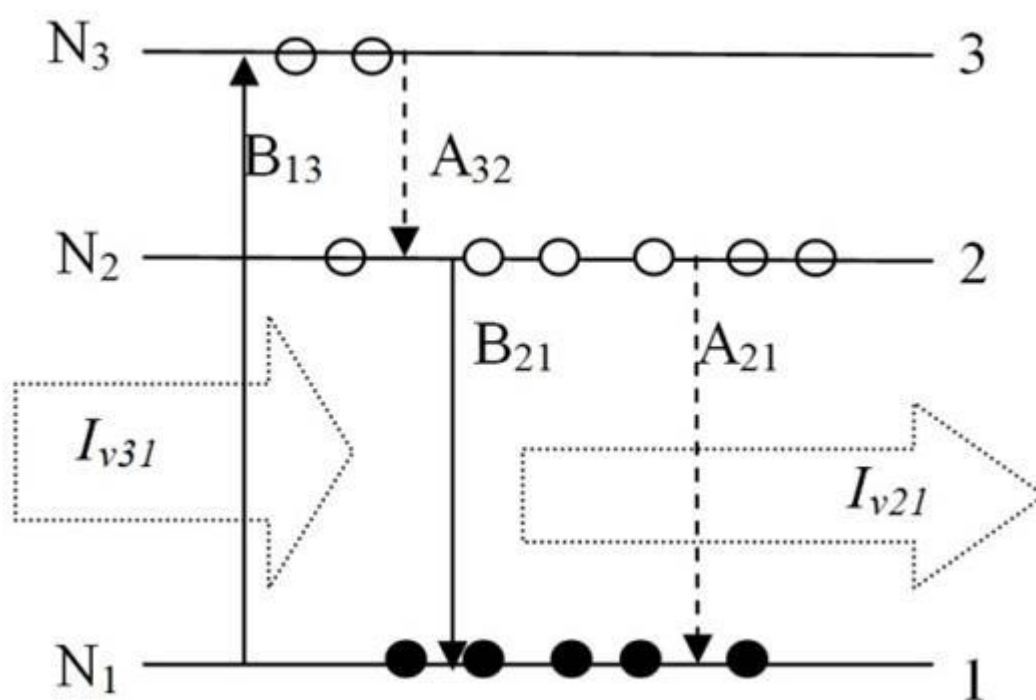
Ténylegesen mérhető fénnyerősítést tehát vagy nem kétszintes atomi rendszerrel, vagy nem optikai gerjesztéssel kell csinálni.

3. A lézer

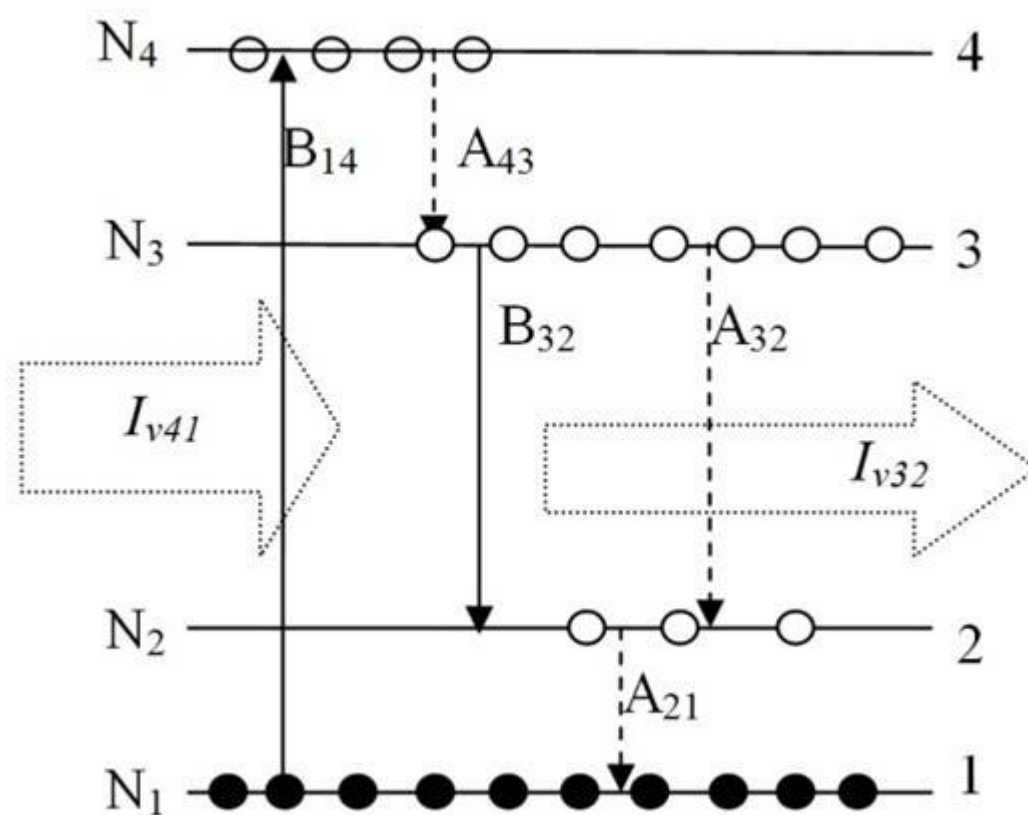
A lézer elnevezés egy betűszó (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), magyarul fénnyerősítés a sugárzás indukált emissziójával.

Ahogy előzőekben láttuk, az atomok, molekulák energiaszintjei közül többet be kell vonnunk, hogy valódi fénnyerősítést állítsunk elő. Alább látható egy 3-szintes és egy 4-szintes atomi elektron-energia séma:

1.3. ábra - Háromszintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei



1.4. ábra - Négyszintes elektronállapotú atom lehetséges átmenetei



Egy 3-szintes rendszerben az optikai gerjesztés egy magasabb, 3-as, rövid élettartamú energiaszintre történik, ahonnan gyors relaxációval (sugárzás kibocsátásával, vagy anélkül) a 2-es szintre kerül az atom (erről indul majd a kényszerített emisszió). Ha A_{21} kicsi, a 2-es szint hosszú élettartamú, ún. metastabil állapot, felhalmozódik annyi atom, hogy teljesül a ($N_2 > N_1$), *létrejön a populáció inverzió*. Mivel az (1-3) gerjesztés nem rezonáns a (2-1) átmeneten, nem üríti ki a 2-es szintet. Ilyen sémája van a rubin lézerben világító Cr^{3+} ionoknak.

A 4-szintes rendszerben még inkább függetlenítjük a lézer átmenetet (3-2) a gerjesztéstől, sőt az eredeti alapállapottól is (amelyben mindig sok atom van). A lényeg a 3-szinteshez képest az, hogy az indukált emisszió a 3-as és 2-es szint között megy végbe, és a 2-es szinten eredetileg nem voltak atomok, tehát hamar, már kis N_3 esetén teljesül az inverzió. Gondoskodni kell viszont arról, hogy minél gyorsabban ki legyen ürítve a 2-es szint amikor beindul az indukált emisszió, mivel ellenkező esetben nagyon gyorsan felszaporodik a 2-es szinten a sok atom és a 3-as fölé nő, és az erősítés (lézerműködés) leáll. Megfelelő kioltással (nagy átmeneti valószínűségű A_{21} esetén) folytonosan fenn lehet tartani az inverziót, a He-Ne lézerek és a Nd:YAG lézerek is ilyen séma szerint működnek. Viszont a Nitrogén lézerben nem lehet gyorsan kiüríteni a 2-es szintet, és néhány ns alatt a 2-es szint betöltöttsége a 3-as fölé növekszik, és a lézerműködés leáll (önhatárolt, angolul self-terminated működés).

Azt tehát láttuk, hogy alkalmas 3-as, 4-es energiaszint kombinációkkal különböző atomokkal, molekulákkal populáció inverziót, segítségével fényerősítést tudhatunk produkálni (ez a LASER definíciója).

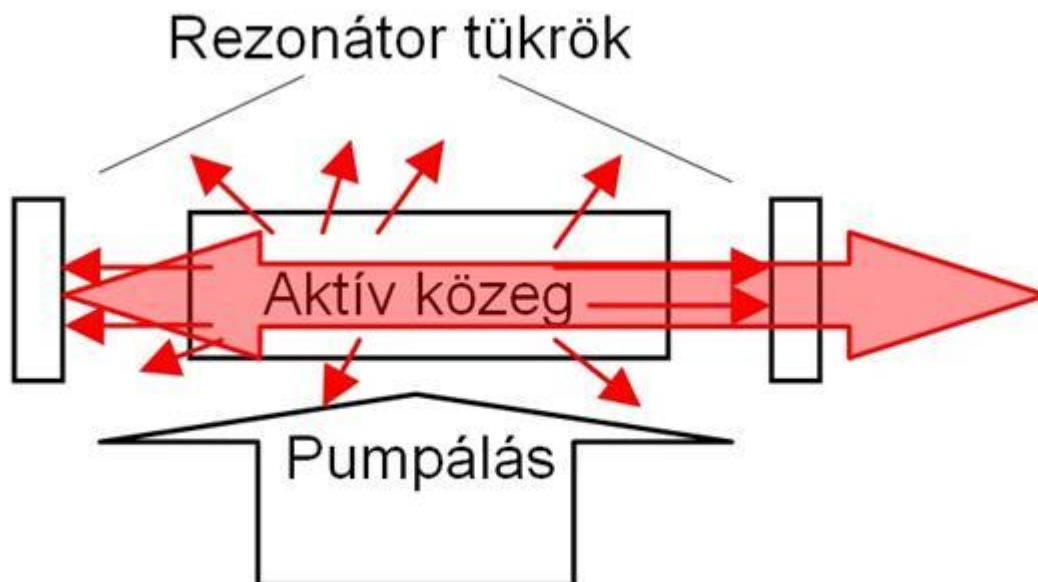
Honnan vesszük viszont azt az I_v rezonáns, nagyon intenzív „kényszerítő” sugárzást, ami majd erősödni fog a gerjesztett, invertált közegben?

Ennek a módja az öngerjesztés, pozitív visszacsatolás létrehozása egy ún. nyitott rezonátorral.

Minden lézer 3 fő részből áll:

2. az **aktív közeg**, amelynek atomjai, molekulái világítanak gerjesztés hatására,
3. a **gerjesztés**, vagyis energia bevitel (pumpálás), az aktív közeg atomjai, molekulái elektronfelhőjének magasabb, gerjesztett állapotba hozása,
4. a **rezonátor** (legtöbbször két párhuzamos tükör), amely a spontán sugárzás visszacsatolásával előállítja a kényszerítő sugárzási teret.

1.5. ábra - A lézer három fő funkcionális eleme



Az aktív anyag spontán sugárzásának (fluoreszcenciájának, a rajzon piros nyilak) az a része, amely a rezonátor tükreire éppen merőlegesen lépett ki az atomokból, az csapdázódik, a két tükör között fel-alá járka ($I_v = \gamma I_n$). A

„kényszerítő” fény a spontán fluoreszcencia fénynek a rezonátor által meghatározott térszögbe eső részéből alakul ki.

A kényszerített emisszió révén időegység alatt keletkező fotonok száma arányos a gerjesztett állapotban lévő atomok számával (pontosabban a populáció inverzió mértékével és a kényszerítő elektromágneses tér I_ν intenzitásával):

$$\frac{dI_\nu}{dt} = B_{32}(N_3 - N_2)I_\nu$$

Ez egy közönséges elsőrendű differenciálegyenlet, amelynek megoldása egy időben exponenciális növekedés (gerjedés), vagyis minél nagyobb a rezonátorban az intenzitás, annál gyorsabban növekszik (ezt pozitív visszacsatolásnak is hívják). A párhuzamos fénynyaláb szinte ugrásszerűen jelenik meg és addig a szintig növekszik, amikor már szinte minden gerjesztett atom kényszerített emisszióval visszajutott alapállapotba (legerjesztődött). Eközben az oldalirányú (pontosabban véletlenszerű irányba és fázissal keletkező) spontán fluoreszcencia intenzitása komplementer módon lecsökken, hiszen az atomok nagy része kényszerített emisszió révén bocsátja ki a fotonját a kényszerítő hullámmal azonos irányba és azonos fázissal.

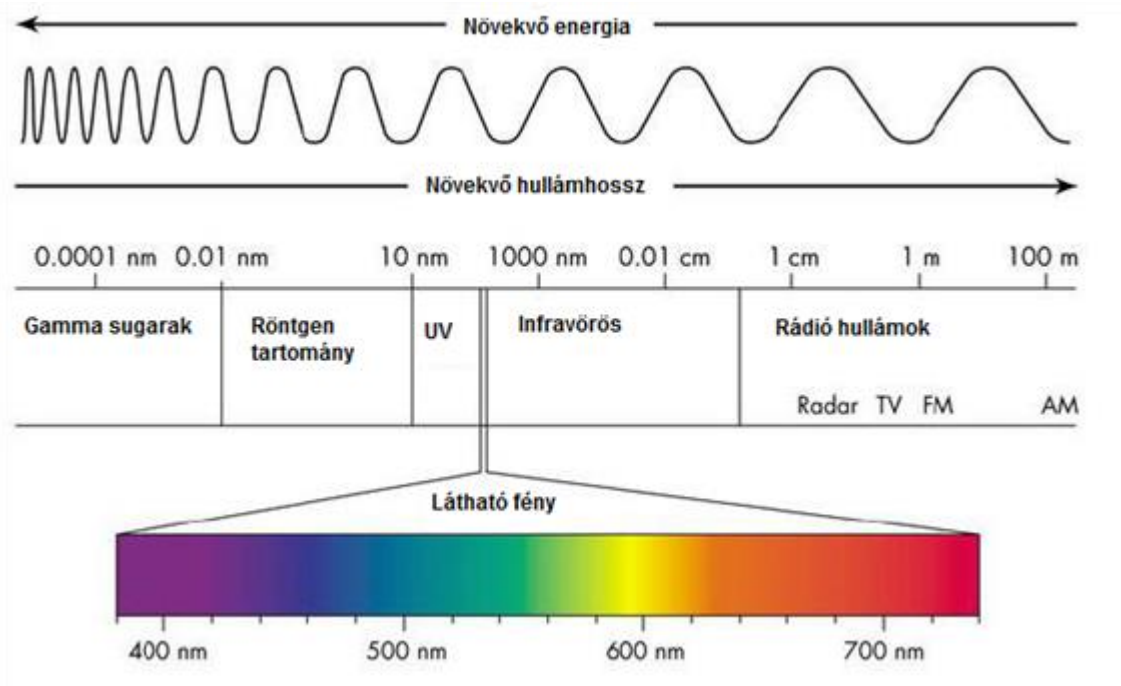
Tehát a rezonátor és az indukált emisszió ezen tulajdonsága miatt lesz a lézerből kijövő fény időben és térben koherens. A lézer rezonátor megfelelő beállításával diffrakció által limitált, nagyon kis széttartású (típusosan 0,3-1 mrad) 1-2 mm átmérőjű lézernyaláb állítható elő. Emiatt érhető el nagy energiasűrűség szűk sugárban, nagy távolságban is.

A lézer színe, hullámhossza, monokromatikussága a lézer aktív anyagától függ, annyira lesz monokromatikus, amennyire a világító atomok egyfélék és az energiaszintek, átmenetek keskenyek (kisnyomású gáz halmazállapotban 10^{-6} - 10^{-8} nm is lehet). Több ezer lézerfajta van a Röntgen tartománytól a mikrohullámokig, a sávszélesség erősen aktív-anyag függő, és a rezonátor további optikai elemekkel való bővítésével befolyásolható. Így lehet szélessávú, azon belül hangolható, de lehet 10^{-15} nm, stabilizált, frekvencia etalonként használható.

2. fejezet - Klasszikus fényforrások: termikus, gázkisülés, fluoreszcens, plazma

A látható fény az ismert, 20 nagyságrendet átfogó elektromágneses sugárzások szabad szemmel is érzékelhető, nagyon szűk, alig egy „oktáv”-nyi része, 400 nanométertől (ibolya) 800 nanométerig (vörös) terjed. A határ nem éles, valójában a szemünk érzékenysége csökken drasztikusan, több nagyságrenddel nagyobb intenzitás esetén a határok kitolódnak. Az ennél hosszabb hullámhosszúságú fényt infravörösnek (IR), a rövidebb hullámhosszakat ultraibolya fénynek (UV) nevezzük.

2.1. ábra - A teljes elektromágneses színekép



A fény (nyaláb) jellemző tulajdonságai:

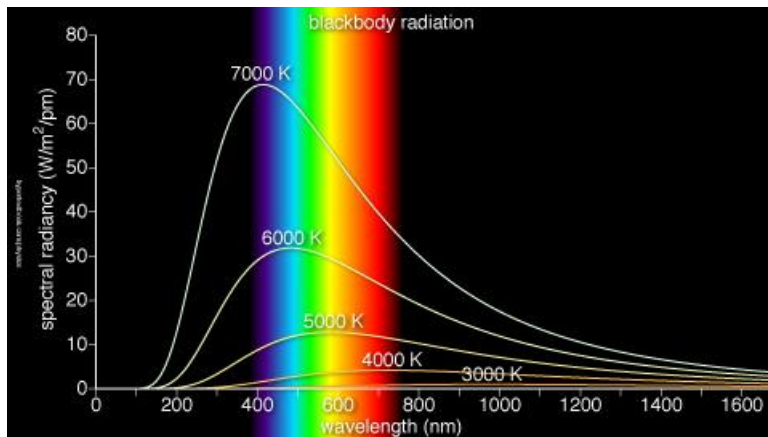
1. a hullámhosszúsága (színe, illetve frekvenciája), sávzélessége, spektruma
2. az intenzitása (amplitúdója), intenzitás eloszlás a keresztmetszet mentén,
3. a terjedés iránya (szög szerinti eloszlása),
4. polarizációs állapota (természetes, lineáris, elliptikus, cirkuláris)

Elsődleges az olyan fényforrás, amely saját maga bocsátja ki a fényt, mint például a Nap, vagy egy lámpa. Másodlagos a fényforrás, ha csak a ráeső fény visszaverődése miatt látható, például a Hold, vagy egy megvilágított tárgy. Ha a fényforrás mérete a vizsgált jelenségnél fellépő méretekhez képest elhanyagolható, pontszerű fényforrásról beszélünk, ellenkező esetben kiterjedt fényforrásnak nevezzük.

1. Termikus fényforrások

A fény egyik fő keletkezési módja, hogy szilárd testek (például az izzó fémek) magas hőmérsékleten fényt bocsátanak ki. Ezt **hőmérsékleti sugárzásnak** nevezzük.

2.2. ábra - Az abszolút fekete test emissziós színekepi különböző hőmérsékleteken



Fekete test spektrumának kalkulációja.

1900-ban Planck fejtette meg a sugárzás színekepi rejtélyét. Ugyanis a klasszikus fizika törvényeiből nem volt levezethető a kísérletileg mért színekepi alakja.

Plancknak feltételeznie, hogy az izzó test és az azt körülvevő, vele termikus egyensúlyban levő elektromágneses tér (fény) csakis $E_{\text{foton}} = h\nu$ energiájú foton egységekben cserélhet energiát. Így és csakis így volt levezethető a kísérleti eredményekkel kiválóan egyező formula:

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

ahol $B_{\nu}(T)$ a T hőmérsékletű abszolút fekete test által kisugárzott fény teljesítmény sűrűsége, ν a frekvencia, c a vákuumbeli fénysebesség, k a Boltzmann állandó, h pedig a Planck-féle hatáskvantum. Értéke: $h = 6,626 \cdot 10^{-32}$ Js.

A Planck-féle formula első (hullámhossz szerinti) deriváltja zérushelye a maximum helyét adja, ez az - egyébként korábbról ismert - Wien-féle eltolódási törvény:

$$\lambda_{\text{max}} T = 2897,8 \text{ K} \cdot \mu\text{m}$$

A Planck függvény hullámhossz szerinti integrálja a kibocsátott összteljesítményt adja (Stephan-Boltzmann törvény):

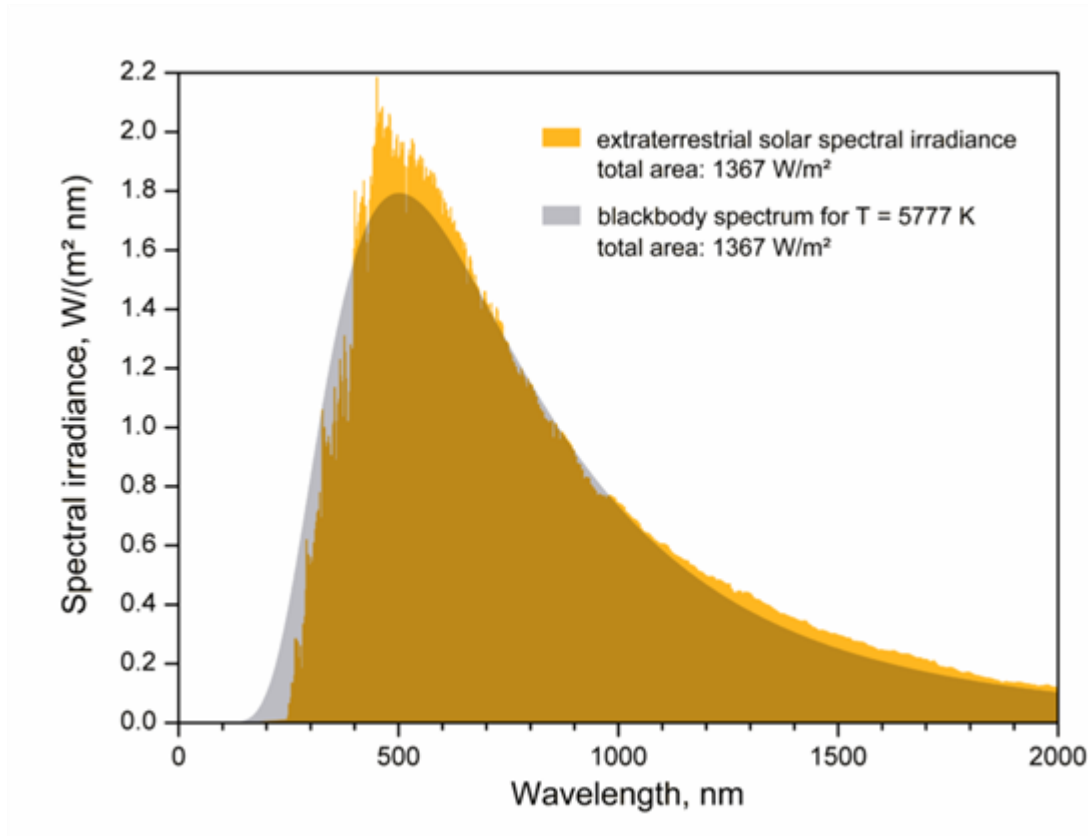
$$I_{\text{össz}} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} eAT^4$$

,

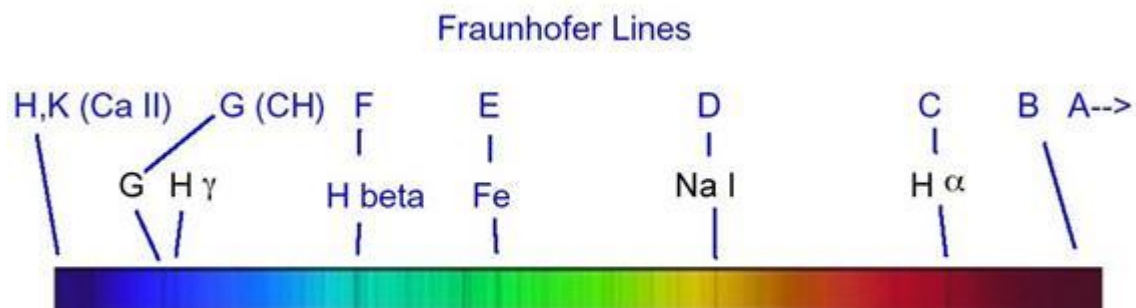
ahol A a sugárzó felülete, e az emisszióképeség.

A Nap színekepi a Föld légkörén kívül mérve a $T = 5777$ K hőmérsékletű fekete test sugárzására hasonlít legjobban, de számtalan spektrum vonal hiányzik (Fraunhofer-féle sötét vonalak) a folytonos színekepiből.

2.3. ábra - A Nap sugárzásának színekepi a légkörön kívül és a legjobban illeszkedő abszolút fekete test színekepi



2.4. ábra - A Nap színekében látható sötét (abszorpciós) vonalak a legfontosabb elemekhez rendelve



Azt, hogy hány Kelvin a Nap felszínének hőmérséklete, azt a fenti formulából számoltuk ki (melyik illik a mérési eredményre). Azt pedig, hogy milyen elemek vannak a Nap anyagában, az elnyelési színeképvonalak helyéből tudjuk, vagyis az intenzív (sötét) hidrogén vonalak intenzitásából láttuk, hogy abból sok van ott, de vannak más anyagok is (mind a 92 elem ott van). Ugyanis a Nap világító felszíni rétege felett még vannak hidegebb gázok (atomok) amelyek a felénk haladó fényből kiszűrnek, elnyelik a rájuk jellemző hullámhosszú fotonokat.

A Nap példája mutatja, hogy a természetben egyszerre van jelen a kollektív, termikus egyensúlyt kifejező folytonos háttér és a rajta „ülő” - az egyedi atomra jellemző – spektrumvonal rendszer.

1.1. Wolfram izzólámpák

A legmagasabb olvadáspontú (3695 K) fémről, wolframból készítik az izzószálat. Cél az, hogy minél magasabb hőmérsékletet érjünk el, minél jobban közelítsük meg a Nap felszíni hőmérsékletét. Jellemzően $2700\text{--}3000 \text{ K}$

hőmérsékletet engedhetünk meg, a magasabb hőmérsékleten való működést különböző technológiai problémák korlátozzák.

A hőmérséklet növekedésével egyre jobban párolog a fém, és elvékonyodik, ráadásul, ahol vékonyabb lesz ott nagyobb az ellenállása, vagyis nagyobb feszültség esik arra a szakaszra. Emiatt még magasabb lesz ott a hőmérséklet, még jobban párolog (pozitív visszacsatolás) és hamarosan elszakad a szál.

Az elpárolgott fém ráadásul lecsapódik a hideg búrára, és az egyre vastagabb fémréteg előbb-utóbb elnyeli, visszaveri az izzószálból távozó fényt, tovább romlik a hatásfok.

Az izzó feltalálása óta több megoldás született a fenti problémák kezelésére. Az első lényeges újítás volt a párolgás csökkentésére Bródy Imre találmánya, a kripton gáztöltés.

A másik lényeges előrelépés az ún. halogén töltés bevezetése. A párolgó W atomok kémiaiilag reagálnak a jóddal, vagy brómmal, megakadályozva a falon történő lecsapódást. WBr molekula a diffúzió révén betölti a búrát, és az elvékonyodó helyeken, ahol magasabb a hőmérséklet, disszociál a molekula és a fém ott rakódik le, mintegy regenerálja, vissza vastagítja a vékonyodó szálát. A kisméretű búraban nagyobbak a hőmérséklet gradiensek, ezt a kis hőtágulási együtthatójú kvarc bírja csak. A halogén töltés 3000-3300 K hőmérsékletet is lehetővé tesz, ezzel majdnem kétszeres hatásfokot 15-30 lm/W fényhasznosítást lehet elérni.

2.5. ábra - Kvarc búrájú, halogén töltésű izzók

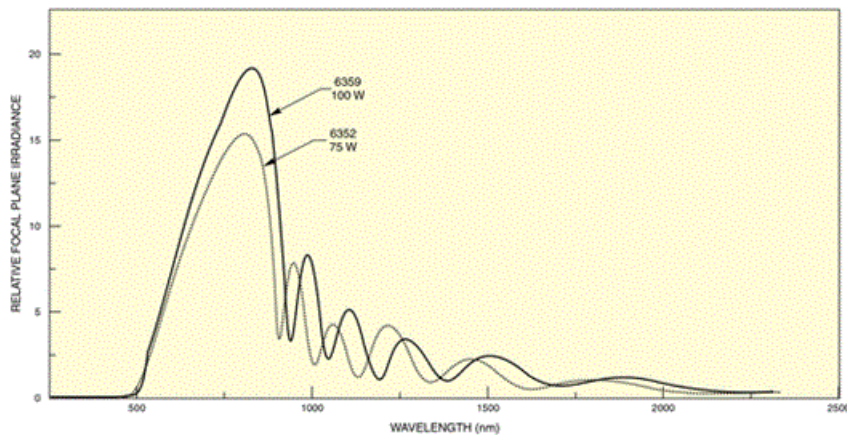


Az izzólámpák tudományos célú felhasználása ott nélkülözhetetlen, ahol valódi folytonos spektrumú fényforrásra van szükség. Az izzó wolfram elegendően jó, ún. szürke sugárzóként viselkedik, $a=0,3$ körüli emisszióképességgel (az abszolút fekete test, üreg lenne $a=1$). Ha azonban a lámpa színeképét megmérjük, jelentős eltéréseket tapasztalhatunk a fekete test spektrumától. Ennek okai:

1. a búra üvegének transzmissziója (hagyományos üveg 360 nm alatt, kvarc 200 nm alatt nem enged át, infravörösben az üveg OH kötése erős sávokban nyelnek el),
2. a gáztöltésben lévő kripton, halogén, fémhalogén, nitrogén molekulák, atomok abszorpciója,
3. a búra belsejére lerakódott fémréteg,
4. a búra üvege felületeinek Fresnell reflexiója, amely kissé hullámhosszfüggő,
5. a búra két felülete okozta – kis jóságú, de létező – Fabry-Perrot jellegű interferencia (kis mélységű moduláció, spektrális bontásnál),
6. szándékosan felvitt bevonat reflexiója, abszorpciója (hideg tükör, hátsó reflektor, stb).

Két (egy 75 és egy 100 W-os) hideg tükörös kvarc halogén lámpa színeképe látható az ábrán:

2.6. ábra - Kvarc halogén lámpák emissziós színeképei



1.2. Az izzólámpák elektromos táplálása

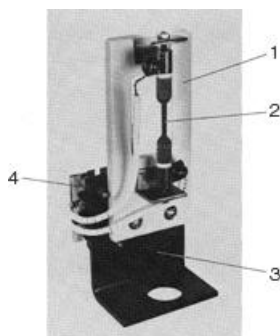
A táplálás többnyire váltóárammal történik, hiszen a hőleadás szempontjából elvileg nincs különbség, az izzószál hőkapacitása, hőtehetlensége miatt nem várható mérhető (100 Hz-es) hőmérsékletingadozás. Azonban a wolframszálat legtöbbször szimpla, vagy dupla „spirálba” tekerik össze, a menetek egymást melegítik, kisebb árammal magasabb hőmérséklet érhető el. Viszont egy ilyen „tekercs” saját mágneses terében periódikusan összehúzódik, *rezeg* 100 Hz-cel. Néhány speciális esetben, például fehérfényű interferométer kivilágításánál célszerű szűrt, stabilizált egyenárammal táplálni, a térbeli koherenciára előnyös hatású lesz.

Meg kell jegyeznünk, hogy az izzólámpák hideg (szobahőmérsékletű) ellenállása közel egy nagyságrenddel kisebb, mint 3000 K-en üzem közben. Ez azt jelenti, hogy a bekapcsolás pillanatában akár 10-szer nagyobb áram is folyik – néhány perióduson, 100-200 ms-on keresztül. Az a nagy áram – saját mágneses terével kölcsönhatva – összerántja a feltekercselt izzó szálat, és - ha valahol már elvékonyodott - ilyenkor szakad el. Ráadásul, egy áram maximumban való hirtelen áramváltozás (megszakadás) nagy önindukciós feszültséget válthat ki, az elszakadó végek között ív indul be, ami akár átterjed az egész izzószálra, és zárlatot előidézve kiverheti a biztosítékot.

1.3. Globar lámpák

Fourier Transzformációs IR fotométerhez szintén szükséges folytonos spektrumú lámpa, de a 3-15 μm tartományon. Itt tehát alacsonyabb hőfok az optimális, viszont nem lehet védőbúra, mivel az szelektíven elnyel bizonyos IR sávokat. Ezeket az izzó lámpákat („Globar” = glow bars lámpák) olyan anyagból készítik, hogy a magas hőmérséklet ellenére ne oxidálódjanak. Ilyen anyag a szilícium-karbid (SiC), 1300-1900 K hőmérsékleten izzanak, viszonylag tartósak, 5-10 000 óra üzemeltetést lehetővé. A SiC elektromos árammal fűthető, de elektromos hozzáféréseket (a SiC rúd befogásánál) célszerű hűteni (vízzel).

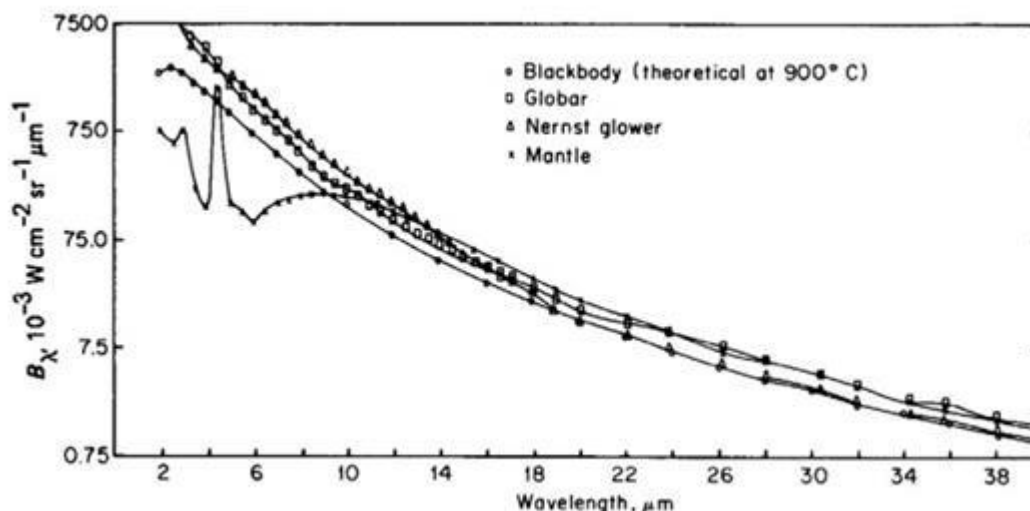
2.7. ábra - Globar lámpa (1-szigetelő tartó, 2- SiC sugárzó, 3- mechanikai tartó, 4- elektromos hozzáférések)



Korábban az ún. Nernst- lámpákat használták erre, melyek Zirkónium oxid és Yttrium oxid kerámiából készültek, közvetetten, külön fűtőszállal hevítették őket a fenti hőfokra.

Ezek spektruma mentes a búra és gáztöltés okozta torzulásoktól, de a levegőben lévő molekuláknak az abszorpciójával itt is számolni kell.

2.8. ábra - Globar és Nernst lámpák, valamint az illesztett fekete test emissziós színeképei



2. A kisülőlámpák, gáztérben kialakuló elektromos kisülés gerjesztette fluoreszcens fényforrások.

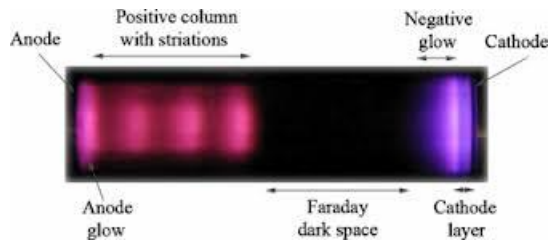
2.9. ábra - Kisülő lámpa védőburokkal



A kisülési csövek, lámpák búráján belül két fémlektrodát találunk, a katódot (-) és az anódot (+), a búra általában kisnyomású gázzal van feltöltve. Az elektrodákra nagyfeszültséget kapcsolva az ún. gyújtási feszültség alatt csak a környezetben mindenkor fellelhető nagy energiájú részecskék (pl. kozmikus sugárzás) ionizációs hatásának eredményeképpen jelenik meg egy gyenge áram. A hegyes elektrodákról a nagy télerősség miatt ún. korona kisülés indul ki, de a keletkező ionok javarészt rekombinálódnak.

A csőben lévő elektromos tér hatására a kezdetben meglévő pozitív töltésű ionok a katód, az elektronok pedig az anód felé repülnek. Bizonyos feszültségtől kezdve újabb fizikai jelenség lép be a folyamatba: az egyre nagyobb mozgási energiára szert tevő elektronok ionizálják az útjukba kerülő semleges gáztörmöket és a folyamat lavina jelleggel felgyorsul. A töltéshordozók sokszorozódása következtében meredeken megemelkedik az áram (ezt nevezzük begyújtásnak). Ez a gyújtási (átütési) feszültség a gáz minőségétől, a nyomástól, az elektrodák geometriájától függ. A katód előtti tér egyre jobban feldúsul ionokban (világító katódfény) az elektronok egyre nagyobb sebessége, ionizáló képessége következtében.

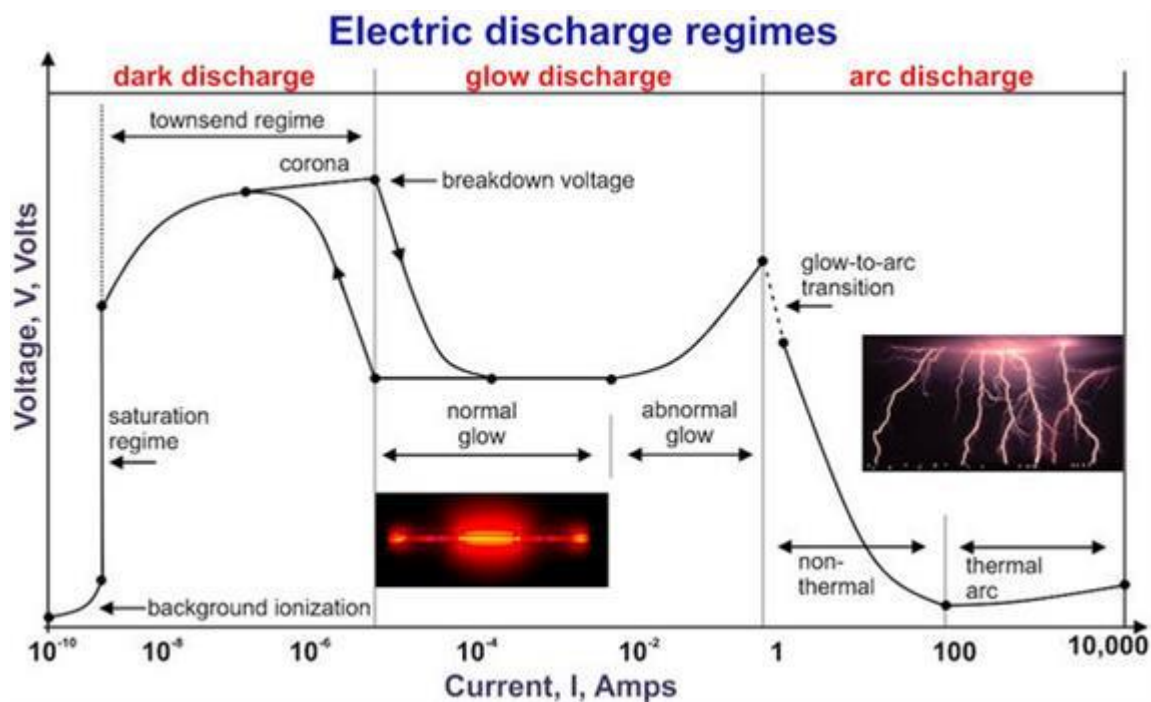
2.10. ábra - Egyenáramú kisnyomású ködfény kisülés tartományai



Az ionok feldúsulása miatt a katód közelében tértöltés (virtuális anód) alakul ki, ami megnöveli a katód előtt a térerősséget (Faraday-féle sötét tér), aminek következtében a katódból kilépő szekunder elektronok a katódhoz közelebb eső tartományban is képesek ionizációt létrehozni. A virtuális anód mintegy közeledik a katódhoz, és tovább növeli az áramot. A folyamat önmagát gerjeszti és egyre függetlenebbé válik a külső feszültségtől. A katód közelében az elektronok már elegendően nagy energiájúak ahhoz, hogy képesek legyenek a semleges gáztatomok gerjesztésére, egy önfenntartó kisülési forma, a glimm-kisülés (németből), vagy *kődfény*, *parázfény kisülés* (angolul glow) indul be. Erre a formára jellemző, hogy a pozitív oszlop (anód fény) világít a legfényesebben, benne az ionok és az elektronok lényegében azonos számban vannak jelen (semleges plazma), nincs számottevő feszültségesés. A nagy feszültséglépcső közvetlenül a katód felülete (katód sötét tér) és a negatív *kődfény* között van.

A kisülésben a pozitív ionok és az elektronok is ütköznek a semleges atomokkal és gerjesztett állapotba viszik azokat. A gerjesztett állapotból spontán alapállapotba ugranak vissza a részecskék, és eközben kibocsájtják az energiakülönbségnek megfelelő fotont (spontán emisszió, fluoreszcencia). Mind a pozitív oszlop, mind a katód előtti ún. katódfény felhasználható fényforrásként. Ez utóbbiban több magasabb energiájú (kék, UV) foton található. A fény nagyobb tartományokból jön, kiterjedt, nehezen kollimálható fényű forrás.

2.11. ábra - Gázkisülés Áram- Feszültség diagramja különböző tartományai



A csőven átfolyó áramot tovább növelve a cső teljesen begyűjt. A katód az ionok bombázása miatt jelentősen felmelegszik, és anyagától függően kisebb-nagyobb mértékben termikus elektronokat is emittál. Ekkor a kisülés az úgynevezett abnormális parázfény-kisülésbe, az pedig hirtelen *ívkisülés*be megy át, leesik a feszültség, miközben nagyságrendekkel megnő az áram, a termikus elektron-emisszió dominál. A plazmában többszörösen ionizált atomok is lesznek, a hőmérséklete ugrásszerűen megnő ($10\,000\text{ K}$), a fény keletkezésének fő mechanizmusa a hőmérsékleti sugárzás. A fény kis térrészből, a katód közvetlen közeléből jön, közel pontszerű.

Mind a *kődfény* tartomány, mind az *ívkisülés* tartomány differenciális ellenállása negatív, szokásos feszültséggenerátorról nem üzemeltethető. A kisülési csővel sorba kell kapcsolni egy nagy ellenállást, ami

áramkorlátozó szerepet játszik, illetve elektronikus eszközökkel egy áramgenerátoros táplálást kell felépíteni, ahol az áramerősség stabilizált, a feszültséget a kisülés belső ellenállása állítja be.

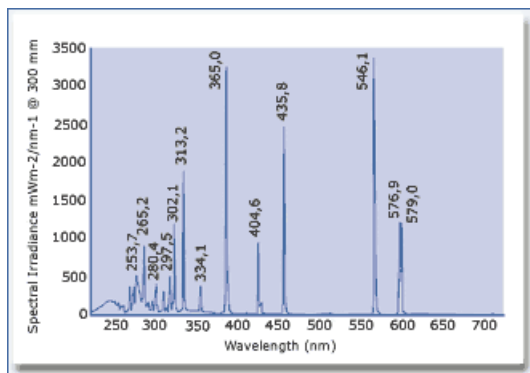
A gázkisülésen alapuló fényforrások nagyon sok helyen szerepet kapnak:

1. beltéri világítás (fénycső)
2. reklám ("neoncső")
3. spektrál lámpák
4. Hg, Na lámpa
5. Xe ívlámpa

2.1. A fénycső

A **fénycső** alacsony nyomású nemesgázzal (Ar) és higanygőzzel töltött üvegcső. A higany apró cseppek formájában van jelen, amit a kisülés melegít meg és párologtat el. Ehhez néhány perc kell (bemelegedés), ezért a teljes fényerejét percekkel később éri el. A kibocsátott fényben a benne lévő atomok (főleg a higany) jellemző spektrumvonalai dominálnak, melyek nagyobb részben UV tartományba esnek.

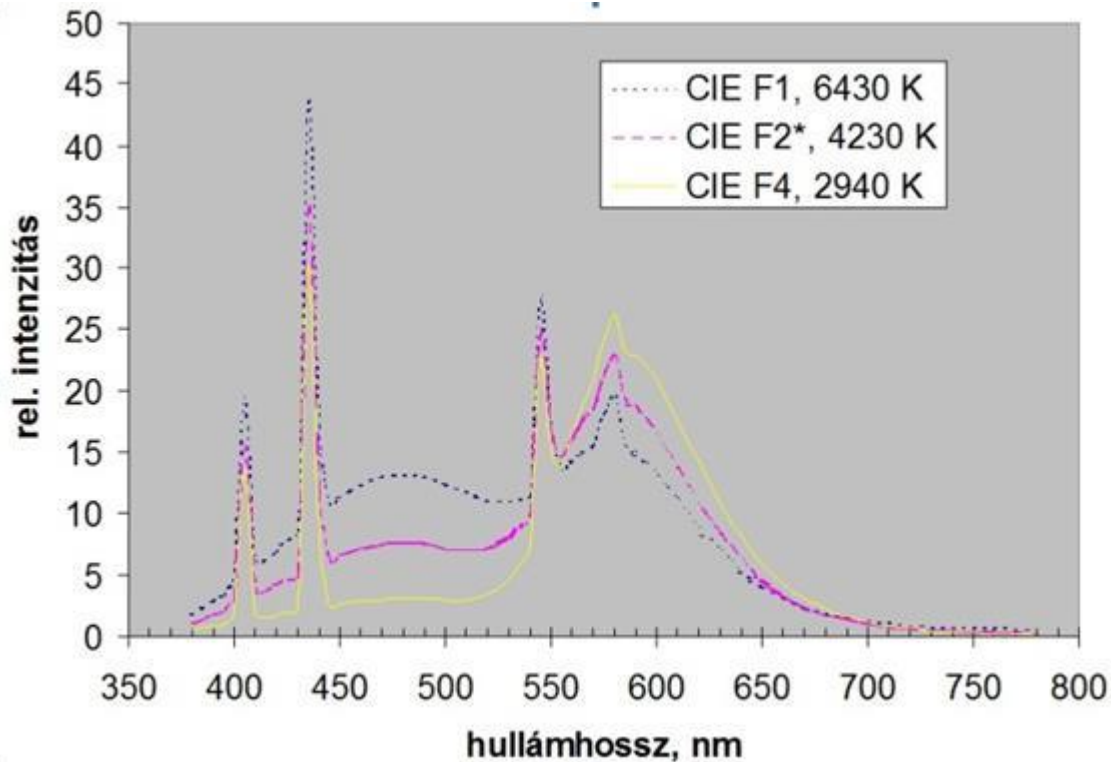
2.12. ábra - Higanygőz emissziós spektruma kisnyomású gázkisülésben



A fény teljesítményének nagy része a 366 nm, 303 nm és 265 nm-es tartományokban sugárzódik ki.

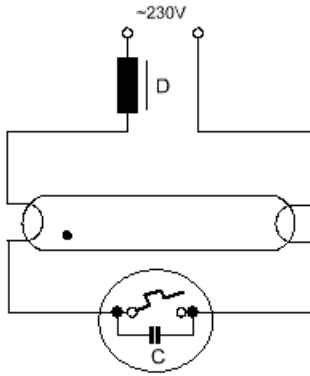
1. A 254 nm –es (UV-C) tartományt is átengedi az ún. "Germicid" lámpa, (sötét lila üvegfala éppen a láthatót zárja ki). A fény jelentős mennyiségű ózont hoz létre, erre is használják, zárt térben (biológiai lamináris fülkében) csíramentesítésre használják. A szemre rendkívül veszélyes, néhány perc alatt kötőhártya gyulladást okoz.
2. Ha a búra csak a 366 nm-es (UV-B) sávot (vagy nagyobbát) engedi át, már nem termelődik ózon, de az emberi bőrre barnító hatása van, ezek a szoláriumban használatos csövek. Ugyanennek ibolya színű, a látható fényt elnyelő búrával készített változatait használják bankjegy vizsgáló készülékben, illetve diszkóban, a show-világban (látható fluoreszcenciát gerjeszt).
3. A látható fény keltéséhez az UV komponensek kiszűrésével a maradék (404, 410, 436, 546, 577-9 nm-es) vonalak elég gyengék lennének, ezért az üvegcső belső falára ún. fényport, foszforbevonatot kennek, amely elnyeli az UV sávokat és látható fényt bocsát ki, (fluoreszkál, foszforeszkál). A fényporok ritka földfémek oxidjai, a $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ 610 nm körül vörösen világít, a $\text{CeMgAl}_{11}\text{O}_{19}:\text{Tb}^{3+}$ 545 nm körül zölden világít és $\text{BaMg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}:\text{Eu}^{2+}$ 450 nm táján kék színben világít. A fényporok megfelelő arányú keverékével „meleg”, vagy „napfény”, vagy „hideg”színhatású fénycsövet lehet készíteni.

2.13. ábra - Különböző fényporokkal bevont fénycsövek emissziós spektrumai



4. A korábban csak 1-1,5 m hosszú rúd alakban gyártott kisülési csövet vékonyabb csőből összehajtogatva is el lehet készíteni. Ezek az ún. kompakt fénycsövek, amelyek ugyanilyen elven működnek, és a beépített kapcsolóüzemű tápegységgel közvetlenül – izzólámpa helyett- normál foglalatú világítótestekbe csavarhatók be.
5. A fénycsöveket korábban váltakozó árammal tápláltuk (az olcsóság miatt). Egy folyótétkercs elegendő volt – minimális veszteséggel – megoldani a negatív differenciális ellenállás problémáját, vagyis az áramgenerátoros táplálást. Cserébe a fénycső másodpercenként 100-szor kialszik (a nullátmenetekben) és pár ms-os kihagyással újra gyullad. Ez a villódzás nem kellemes, fáradtságot okoz, illetve műhelyben, forgó gépeknél veszélyes stroboszkóp hatást tapasztalhatunk (a motor állni látszik).
6. A fénycsövet úgy méretezték, hogy 150-200 V feszültségen “égjen” 100 mA körüli árammal. Viszont a begyújtáshoz a hálózati feszültség nem elegendő, ezért egy ún. gyújtót (egy bimetállal működő kapcsoló) építenek be a kisülés körébe. Bekapcsoláskor a két végén lévő két izzószálon (ezek lesznek az anód, illetve katód) és a zárt állapotban lévő gyújtón és a folyótétkercsen keresztül zárul az áramkör, az elektródák felizzanak (mellesleg párologtatják a higanycseppeket). A gyújtó bimetal is felmelegszik, meggyöngyösödik és megszakítja az áramkört. Ha szerencsénk van, éppen a szinuszos áram maximum körül szakadt meg az áram, és a folyótétkercsen az önindukció 5-10 ezer V-os szikrát keltett. A szikra a két elektróda között a gázban átüt, beindul a kisülés, sőtöli a gyújtó kört, ami innentől kezdve nem üzemel. Néha előfordul, hogy a fénycső elsősre nem gyújt be, mert nem keletkezett elegendő nagy szikra, ekkor a folyamat néhány másodpercenként megismétlődik.

2.14. ábra - Fénycső hálózati bekötésének elektromos sémája



7. Újabban ún. kapcsoló üzemű tápegységekkel 25-30 kHz frekvenciával tápláljuk a kisülést, ez már teljesen folytonosnak tűnik, a cső teljes kialakása sem következik be a hosszabb gerjesztett élettartamú ionok révén. A nagyfeszültségű begyújtó impulzusról azonban itt is gondoskodni kell.

2.2. Reklámcső (régiesen „neoncső”)

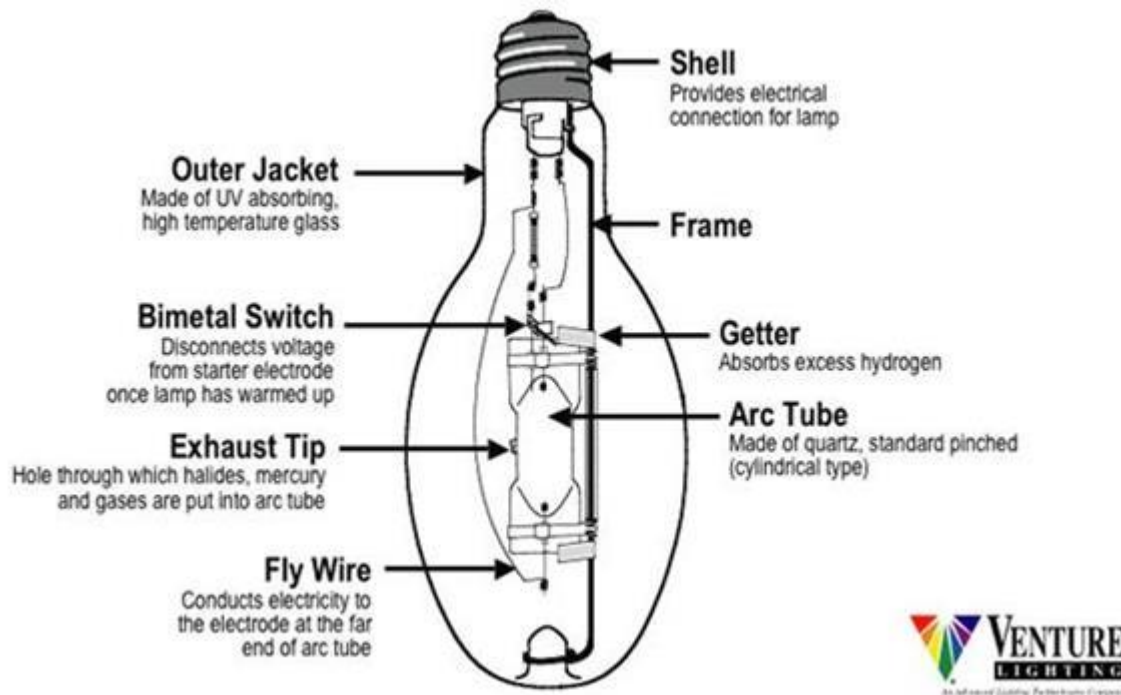
Ha a gázkisülési csövet a higany helyett más gázzal töltjük fel, a fénye más színű lesz, jelentős része a látható tartományba eshet. Más-más töltés más színt eredményez, ráadásul a vékony üvegsőből tetszőleges (betű, szám) alakú világítótestet készíthettek:



A ködfény kisülés tartományában, általában 5-10 ezer V feszültségen, néhány 10-100 mA-rel működnek.

2.3. Higanylámpa

2.16. ábra - Nagynyomású, higanygőz töltésű ívlámpa



Igen nagy felületi fényességű nagy fényhasznosítású fényforrás. A gáz nyomása több nagyságrenddel nagyobb, mint a fénycsőnél, az ívkisülés tartományában működik, nagy áram és nagy áramsűrűség jellemzi, jellemzően 1-2 kW teljesítmény tartományban gyártják. A lámpában lévő higany teljes elpárolgásához, gőzzé alakulásához itt is néhány percre van szükség, a lámpa csak ez után világít teljes fényével. Lehűlt állapotban gyújtható újra be. Hatásfoka > 10%, amit a fénycsőhöz hasonlóan, a körülvevő búra UV elnyelő és láthatóban fluoreszkáló bevonatával éri el.

A kisülés színeképében az atomi higany vonalak mellett ionok, illetve többszörös ion vonalak is megjelennek, és mivel az elektród anyaga is párolog, a W vonalak is megjelennek. Mindezek mellett a nagy nyomás miatt a spektrumvonalak kiszélesednek, és az ionok erős termikus kapcsolatba kerülnek, és jelentős (6000-10 000 K hőmérsékletnek megfelelő) hőmérsékleti sugárzás jellegű folytonos háttér jelenik meg, amely jelentősen hozzájárul a jó hatásfokhoz.

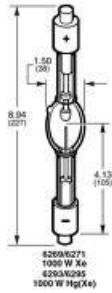
2.4. Nagynyomású nátriumlámpa.

Ugyanolyan elven működik, mint a nagynyomású higanylámpa, csak nátrium töltéssel. Közvilágítási célra a legelgerjedettebben használt fényforrás, elsősorban gazdaságossága (hatásfoka >15%), és hosszú élettartama miatt. Színe narancssárga (589 nm dominál), de itt is jelentős hőmérsékleti sugárzás háttérrel.

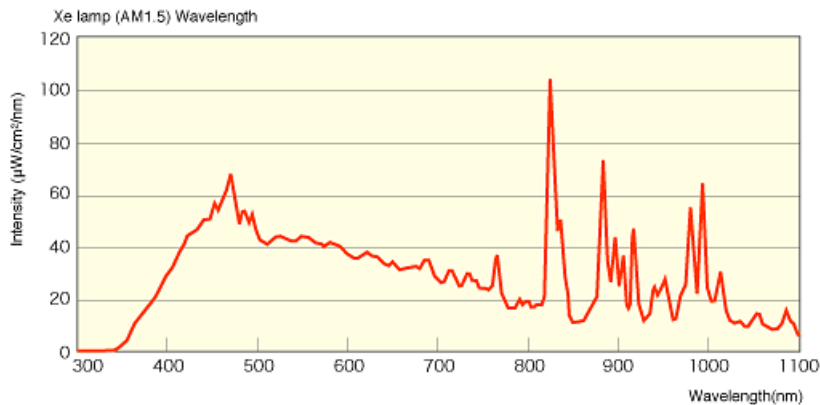
2.5. Xenonlámpa.

A tudományos életben évtizedek óta használnak Xe töltésű, nagynyomású ívlámpát. 10 %-nál nagyobb a hatásfoka, nagy sáv szélessége okán. Folytonos, több kW-os lámpák speciális áramgenerátoros tápegységet igényelnek, jellemzően 30 V feszültségen ég, 50-100 A áram folyik. Működés közben a gáz nyomása több száz Bar, robbanásveszélyes.

2.17. ábra - Nagynyomású Xe töltésű ívlámpa



2.18. ábra - Nagynyomású Xe ívlámpa emissziós spektruma



Az utóbbi időben a gépjárműtechnikában is alkalmazzák ezt az ívkisüléssel működő lámpát. Erősen pontszerű fénye és jó színvisszaadása miatt vetítéstechnikában, projektorokban is ezt alkalmazzák.

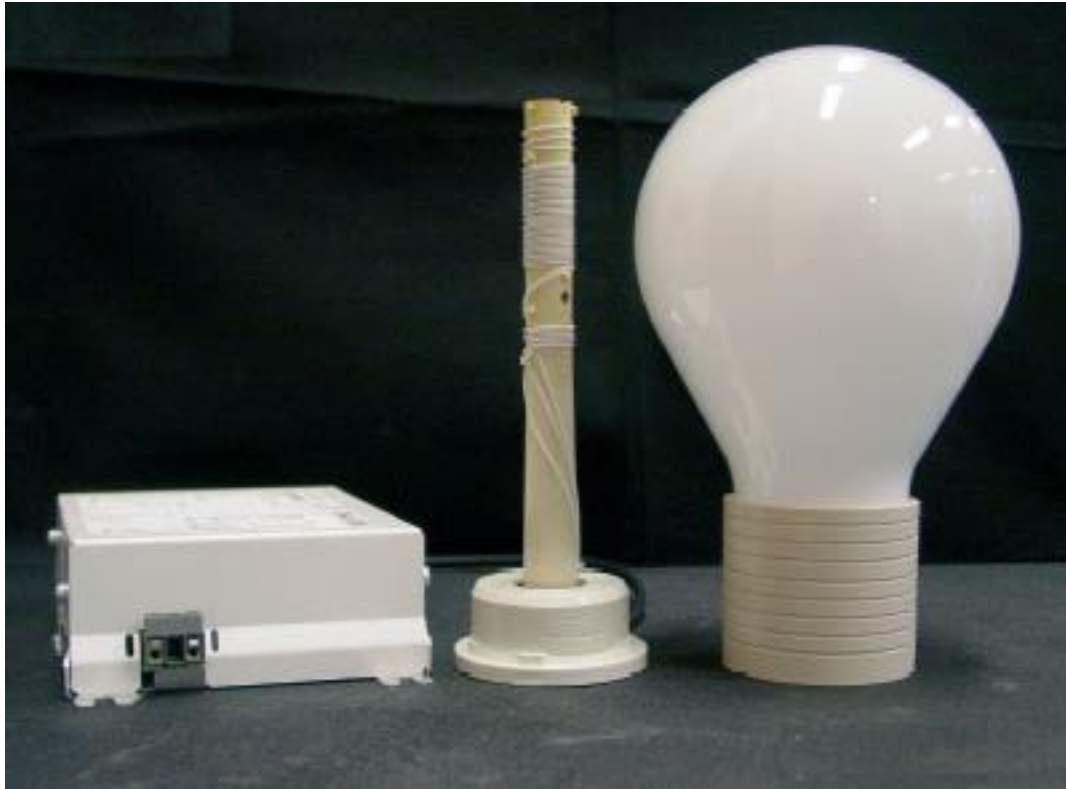
Az impulzus fényforrások, villanólámpák is általában Xe töltésűek. Ezeket nemcsak fényképeszeti eszközökként használjuk, de számos lézertípus gerjesztő forrása (rubin lézer, Nd, Er, Yb YAG, stb). A fényképezőgépekbe is beépített 10-100 J-os lámpák mellett 100 kJ-os lámpákat is készítenek lézer erősítők pumpálására.

2.6. Indukciós lámpa.

Az indukciós lámpában nincsenek elektródok, az elektromos gerjesztés induktív úton, egy ún. antiparallel Helmholtz tekercs révén történik. A jellemzően 2,5 MHz – ipari frekvencia sáv – árammal gyorsan változó mágneses teret keltenek. Az több száz V/cm elektromos teret indukál – a nagy frekvencia miatt –, amely ionizációt, gerjesztést idéz elő a gázban. Mivel nincs a gáztérben elektróda, az nem porladhat, nem szennyezi a gáztöltést, a lámpa élettartama lényegében végtelen ($>100\,000$ óra), az elektromos tápegység megbízhatósága korlátozza.

A gáztöltését tekintve tetszőleges lehet, jellemzően Hg, fényporral bevonva a búra belseje.

2.19. ábra - Induktíven csatolt plazma gerjesztésű Hg lámpa



Patent Application Publication Mar. 31, 2005 Sheet 7 of 8 US 2004/007077 A1

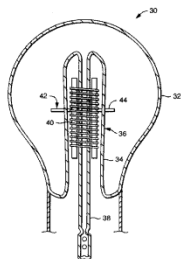


FIG. 3

Készítettek ugyanilyen elven működő, de a mikrohullámú sütő 2,45 GHz frekvenciáján, magnetronnal gerjesztett lámpát is. Ebben S_2 kén-gáz a világító közeg, 100 lm/W fényhasznosítást értek el kW-os tartományban. Sajnos a mikrohullámok leárnyékolása nem volt túl sikeres, ezért jelenleg be van tiltva ez a lámpa típus.

2.7. Spektrál lámpák

Az alacsony nyomású kisülések fényében a gáztöltés anyaga atomjainak spektrumvonalai jelennek meg. Ha az a célunk, hogy hullámhossz etalonként minél pontosabban akarjuk tudni a hullámhosszat, kis nyomást kell alkalmazni, cserébe kicsi lesz a fényerő is. Lényegében mind a 92 elemre lehet spektrál-lámpát készíteni, a fémeket katódként betéve egy kísérő gáztöltéssel (pl. He) a kisülés beindul, majd a katódporladás a fémeket is gőz halmazállapotba viszi és bemelegedés után a rá jellemző spektrumvonalak is megjelennek a fényben.

2.20. ábra - Kisnyomású Na spektrál-lámpa



Nagyobb energiájú gerjesztést megkívánó anyagoknál nem a pozitív oszlop fényét használjuk, hanem a katódfényt, amelyet úgy tudunk koncentrálni, növelni, hogy a katódot üregesre alakítjuk ki, és ebben az üregben jól definiáltan világít, nagyobb energiájú átmenetekkel is a kérdéses atom.

2.21. ábra - Üreges katódú spektrál-lámpa



3. fejezet - Félvezető fényforrások: LED-ek és dióda lézerek

1. LED

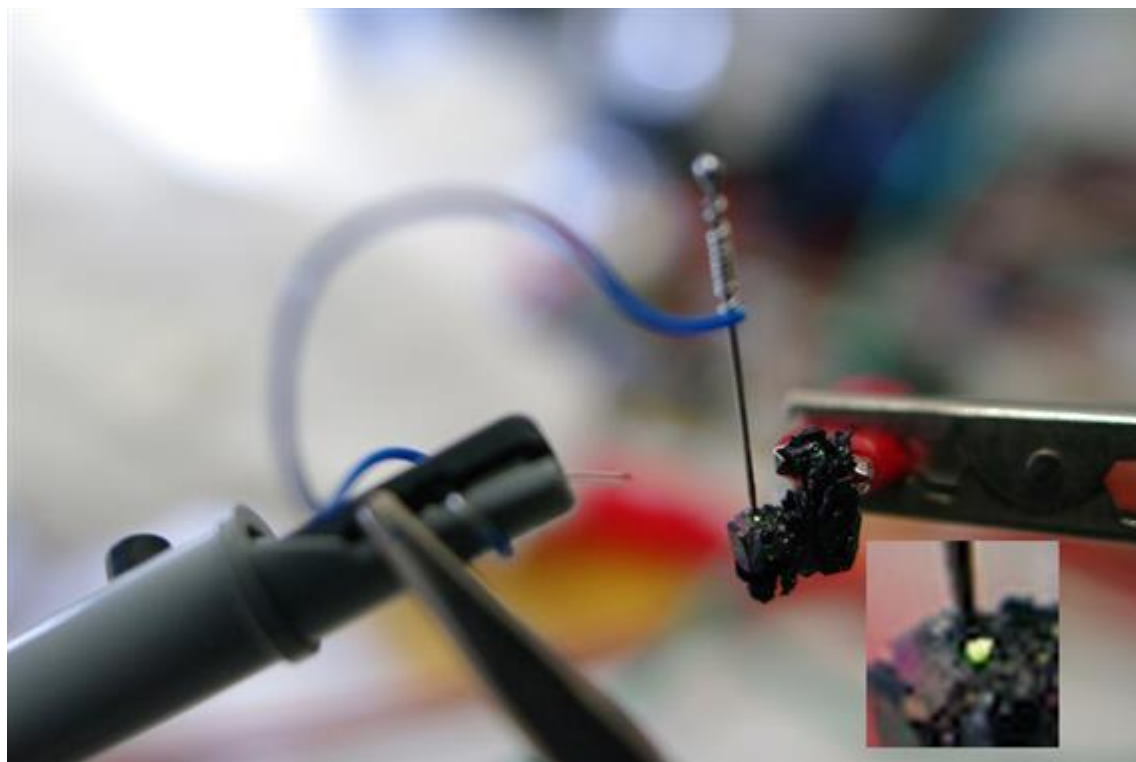
Félvezető kristályban alacsony hőmérsékleten az elektronok a lokalizálva vannak a kristályrácsban, ilyenkor az anyag szigetelőként viselkedik, nincsenek szabad töltéshordozók. Magasabb hőmérsékleten (szobahőmérsékleten) a hőmozgás az elektronok egy részét kilöki a helyéről, a kristályközi térben kvázi szabad elektronokká válnak, külső tér hatására elmozdulnak – vagyis a félvezető vezeti az áramot. Minél magasabb a hőmérséklet, exponenciálisan nő (a Boltzmann eloszlásnak megfelelően) a szabaddá vált elektronok száma – így az anyag vezetőképessége.

Ahonnán az elektron kiszabadult, egy elektron hiány marad, pozitív töltés lokalizálható az adott helyen (nem feltétlenül egy konkrét atomhoz köthetően), ezt *lyuknak* nevezzük.

A lyukak is képesek – virtuálisan – mozogni. Ugyanis a külső tér a negatív pólus felől elektronokat hajt, amelyek beugorhatnak a lyukba, azaz a lyuk megszűnik, eltűnik. Viszont az az elektron, amelyik rekombinálódott, a negatív pólus irányában egy új lyukat hagyott hátra, látszólag tehát a lyuk elmozdult (pozitív töltésként viselkedett). Miközben az elektron-lyuk pár rekombinálódott, az elektron szabad állapota és a kötött állapota közti energia különbség - bizonyos valószínűséggel – infravörös vagy látható foton formájában kisugárzódik. Sajnos az energia különbséget a kristály is fel tudja venni, újra a részecskék egyedi vagy kollektív (fonon) mozgási, rezgési energiáját növeli, melegszik.

A rekombináció során keletkező fényt már nagyon régen megfigyelték (H.J.Round, 1907, Anglia) kristályok elektro-lumineszcenciájának nevezték. A Pécsi Tanárképző Főiskolán Jeges Károly évtizedeken keresztül (1950-70) vizsgálta ezt a jelenséget.

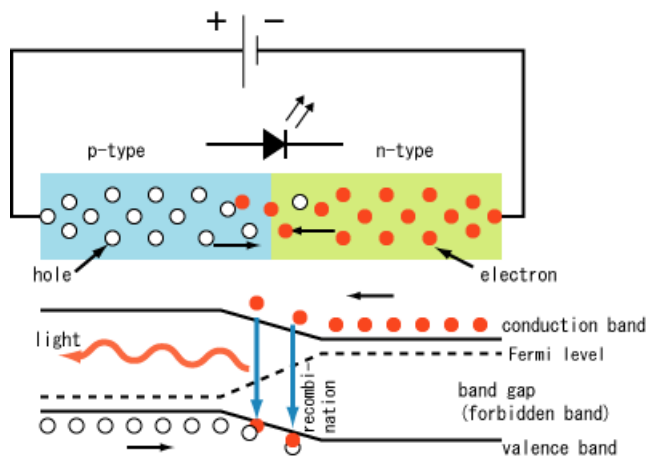
3.1. ábra - Szilícium karbid kristály tű elektródán keresztül árammal gerjesztve zölde sárgán világít (az 1907-es eredeti kísérlet rekonstrukciója)



Az első valódi LED-et (fény emittáló *diódát*) 1927-ben O.V. Losev orosz tudós csinálta, de akkor nem ismerték fel a jelentőségét. 1955-ben az RCA munkatársai GaAs kristállyal infravörösben világító LED-et készítettek, majd N. Holonyák, a General Electric munkatársa fejlesztette ki az első látható tartományban működő LED-et 1962-ben. Az igazi áttörés 1972-ben történt, amikor a hatásfokát sikerült az alkalmazhatóság szintjére emelni (M.G. Craford, Holonyák tanítványa). 1976-tól már az optikai távközléshez szükséges, nagy fényerejű, az optikai szálak transzmissziós ablakában működő LED-et készített T.P. Pearsall kettős (Ga-In-As-P) heterostruktúrával, 1100 nm-en.

A modern LED (Light Emitting Diode = fény emittáló dióda) tehát egy félvezető dióda struktúrájú. Az alap kristályt donor (elektron többlet (n)) és akceptor (elektron hiányos (p), pozitív lyuk többlet) atomokkal - szennyezve egy p és egy n típusú réteget hoznak létre folyadék, vagy gáz fázisú növesztési eljárással (epitaxia). A találkozáskor egy határréteg alakul ki, megfelelő irányú elektromos tér hatására az elektronok és a lyukak ellenkező irányban mozogva a határrétegbe injektálódnak (junction pn), találkoznak, rekombinálódnak.

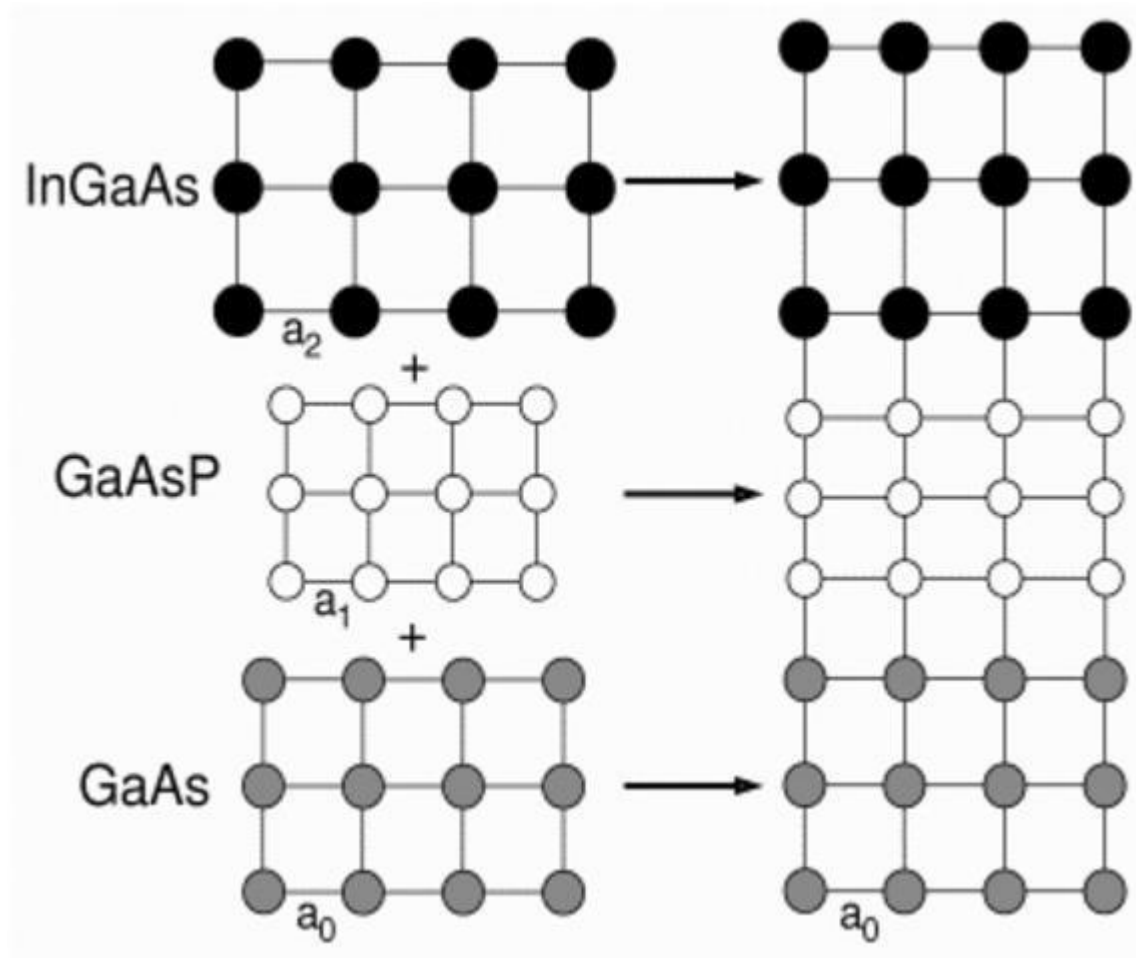
3.2. ábra - Félvezető p-n átmenete sémája és az elektron-energia sávmodellje, benne szaggatott vonallal a Fermi-nívó



A rekombináció eredményeként energia szabadul fel, amely (az anyag szerkezetétől függő) meghatározott hullámhosszúságú fény formájában sugárzódik ki.

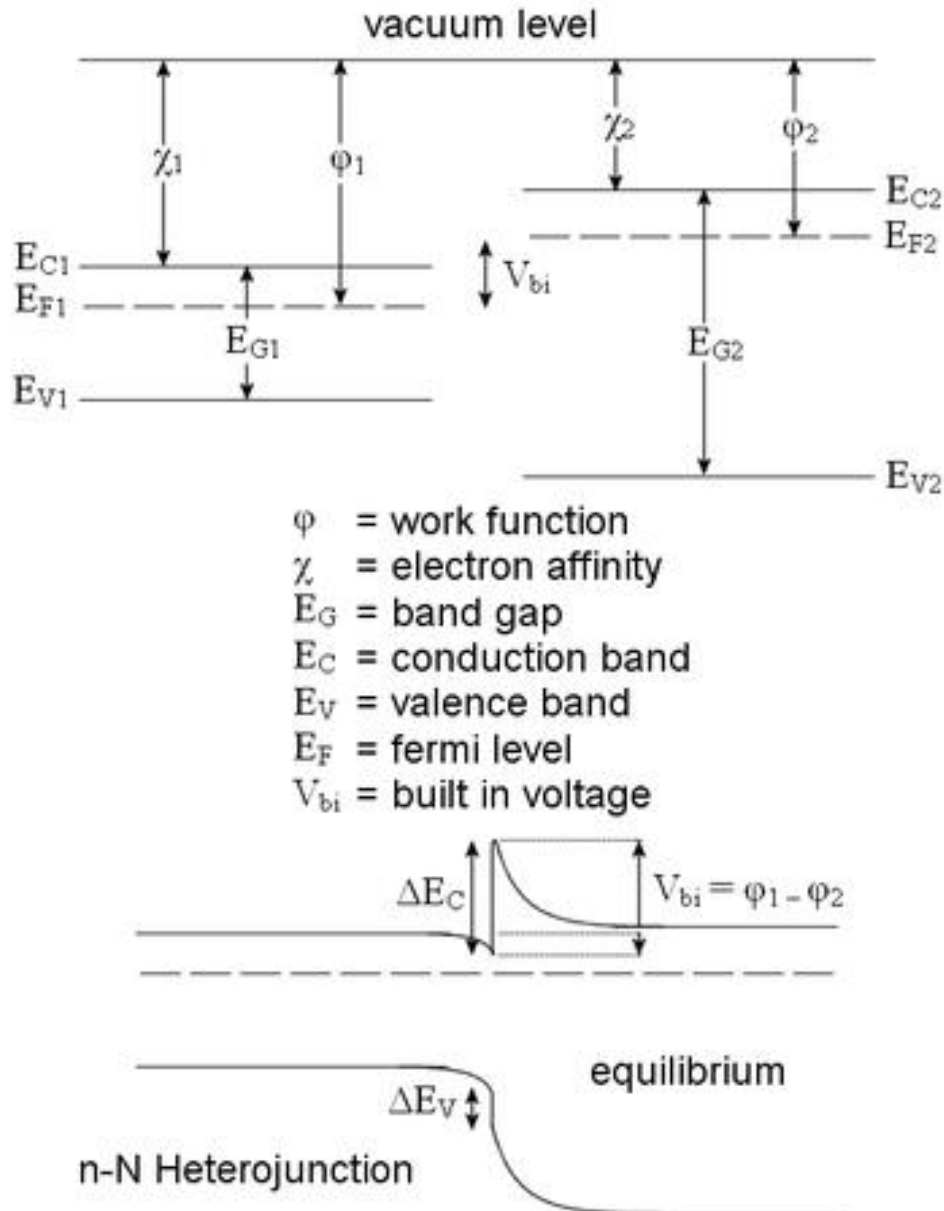
A mikroelektronikában használt félvezetők (Si, Ge) sajnos nem voltak alkalmasak LED-nek, ezért bonyolultabb technikát, az ún. hetero-struktúrát fejlesztettek ki különböző összetételű kristályok kialakítására. Ennek lényege, hogy a p és n részek különböző rácsállandóval rendelkező kristályok, amelyek csak rétegről rétegre lassan változva veszik át egymás periódusát a határrétegben.

3.3. ábra - Heterostruktúra, különböző rácsállandójú anyagok egymásra rétegezése, egymáshoz idomulnak, eltolódnak az energiaszintek



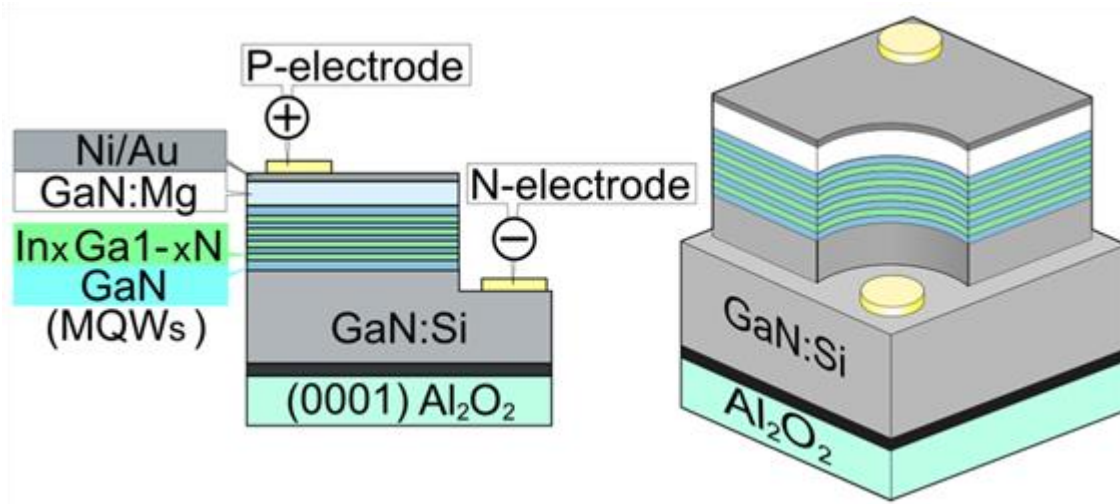
A heterostruktúra lehetővé tette, hogy energiaszintekben, vastagságban változatos tulajdonságú p-n átmeneteket lehessen létrehozni. A tranzisztor technológiát is ez forradalmasította, nem véletlenül adták Z. Alferov orosz és H. Kroemer német-amerikai tudósoknak ezért a Nobel-díjat 2000-ben.

3.4. ábra - A két különböző sévszerkezetű anyag egymásba olvadása, a Fermi nível körül, jól látható a kicsúcsosodó energialépcső, a "beépített térerősség"



Az ábra felső részén a különálló kétféle anyagú (de mindkettő n-típusú) kristály elektron energia sávszerkezete, az alsó részén pedig az eltolódott, egymáshoz igazodott hetero-struktúra átmenet energiaszintjei láthatók. A ΔE_C az ún. „beépített térerősség”, a felhalmozódott elektronok miatt kialakuló tértöltés. Ha ez egy tranzisztorok bázis-emitter határrétege, akkor ez gyorsan áthajtja a bázison az elektronokat, lehetővé téve, hogy nagysebességű, nagyfrekvenciás jeleket lehessen kelteni, vagy erősíteni. A néhány atomnyi határrétegben egy 2D (két-dimenziós) elektrongáz –lyuk dipólus alakul ki, ami nagyon gyorsan reagál a külső tér változására, 600 GHz határfrekvenciát jósolnak ezeknek a struktúráknak. Ez a gyorsító tér teszi lehetővé, hogy az optikai távközlésben már ma 10 GHz frekvenciával lehet a LED-eket, lézer diódákat modulálni, illetve ugyanilyen sebességgel detektálni a fény-impulzusokat.

3.5. ábra - Többszörös hetero-átmenetes dióda zafír hordozón,átmeneti rétegeként GaN:Si, a kétféle törésmutatójú In GaN és GaN váltakozó rétegei Bragg reflektorként működnek



A fenti ábrán egy kék tartományban működő, kettős hetero-átmenetes LED struktúra sémája látható. A hetero-struktúra biztosítja, hogy az elektronok nem „kószálnak” el sugárzás nélkül rekombinálódni (hővé alakítva az energia különbséget), hanem kis térrészben koncentrálódva, jó hatásokkal világítanak.

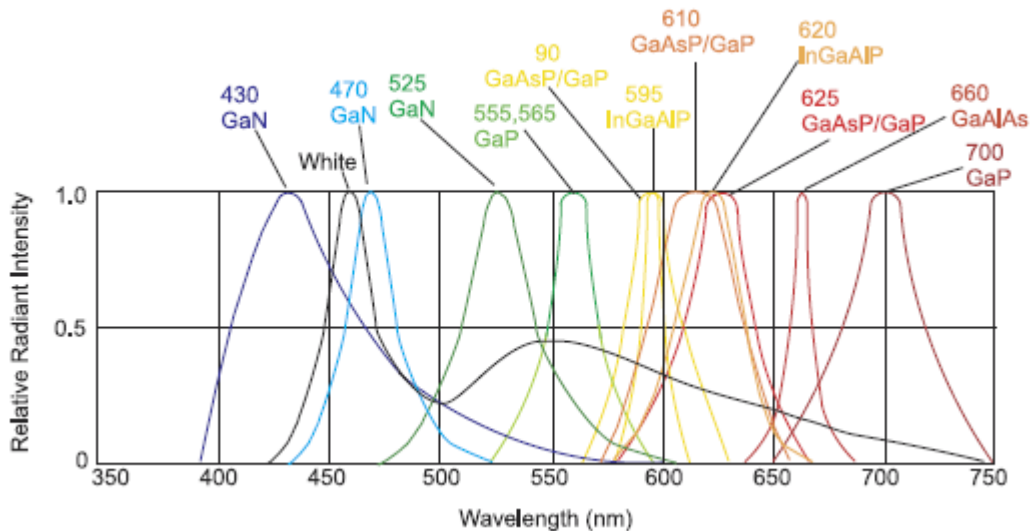
Az alábbi táblázat mutatja a különböző félvezető dióda struktúrák által keltett fény hullámhossz tartományát és a diódák nyitóirányú feszültségét (üzemi áramerősségnél):

	Hullámhossz [nm]	Nyitófeszültség [V]	Félvezető típusa
	$\lambda > 760$	$\Delta V < 1.63$	Gallium arsenide (GaAs)Aluminium gallium arsenide (AlGaAs)
	$610 < \lambda < 760$	$1.63 < \Delta V < 2.03$	Aluminium gallium arsenide (AlGaAs)Gallium arsenide phosphide (GaAsP)Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP)Gallium(III) phosphide (GaP)
	$590 < \lambda < 610$	$2.03 < \Delta V < 2.10$	Gallium arsenide phosphide (GaAsP)Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP)Gallium(III) phosphide (GaP)
	$570 < \lambda < 590$	$2.10 < \Delta V < 2.18$	Gallium arsenide phosphide (GaAsP)Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP)Gallium(III) phosphide (GaP)
	$500 < \lambda < 570$	$1.9^1 < \Delta V < 4.0$	Gallium(III) phosphide (GaP)Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP)Aluminium gallium phosphide (AlGaP)Indium gallium nitride (InGaN) / Gallium(III) nitride (GaN)
	$450 < \lambda < 500$	$2.48 < \Delta V < 3.7$	Zinc selenide (ZnSe)Indium gallium nitride (InGaN)Silicon carbide (SiC) szubsztrát Silicon (Si) szubsztrát (jövőben)
	$400 < \lambda < 450$	$2.76 < \Delta V < 4.0$	Indium gallium nitride (InGaN)
	$\lambda < 400$	$3.1 < \Delta V < 4.4$	Diamond (235 nm) Boron nitride (215 nm) Aluminium nitride (AlN) (210 nm) Aluminium gallium nitride (AlGaN)Aluminium gallium indium nitride (AlGaInN) 210 nm

többféle átmenet	$\Delta V \sim 3.3$	Indium gallium nitride (InGaN) Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP)+ 1-2- féle foszfor
„Fehér”	$\Delta V = 3.5$	Indium gallium nitride (InGaN) +sárga foszfor

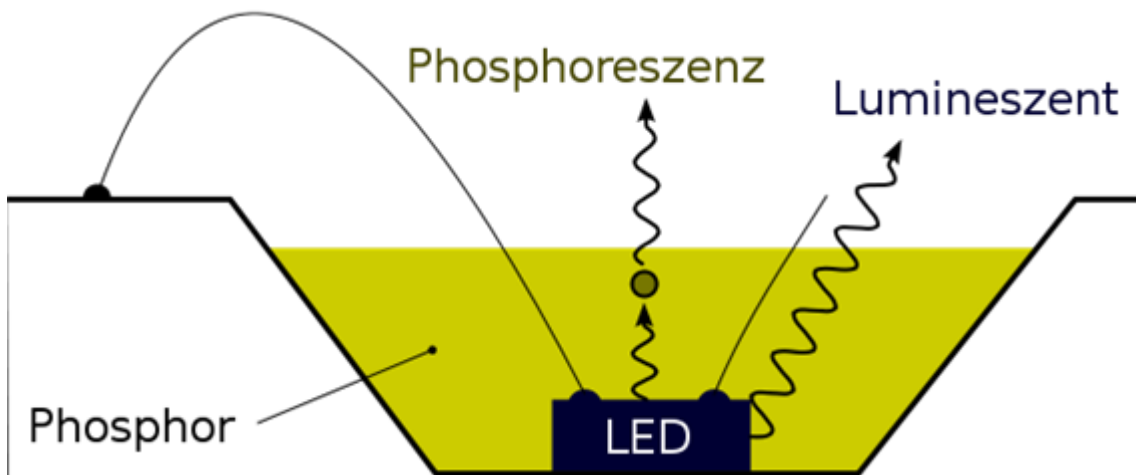
A LED-ek emissziós színtartománya, amelyet alapvetően a tiltott sávnak a határrétegben vett szélessége határoz meg, $\Delta E_C = h\nu$, ami a határréteg változó geometriája miatt nem nagyon keskeny, tipikusan 15-60 nm.

3.6. ábra - Különböző anyagú LED struktúrák által kibocsátott fény színekei



A táblázatban a pink és a fehér „színek” esetén jeleztük, hogy nem egyszerűen LED állítja elő, hanem az ún. foszforokkal együtt értendő. A fénycsőknél alkalmazott technológia köszön vissza, vagyis az UV ibolya-kék tartományban világító LED-et körülveszünk egy jó hatásfokkal fluoreszkáló anyaggal („foszfor”, ritka földfémek vegyületei), amely színeke a zöld, sárga, vörös tartományba esik és az átkonvertálja (energiavesztéssel) a kék-UV sugárzást a teljes láthatóba, vagy a kívánt színre.

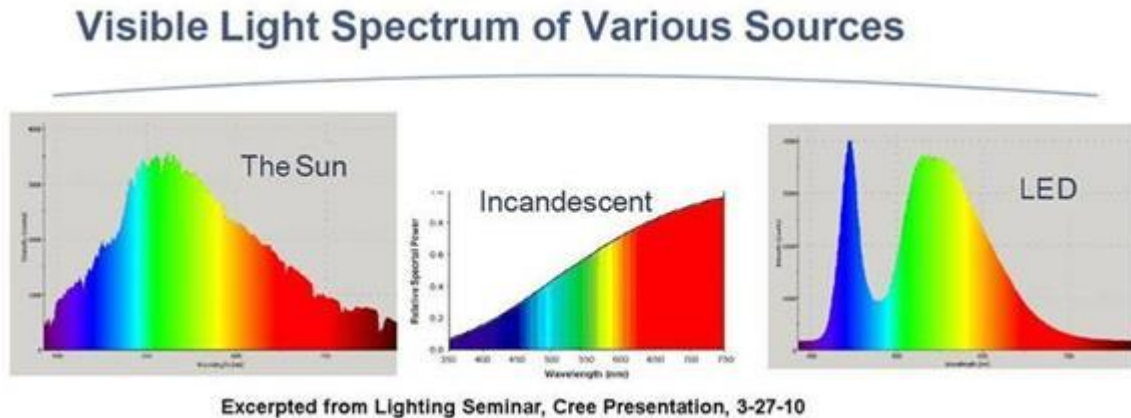
3.7. ábra - reflektáló fészekben elhelyezett kék-UV LED, körülveve a látható tartományban fluoreszkáló anyaggal („foszfor”)



A „foszfor” összetételét megfelelően megválasztva - a szemünk retinájának csapocskái színérzékenységének megfelelő arányt beállítva - „fehér” fényt kapunk. Ez azonban csak látszat, a valódi színek nagyon eltér a Nap

(definíció szerint „fehér”) spektrumától, különösen azzal, hogy a kék komponens relatíve keskeny sávzélességű és aránytalanul erős.

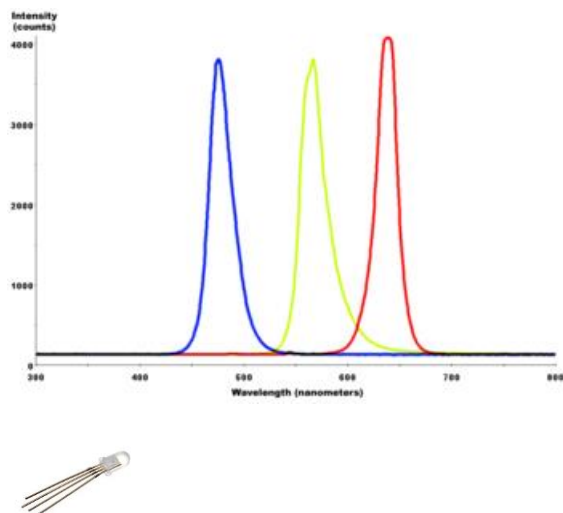
3.8. ábra - Összehasonlításul a Nap, egy izzólámpa és egy ún. "fehér" LED fényének spektruma



A világítástechnikai alkalmazásánál óvatosan kell eljárni, mivel az erős kék komponensnek élettani hatása is van, megzavarhatja a természetes alvás-ébrenlét (nappal-éjszaka) szabályozó mechanizmust.

„Fehér” fényt más, szabályozható úton is elő lehet állítani, három különböző spektrumú LED-et használunk (RGB, akár egy tokban, persze külön kivezetésekkel). A három különböző anyagú LED-ek áramának arányával kikeverhető a „fehér” színérzet, ami sajnos továbbra sem felel meg a Nap spektrumának.

3.9. ábra - 3 - az additív színkeverés alapszíneiben (RGB) sugárzó – különböző alapanyagú LED normált spektruma és az egybe tokozott RGB LED



Például egyes színes tárgyak feketének látszanak, ha a megvilágításban éppen nincs olyan színű összetevő, ami visszaverődhetne.

A mechanikai felépítésük szerint két fő típusba sorolhatók. A kisebb teljesítményűek a kivezetésüknél fogva önhordóak, átlátszó, vagy színes plexi burkolatban van a kristály. A másik fajta (a nagyobb teljesítményűek) vastag fém lapra van szerelve és külön vezetékkel köthető be.

3.10. ábra - Egy tipikus kisteljesítményű LED belső felépítése



A félvezető morzsát (mm-nél kisebb méretek) egy viszonylag vastkos fém (réz) kivezetés tartja, amelynek több funkciója van:

1. elektromos hozzávezetés (jobbról a negatív pólus)
2. hővezetés (a maradék – hővé alakuló - teljesítmény legjobb esetben is megegyezik, vagy nagyobb a kibocsátott fényénél)
3. parabola tükör kiképzéssel optikailag tereli a fényt (lásd az alábbi ábrán kinagyítva)

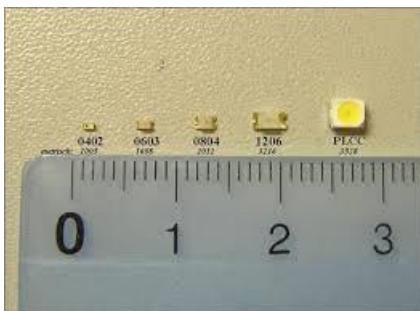
3.11. ábra - A fenti LED egyik - a negatív pólusú - elektródájába kialakított parabola tükör



Az egészet egy plexi öntvény fogja össze, amely egyben egy lencse, amely a fény nyalábot – a célnak megfelelő térszögbe tereli. A cél lehet a legkeskenyebb nyaláb létrehozása (zseblámpa, spektroszkópai fényforrás, üvegszálba csatolás), de lehet éppen az ellenkezője, a káprázás elkerülésére minél nagyobb felületűnek lássék a fényforrás (kisebb legyen a felületi teljesítmény sűrűsége) és minél egyenletesebbek terítse be a megvilágítandó felületet.

Újabban a kis teljesítményű - áramkörben indikátor, jelző funkciójú, hűtést nem igénylő – LED-eket ún. felületszerelt kivitelben is gyártják plexi búra nélkül.

3.12. ábra - Különböző méretű, SMC (felületszerelt) tokozású LED



A nagyobb teljesítményű, többnyire egymás mellé integrált – akár több 100 elemi LED-ből álló – újkeletű elnevezéssel „Power LED” tokozása más, általában vastag fémlapra van forrasztva a megfelelő hűtés érdekében és hiányzik a plexi lencse. Helyette különböző, a célnak megfelelő alakú mikrolencse, diffúzor, matt fényterelő üveg, plexi idom lett kifejlesztve, amelyeket rá lehet illeszteni.

3.13. ábra - POWER LED kétféle kivitelben és a ráhelyezhető fényterelő mikrolencsék és diffúzor

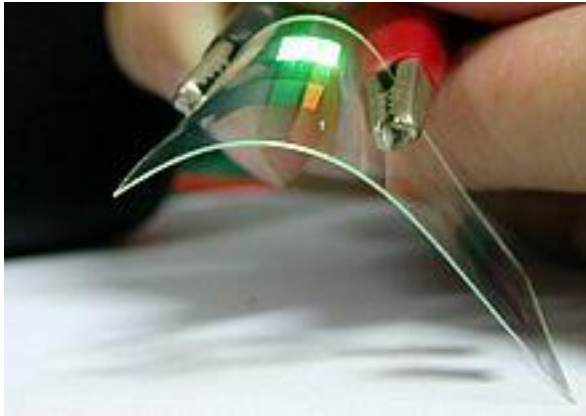


A világítási célú LED-ek fényhasznosítása tipikusan 30-60 lm/W, de már egyes kísérleti darabok elérik a 150 lm/W értéket is. Jelenleg is igen intenzív fejlesztés folyik, évről évre nő a hatásfok és az élettartam (>50 000 óra).

1.1. OLED

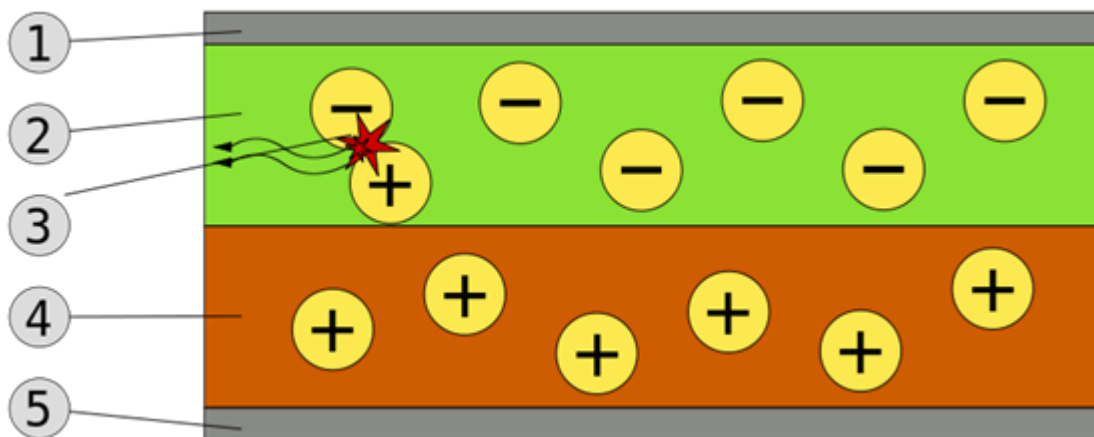
Évtizedek óta folyik a kutatás organikus eredetű félvezetők létrehozásával, tranzisztor, napelem és LED fejlesztése is folyik. Ez utóbbi olyan stádiumban van, hogy hamarosan a PC monitorok és a TV-k piacán meg is jelenik (kiállításokon már láthatók).

3.14. ábra - Flexibilis hordozóra felvitt OLED struktúra



Működése egy junctionos p-n diódáéhoz hasonlatos, egy vezető rétegből (4) és egy emissziós rétegből (2) áll. Az elektromos tér hatására a donor molekulák magasabb energiájú pi-elektronja (HOMO= high occupied molecule orbit, vezetési sáv) átmegy a másik rétegbe egy alacsonyabb energiájú, de betöltetlen szintre (LUMO=low unoccupied molecule orbit, vegyérték sáv), amely ennek hatására fluoreszkál (3). A kettősréteget vékony felpárolgatott fémréteg (1,5) veszi közre (elektrodák).

3.15. ábra - Az OLED vázlatos felépítése



A jellemző anyagok: kelátok (pl. Al q3), polimerek (poly(p-phenylene-vinylene), triphenilamil, perilén, rubrene, Iridium komplexek (platinával).

Előnyei:

1. vékony, teljesen flexibilis, nem igényel masszív mechanikai tartást, könnyű
2. fele energiát fogyaszt, mint egy LCD monitor (átlagos fényességű képnél)
3. szélesebb látószögéből nézhető
4. gyorsabb, nagyobb akár 100 000 Hz frekvenciájú képváltás lehetséges
5. sorozatgyártása sokkal olcsóbb lehet

Hátrányai:

1. Jelenleg a különböző színű komponensek öregedése eltérő, elég gyors (néhány 1000 óra)
2. A kék LED hatásfoka csak 4-5 %, szemben a vörössel, ami 20%
3. Fehér háttér (dokumentum) esetén a fogyasztása 3-szor nagyobb, mint az LCD- monitoré.

4. különböző méretűek az R,G és B pixelek
5. vízre érzékeny
6. külső fényre a reflexiója nagy, kültéri alkalmazás jelenleg kizárt.

A nagy belső ellenállása miatt feszültséggel vezérelhető (szemben a félvezető LED-del, amely árammal).

2. Dióda lézerek

Ahhoz, hogy valami lézer legyen, az egyik szükséges feltétel, hogy gerjesztett állapotban több aktív atom, molekula legyen, mint alapállapotban. A LED struktúrákban ezt el lehet érni, csak kellő nagy áram kell. Ha határréteg kellően szűk, akkor a populáció inverzió létrejön. Azonban, ha kellően szűk, akkor az energiavesztés, a hő is ott keletkezik, és a réteg túlmelegszik, tönkremegy.

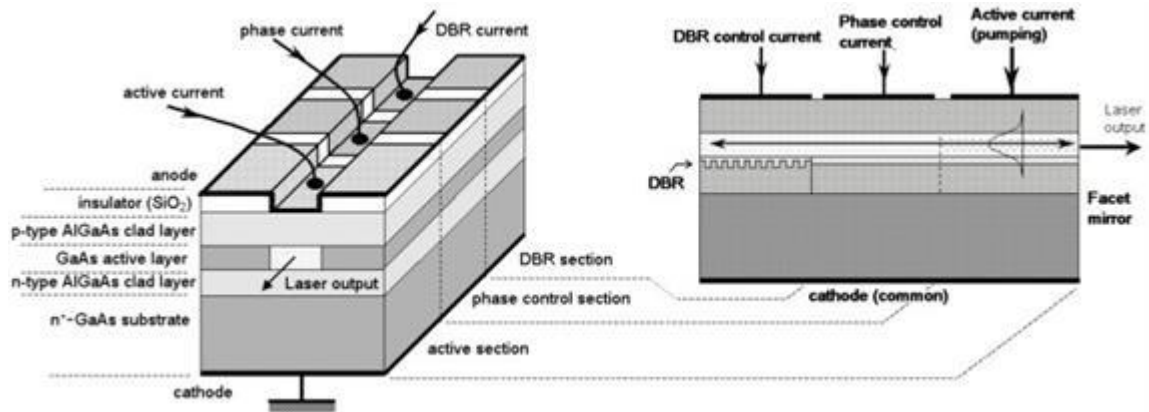
Az első dióda lézerek impulzus üzemmódban működtek, vagyis egy rövid (1-10 μ s) - a lézerküszöb áramát meghaladó impulzus után 1000-szer hosszabb ideig szünet következik, ami a hő elvonásához volt szükséges, hiába helyezték a félvezető morzsát jó vezető (vörösréz) foglalatra.

3.16. ábra - Aranyozott vörösréz hűtő tömb dióda lézerrel, kivezetésekkel



Folyamatos működésű dióda lézert csak a hetero-struktúrák felfedezése után tudtak készíteni (először Szentpéterváron). Ennek hatásfoka volt elegendően nagy ahhoz, hogy ne következzen be hőszokk. A hetero-struktúra másik előnye, hogy a határrétegben lévő anyag törésmutatója lényegesen különbözik a környezetétől, ezért a lézerműködés másik feltétele - hogy kellően intenzív, kényszerítő sugárzási tér legyen - könnyebben megvalósítható, ugyanis a határréteg fényvezetőként működik, és a spontán sugárzás nagy részét bent tartja a rétegben.

3.17. ábra - Laterális heterostruktúra alapú dióda lézer

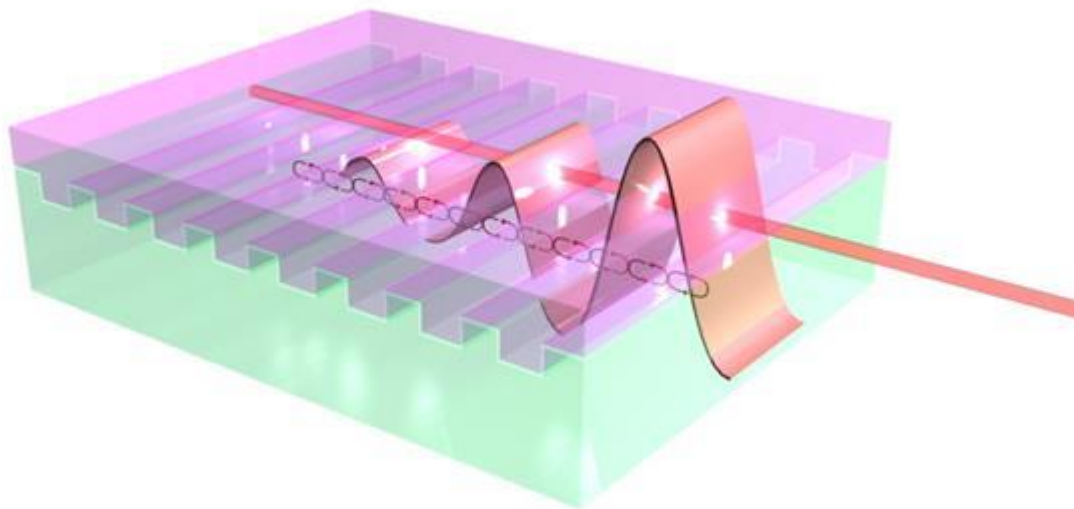


Az ábrán látható egy GaAs lézer sémája, hosszanti irányban 3 szegmensre bontva a gerjesztő áramot. A 3 szegmenssel függetlenül befolyásolni tudják a rezonátoron belüli erősítést, fázistolást, hangolást (hőmérséklet változás!). A körülfutási idővel megegyező periódusú áramimpulzusokkal vezérelve aktív módus-szinkronizációt lehet elérni, a sávszélességtől függő szub-pikoszekundumos impulzusidőt eredményezve.

A lézerműködés beindulásának *második feltételét a visszacsatolással*, vagyis a rezonátorral tudjuk biztosítani.

A dióda lézert is készítették a véglapokra felpárologatott tükrökkel. De egyre szélesebb körben terjedt az ún. DFB (Distributed FeedBack= Elosztott Visszacsatolású) struktúra.

3.18. ábra - Az elosztott visszacsatolás (DFB) elve, a Bragg reflektor



Ennek lényege, hogy az aktív tartományban, a határréteg közvetlen közelében létrehoznak egy térbeli modulációt a kívánt hullámhossz fele periódussal. Ez egy soksugaras interferométerként, ún. Bragg-reflektorként működik, mint a Röntgen sugár diffrakciónál az egymás mögött lévő kristályrác síkok, az azonos fázisú sugarak amplitúdóban összegződnek, és az intenzitás ennek négyzete lesz.

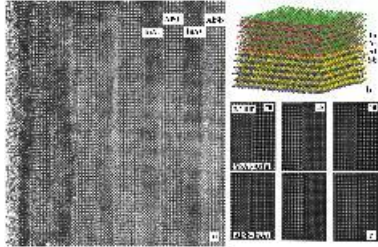
Ez a DFB (az ábrán DBR) struktúra nem kívánja meg a véglapok nagyon precíz párhuzamosságát, viszont csak kismértékben, a hőmérséklettel (árammal) hangolható (ha már egyszer kész van).

2.1. Kvantum-gödör (quantum well) struktúrák

A nanotechnológia fejlődésével egyre kézmentarthatóbbá váltak a néhány atom szélességű, vastagságú rétegek. Ezeket a sokaságra vonatkoztatott átlagos (fenomenológiai) paraméterek helyett a kvantummechanika

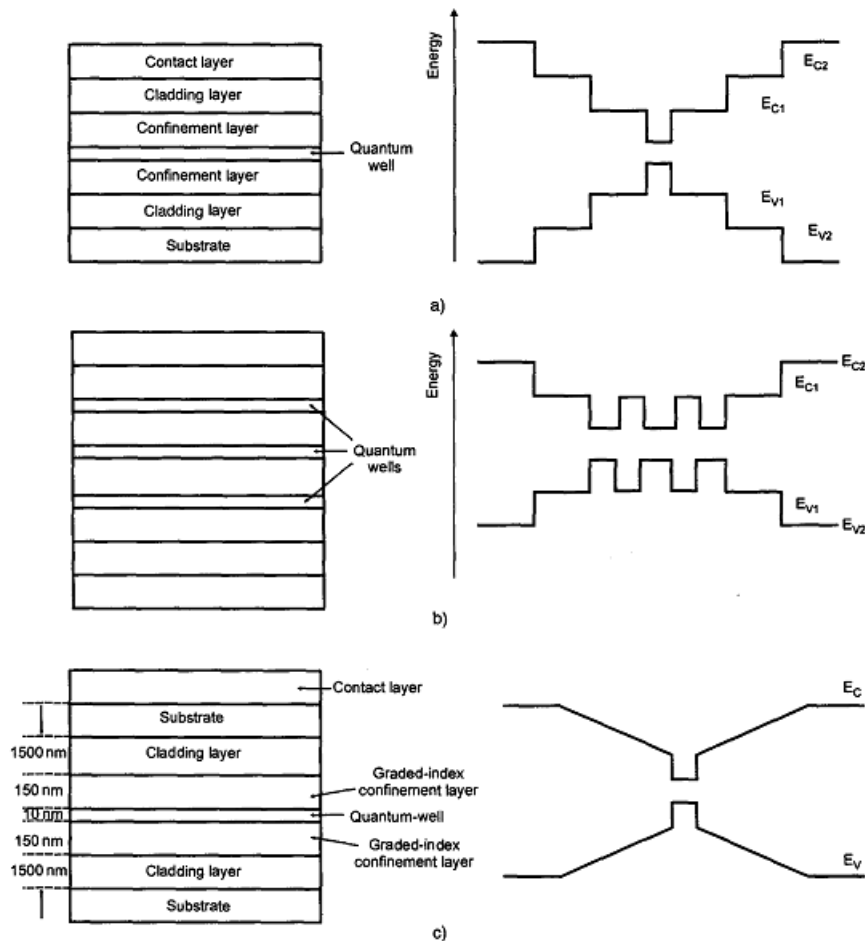
fogalmaival, eljárásaival lehet csak modellezni, tervezni. Cserébe egyre jobb hatásfokú, reprodukálhatóbb rendszereket készíthettek, többszörös hetero-struktúrákat atomi felbontással.

3.19. ábra - Néhány atom vastagságú, különböző szerkezetű anyagok egymásra rétegzése (nano-heterostruktúra)



A kvantum-gödör (quantum well) lényegében egy néhány atom szélességűre szűkített völgy (gödör), ahol a kvantumállapotok jól kézben tarthatók.

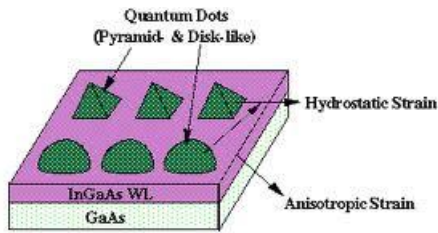
3.20. ábra - A kvantum gödör laterális szerkezete 3 változatban (lépcsős, többszörös és folytonos átmenetű)



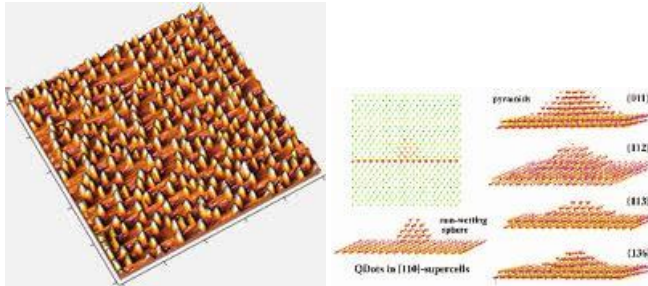
Különböző kiképzés (egyszeres, többszörös, lépcsős, folytonos átmenet) lehetséges, abban egyformák, hogy az aktív térrész nagyon homogén és az energiaszintek jól kézben tartottak.

A kvantum gödör kétdimenziós struktúráját még tovább egyszerűsítették a kvantum pötty (quantum dot) kialakításával.

3.21. ábra - Kvantum pöttyök létrehozásafolyadék epitaxiával, rétegenként építve



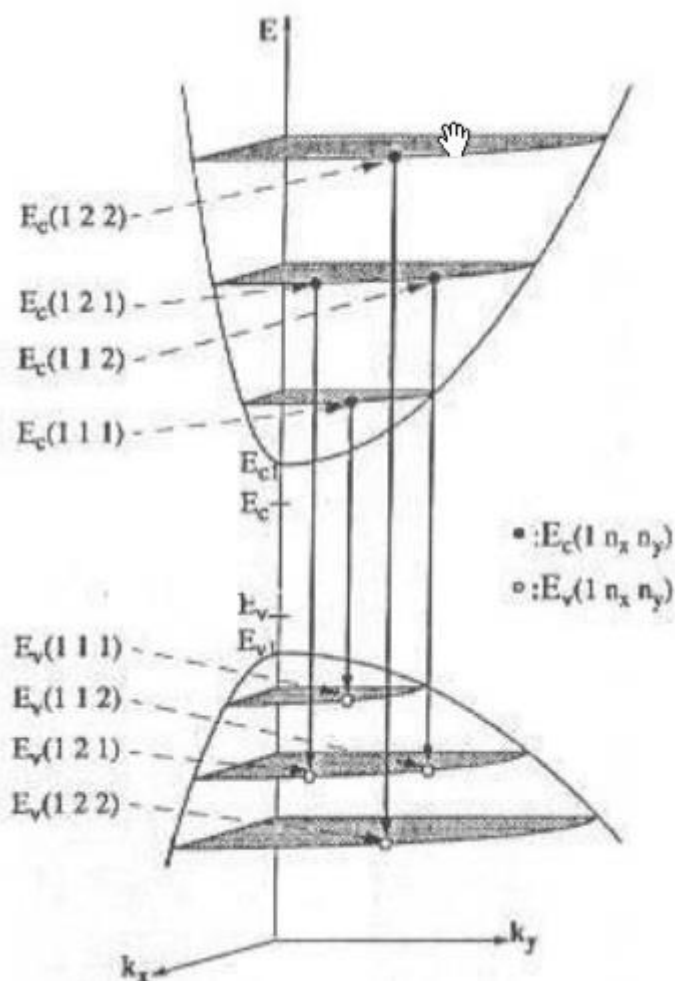
Strain Distribution in Self-organised Quantum Dots



Az így létrehozott kvantum gödörben kvantum pöttyök végzik a munkát („kvantum szendvics”).

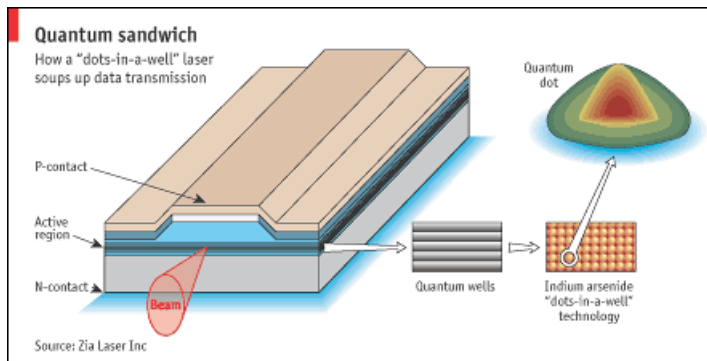
Az elektronok „kvantum dobozban” vannak, néhány, könnyen számbavehető energiaállapotban:

3.22. ábra - Kvantum doboz, a kvantum pöttyök diszkrét energia szintjei



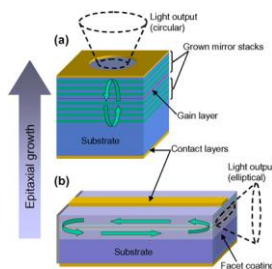
A még kisebb méret még gyorsabb jel-átalakítást tesz lehetővé (elektromos jel - fény az üvegszáliba).

3.23. ábra - Kvantum „szendvics” szerkezet, a kvantum gödörben kvantum pöttyök dolgoznak



A diódalézer technológiában további jelentős előrelépés a VCSEL (= Vertical Cavity Surface Emitting Laser) szerkezet kifejlesztése. Alább látható a lényegi különbség a laterális és vertikális elrendezés között.

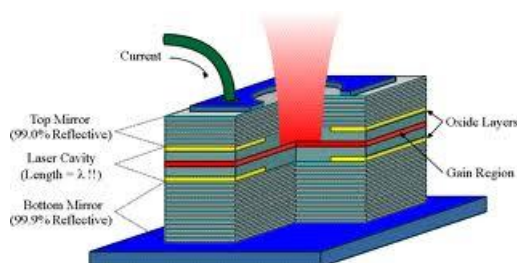
3.24. ábra - A laterális és vertikális dióda szerkezet összehasonlítása



A függőleges struktúra az alábbi fő részekből áll:

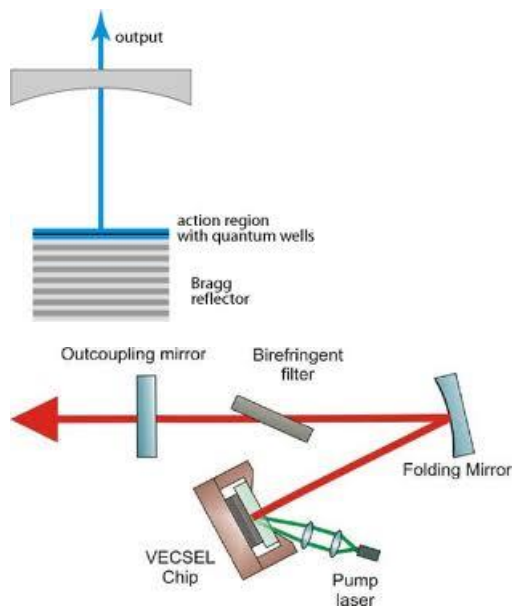
1. középen található a kvantum gödör (esetleg pöttyökkel), ez az aktív közeg, ami világít
2. körülötte van két átlátszó, de vezető (egyik n, a másik p típusú) réteg, amelyek együttes hossza éppen a fény hullámhossza, mintegy távtartó szerepük van.
3. ezután következnek a „tükörök”, alul kétféle törésmutatójú p, felül kétféle n félvezetőből (hetero-struktúra!) annyi réteg, amennyi kell a 99%, illetve lent 99,9 %-os Bragg reflexióhoz.
4. végül alul, felül vannak az áram bevezető fémbevonatok, felül lyukkal a fény számára.

3.25. ábra - VCSEL szerkezet részletes felépítése



A kvantumos gödör, pötty, mint aktív közeg és az alá rakott Bragg reflektor annyira megtetszett a lézer kutatóknak, hogy nemcsak félvezető diódaaként elektromos gerjesztéssel, hanem külső optikai gerjesztéssel is kezdték használni. A dióda konstrukcióban a pumpálás teljesítményének több, mint fele - hő formájában - ott marad, ami korlátozza a kivethető teljesítményt. Optikai gerjesztésnél, amennyiben gerjesztési hullámhossz az emissziós hullámhosszhoz közeli sávban történik, a veszteség, a hőtermelés sokkal kisebb (csak az energia kvantumok különbsége).

3.26. ábra - Optikai gerjesztésű vertikális kvantum gödör struktúra külső rezonátorral

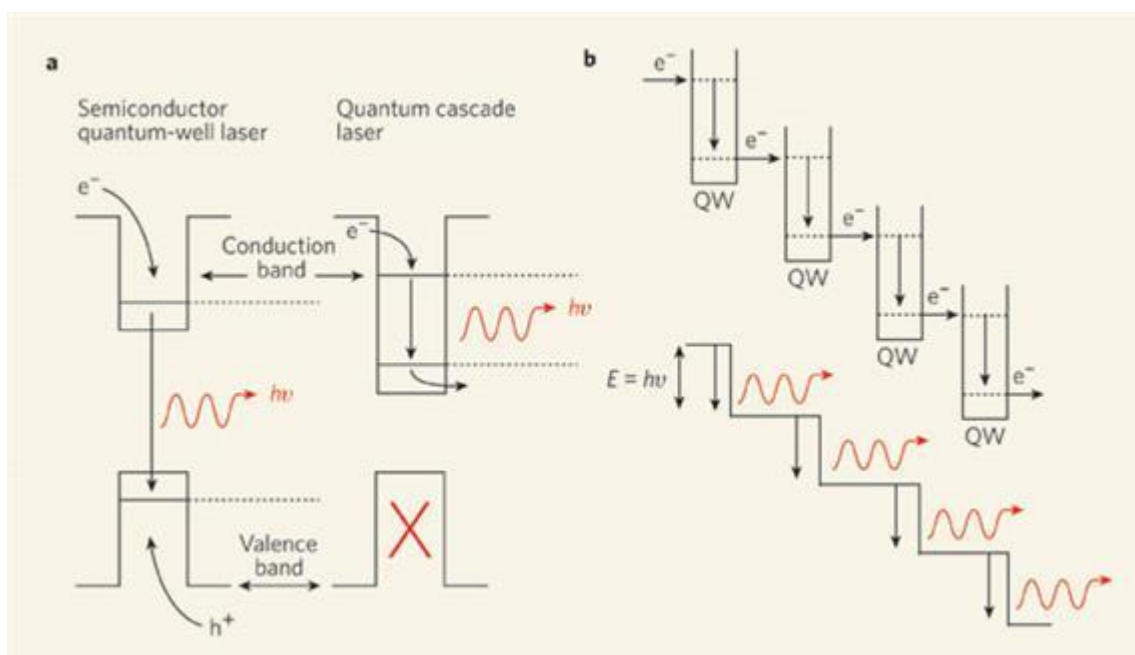


A VCSEL , mintegy aktív tükör funkcionál, akár oszcillátort, akár erősítőt építhetünk vele.

2.2. Kvantum kaszkád lézer

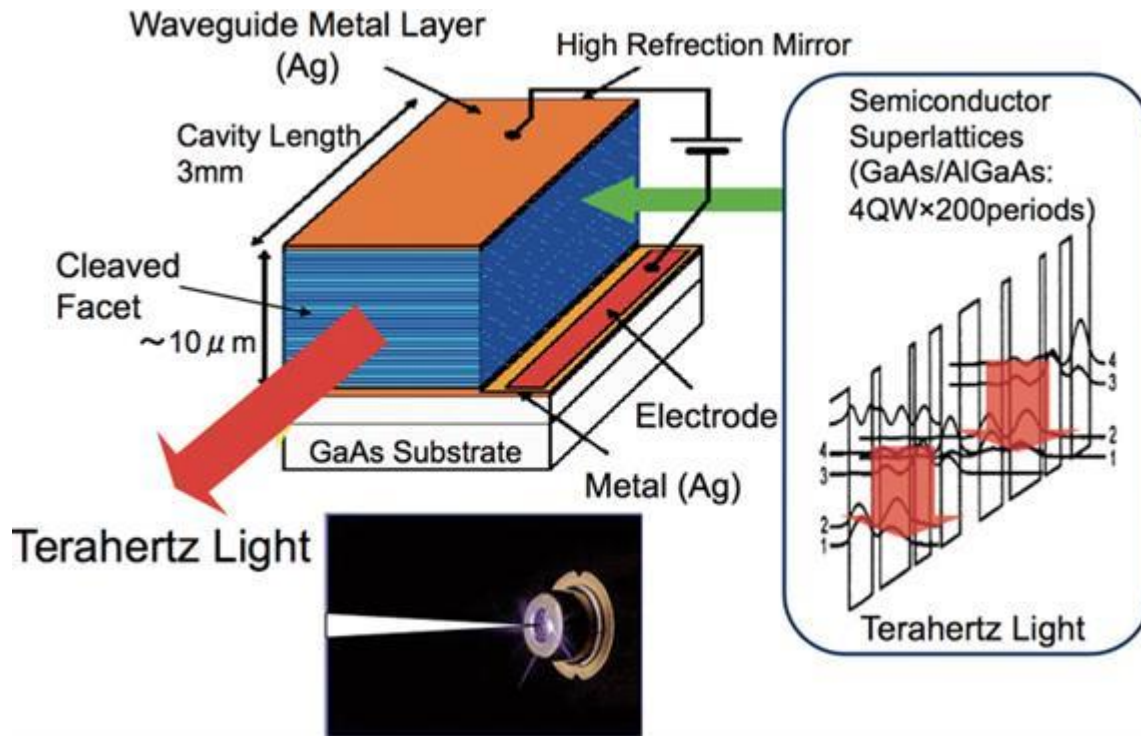
A többszörös kvantum gödör struktúrát úgy is ki lehet alakítani, hogy a rétegek egymásnak adják a kezdeti elektront, több lépcsőben többszöri foton kibocsájtással jut alapállapotba (mint a patak a kaszkád-vízesésben).

3.27. ábra - Kvantum kaszkád lézer felépítésének elvi sémája



Fölváltva vannak kvantum gödörök és Bragg tükrök, természetesen az energiakülönbség kisebb, osztódik a lépcsők számával. A kvantum kaszkád lézerek a 3-300 μm -es tartományban működnek, közelítvén a THz-es sávot, ami az elektronikus rezgéskeltésnek a határa.

3.28. ábra - Kvantum kaszkád lézer szerkezeti felépítése

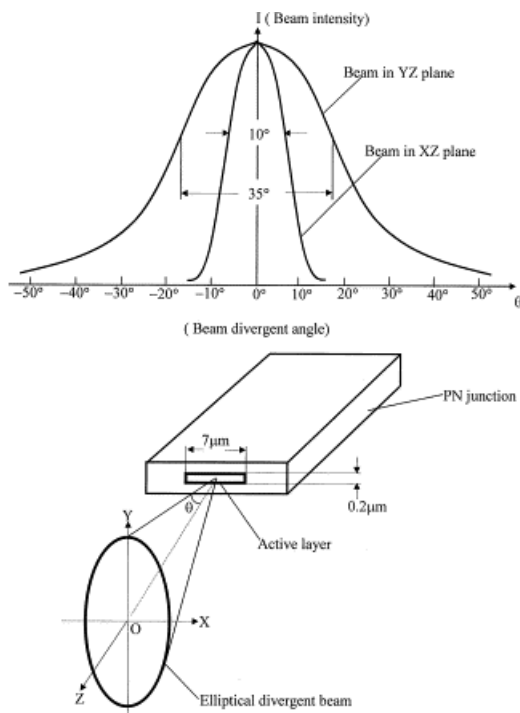


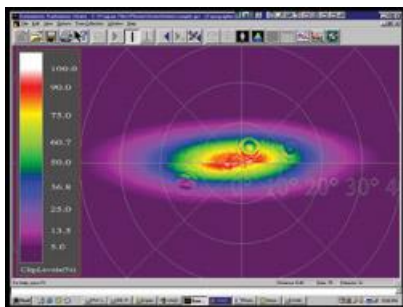
3. Kollimátor, hangolás (térbeli és időbeli koherencia)

A dióda lézerekről elterjedt, hogy a térbeli koherenciájuk kicsi (nagy a divergenciájuk) és általában nagy a sávzsélesség (rossz az időbeli koherenciájuk is). Ez általában így van, de a kép árnyaltabb.

A dióda lézerek egy szükséges eleme a kollimátor lencse. A lézeraktív térrész olyan szűk, hogy a diffrakció miatt nagy divergenciával lép ki a nyaláb a kristályból, ráadásul a laterális konstrukciónál a két irányban nem azonos nyílásszöggel.

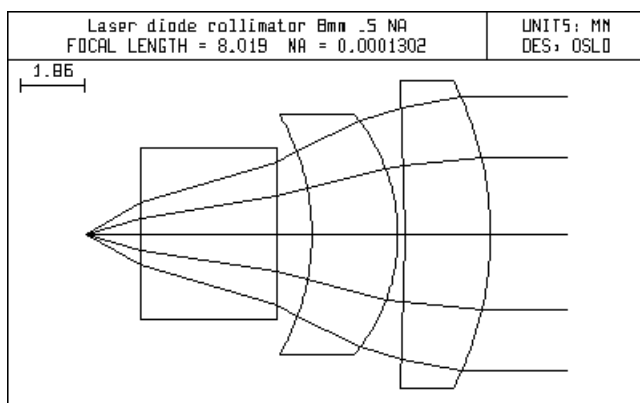
3.29. ábra - Laterális szerkezetű lézer diódából kilépő (diffraktálódó) nyaláb és az intenzitás eloszlása





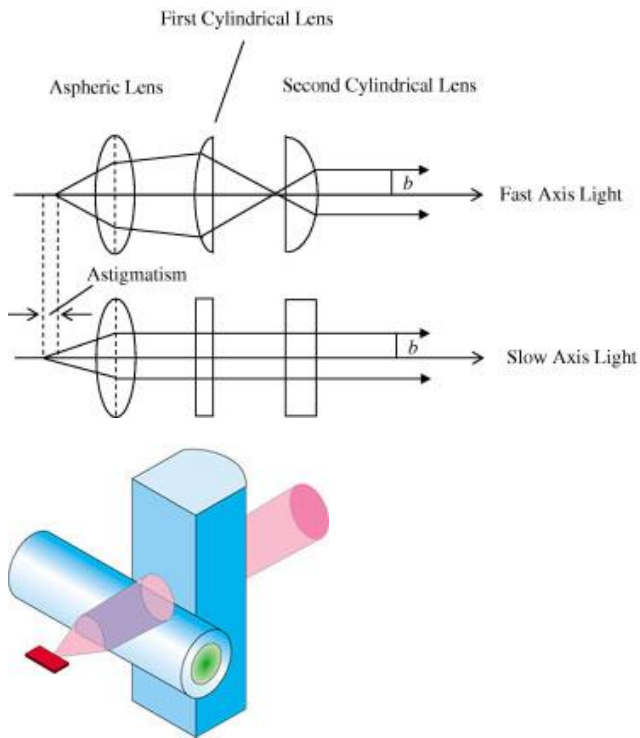
A nagy divergenciát szférikusan korrigált lencserendszerekkel (olcsóbb megoldásnál egyetlen lencsével) korrigálják. Különösen a többtagú kollimátornál a felületeket antireflexiós réteggel vonják be, mivel a felületenként 4 % körüli veszteséget célszerű elkerülni.

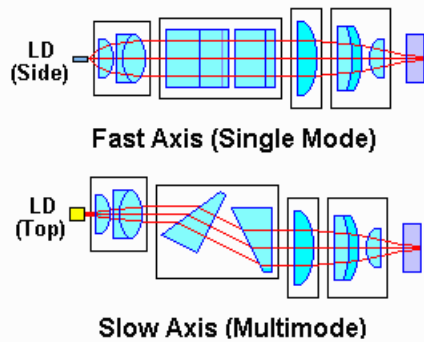
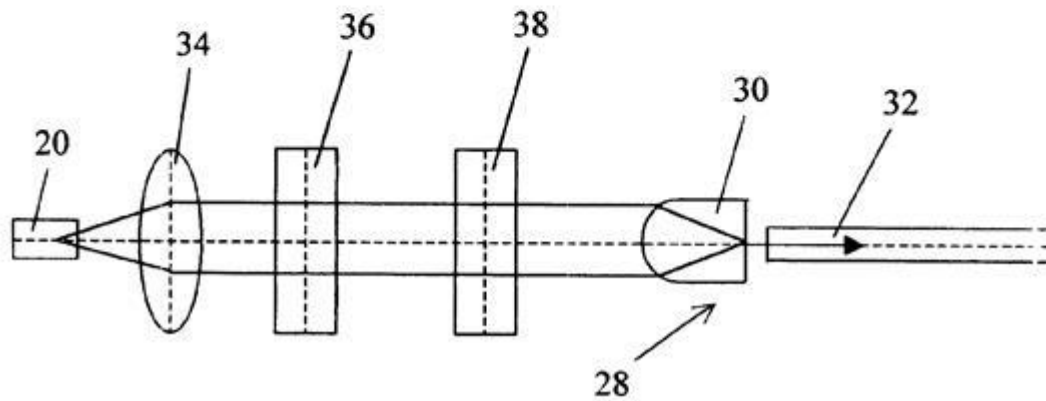
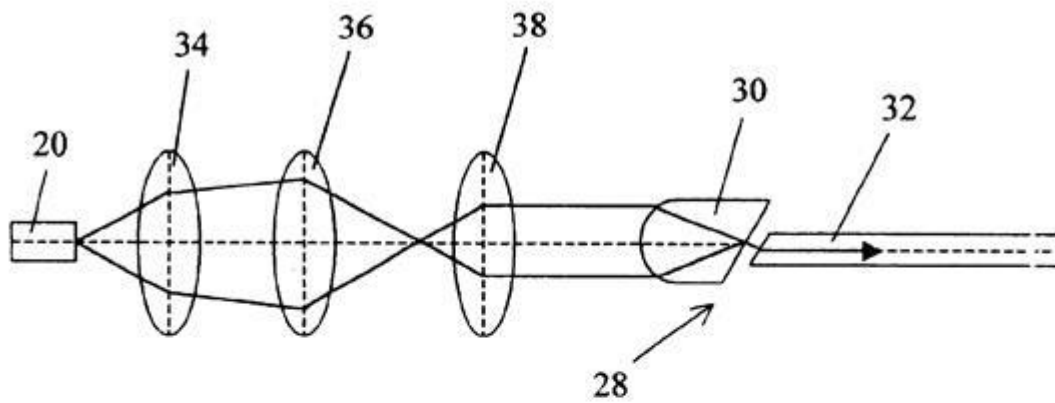
3.30. ábra - Kollimátor lencserendszer terve éslegyártott üveg, műanyag lencsék



A rövid fókusz távolság és nagy fényerő, valamint a két irányban eltérő divergencia miatt ez a dióda lézerek második gyenge pontja (az első a hűtés). A kétféle nagyságú X-Y irányú divergenciát hengerlencse párokkal, vagy szférikus lencse és prizma kombinációjával lehet a diffrakciós limitig korrigálni.

3.31. ábra - a két irányban különböző nyalábeloszlás korrekciója hengerlencsés, illetve prizmás kivitelben

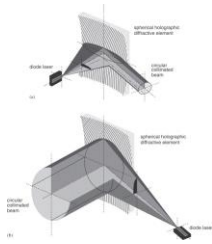




Anamorphic Prism Beam Correction

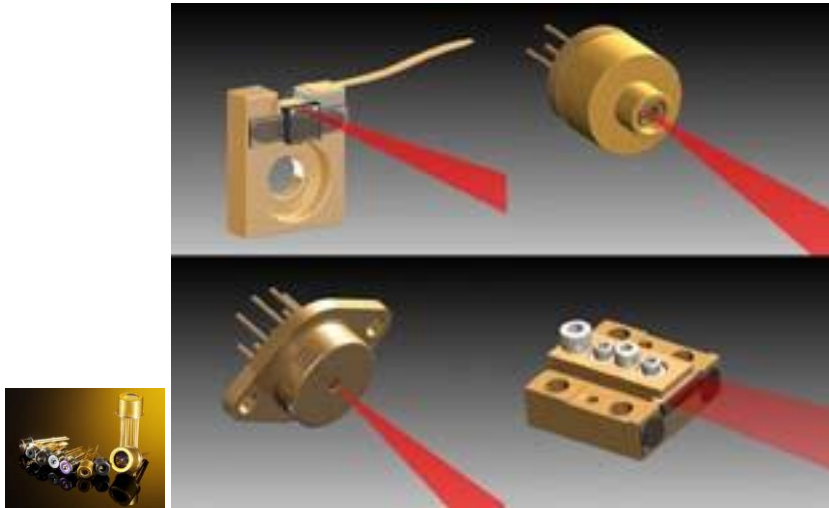
Egy újkeletű megoldás konkáv holografikus ráccsal korrigálja a kétféle divergenciát:

3.32. ábra - Holografikus konkáv rács asztigmias leképezésével korrigált dióda lézer nyaláb

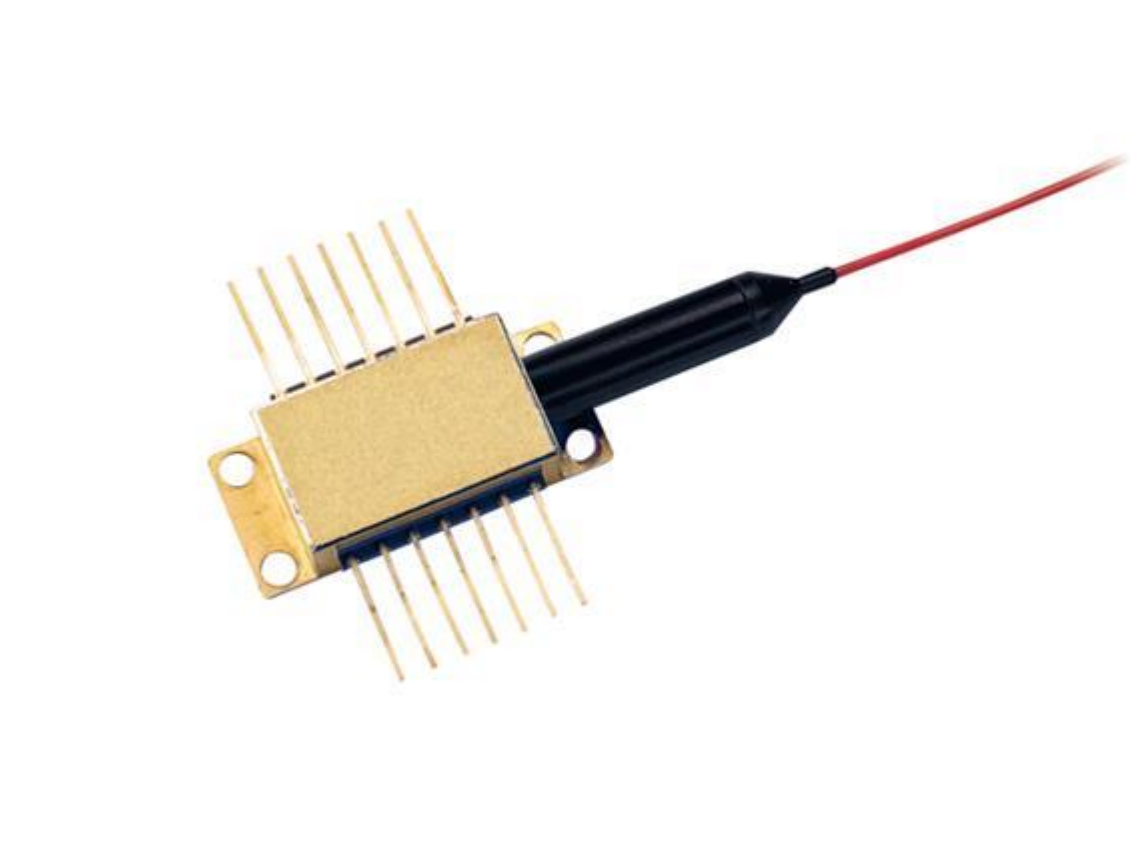


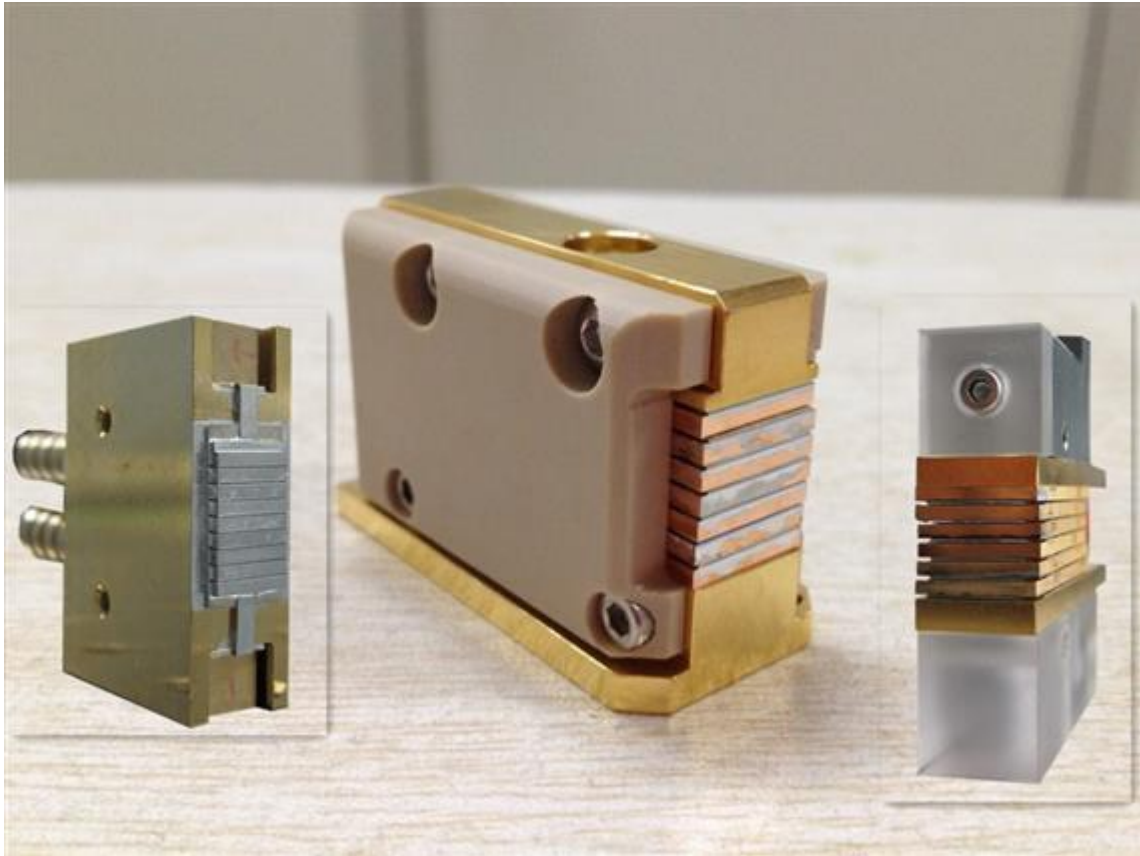
Kérdése ebben az esetben a rendszer eredő vesztesége (és költsége).

A lézer diódák szokásos kiviteli formái, tokozásai láthatók az alábbi ábrán.



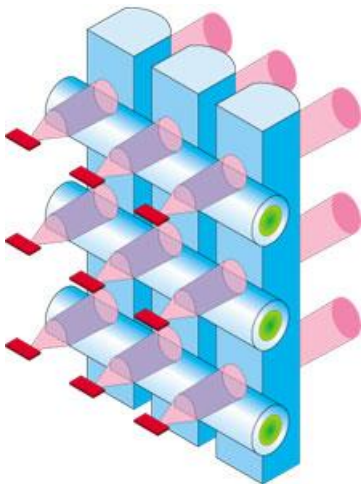
3.33. ábra - Különböző tokozású dióda lézerek

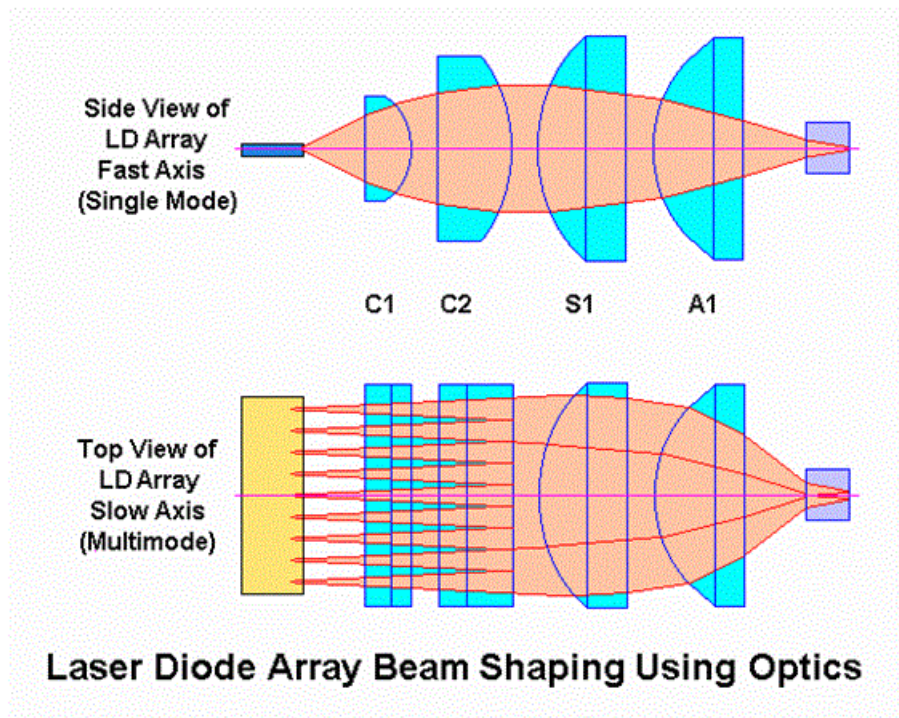




Az utóbbiak (az ún. „array”, „diode bar”) valójában szorosan egymás mellé helyezett diódák sora, egyenként ugyanolyan aszimmetrikus nyaláb lép ki, együtt meg még nehezebben kezelhető. Ennek például üvegszálba fókuszálása további problémákat rejt. Lehet egy hengerlencse mátrixal egyenként párhuzamosítani, illetve egy mikrolencse mátrixal (C1), hengerlencsével (C2) és szférikus lencsék (S1, A1) kombinációjával újra fókuszálni.

3.34. ábra - Lézer dióda array nyalábjainak korrekciója, fókuszálása üvegszálba

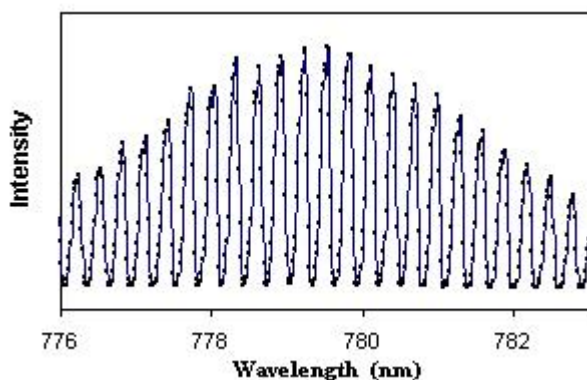




Noha a Bragg-reflektoros (DFB, elosztott visszacsatolású) dióda lézereket gyártják legnagyobb (több milliárdos) példányszámban, gyakran szükség van keskenysávú, hangolt vagy Gauss keresztmetszetű TEM₀₀ módusú nyalábra.

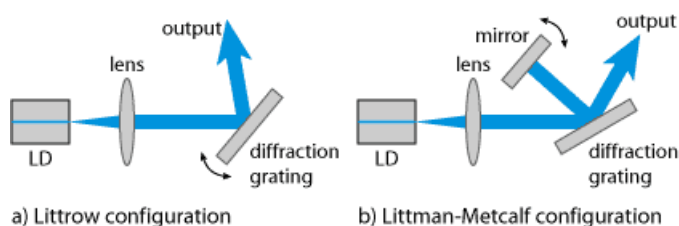
Ehhez külső rezonátort kell építeni. Ebben az esetben az egyik lapjára zárótükröt rétegeznek, vagy Bragg-struktúrát alakítanak ki. A másik lapra pedig anti-reflexiós réteg rendszert párologtatnak, hogy a parazita rezonátor (Fabry Perrot longitudinális módusok, lásd az alábbi ábrát) ne alakuljanak ki.

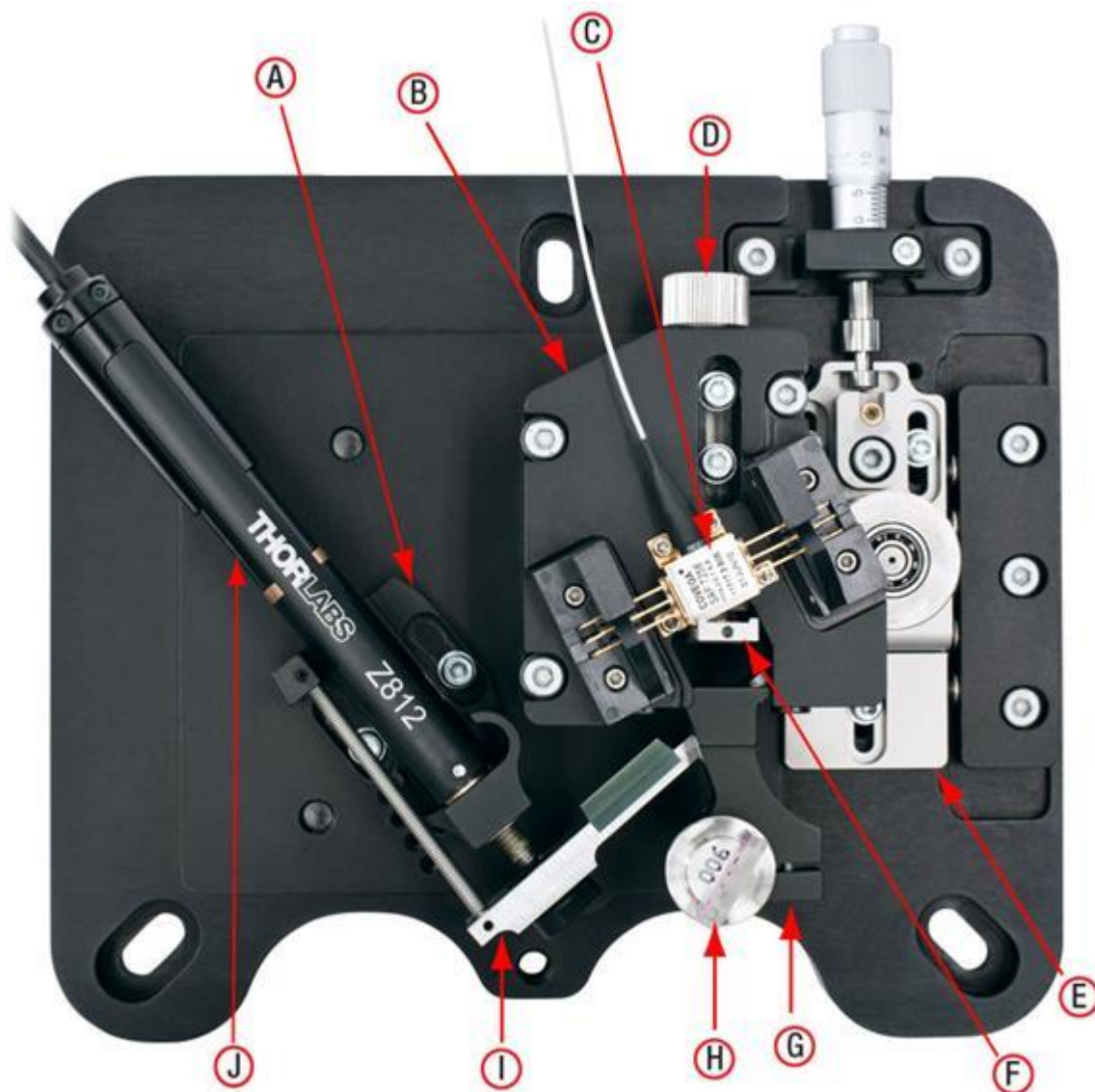
3.35. ábra - A kristály véglapjairól való visszaverődés okozta Fabry-Perrot interferencia (longitudinális módusok)



A hullámhossz szelekciót általában reflexiós optikai rács beiktatásával érik el.

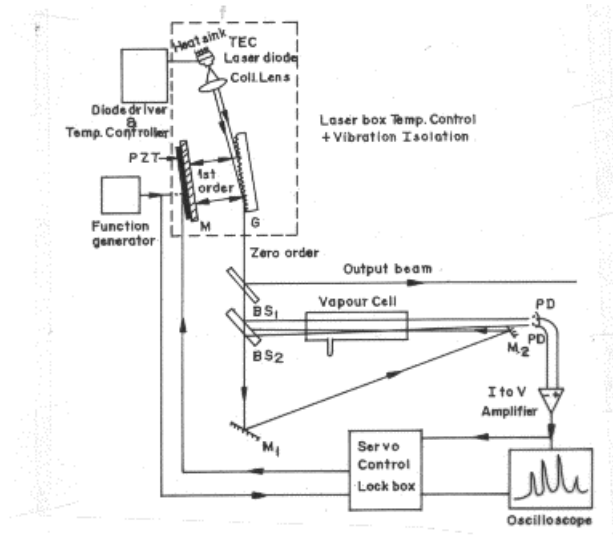
3.36. ábra - Külső rezonátoros hangolás megoldási változatai





Ultrakeskeny sávú lézerhez a nemlineáris telítődő abszorpció jelenségét használjuk ki. A lézer kijövő nyalábja útjába elhelyezünk egy pl. Ru gőzt tartalmazó cellát, majd az áthaladt nyalábot szembe küldve visszairányítjuk. Csak a tengelyre pont merőlegesen repülő a Rb atomok képesek a cellában mindkét irányba haladó rezonáns fotonokkal kölcsönhatásba lépni, a Doppler – effektus miatt a többi atommal nem. Az abszorpció spektrumában megjelenik az ún. Lamb-lyuk, a (nyugalomban lévő Rb atom rezonancia vonalán telítődő abszorpció, önindukált átlátszóság). Ezt használjuk ki a lézer hullámhosszának stabilizálására.

3.40. ábra - Külső Lamb-lyuk stabilizált, súrlódó beesésű ráccsal hangolt dióda lézer rendszer



3.41. ábra - Lamb-lyuk a Rb Doppler kiszélesedett spektrumában



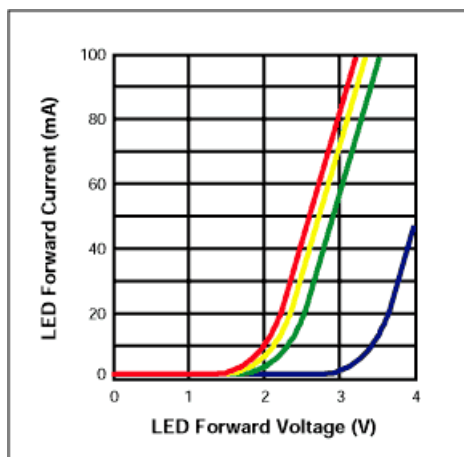
Ha ettől eltérő hullámhosszat szeretnénk, a különbségi frekvenciával moduláljuk a lézer gerjesztő áramát, ezzel fényben is amplitúdó modulációt (AM) keltünk. Az AM jelben megjelenő oldalsávok az eredetitől éppen $\pm$ a moduláló jel frekvenciájával tér el.

Az világon legpontosabb atomórákhoz, hullámhossz standardhoz, a lézeres hűtéshez, a Bose-Einstein kondenzáció jelenségéhez ugyanilyen elvek szerint stabilizált lézereket használnak, vagyis mind az egyik legrosszabb, mind a legjobb időbeli koherenciájú lézer *dióda lézer*.

4. A dióda lézerek és LED-ek elektromos táplálása, hűtése

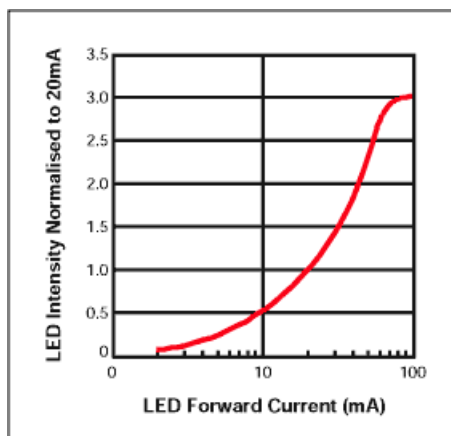
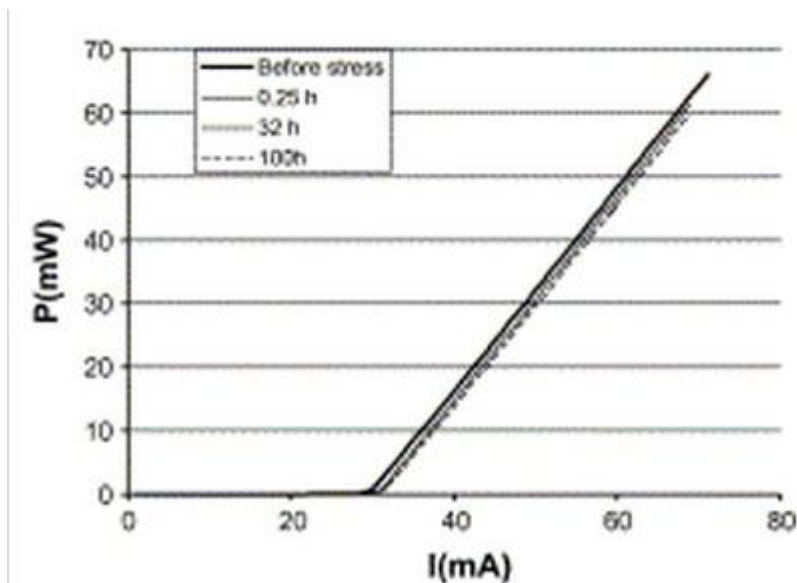
A LED és a dióda lézer (DL) elektromos szempontból egy nyitóirányú félvezető dióda. Karakterisztikájuk az - emisszió hullámhosszával szinkronban - anyaguktól függ.

3.42. ábra - Különböző anyagú (színű) LED-ek nyitóirányú $U(I)$ karakterisztikái



A nyitóirányú karakterisztika exponenciális, mint a szokásos Si, Ge diódáké, csak általában nagyobb feszültségnél nő meg jelentősen az áram.

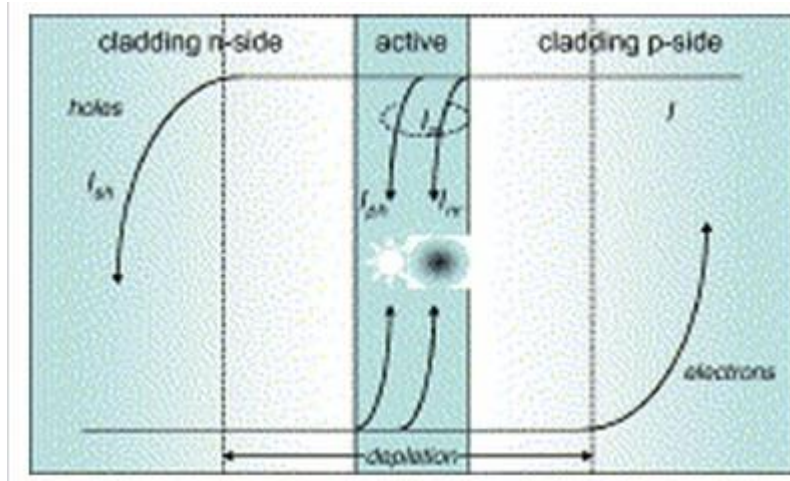
3.43. ábra - Lézer Dióda kimenő teljesítményének függése a nyitóirányú áramerősségtől (lin-lin és log-lin skálán), különböző üzemóránál



Az áram-fénytelsítmény görbe a küszöbértéktől számítva elég lineáris (a jobboldali ábrán a vízszintes, áramerősség - tengely logaritmikus léptékű!), amikor telítésbe kezd menni, az az állapot igen közel van a tönkremenetelhez („hőmegfűtés”).

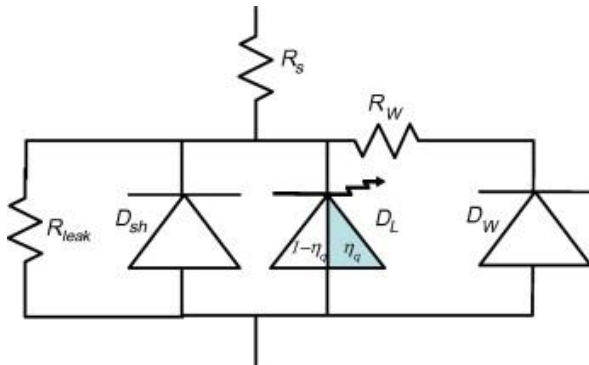
A LED-DL modelljéhez az alábbi jelenségeket vesszük számba:

3.44. ábra - A kvantum gödör szerkezetű LED áramának komponensei



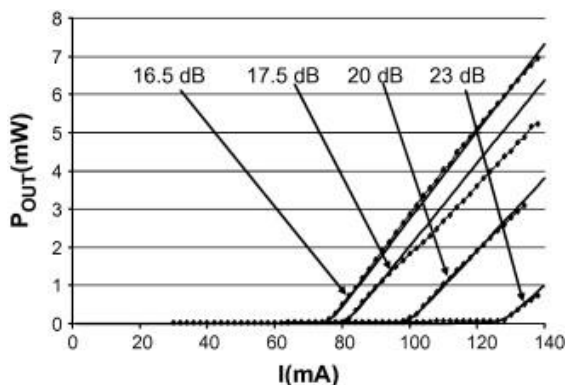
1. az aktív közegben (határátmenetben, kvantum gödörben) folyó, fotonokká alakuló áramot
2. a lyukak és az elektronok söntölő, veszteségi áramait

3.45. ábra - A LED-DL elektromos helyettesítő képe diódákkal felrajzolva



Ha csak nyitóirányú karakterisztikát nézzük, sok analízisnek nincs értelme, a kísérleti görbék mutatják a viselkedését. Természetesen jó tudni, hogy a lézer beindulásáig 100 %-ban hő keletkezik, majd a küszöbértéktől 15-30 %-ban az energia fény formájában elhagyja a réteget. A küszöbáram egy külső rezonátoros lézernél függ a rezonátor veszteségétől (dB), később indul meg a kényszerített emisszió.

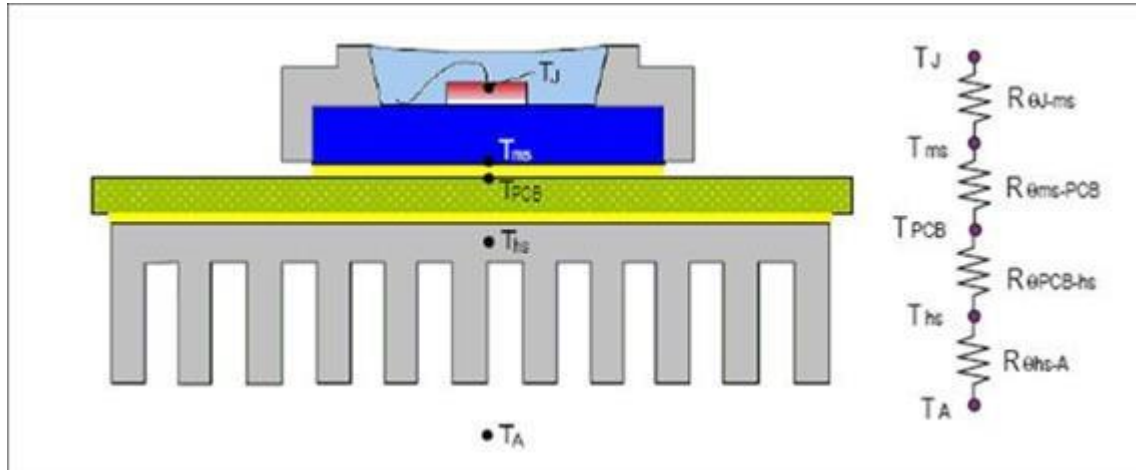
3.46. ábra - Külső rezonátoros dióda lézer küszöb karakterisztikái különböző rezonátor veszteségek esetén



Az elektromos karakterisztika nem árulja el a legfontosabb paramétert, ami a működést meghatározza, a világító réteg hőmérsékletét. Ugyanis ez nemcsak a bepumpált (és bent maradt) teljesítménytől, hanem a hűtés hatékonyságától is függ. A katalógusok általában adnak információt a LED vagy Dióda Lézer foglalatának, hűtőfelületének hőtani adatairól, vagyis kiszámítható, hogy mekkora hőfok különbség van a hűtőcsomák és a

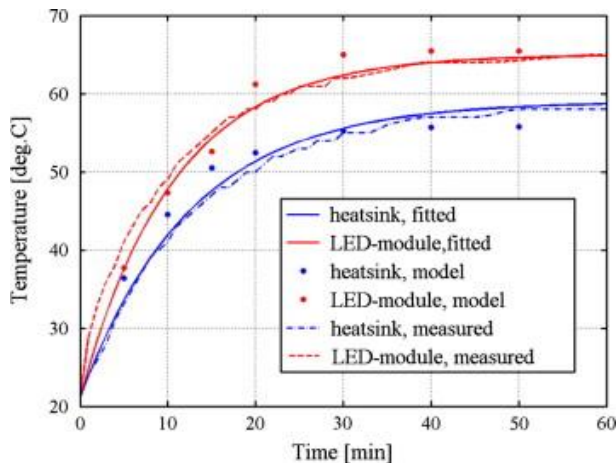
réteg között (az áramerősség függvényében). A hőtani számításokhoz az eszköz a hőáramlásra jellemző modellje:

3.47. ábra - Egy Power LED, vagy lézer dióda hőtechnikai modellje soros hőellenállásokkal



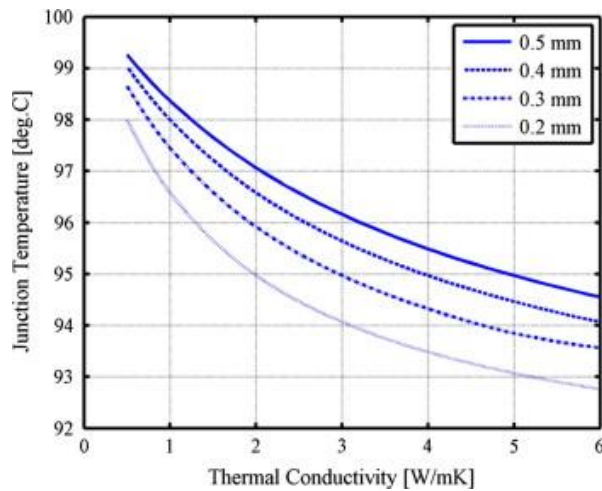
A réteg hőmérsékletét megadó karakterisztikák egyediek, az alkatrész katalógusokban találhatóak (általában).

3.48. ábra - LED modulon és a hűtőbordán mért hőmérsékletek (mért és számított) az idő függvényében



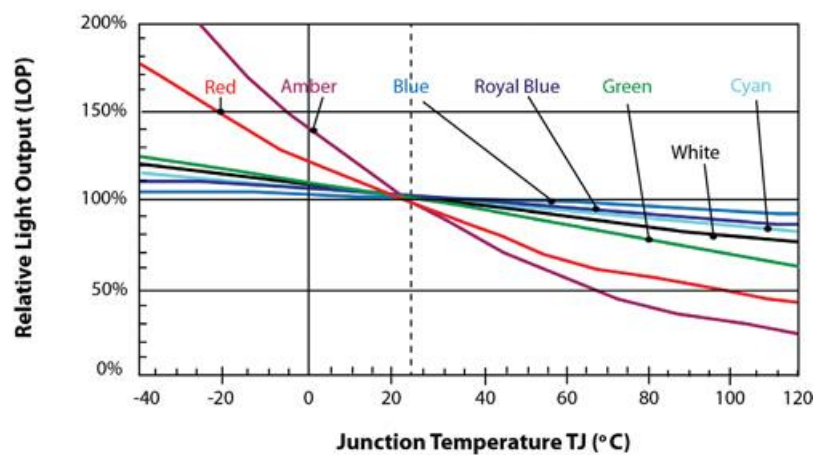
A fenti modellben nem vettük figyelembe például a hővezető zsírt, amivel a lézet és a hűtőbordát illesztjük. Alább látható ennek a jelentősége a zsír hővezető képessége függvényében néhány rétegvastagságnál.

3.49. ábra - A réteghőmérséklet és a hővezető paszta tulajdonságai (hővezető-képesség, rétegvastagság) közti kapcsolat



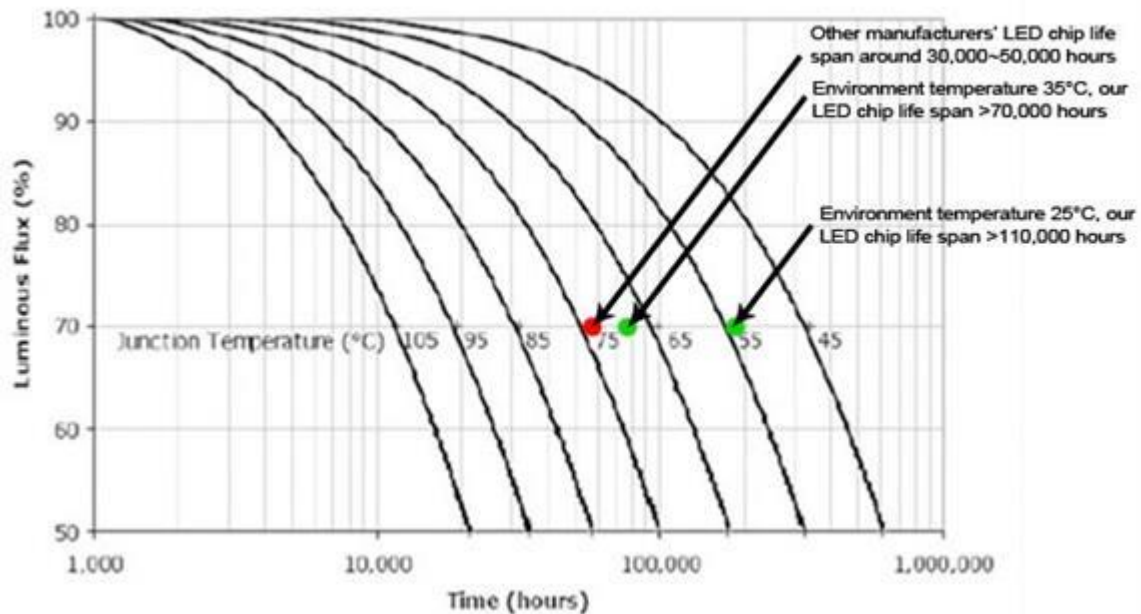
Általában a réteghőmérsékletet közvetlenül nem tudjuk mérni, csak a külső jelekből, leginkább a világítás intenzitásából következtetünk rá. A hőmérséklet-intenzitás karakterisztika a típustól (színétől) is jelentősen függ.

3.50. ábra - A fényteljesítmény és a réteghőmérséklet közti kapcsolat különböző anyagú (színű) LED-eknél



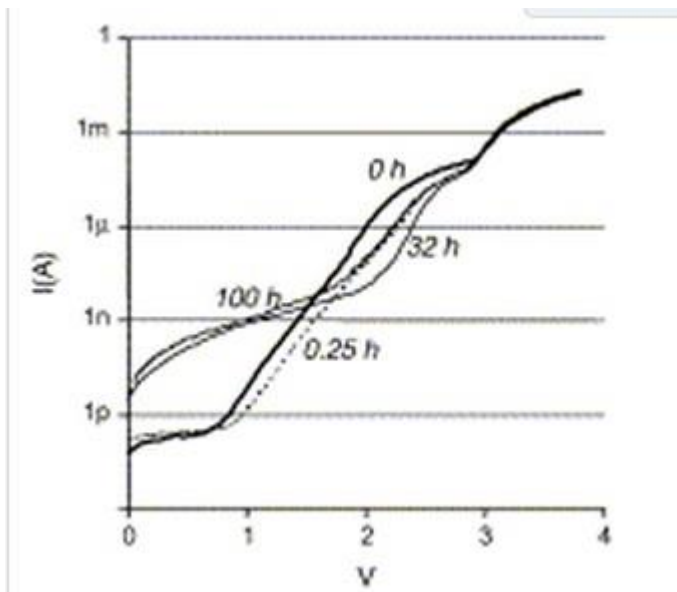
Sajnos az élettartam változás rövid távon nem mutatható ki, de ez a legnagyobb veszteség, ha a hűtés nem ideális, drasztikusan lecsökken a fényforrás élettartama.

3.51. ábra - A LED várható élettartam (a fénykibocsátás időbeli gyengülése) különböző réteghőmérsékleten



Rövid távon a küszöb alatti áram megnövekedése árulkodik a korábban stressz helyzetnek kitettségről, alább látható (fél-logaritmikus léptékben) az Áram- Feszültség karakterisztika 100 órás használat során.

3.52. ábra - Az U(I) karakterisztika kisáramú szakasza különböző üzemóra után



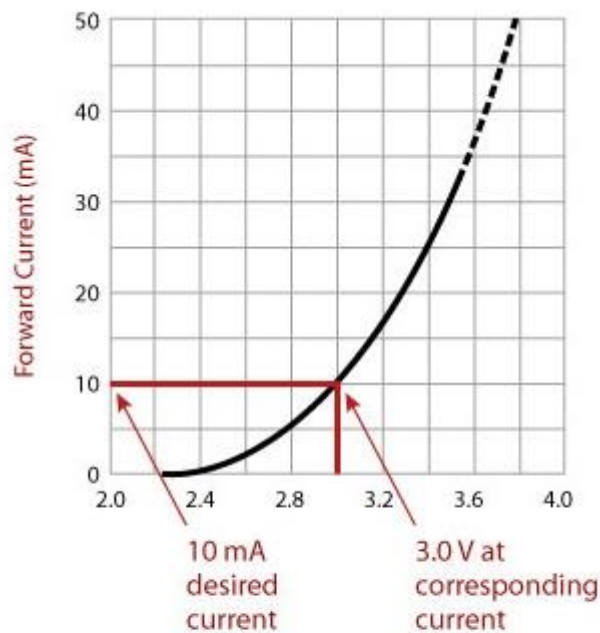
Megfigyelhető, hogy az 1 V körüli feszültségnél közel 3 nagyságrenddel nőtt az áram, ami a veszteségek megnövekedésével magyarázható.

Az elektromos táplálás – hasonlóan a gázkisülésekhez – nem lehetséges a szokásos, konstans feszültségű áramforrásokról, mivel az áramot kell korlátozni, különben magától (a felmelegedés hatására) állandó feszültségnél is katasztrofális áramnövekedés indulhat meg.

A LED/DL tehát *áramgenerátorról* táplálendő.

A legegyszerűbb áramgenerátor egy viszonylag nagyobb feszültséggenerátor és egy soros ellenállás. Amennyiben a terhelés nem sokat változik, az áram állandó marad. A soros ellenállás értéke elemi számítással kapható meg:

3.53. ábra - LED U(I) karakterisztikája munkapontjának beállítása, a korlátozó ellenállás értékének kiszámítása



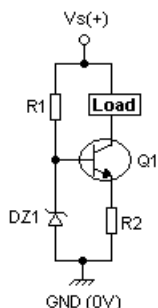
$$\frac{5 V_{\text{supply}} - 3 V_{\text{led}}}{10 \text{ mA}} = 200 \Omega$$

Annál kevésbé érzékeny a LED esetleges változásaira, minél nagyobb feszültségből indulunk ki, cserébe annál nagyobb lesz az ellenálláson maradó hőteljesítmény (erre is figyelemmel kell lenni!).

Amennyiben precízebb, stabilabb áramra van szükség, áramgenerátor kapcsolást kell készítenünk.

A legegyszerűbb szabályzókör 1 tranzisztorral az alábbi:

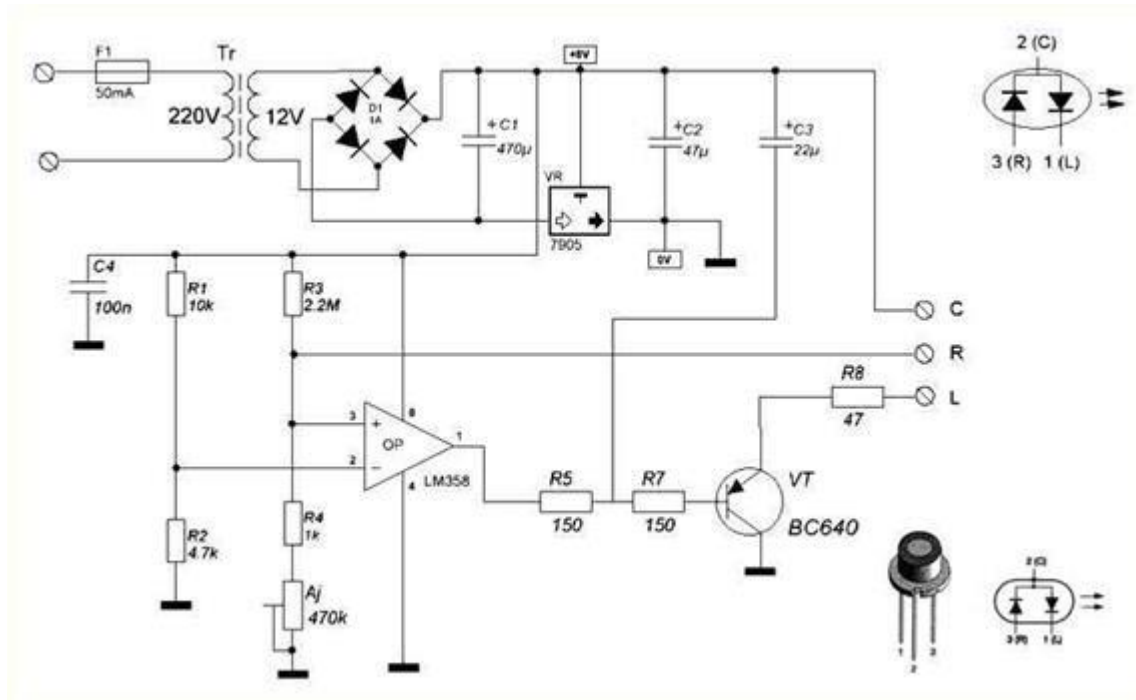
3.54. ábra - Egyszerű áramgenerátor kapcsolási rajza



A tranzisztor bázisa állandó feszültségen van egy Zeener –diódával stabilizálva, az R2 ellenálláson emiatt állandó áram van, mivel az emitter „követi” a bázist (cca. 0,5 V-al lemaradva). A tranzisztor mindig annyira nyit ki, hogy az áram legyen állandó, miközben a Load=terhelés helyén lévő LED/DL-en lévő feszültség változhat. A Vs tápfeszültségnek legalább 3 V-tal nagyobbnak kell lenni, mint a DZ1 Zeener dióda feszültsége és a LED üzemi feszültségének összege. A tranzisztor teljesítménye, vagyis a rajta hővé alakuló elektromos teljesítmény annál nagyobb, minél nagyobb a tápfeszültség, ha a határon van, vagyis 3 V körüli marad rajta üzem közben, úgy a teljesítménye és hűtés igénye megegyezik a LED/DL-ével.

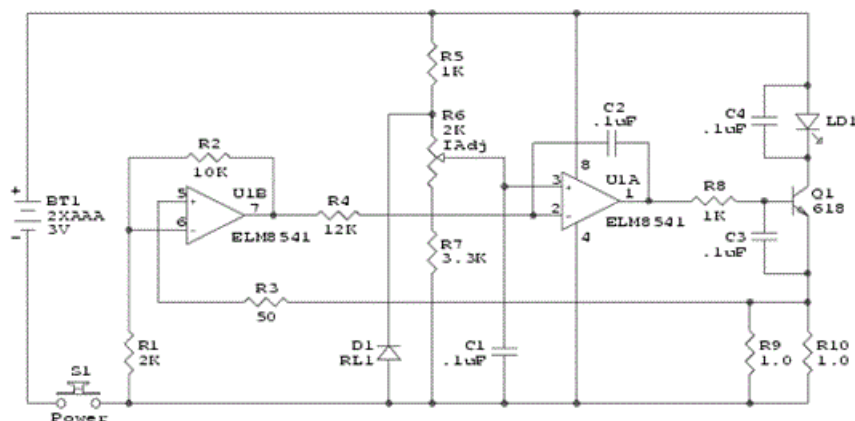
A Lézerdiódák jelentős részével egybeépítenek egy PIN fotodiódát. Gyakran úgy oldják meg a lézer vezérlését, hogy – a maximális áramon túli korlátozás megtartása mellett – a fotodióda jelét figyelik, és azt tartják egy szabályozott áramgenerátorral állandó szinten. Ennek előnye, hogy nem az áram állandó, hanem a kibocsátott fényintenzitás. Alább látható egy ilyen szabályzó kör kapcsolási rajza.

3.55. ábra - Hálózati tápegység lézerdiódához, a beépített fotodióda visszacsatoló jelére szabályozva



Hasonló áramkört építenek rá az un lézeres mutatópálcákban lévő lézerekre, csak 3 V-os telepre méretezik, nem hálózatra.:

3.56. ábra - 3V-os áramgenerátor (piros lézer mutatópálcháoz)



Green Laser Pointer Diode Driver 1

A fenti a 808 nm-es diódalézerrel gerjesztett, DPSS, 532 nm-en világító frekvencia kétszeresített YAG lézert tartalmazó „zöld mutatópálca” áramgenerátora. Az első műveleti erősítő a soros 0,5 Ohmos figyelő ellenállásról vett hibajelét felerősíti (5-szörösére), és vezérli a másik műveleti erősítőt, ami a D1 Zeener diódával stabilizált, de az R6 potencióméterrel kívülről kismértékben változtatható referencia jelhez képesti hibajelét generálja. Az

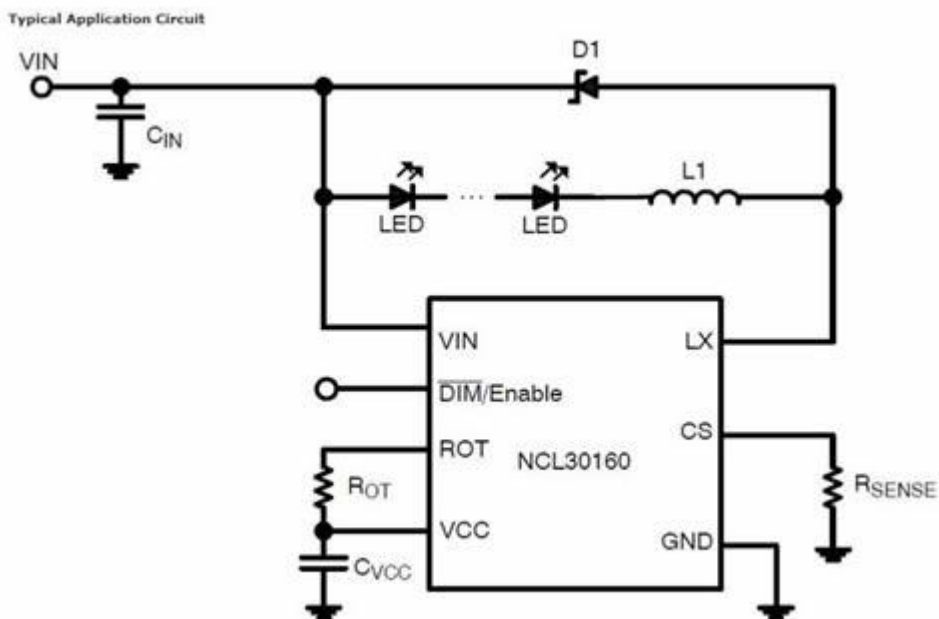
ezt átlagolja (Miller integrátor kapcsolás) és vezérli a teljesítmény tranzisztort, vagyis állandó feszültséget ad, hogy az áramgenerátorként működjön.

A lézerdiódával párhuzamosan kapcsolt 100 nF-os kondenzátor az esetleges nagyfrekvenciás zavaroktól, be- és kikapcsolási, induktív feszültséglökésektől óvja a diódát.

Itt jegyezzük meg, hogy a modern heterostruktúrák záróirányú kapacitása oly kicsi (1 pF), hogy a legkisebb sztatikus töltés, kicsiny, induktíven keletkező záróirányú töltésáramlás már feltölti akkora feszültségre (10-15 V elegendő!), hogy a határréteg átüt, a kvantum gödör beomlik, a dióda azonnal tönkremegy.

Ezért az értékesebb, nagyobb teljesítményű diódákkal párhuzamosan kapcsolunk egy záróirányú, gyors (Schottky) diódát (D1), amely számára a lézerdiódánk ellenirányú tere az nyitóirány, és söntöli, a saját nyitófeszültségénél nagyobb (0,5-1 V) nem enged, mert kinyit, levezeti a töltéseket, ezzel megvédi a lézerünket.

3.57. ábra - Schottky védődióda (D1) a záróirányú feszültségimpulzusok ellen



A leggyakrabban használt dióda lézerek és legfontosabb alkalmazásaik hullámhossz szerint:

1. **375 nm** – InGaN fluoreszcens mikroszkóphoz gerjesztő fény (pl Calcium Blue)
2. **405 nm** – InGaN Blu-ray Disc és HD DVD meghajtókban
3. **445 nm** – InGaN adat projektorokban a Hg lámpa kiváltására
4. **510 nm** – InGaN Nichia és OSRAM lézer projektorjaihoz.
5. **635 nm** – AlGaInP lézer pointer
6. **657 nm** – AlGaInP DVD meghajtó, pointer
7. **670 nm** – AlGaInP olcsó, mélyvörös lézer pointer
8. **760 nm** – AlGaInP gáz érzékelőhöz: O₂
9. **785 nm** – GaAlAs Compact Disc meghajtó, Rb atomcsapda
10. **808 nm** – GaAlAsDPSS Nd:YAG mikrosipplézer gerjesztésre
11. **980 nm** – InGaAs Yb:YAG DPSS erősítő pumpálására

12. **1064 nm** – AlGaAs fiber-optic kommunikáció, DPSS lézer gerjesztésére
13. **1310 nm** – InGaAsP,-Nfiber-optic kommunikáció
14. **1480 nm** – InGaAsP lézer erősítő pumpálására
15. **1512 nm** – InGaAsP gáz érzékelőhöz: NH_3
16. **1550 nm** – InGaAsP,-NSbfiber-optic kommunikáció
17. **1625 nm** – InGaAsP fiber-optic kommunikáció, szervíz csatorna
18. **1654 nm** – InGaAsP gáz érzékelőhöz: CH_4
19. **1877 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: H_2O
20. **2004 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: CO_2
21. **2330 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: CO
22. **2680 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: CO_2
23. **3030 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: C_2H_2
24. **3330 nm** – GaInAsSb gáz érzékelőhöz: CH_4

4. fejezet - Külső és belső fotoeffektus, PMT, MCP, PIN, APD, CCD

1. Az optikai sugárzás érzékelése

A fény (fotonok) jelenlétének érzékelése, intenzitásának mérése csak úgy lehetséges, ha az elnyelődik, eltűnik, vagyis kölcsönhat az anyaggal (elektront vált ki, felmelegíti, stb.) és eközben megsemmisül. A fény kimutatása, intenzitásának mérése együtt jár annak megváltoztatásával. Ez a viselkedés a mikrovilág sajátossága, a mérés maga is egy kölcsönhatás, amivel beavatkozunk az elemi folyamatokba.

Gyakran szükség van azonban a fény (nyaláb) intenzitásának (vagy hullámhosszának, időbeli viselkedésének) mérésére felhasználás közben, annak megváltoztatása nélkül. Ekkor úgy járunk el, hogy a fény egy kis részét kicsatoljuk egy részlegesen reflektáló üveglemezzel, amely reflexióképességét ismerjük, és az arányosság feltételezésével a kicsatolt fény méréseéből következtethetünk a fő nyaláb intenzitására. Hasonlóan közvetetten információt szerezhetünk egy levegőben haladó fénynyaláb intenzitásáról, ha mérjük a nitrogén és oxigén molekulákon való fényszórás (Rayleigh- szórás) intenzitását.

A kvantumoptika fejezetben látni fogjuk, hogy bizonyos folyamatokban keletkezhetnek egymáshoz csatolt foton-párok, amelyek gyakran eltérő irányban terjednek. Ezek egyikének detektálásával („beáldozásával”) tudomást szerezhetünk a másik foton létéről anélkül, hogy egy detektor kölcsönhatna vele. Az, hogy az egyik foton detektálásának pillanatában ennek hatására megváltozik-e a másik, „életben maradt” foton valamely tulajdonsága (kvantum állapota), még kutatás tárgya (kvantum teleportáció).

A detektorban az elnyelt foton energiája, impulzusa átalakul át egy más energiafajtvá. Általában azt a detektort részesítjük előnyben, amely közvetlenül elektromos jelenséggé (töltés, áram, feszültség) alakítja át a fényt, de gyakran ezt csak több lépcsőn keresztül érhetjük el (pl. előbb hőmérséklet változás történik, majd azt termoelektromos hőmérővel mérjük).

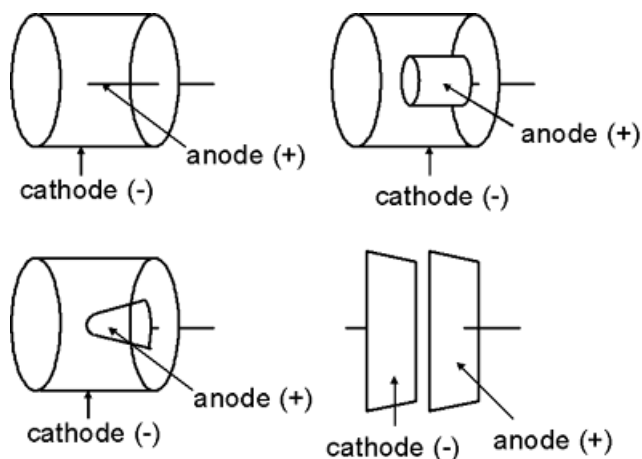
A továbbiakban - mint az optoelektronikában általában – a „fény”, az „elektromágneses sugárzás”, „foton” szavakat a teljes elektromágneses szinkép THz-től a Röntgen tartományig húzódó részén szinonimaként használjuk, a finom különbségeket külön jelezzük.

1.1. Gáztöltésű fény-detektorok

Mint láttuk, gáz halmazállapotban a „magányosnak” tekintett atom csak az elektronfelhőjének energiaszintjei különbségeinek megfelelő energiájú (frekvenciájú) fotont képes elnyelni, a többi, nem rezonáns foton számára az atom átlátszó. Ha elnyeli a rezonáns fotont, magasabb energiájú (gerjesztett) állapotba kerül, és az egész atom (nem egy elektron!) átveszi a foton impulzusát is, meglökődik. Kis idő (ns- μ s) múlva visszaugrik az alapállapotba és kibocsátja újra ugyanazt az energiájú fotont. Ez a jelenség önmagában nem használható detektorként.

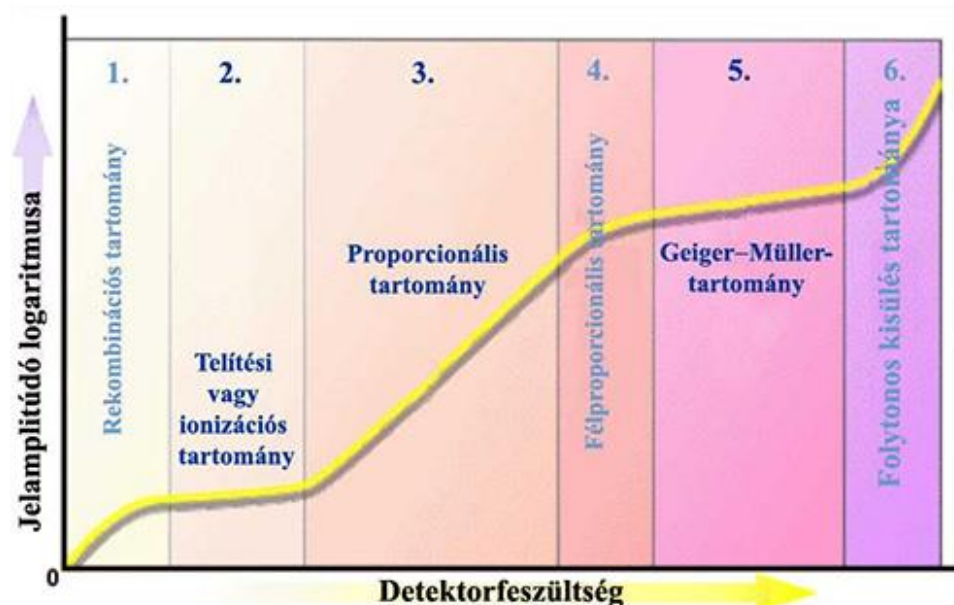
Amennyiben a foton $h\nu$ energiája nagyobb, mint az atom külső elektronjának kötési energiája, akkor az elektron eltávozik az atomról, az atom *ionizálódik*. Ezt a jelenséget a gáztérbe helyezett fém elektródákkal (a rákapcsolva bizonyos feszültséget, mérjük az áramerősséget) már használhatjuk fény-detektorként. Ennek neve **ionizációs detektor**.

4.1. ábra - Ionizációs cella konfigurációk



Az ionizációs cella alapjában igen egyszerű szerkezet, a zárt gáztérben lévő két elektróda közötti térben a rákapcsolt feszültség (és a gáznymás, azaz a szabad úthossz) függvényében különböző folyamatok mehetnek végbe, amelyeket elsősorban az áram mérésével észlelünk.

4.2. ábra - Ionizációs cella U(I) karakterisztikája



1. A viszonylag kis (1-10 V/cm) elektromos tér hatására az elektródok összegyűjtik a – bármilyen okból – keletkezett ionokat, elektronokat, amelyek azonban még menetközben rekombinálandhatnak. Nagyobb feszültség hatására hamarabb érik el az elektródot, kevesebb rekombináció történik. Bizonyos télerősségtől már a rekombináció elhanyagolhatóan alacsony, ettől kezdve az áram nem változik (2-telítési szakasz). Az áram arányos az elektron-ion párok számával.
2. A télerősség további növelésével az áram növekedni kezd, mivel az elektronok kezdenek akkora feszültségre gyorsulni, hogy képesek újabb, semleges atomokat ionizálni (3-proporcionális szakasz). Az I(U) karakterisztika jellege az elektródák alakjától is függ, mivel a télerősség a cella különböző részein – geometriai okokból – különböző, a folyamatok keverednek (egyik részen még rekombináció, a másik helyen már sokszorozás történik).
3. Bizonyos feszültségtől az ionizáció oly mértékű, hogy önfenntartóvá válik, vagyis már egyetlen elektron-ion pár megindítja a sokszorozódást, amely akkora áram impulzust idéz elő, amely „rövidzárt” jelent a tápfeszültség forrásnak. Ezt elkerülendő, egy nagy korlátozó ellenállást kapcsolnak sorba a cellával, az ellenálláson eső feszültség lecsökkenti a cellára jutó feszültséget, azaz megáll a sokszorozódás (kioltja az ívet). Mivel a cella anód-katód elektróda párja más oldalról nézve egy kondenzátor két fegyverzete, az ezen lévő töltést „süti ki” az ionizálódott gáz, egy nagy (pár 100 V-os) 1-10 μ s széles impulzust keltve. Ez a

Geiger-Müller tartomány (5). A jel tehát nem arányos az ionizáló sugárzás intenzitásával, csak az impulzusok száma lehet arányos, a holt idők - a cella ismételt feltöltődéséhez szükséges idő (tipikusan 100 μ s) - figyelembevételével.

4. Noha az ionizációs detektort a tudomány igen széles területén használják (elsősorban radioaktív sugárzás detektálására, nyomásmérőkben, gáz-, folyadék kromatográf érzékelőnek), fény detektorként csak az UV-Röntgen tartományban jöhet szóba, ahol a foton $h\nu$ energiája nagyobb a gáz ionizációs energiájánál. Emellett gondot okoz a cellába vezetni a fényt (átlátszó ablak), és a ritka gáz kevésbé abszorbeál. A keletkező ionáram ezért rendkívül kicsi, a detektor érzéketlen, a gyakorlatban csak kevés helyen alkalmazzák.
5. Amennyiben az ionizációs cellát a folytonos (ködfény) kisülési tartományban használjuk, az ionizáció-rekombináció egyensúlyába külső fény besugárzással be tudunk avatkozni. Noha korábban, az a) pontban kijelentettük, hogy a fénnel történő atomi gerjesztett állapotok létrehozása közvetlenül nem használható fény detektorként, a kisülésben azonban a rezonáns besugárzás hatására a magasabb, gerjesztett állapotba került atomok 1-3 eV-al kisebb energiával ionizálhatók. Így a kisebb energiájú elektronok is képesek ionizálni, megnő az ionizáció valószínűsége, azaz a plazma vezetőképessége. Ezt áram növekedésként, vagy (áramgenerátoros táplálásnál) feszültség csökkenésként mérhetjük. A jelenség neve **optogalvanikus effektus**. Ezen alapulnak azok a hullámhossz szelektív detektorok, amelyeket például festéklézer hangolásokor etalonként használhatunk, vagy ismeretlen gáztöltés minőségi analizist végezhetjük el (a plazma nemlinearitása miatt kvantitatív analizist csak óvatosan, belső etalonokkal végezhetünk). A szelektivitása és a viszonylag kis érzékenysége miatt csak speciális alkalmazásai vannak.
6. Ha – a többnyire nemesgáz - atomok helyett molekuláris gázokat töltünk az ionizációs cellába, kisebb energia kvantumokkal, nagyobb hullámhosszaknál is használhatnánk, de a molekulák irreverzibilis degradációja (disszociációja) elrontja a detektor megbízhatóságát, kémiai analízisre viszont kiváló.

1.2. Kondenzált anyaggal való kölcsönhatásokon alapuló fény-detektorok

Kondenzált közeg (folyadék, szilárd test) is elnyeli a fényt, de ez szerencsére kevésbé rezonáns (általában). Az elnyelt energia az anyag szerkezetétől függő kölcsönhatásokban vesz részt, sok esetben a végeredmény az, hogy az elnyelt fény az anyag *hőmérsékletét növeli*.

Folyadék halmazállapotbeli anyaggal működő fény-detektorokat általában nem használunk. Előfordul azonban, hogy a mérendő sugárzás hullámhosszára nincs jó detektor, ezért egy gerjesztés-fluoreszcencia folyamattal átranszformáljuk a fényt más hullámhossz tartományba. Ezeket az anyagokat – ebben a viszonylatban – **szcintillátoroknak** nevezzük. Egyes esetekben ezek lehetnek átlátszó oldószerekkel készített oldatok is. Az oldott anyag hasonlóan viselkedik, mint egy gáz halmazállapotbeli molekula, csak az oldószer molekuláinak kölcsönhatása miatt szélesebb sávban abszorbeál és emittál. Azokat használjuk, amelyek a kérdéses hullámhossz tartományon jól abszorbeálnak és nagyon jó hatásokkal fluoreszkálnak. A konvertált fluoreszcencia fényt aztán más – pl. látható tartománybeli - detektorral mérhetjük.

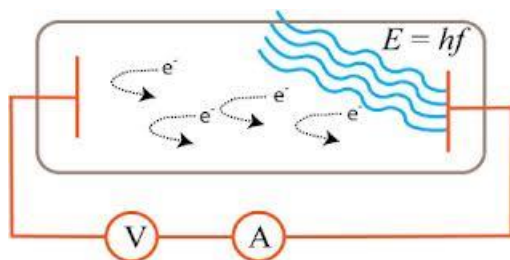
A szilárd testekkel való kölcsönhatás lehet felületi és térfogati, az anyag lehet fém, félvezető, vagy szigetelő, a mérettartományt tekintve makro, illetve mikro-, nano-struktúra.

1.2.1. Külső fotoeffektus fémeken (fotocella)

Az alapjelenség az, hogy vákuumban egy fémfelületet fénnel megvilágítva abból elektronok lépnek ki. Ezt külső fényelektromos hatásnak nevezzük.

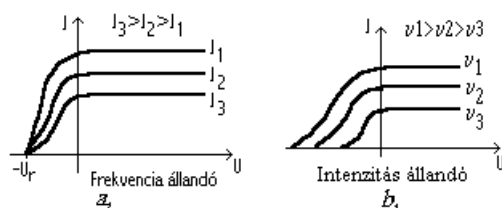
Az ezt realizáló eszköz a **fotocella**, amelyben nagyvákuum van, és a megvilágított elektródán („fotokatód”) kívül még egy elektróda van, a pozitív feszültségre kapcsolt anód. A két elektróda közé tehát feszültséget kapcsolunk azért, hogy a katódból kilépő elektronokat az elektromos tér az anódhoz irányítsa. A fotocellán a besugárzástól függő áramot mérhetünk.

4.3. ábra - Fotocella sémája ellentér esetén (az anód negatív)



A jelenség sajátossága, hogy egy adott katód anyag esetén csak egy bizonyos értéknél rövidebb hullámhosszú (kékebb) fény vált ki elektront, az ennél pirosabb fény intenzitásának növelése sem eredményez fotoáramot. Ráadásul a kilépő elektron sebessége, mozgási energiája ($\frac{1}{2}mv^2$) csak a megvilágító fény színétől és a katód anyagától függ, a fény intenzitásától nem (a fenti ábrán látható ellentér módszerrel volt mérhető).

4.4. ábra - Fotocella karakterisztikái a) ugyanazon hullámhossz/különböző intenzitás, b) ugyanaz az intenzitás/különböző hullámhossz



A jelenségre Einstein adott magyarázatot 1905-ben, ezért a munkájáért kapta meg a Nobel-díjat később.

Einstein szerint az egyes elektronok az elektromágneses sugárzásból csak $E = h\nu$ (ahol a h a Planck-állandó, ν az elektromágneses sugárzás frekvenciája) nagyságú energia egységeket vehetnek fel energiát – hasonlóan, mint a Planck által 1900-ban publikált fekete test sugárzási törvény esetében -, ezt az energia csomagot *fénykvantumnak*, *fotonnak* nevezte.

A kölcsönhatásban tehát az elektromágneses tér egy foton-nyi energiát átad a fémbe lévő kvázi-szabad elektronnak. Ha a besugárzás hullámhossza elég rövid - azaz a foton energiája elég nagy - úgy az elektron energiája nagyobb lesz, mint a fotokatód anyagára jellemző u.n. *kilépési munka* (A), és az elektron kiszabadulhat a fémrácsból, és kiléphet a vákuumba, a szabad térbe. A híres Einstein- egyenlet:

$$\frac{m \cdot v^2}{2} = h \cdot \nu - A$$

A külső fényelektromos hatást először fém felületeken észlelték, de kísérletileg kimutatható más anyagi felületen is (pl. félvezető, folyadék).

Az a leghosszabb hullámhosszúságú sugárzás, mely adott katódból elektront tud kiváltani, a katód anyaga (és annak szerkezete) határozza meg. Azt, hogy egy adott hullámhosszú sugárzás mekkora hatásfokkal kelt fotoelektront, ezen kívül a fotokatód anyagának reflexiója (abszorpciója) is befolyásolja. A fotokatód kvantumhatásfoka definíció szerint

$$\eta = \frac{n_e}{n_f}$$

ahol n_f a besugárzó fény fotonszámban kifejezett teljesítmény sűrűsége ($A/h\nu$, $1/\text{cm}^2$), n_e az időegység alatt kiváltott elektronok száma.

A mérhető fotóáram:

$$I = (1 - R) \eta \cdot q \cdot \frac{\phi}{h \cdot \nu}$$

ahol R a katód optikai reflexiója, η a fotokatód kvantumhatásfoka, q az elektron töltés ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C), (J/cm^2) pedig a fény intenzitása erőssége.

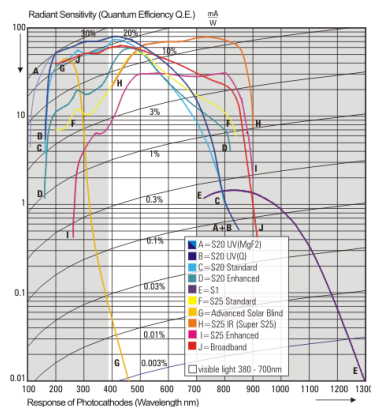
Az elmúlt több, mint 100 év alatt számos fotokatód anyagot fejlesztettek ki, a fő cél a minél nagyobb hatásfok és a lehető legszélesebb spektrális tartomány, különösen a vörös és infravörös sávokra való kiterjesztés. A spektrális érzékenységet alapvetően 3 dolog befolyásolja:

1. az elektronnak a katód anyagából való kilépési munkája,
2. a katód felület reflexiójának (esetlegesen transzmissziójának) hullámhosszfüggése,
3. a vákuumcső üvegének optikai transzmissziója (abszorpciója).

A fotokatód maximális kvantumhatásfoka - amit eddig el tudtak érni - 0,5 körül van.

Az első igazán bevált típus oxidált ezüst felületén adszorbeált céziumból (Ag-O-Cs) állt. Ezt nevezik S-1 típusú katódnak. Hosszú időn át ez volt az egyetlen katódtípus, mely a vörös és infravörös színek tartományában is érzékeny.

4.5. ábra - Fotokatód típusok spektrális érzékenysége



A másik fotokatód anyag család cézium-antimonidot tartalmazott, ennek különböző változatai az ultraibolya és látható színek tartományában érzékenyek (S-4 ... S-11).

Nagy csoportot alkotnak az ún. trialkáli fotokatódok (Cs-Na-K aktív adalékkal), pl. S-20, mely a teljes látható színek tartományában érzékeny.

Minél hosszabb hullámhosszokon érzékeny a fotokatód, annál nagyobb az esélye a termikus emisszióknak, ugyanis a katódból az elektronok szobahőmérsékleten termikus gerjesztés hatására is ki tudnak lépni. Ez a sötétáram, amit a katód hűtésével lehet csökkenteni.

A legújabb infravörösben is érzékeny fotokatód típusok GaAs alapra készülnek, nagy kvantum hatásfok (GaAsP, 50 %) mellett a termikus emissziójuk kicsiny.

A fotocellák gyakorlatban használatos típusaiban a vákuumra leszívott üvegbúrában lévő hajlított katódlemez belső felületét vonják be a fotokatód speciális anyagával. Az anód egy drótszál (néhány kivitelnél gyűrű- vagy rács alakú), hogy a beeső sugárzást lehetőleg ne árnyékolja, de jó hatásfokkal gyűjtse be a fotoelektronokat. Az elektromos áramkör egyszerű, feszültségforrást és egy többnyire nagy (1-10 MOhm) munkaellenállást tartalmaz, hogy a kicsiny pA nagyságrendű fotoáram mérhető feszültséget (mV) szolgáltatson.

4.6. ábra - Fotocellák



A fotocella áram-feszültség karakterisztikája olyan, hogy viszonylag alacsony (10-20V-os) anód-katód feszültség már telítésbe viszi az elektronáramot, az anódfeszültség további növelésével nem nő az áram (valamennyi fotoelektront begyűjtöttünk). A fotocella ekkor elektromos szempontból egy változó áramú áramgenerátor.

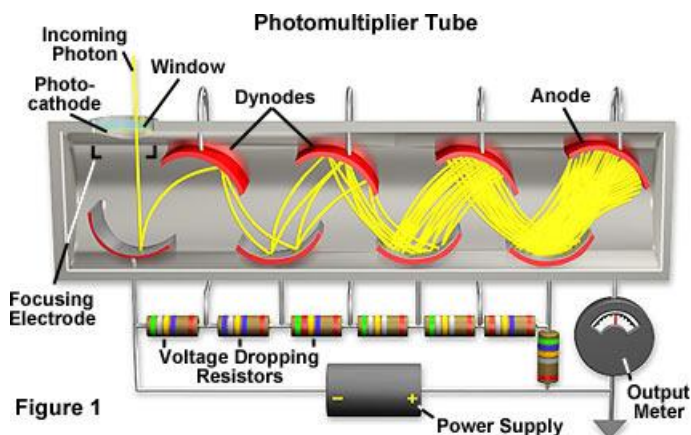
Régebben hasonló szerkezettel de gáztöltéssel is készítettek fotocellákat, melyeknél nagyobb feszültséget (100-150V) kapcsolnak az anód és katód közé. A katódból kiszabaduló elektronok az elektromos térben gyorsulnak, a gáz atomokba ütközve azokat ionizálják, és szekunder elektronokat hoznak létre. A gáztérben való elektron sokszorozódás a keletkező fotoáram sokszorozódását hozza létre, és az anódáram az eredeti fotoáram sokszorosa (50-100 szorosa) lehet. Mivel az erősítés erősen függ a rákapcsolt feszültségtől, a gáztöltésű fotocella nemlineáris, ami korlátozza a felhasználhatóságát. A gáztérben való ütközéses szekunder-elektron keltéssel (lásd ionizációs cella, proporcionális szakasz) nagyobb erősítést nem lehet elérni. Ha a belső sokszorozás meghaladja a 100 körüli értéket, a rendszer könnyen instabillá válik, és önfenntartó gázkisülés lép fel.

1.2.2. Fotoelektron-sokszorozó (Photo Multiplier Tube, PMT)

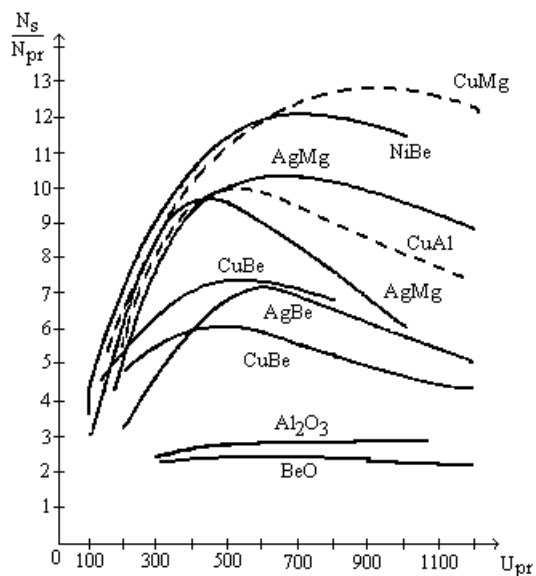
Sokkal kézben-tarthatóbb elektron-sokszorozást érhetünk el, ha a fotókatód és az anód közé további elektródákat helyezünk el, melyekbe a nagy sebességű elektronok beleütközve onnan váltanak ki szekunder elektronokat. Ezeket a szekunder emissziós elektródákat dinódának nevezzük. Az egymást követő dinódákat egyre nagyobb pozitív feszültségre kapcsolva a kiváltott szekunder elektronok a következő dinódára csapódnak be, ott újból szekunder elektronokat váltanak ki, és így tovább. Ahhoz, hogy az elektronok jó hatásfokkal ériék el az első dinódát, a fotókatód és az elektronsokszorozó rész közé fókuszáló elektródát (vagy elektródákat) szoktak helyezni.

A dinódák számára az egyre pozitívabb feszültséget az ellenállás osztólánc segítségével hozzuk létre. A dinódák közötti gyorsító feszültséget 80 - 250 V között szokás megválasztani, egy-egy dinódán létrejövő sokszorozás ennek a gyorsító feszültségnek meredek függvénye, ezért a teljes osztólánc feszültséget (U_n) igen jól, ($10^{-4} \dots 10^{-5}$) stabilizálni kell.

4.7. ábra - Fotoelektron sokszorozó működése

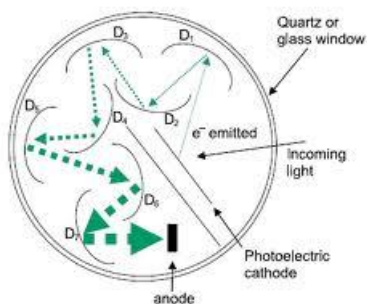


4.8. ábra - Dinóda anyagok sokszorozási tényezője a feszültség függvényében



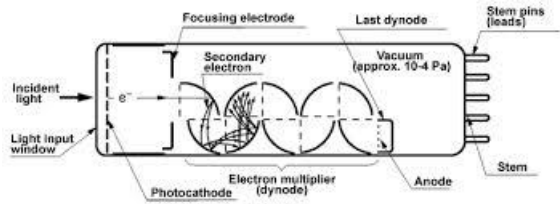
A dynódákat többféle geometriával lehet összeállítani. Az egyik változat az oldalablakos, amelyben a katódról hagyományosan reflexiósan lépnek ki az elektronok.

4.9. ábra - Oldal-ablakos PMT és a dinóda konfiguráció sémája



A másik típus a végablakos cső, amelyben a katód a végablak belsejére van párolgatva nagyon kis vastagságban (félíg áteresztő), az elektronok a beeső fénnel ellentétes oldalon, azzal egy irányban lépnek ki.

4.10. ábra - Végablakos PMT és a dinóda konfiguráció sémája



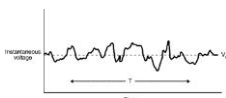
A PMT erősítése a nagyfeszültséggel meredeken változik, 1 %-os nagyfeszültség változás mintegy 10 %-os érzékenységváltozást hoz létre.

Az anódba (és a dinódákba) becsapódó elektronok az elektródát melegítik, ha a megengedett maximális anóráramnál nagyobb áram folyik a csövön, úgy az azt tönkreteszi. A PMT-vel igen gyenge fénysugárzás mérhető. Optimális üzemmód a szem számára alig érzékelhető szintnél van. Ezért gondosan kerülni kell, hogy a csövet átlagos szobai megvilágítás érje (ha nagyfeszültség is a csövön van), mert azonnal tönkremegy, a dynódák felületéről „leég” a szekunder emissziós réteg, „megvakul”.

Egy 10 dinódás fotoelektron-sokszorozóban, ha a fokozatonkénti sokszorozás 5-6 körüli érték, 10 millió-szoros belső erősítést érhetünk el. Ezzel már egyetlen fotoelektron által kiváltott elektron lavina mérhető, 10-100 mV-os impulzust hoz létre az adódon. Azt szoktuk mondani, hogy „fotont számlálunk” (noha csak az egyes fotoelektront detektáljuk).

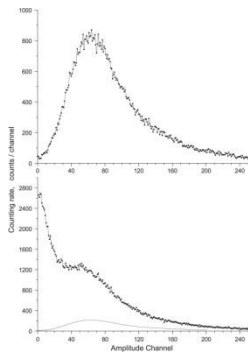
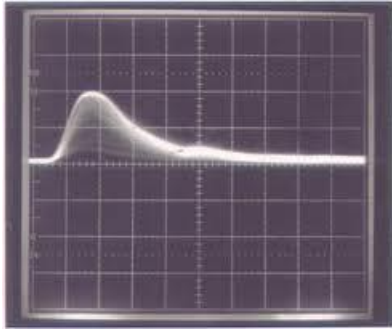
Gyenge, folytonos fény mérésekor az egyes elektronlavinákhoz tartozó impulzusok összemosódnak, látszólag egyenáramot mérünk. Nagyobb időfelbontással (pl. 400 MHz-es sávzélességű oszcilloszkóppal) azonban már jól láthatók a fotoáram fluktuációi.

4.11. ábra - Fotoáram fluktuáció a ns-os időskálán



Még kisebb fény mérésekor az egyes fotoelektronok által keltett impulzusok egyenként láthatók, véletlenszerű (Poisson eloszlásnak megfelelő) követési idővel. Az egyes impulzusok amplitúdója nem egyenlő, noha azt várhatnánk, ha stabilizáljuk a dynódák feszültségeit. A sokszorozási tényező is statisztikus folyamat, hol 5, hol 6 elektron lép ki, és ez sokszorozódik tovább, jelentős fluktuációt okozva. Ráadásul a dynódákból is kiléphetnek termikus emisszió okán elektronok akkor is, amikor nincs bejövő fény. Ez ugyanúgy erősödik, mintha fotoelektron lenn. Attól függően, hogy az anódhoz, vagy a katódhoz közeli dynódáról indul, 10 milliószorosra, vagy 6-szorosra, vagy bármilyen köztes értékre erősödhet fel. A zajnak az amplitúdó spektruma tehát folytonos, alacsony értéknél (nullához közel) van a maximuma, míg a szigorúan egy fotoelektron által kiváltott elektronlavina eloszlása meghatározott helyen van. Egyes esetekben látható az eloszlásfüggvényen a 2 egyidejű fotoelektron által kiváltott nagyobb impulzus csúcsa is.

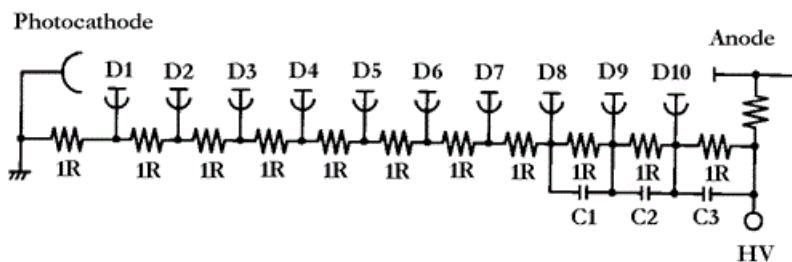
4.12. ábra - Egyfotoelektron jel amplitúdó fluktuációja és annak eloszlásfüggvénye



Az egyes fotoelektronokhoz rendelhető impulzusok időbeli szélességét az alábbi tényezők befolyásolják:

4. A PMT geometriája, vagyis az egyes elektronpályák befutásához szükséges időtartamok mennyire különböznek (jellemzően 1 ns körül van a szórás).
5. A ns-os időskálán az elektromos impulzus már hullámterjedési jelenségeket mutat, visszaverődik, szétkenődik a kábel diszperziója miatt. Ennek csökkentésére mind a PMT anódjától való kivezetést, mind az elektromos mérőkészüléket (oszilloszkóp, analízátor, diszkriminátor) illeszteni kell a kábel hullámimpedanciájához (ami legtöbbször 50 Ohm).
6. A PMT linearitásának sérülése (telítődés) is befolyásolja az impulzusalakot. Ennek elkerülésére az erősítést a nagy impulzusok alatt (ns !) is állandó értéken kell tartani, mert a feszültségosztó ellenállás osztóból az anódhoz jelentős áram folyik, és beavatkozás nélkül lecsökken a dynóda feszültség, ezzel együtt az erősítés. Ennek kompenzálására kondenzátorokat (C1, C2, C3) kapcsolunk párhuzamosan az utolsó dinódák (D8-10) feszültségét beállító ellenállásokkal, a csúcsáramokhoz való töltéstartalék tárolására.

4.13. ábra - PMT osztólánc nagyáramú, nagyfrekvenciás stabilizálása



Nemcsak az egyes fotoelektron jel időbeli szélességének célszerű kicsinek lenni (hogy minél szaporábban tudjunk impulzusokat detektálni), hanem fontos, hogy a beérkező fényimpulzus (akár pikoszekundumos időbeli lokalizációval) és az elektromos impulzus közti késés kicsi legyen, és állandó.

A minőségi jellemzők egyik legfontosabbika az eszköz zaja, amit impulzus/s egységekben szokás megadni. Jellemző értéke szobahőmérsékleten 100-200impulzus/s (az egyfoton csúcs amplitúdó tartományán mérve), lehűtve -20 C fokra lecsökkenthető 10-20 imp/s -ra.

Ha 2-5 ns időbeli feloldással képesek vagyunk az impulzusokat számlálni (ez folytonosan 200-500 MHz) és a zaj fluktuációja ± 5 imp/s, a *fotonszámlálási technikával 10^8 dinamikus tartományon lehet szigorú linearitás mellett fény intenzitást mérni.*

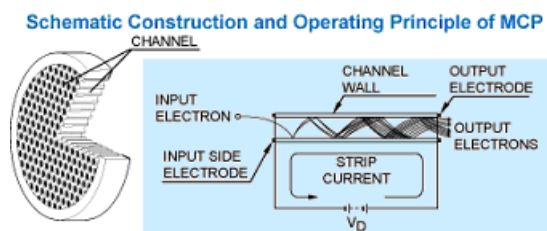
A fotoelektron-sokszorozó tehát mind egyenáramú üzemmódban, mind ún. „fotonszámláló” üzemmódban is működhet, és ma - a félvezető detektorok korában - is nélkülözhetetlen eszköz.

1.2.3. Csatornalemez erősítő (MCP, micro channel plate)

A fotoelektron-sokszorozó elvét felhasználva (vákumban felgyorsított elektron speciális felületű anyagba ütközik, ahonnan szekunder elektronokat vált ki, majd ezek tovább gyorsulva ismét becsapódnak, újabb elektronokat keltnek, és így tovább, ..., lavina szerűen folytatódik a folyamat) a mikroáramkörti technológiák segítségével olyan elektron sokszorozásra képes anyaggal bevont szigetelő csöveket készítettek, amelybe berepülő elektron a cső belső falán többször ütközve, közben újra felgyorsulva halad át és 10^3 társával együtt lép ki a végén.

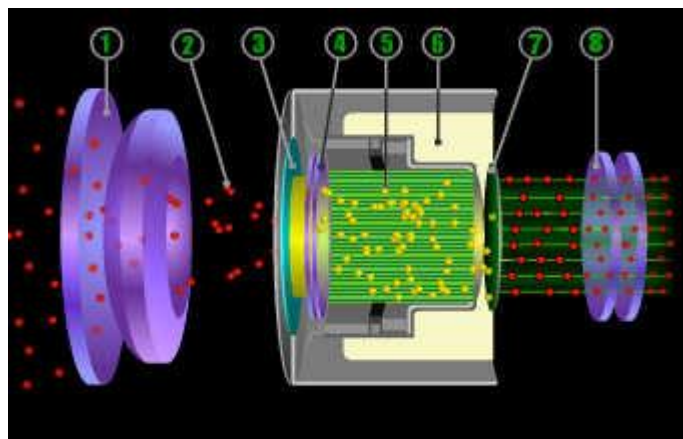
Az MCP elektronok sokszorozására alkalmas, ráadásul 10-20 mikronos síkbeli felbontással megőrzi az eredeti elektron helykoordinátáit. Ez teszi alkalmassá, hogy képerősítőként, „éjjel látó készülékben” - először még katonai célokra - alkalmazzák.

4.14. ábra - Csatornalemez erősítő felépítése és működése



Az optikai kép erősítéséhez előbb a fényből elektronokat kell csinálni, majd azokat megsokszorozva ismét látható fénné kell alakítani, a képpont pozícióját megtartva.

4.15. ábra - Komplettné képerősítő felépítése



A látható (vagy infravörös) képet a lencse (1) leképezi az MCP belépő ablakán lévő féligáteresztő fotokatódra (3). A fotonok (2) elektronokat váltanak ki, amelyeket egy kapuzó elektróda (4) 200 V-os feszültsége átszív a csatornalemez bemenetéhez, amelyen (5) az elektronok gyorsulva és sokszorozódva átjutnak. Közvetlenül a kilépéskor becsapódnak egy szcintillátor fóliába (7), ahol fluoreszcenciát gerjesztenek, amit a kimeneti üvegen át szemlélünk (8-okulárral).

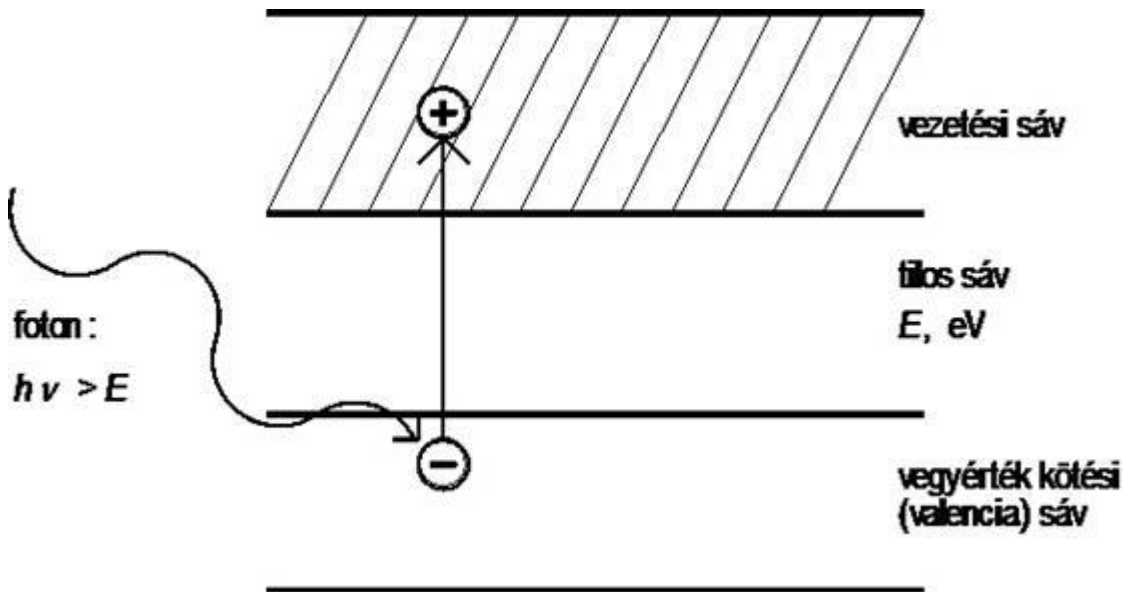
A további fejlesztés eredménye egy ún. chevron struktúra és nagyon alacsony zajszint, 1000-szeres erősítéssel.

Az MCP-t rutinszerűen használják képalkotó eljárásokban, röntgen tartományban (kisebb dózissal csinálhatják pl. a tüdőszűrést), és mivel 2-5 ns felfutással kapuzható, időfelbontásra is alkalmas.

1.2.4. Belső fényelektromos hatás

Egy félvezető elektron szerkezetét egyszerűsített sávmodellel írhatjuk le, ahol a E_t a félvezető tilos-sáv szélessége, $h\nu$ az elnyelt foton energiája. Általában a félvezetőben termikus okból is létrejönnek szabad elektron-lyuk párok, de ha megvilágítjuk $h\nu > E_t$ frekvenciájú fénnyel, minden abszorbeált fotonból egy-egy elektron-lyuk pár keletkezik.

4.16. ábra - Félvezető sáv szerkezete



Ha félvezető anyagot két ohmikus kontaktussal látunk el és ezt az eszközt külső áramkörbe kapcsoljuk, úgy a félvezető szabad töltéshordozó koncentrációjától és a töltéshordozók mozgékonyaságától függő áramot regisztrálhatunk. A cellát sötétben tartva is mérhetünk áramot, ezt hívják sötétáramnak. Ha a fotovezető cellát a félvezető anyag tilos sáv szélességénél nagyobb energiájú (rövidebb hullámhosszúságú) sugárzással világítjuk meg, úgy a félvezetőben szabaddá vált töltéshordozók a külső tér hatására elmozdulnak és a fény intenzitásától függő áramerősség növekedést hoznak létre. Sajnos, amíg eléri a fém elektródákat az elektron-lyuk párok, jelentős számban rekombinálnak, lecsökkentve az effektust.

A gyakorlatban fotoellenállásnak, fotovezető cellának nevezzük az erre a célra készített félvezetőt (minden félvezető esetén megfigyelhető a jelenség, de lehet az érzékenységet javítani, vagy a hullámhossz tartományt módosítani).

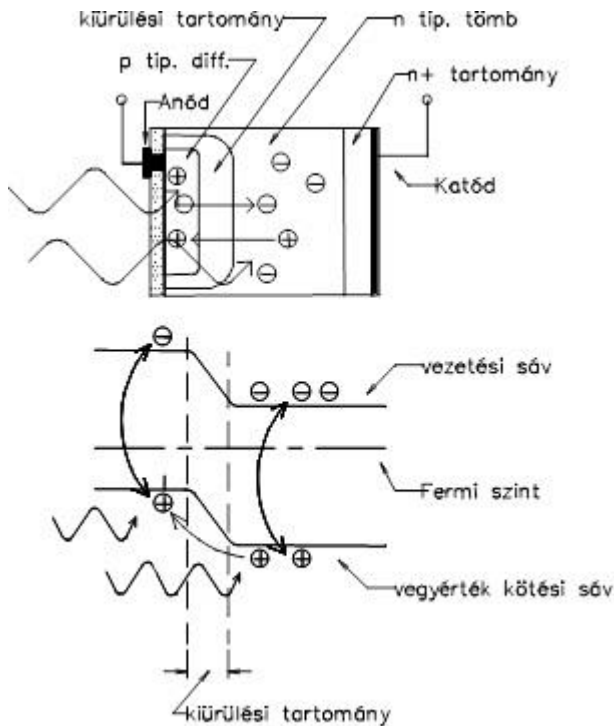
Méréstechnikai alkalmazásuk egy-egy infravörös spektrumtartományra korlátozódik, amelyben nincs más - jobb - detektor, mivel sötétáramuk nagy és erősen hőmérsékletfüggő, valamint további hátránya, hogy a cellán átfolyó áram a besugárzással nem lineárisan változik.

1.2.5. Záróréteges fényelektromos hatás

Napjainkban a legszélesebb körben és legnagyobb számban használt fénydetektor a *záróréteges belső fényelektromos hatáson alapuló ún. PN fotodióda*. Elektromos felépítése lényegében megegyezik az egyenirányító diódáéval, csak úgy alakítják ki, hogy jó optikai (kvantum) hatásfoka legyen.

Mint egy egyenirányító diódánál, az n-típusú Si tömb hátsó kontaktusánál erősebben adalékolt tartományt hoznak létre (n^+), melyhez az ohmikus fém kontaktus csatlakozik. Az aktív p-n átmenetet a másik oldalról p-típusú adalékolással valósítják meg (pl. diffúzióval). A p+-diffúziós tartományhoz csatlakozik az anód-kontaktus. Az aktív területet megfelelő passzíváló réteggel zárják le. A két adalékolás találkozásánál jön létre p-n átmenet, határréteg, a kiürülési tartomány. Mivel a félvezető adalékolása (dópolása) az átmenet két oldalán különböző, a vezetési sáv aljához és a vegyértékkötési sáv tetejéhez ebben a képben az átmenet két oldalán különböző elektron-energia érték tartozik.

4.17. ábra - p-n átmenet szerkezete és elektronenergia sávmodellje



Besugárzás nélkül a p+ diffúziós tartományban szabad lyuk, az n -típusú tömbben szabad elektron többlet van. A határrétegen átdiffundáló elektronok tértöltést hoznak létre, amely kiüríti a határréteget. A töltéshordozó koncentráció különbséget kompenzáló töltések energia szintjei a tilos sávban lévő elektron/lyuk állapotoknak felelnek meg.

A tilos sáv szélességnek megfelelő energiánál nagyobb energiával történő besugárzás hatására újabb szabad elektron-lyuk párok jönnek létre. A tömbben keletkezett lyukak a p-típusú tartomány felé igyekeznek, a diffundáltatott rétegben keltett elektronok pedig a tömb felé fognak vándorolni.

A PN fotodiódát kétféle üzemmódban használhatjuk

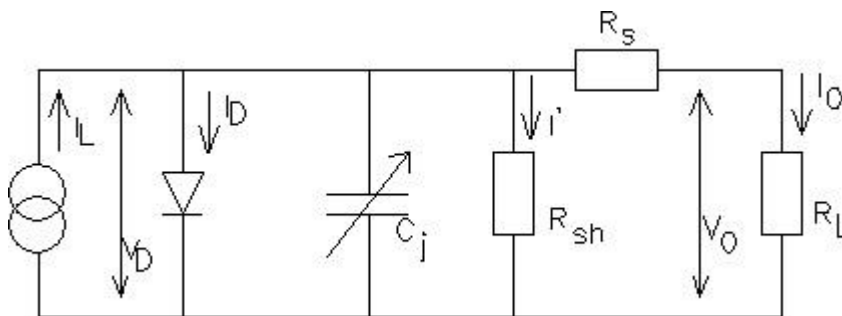
7. az egyiknél gyakorlatilag rövidre zárjuk, maximális áramot vesszük ki belőle, ezt hívjuk fénylememnek. A sávképben ennek az felel meg, hogy a p-n átmenet két oldalán a Fermi-szint azonos magasságban van.
8. a másik esetben záró irányba előfeszítjük, ezt nevezzük "fotodióda" (reverse-biased mode) üzemmódnak. A záróirányú előfeszítéshez tartozó áramot hívjuk sötétáramnak (dark current), mely a dióda sötét ellenállásán folyó áram. A fotodiódát megvilágítva a záróirányú tartományban is kapunk áramot, ez a fotoáram (photo-current).

Ha a félvezetőt a tilossáv-szélességnél nagyobb energiájú (rövidebb hullámhosszúságú) sugárzás éri, úgy elektron-lyuk párok keletkeznek. Ha ez az elektron-lyuk párkeltés a p-n átmenethez elég közel jön létre, úgy a töltéshordozók diffúzióval eljuthatnak a kiürülési tartományhoz, ahol már elektromos tér is hajtja őket, hogy az elektronok az n-típusú réteghez, a lyukak pedig a p-típusú réteghez vándoroljanak, s így a külső áramkörben áramot hozzanak létre.

Ha nem gondoskodunk a töltések elvezetéséről, úgy potenciálkülönbség épül fel a p-n átmenet két oldalán (a Fermi szint más-más energiaértékhez tartozik az átmenet két oldalán). Ez a potenciálkülönbség meggátolja a további szabaddá vált töltéshordozók szétválását, ezért egy egyensúlyi potenciálkülönbség lép fel.

A fénylemem elektromos helyettesítő képe egy áramgenerátorral indul, amely a diódán I_D áramot hajt át s az áramkör egyes elemei értékétől függő V_D feszültségkülönbséget állít be. A diódának (a határrétegnek) véges kapacitása van (C_j).

4.18. ábra - PN fotodióda elektromos helyettesítő képe



A fénylelem helyettesítő képe, ahol

I_L : fotoáram; I_D : dióda áram; I_0 : kimenő áram

R_{sh} : sönt ellenállás; R_s : soros ellenállás; R_L : terhelő ellenállás

V_D : dióda feszültség; V_0 : kimenő feszültség; C_j : átmenet kapacitása

A félvezető p-n átmenet két oldala között van egy R_{sh} söntölő ellenállás is, melyen egy I' áram folyik. A p-n átmenet mindkét oldalától el kell vezetnünk az áramot, s az elvezető rétegnek is van soros ellenállása (R_s). A fénylelem hátoldalán az n-típusú tömb és a fém kontaktus közé helyezett n+-típusú réteggel ez a soros ellenállás kis értékre állítható be. Ezzel szemben a p+ adalékolt réteg és a homloklapon lévő elektróda közt nehezebb a kis-ellenállású kontaktust kialakítani. Ellentétes hatású szempontok vannak:

9. egyrészt legyen nagyfelületű a fénylelem, hogy sok sugárzást tudjon elektromos jellé átalakítani,
10. másrészt a fedő kontaktáló réteg legyen átlátszó az optikai besugárzás számára. Ezért vékonynak kell lennie, viszont akkor nagy az ellenállása,
11. az energiatermelés számára készített fénylelem esetén – ez a fénylelem technológia egyik kulcskérdése – kellő kis soros ellenállású fedőkontaktus megvalósítása a cél,
12. kis besugárzások mérésére szánt fénylemeknél viszont a minél nagyobb R_{sh} sönt ellenállásra kell törekedni, mert ez befolyásolja a fénylelemhez csatlakoztatott műveleti erősítő egység eredő drift-jét.

A külső kapcsolatot az R_L terhelő ellenállás reprezentálja, ezen folyik az I_0 áram, és mérhető a fénylelem külső kapcsai közt V_0 feszültségkülönbség.

$$I_0 = I_L - I_s \left(\exp \frac{qV_D}{kT} - 1 \right) - I_{sh}$$

ahol I_s a dióda záró irányú telítési árama, q az elemi töltés értéke, k a Boltzmann állandó, T pedig az abszolút hőmérséklet.

Ismeretes, hogy a dióda záróirányú telítési árama a félvezető elektromos tulajdonságán kívül a hőmérséklettől is függ, s ezen összefüggés alakja:

$$I_s = \text{const} \cdot \exp \left(\frac{-q\Phi}{kT} \right)$$

$I_0=0$ és $R_{sh} \rightarrow \infty$ esetben

$$V_{D0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_L - I_{sh}}{I_s} + 1 \approx \text{const} \cdot \ln I_L$$

azaz a fénylelem "üresjárási feszültsége" a fénysugár keltette áram logaritmusával arányos.

$V_0=0$, azaz $R_L \rightarrow 0$ esetében I_0 -t I_{sc} -vel (short circuit current) jelöljük:

$$I_{sc} = I_L - I_s \cdot \left(\exp \frac{q R_s I_{sc}}{kT} - 1 \right) - \frac{R_s I_{sc}}{R_{sh}}$$

A fénylelem készítésénél arra törekszünk, hogy R_s minél kisebb, az átvezetés (R_{sh}) pedig minél nagyobb legyen.

A gyakorlatban, ha $R_s \ll R_{sh}$, és $R_s \rightarrow 0$ akkor

$$I_s \cdot \left(\exp \frac{q R_s I_{sc}}{kT} - 1 \right) \rightarrow 0$$

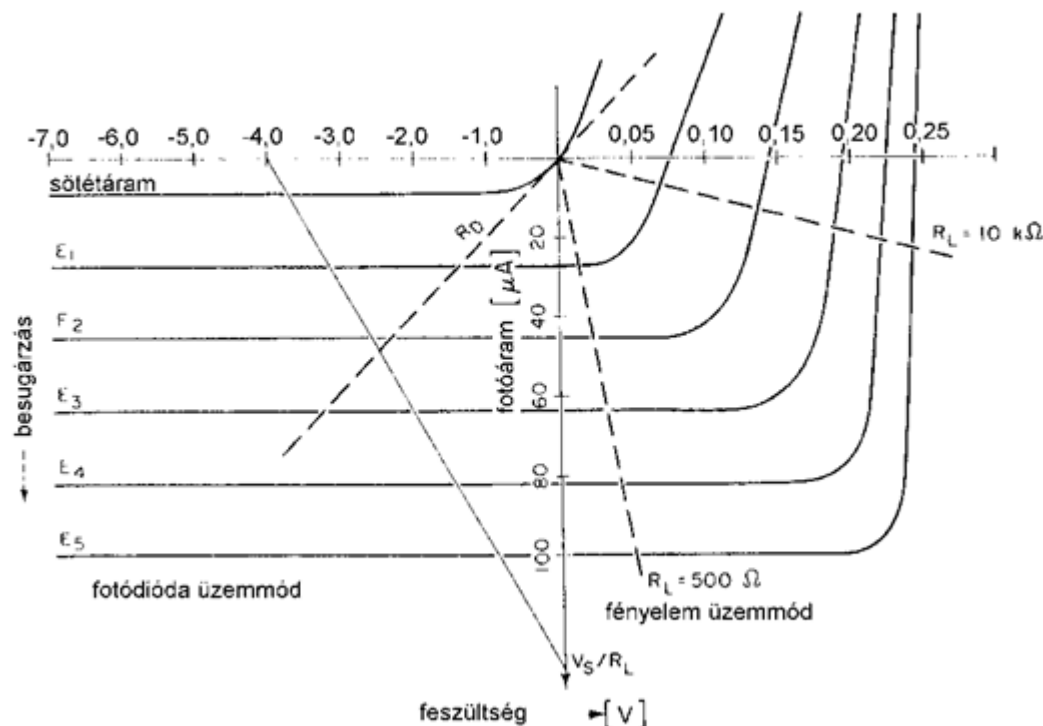
és így az $I_{sc} \approx I_L$, azaz rövidzár üzemmódban a külső körben mérhető áramérték az optikai gerjesztés keltette árammal arányos. A lineáris üzemmódtól nagy megvilágításnál akkor lép fel eltérés, amikor R_s értéke, s az azon való feszültségesés, már nem elhanyagolható. A legkisebb mérhető besugárzás értéknek a fénylelem és mérőkörén fellépő zaj szab határt.

1.2.6. Záróirányú fotodióda üzemmód

A záróréteges fénylelektromos cella úgy is használható, hogy záró irányba előfeszítjük, ezt nevezzük "fotodióda" üzemmódnak. A záróirányú előfeszítéshez (reverse-biased mode) tartozó áramot hívjuk sötétáramnak (dark current), mely a dióda sönt ellenállásán folyó áram. A fotodiódát megvilágítva a záróirányú tartományban is kapunk áramot, ez a fotoáram (photo-current).

Az előfeszített - fotodióda - üzemmód előnye, hogy nagyobb terhelő ellenállást alkalmazhatunk és hogy az eszköz gyorsabb lesz (lecsökken a dióda kapacitása). Ezzel szemben a fotodióda árama zajosabb, ezért ha a gyors működés nem követelmény, a fénylelem üzemmódot célszerű használni.

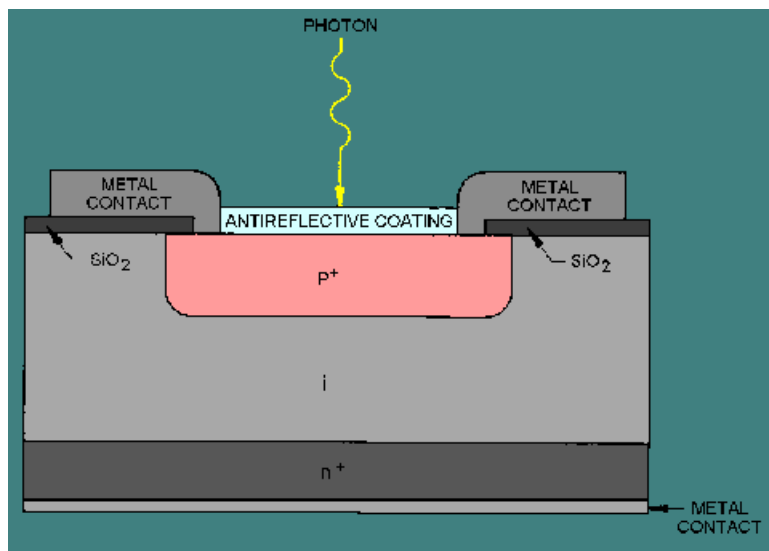
4.19. ábra - PN fotodióda U(I) karakterisztikája



Az ábrán látható a fotodióda U (I) karakterisztikája a 0 V előfeszítéshez és sötét állapothoz tartozó R_D dinamikus sötét ellenállás, valamint a fénylelem üzemmód két különböző terhelő ellenállás esetén. Az $R_L = 500 \Omega$ elég kicsi ahhoz, hogy maximális besugárzás esetén is rövidzár üzemmódról beszéljünk, ezzel szemben az $R_L = 10 k\Omega$ esetén már közel üresjárású feszültség mérhető, ami a besugárzással közel logaritmikusan változik.

Az eredeti, egy vékony P-N átmenetet tartalmazó fotodióda konstrukció egy apró, de nagyon fontos strukturális fejlődésen ment át. A hatásfokot nagyban rontotta a határréteg vékony volta, kevés fény abszorbeálódott. A forradalmi újítás az volt, hogy a P és N réteg közé betoltak egy adalékolatlan, saját vezetősű (intrinsic) félvezető réteget, amely mintegy kiszélesítette az aktív, fényelnyelő, elektron-lyukpár keltő tartományt, jelentősen megjavítva a kvantum-hatásfokot. Az új struktúra neve **PIN dióda**.

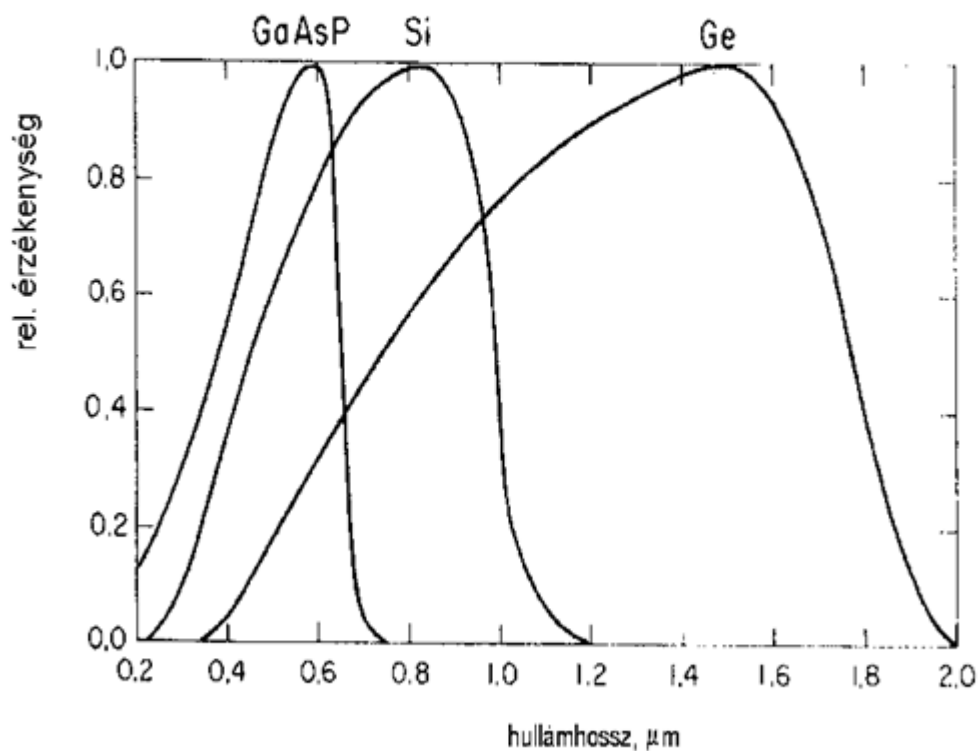
4.20. ábra - PIN dióda felépítése



A fénymérésre, és az energia termelésre használt fénylemek döntően szilíciumból készülnek, a Si-fénylemek a teljes látható színtartományban, sőt az ultraibolyában is érzékenyek.

Szilícium mellett - az infravörös színtartományban- a germánium alapú és a periódusos rendszer 3. és 5. oszlopának elemeiből alkotott vegyület félvezetők, (a GaAs vagy a GaAs_xP_{1-x}) is alapanyagai a fotodiódáknak. A III-V félvezető detektorok színeképi érzékenységét a vegyület összetételével lehet szabályozni.

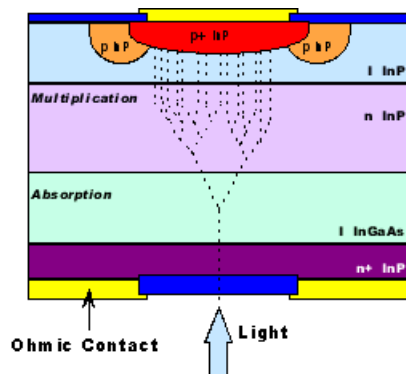
4.21. ábra - PN diódák normált spektrális érzékenység karakterisztikái



1.2.7. Avalanche vagy lavina fotodióda

Az avalanche fotodiódában a PIN struktúrába még egy sokszorozó réteget illesztettek, amelyben - kellő nagy záróirányú feszültséget (2-300 V) kapcsolva rá - a bejutott töltéshordozók a nagy térerősség hatására felgyorsulnak, ütközéssel további töltéshordozókat tesznek szabaddá, s így lavina-sokszorozódást váltanak ki. Az avalanche diódáról levehető jel -a fotoelektron-sokszorozókhoz hasonlóan - nagyságrendekkel (10^3 - 10^6) nagyobb a direkt fotoeffektus jelénél.

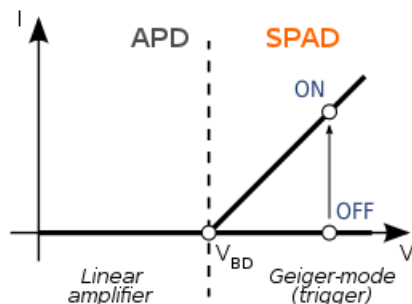
4.22. ábra - PIN lavina fotodióda (APD)



Az avalanche fotodiódák igen gyors működésűek (1-2 ns), és szintén alkalmasak egyes fotonok által keltett fotoelektronok regisztrálására. A nagyfeszültségtől függően van proporcionális tartománya is, de leggyakrabban fotonszámláló (Geiger-Müller) üzemmódban használják, vagyis egyetlen elektron-lyuk pár keletkezése teljes

rövidzárt eredményez. Az ionizációs detektorhoz hasonlóan idő kell az előfeszítés visszaépüléséhez (holt idő), ez szab határt a legmagasabb mérési frekvenciának. Bizonyos hullámhossz tartományon 90% feletti kvantum hatásfokot is elértek.

4.23. ábra - PIN ADP U(I) karakterisztikája



1.2.8. CCD (charge coupled devices)

A televízió kitalálása, a képfelvévő technika elterjedése óta kísérleteznek a fotometriai-radiometriai mérésekkel foglalkozó szakemberek azzal, hogy az optikai sugárzás intenzitás eloszlását kétdimenziós felbontással határozzák meg. A képfelvévő csövek (vidikon, plumbikon, ortikon, stb.) rendszerek stabilitása, linearitása nem volt kellő mértékű, alig két nagyságrend volt a dinamikus tartományuk.

A modern félvezető eszközök speciális családja, a töltéscsatolt eszközök (charge coupled devices, CCD) tették lehetővé azt az ugrásszerű fejlődést, ami gyakorlatilag kiszorította a hagyományos kémiai alapú fényképezést, és HD felbontású televíziózást tett lehetővé.

A CCD alapeleme a MOS (metal-oxide-semiconductor) „térvezérelt” struktúra, a vékony szigetelővel elválasztott vezérlő elektróda, amellyel szinte veszteségmentesen, minimális fogyasztással, gyorsan irányíthatók a p-n határretekben keletkező elektron-lyuk párok.

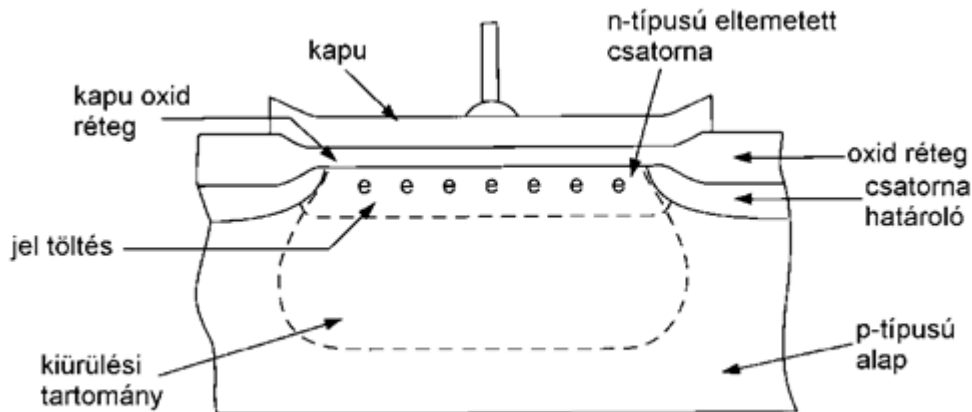
Ha a V kapu elektródára pozitív feszültséget kapcsolunk, a p-típusú Si tömbben lévő szabad lyukak a negatív hátsó elektróda felé haladnak. A kapu elektróda alatt kiürülési tartomány jön létre.

CMOS CCD egy pixelének felépítése

Ha most a kapu környékét a Si tilos-sáv szélességénél nagyobb energiájú fotonokkal megvilágítjuk, a határretekben lyuk-elektron párok keletkeznek. A lyukak a negatív elektróda felé diffundálnak, az elektronok a kiürülési tartományban maradnak, ott akkumulálódnak. A határretekben maximálisan tárolható elektronok számával jellemezzük a kapu alatt kialakuló ún. kutat (ez a telítési szint).

Egy más típusú, ún. eltemetett csatornájú (buried channel) CCD-nél a vezérlő elektróda (M) és a szigetelő SiO₂ réteg (O) alatt kb. 1 μ m vastag n- típusú réteget növesztenek fel (S). Az optikai gerjesztés (fény) hatására keletkező töltéshordozó párok a kiürülési tartományban (depletion region) szétválnak és az n- ill. p-típusú tartományba mozdulnak el (drift) a kiürülési tartomány vezérelt terének hatására. A vezérlő feszültség a fény által kiváltott jel-töltést a kapu elektróda alá koncentrálja.

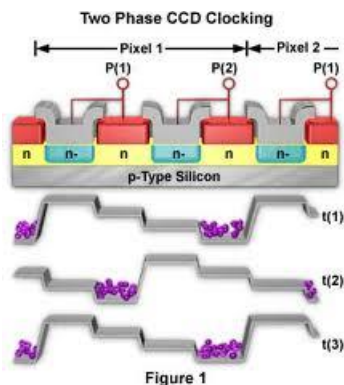
4.24. ábra - Eltemetett csatornájú CCD szerkezete



Ahhoz, hogy képszerű információt tudjunk felvenni, ilyen pixelek egy- vagy kétdimenziós mátrixát kell létrehozni. Adott időpillanatban pl. az egyik kaput feszítjük elő, a szomszédosakat nem. Mivel az előfeszített kapuval rendelkező pixel alatt az elektronenergia kisebb, mint az elő nem feszített kapu alatt, a szomszédosan elhelyezett elő nem feszített kapuk úgy működnek, hogy a töltést az előfeszített kapu alatti területre koncentrálnak, s annak szétfolyását megakadályozzák.

A kapu elektróda alatt összegyűjtött töltésfelhőt viszont ki is kell olvasni, számítógépbe (memóriába) való bevitel céljából. Ehhez mozgatnunk kell tudni a töltésfelhőt, s ki kell vezetni a mátrix szélére a kiolvasó csatornához. Az ilyen mozgatást is lehetővé tevő pixel szerkezete valamivel bonyolultabb. Különböző 2, 3, 4 elektródás elrendezéseket dolgoztak ki az egyes gyártók. Egyetlen teljes 2 elektródás CCD pixel sematikus képén mutatjuk be a működését.

4.25. ábra - CCD töltéstranszport folyamata



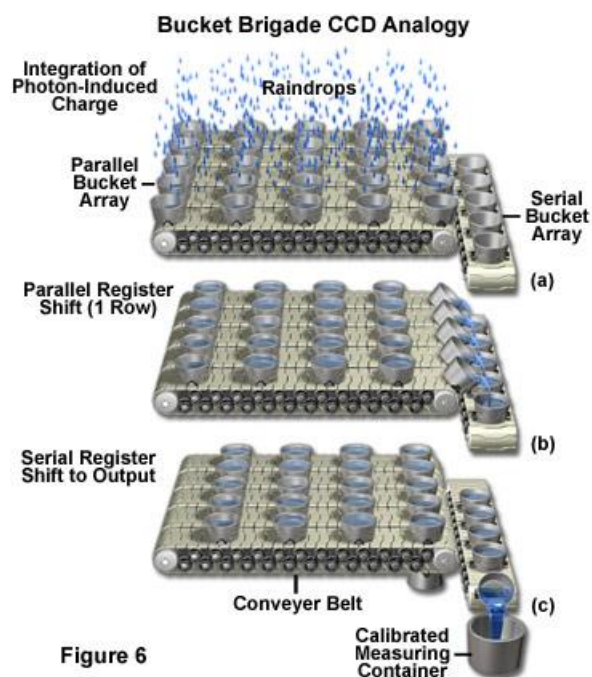
A pixel-sor hosszanti irányában az oxid réteggel és az elfedett n réteggel kialakított csatorna határok (channel stops) akadályozzák meg a töltés szétfolyását. Az ábrán bemutatott elrendezésnél a $t(1)$ időpillanatban a P(2) kapu elektróda a legpozitívabb, így alatta gyűlik össze a töltés, mely a besugárzás hatására keletkezett. A korábban elmondottak szerint az elektronok gyűlnek az n- potenciál-völgyben, a lyukak a p-típusú Si alapba diffundálnak.

A P(1) kapuelektrodát pozitív potenciálra kapcsolva az P(2) jel-kapu alatt összegyűlt töltést a szomszédos P(1) kapu alá vihetjük át. A következő $t(3)$ időintervallumban újra a P(2) elektródát feszítjük elő, az ehhez tartozó kapu alatt gyűlik össze a foto-generált töltés.

A fenti folyamat ismétlésével minden fény-generált töltéscsomag egy pixellel jobbra tolható. Azért van a mozgatásra szükség, mert a töltésfelhőt ki kell hozni a mátrix szélére, ahol a töltést kivezetve áram, feszültség impulzusként a digitizáló elektronikába vezetjük, majd eltároljuk (processzáljuk).

A töltéscsomagok kétdimenziós mozgatásának szemléletes modellje látható az alábbi ábrán.

4.26. ábra - CCD kiolvasó regiszterének modellje



A töltésfelhőt megfelelő logikai lépésekkel („shift-regiszterrel”) továbbíthatjuk a CCD sor és oszlop végére a feldolgozó elektronika felé.

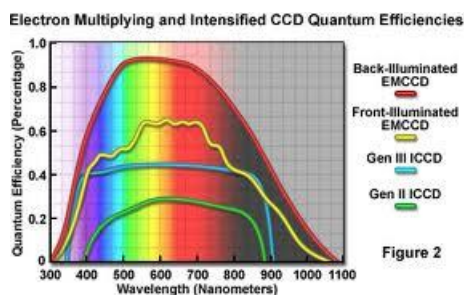
A gyakorlatban még további funkciókat is el kell látnia a CCD detektort vezérlő logikai áramkörnek.

13. Meg kell akadályozni, hogy a kiolvasás ideje alatt ne akumulálódjék további töltés az egyes pixelekből, mert az a kép ún. „elkenődését” hozná létre (pl. tiltó potenciállal).
14. Átmozgatni a töltésfelhőt egy letakart (sötétben lévő) pixel regiszterbe, hogy ne érje több fény (ez a fenti problémának egy másik megoldása)
15. Rendszeresen kiüríteni a sötétáram okozta töltés felhalmozódást, mielőtt jönne a mérendő fény (kép).

A CCD cellák készítésénél különböző, a fény hullámhosszával összemérhető rétegeket alakítanak ki a Si felületén. Ezen rétegek optikai törésmutatója viszont különböző. Ezért az egyes rétegek határfelületén reflexió jön létre, ami interferencia jelenségeket okoz. Ez a CCD cellák spektrális érzékenységet modulálja, minimumokat - maximumot hoz létre.

Kifejlesztettek olyan CCD cellákat, melyeknél a hotdozós Si tömböt hátulról elvékonyítják, és hátoldaltól világítják meg a detektort. Ezzel nagyobb és egyenletesebb érzékenységet lehet elérni. A front oldaltól és hátoldaltól megvilágított CCD pixelek, valamint az ún. érzékenyített CCD kvantumhatásfokának spektrumát láthatjuk az alábbi ábrán.

4.27. ábra - Különböző CCD típusok spektrális érzékenysége



A CCD detektorokat kombinálhatjuk csatornalemez erősítővel (MCP), ezt nevezzük érzékenyített (Intensified) CCD-nek.

A CCD eszközben fény nélkül is keletkeznek elektron-lyuk párok (sötétáram, zaj). Ezek okai lehetnek:

- *a termikus elektron-lyuk emisszió*: csökkenthető hűtéssel, illetve sötét pixelek alkalmazásával kompenzálhatók úgy, hogy az aktív pixelek jelértékéből kivonjuk a sötétben lévő pixel jelét.

- *sörétzaj*: az elektronok diszkrét természetéből adódik. A beérkező fotonok valamilyen átlagos hatékonysággal hoznak létre fotoelektronokat. Az időegység alatt generált töltéshordozók száma az átlagérték körül ingadozik. Ez okozza a sörétzajt. Míg a sötétáramot átlagértékként levonhatjuk a kimenő jelből, sötétáram ingadozását (a sörétzajt) nem. Hűtéssel viszont hatékonyan csökkenthető a sörétzaj.

- *reset zaj*: a kiolvasás az egyes pixelekhez tartozó kapu-kondenzátorokat alap helyzetbe hozza, kiüríti. Ez azonban sohasem tökéletes, a visszamaradó töltések mennyiségének bizonytalansága feszültség-ingadozásként jelenik meg, zajt okoz. A kapacitás csökkentésével, korrelált dupla mintavételezéssel illetve hűtéssel csökkenthető.

- *chipen belüli erősítő zaj*: $1/f$ és fehérzaj összetevőkből áll. Korrelált dupla mintavételezéssel az $1/f$ zaj jelentősen csökkenthető.

- *chipen kívüli erősítő zaj*: formára azonos a chipen belüli erősítő zajjal.

- *digitalizálás zaja*: az A/D konverter diszkrét kimeneti szinteket hoz létre. Az analóg bemenet egy tartománya ugyanazt a diszkrét kimenetet eredményezi. Ez egyfajta lépcsős jelleget hordoz magában, amely zajként jelentkezik.

- *mintavételi zaj*: sötétáram különbségekből és a nem egységes fotoválaszból jön létre, jelfüggetlen zaj. Mivel a sötétáram hűtéssel csökkenthető, így a minta zaj fő összetevője a nem egységes fotoválaszból adódó zaj.

Zavarásként jelentkezhet a megtelt „kútból” kicsorduló töltés, amely a hamis kép megjelenését eredményezheti. Ezt további félvezető struktúra, ún. túlfolyás elnyelővel szüntetik meg.

Különböző architektúrájú CCD összehasonlítására szolgáló legfontosabb jellemzők:

- *minimumjel*: a zajjal egyenértékű fénysugárzás szintje (NEP)

- *maximumjel*: az a bemenő jel, amely teljesen megtölti az egyes kapu elektródák alatti völgyeket (kutakat).

- *dinamikus tartomány*: a maximum jel és a zaj hányadosa. Ha a rendszer zaja kisebb, mint az analóg-digitális átalakító legkisebb mérhető bitje, akkor a kvantálási zaj határozza meg a rendszer dinamikus tartományát.

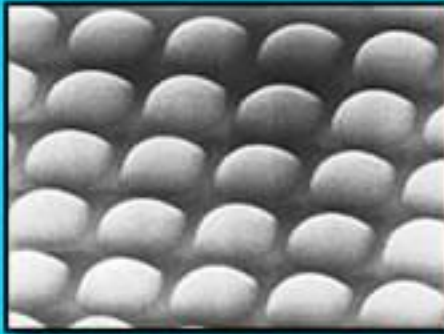
- *jel-zaj viszony*: ami a fotoelektronok száma valamint a sörétzaj, alapzaj, mintazaj négyzetösszegéből vont négyzetgyök hányadosa.

- *töltés átvitel hatékonysága (CTE)*, az átvitel során a kapukon visszamaradó elektronok számát jelenti.

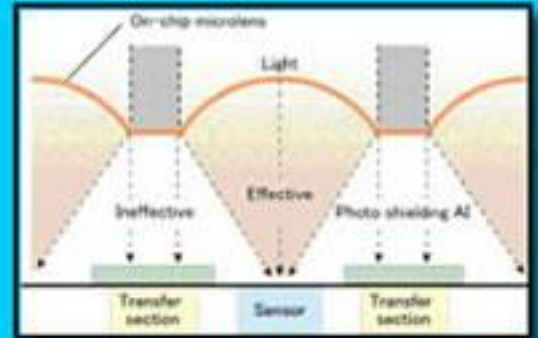
Az aktív megfigyelési terület érzékenységeinek növelésére az egyes pixelek előtt elhelyezkedő 10-20 μm átmérőjű mikrolencsákat alkalmaznak. Feladatuk, hogy az aktív terület mellett elhelyezkedő, különböző egyéb áramköri elemeket tartalmazó (pl. kiolvasási, címzési elektródok, fedett pixelek, nem aktív) területek felett beérkező sugárzást is az aktív területekre irányítsák.

4.28. ábra - Mikrolencse fénykollektoros CCD felépítése

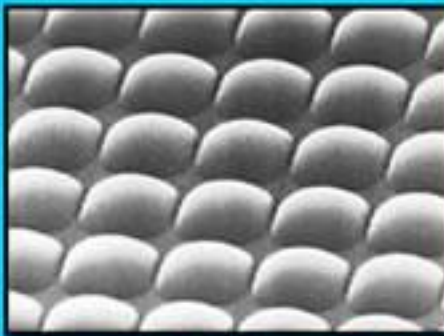
Comparison of Conventional CCD and Super HAD CCD Sensor Structure



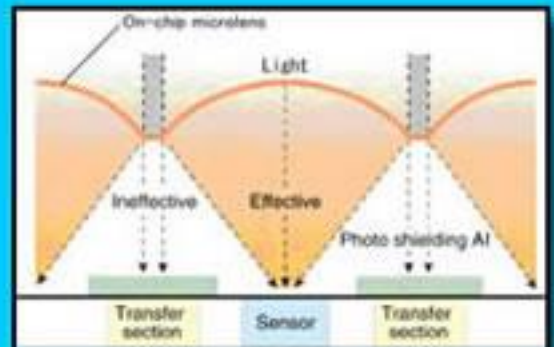
**On-chip Micro-lens of
Conventional CCD**



Conventional CCD Sensor Structure



**On-chip Micro-lens of
Super HAD CCD**



**Super HAD CCD Sensor
Structure**

5. fejezet - Termikus (optoakusztikus, termoelektromos, piroelektromos) fénydetektorok

A fénynek az anyaggal való kölcsönhatásának harmadik típusa (az elektronszintek gerjesztése, az ionizáció mellett) a „hővé” alakulás. Mi a „hő” ebben az esetben?

Hőnek - általában - a mikroszkópikus energia átadást nevezzük, amidőn egy test belső energiája megnő (a másiké lecsökken).

A testek ún. belső energiája – a klasszikus fizika szerint - a lehetséges (energiatároló) szabadsági fokok között oszlik meg (egyensúlyi állapotban egyenletesen).

Először nézzük a fénynek a gáz halmazállapotú anyaggal (többé-kevésbé független atomokkal, molekulákkal) való kölcsönhatását.

1. Optoakusztikus (fotoakusztikus) detektorok

A független (gáz halmazállapotú) atomok, molekulák lehetséges szabadsági fokai:

1. haladó mozgás (transzláció) kinetikus energiája ($1/2 mv^2$) $F_t = 3$,
2. molekulák atomjainak egymáshoz képesti rezgési állapotai (vibráció) $F_v = 3N-6$, melyben normál módusonként mozgási és helyzeti energia is tartozik, de bizonyos szimmetriák (tengelyes, forgási, középpontos) megléte miatt lehetnek azonos frekvenciájú módusok, ami csökkenti a tényleges szabadsági fokok számát,
3. az egész molekula forgása (rotáció) $F_r = 3$ (x,y,z tengelyek körül, de kétatomos molekuláknál csak 2, a szimmetria tengelybeni forgás hiánya miatt).

A magányos molekulában ezen szabadsági fokokhoz tartozó energiaállapotok nem tudnak egymásba átalakulni, de valódi (véges nyomású) környezetben az atomok, molekulák gyakorta ütköznek egymással, és eközben kialakul egy egyensúly nemcsak a különböző molekulák energiái, hanem az egy molekulán belüli különböző szabadsági fokok között is.

A klasszikus fizika szerint egy részecskében időátlagban minden egyes szabadsági fok azonos energiát tárolhat (ekvipartíció tétele), amely nagysága $\frac{1}{2} kT$. Az egyes szabadsági fokok j-edik állapotában lévő részecskék számát (n_j) – termikus egyensúly esetén - a Boltzmann- eloszlással írhatjuk le:

$$n_j = g_j \cdot \frac{N}{Q} \cdot e^{-\frac{E_j}{kT}}$$

ahol g_j a j-edik szint statisztikai súlya (alínívok száma), N a részecskesűrűség, E_j a j-edik szint energiája, k a Boltzmann állandó ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$), T pedig a szabadsági fokra jellemző egyensúlyi hőmérséklet, Q pedig a normálási faktor:

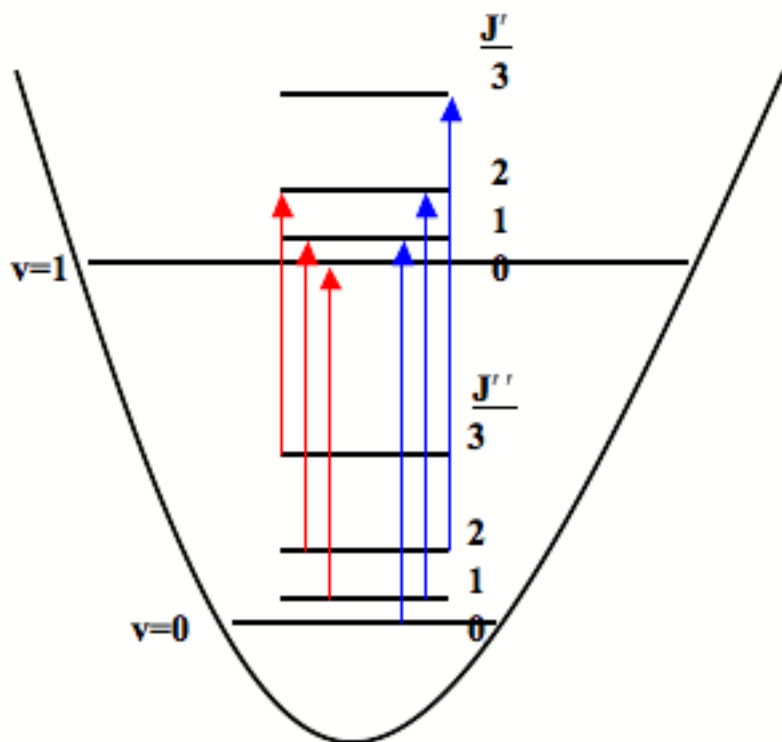
$$Q = \sum_j g_j \cdot e^{-\frac{E_j}{kT}}$$

Az egyes szabadsági fokok lehetséges energiaszintjeit a kvantummechanika segítségével számolhatjuk ki, alább egy kétatomos molekula vibrációs és arra ráülő rotációs energia szintjei (J) láthatók a megengedett átmenetekkel.

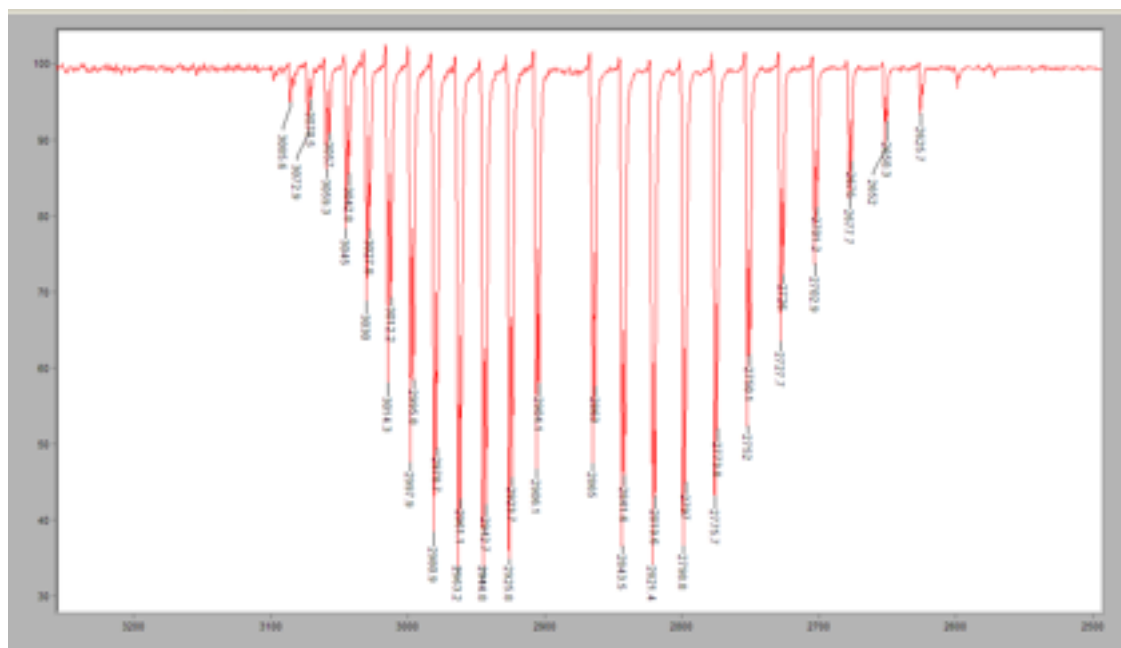
Az alábbi ábrán látható HCl molekula a vibrációs-rotációs energiaállapotainak infravörös abszorpciós spektruma 300K hőmérsékleten. A sokkal kisebb energiakülönbségek miatt a rotációs nívók közül sok jelentős

populációval rendelkezik, míg szobahőmérsékleten a molekula általában a vibrációs alapállapotban van. A burkoló alakja a Boltzmann eloszlással írható le.

5.1. ábra - Kéttomos molekula vibrációs ($v=0,1$) és az azokra "ráülő" rotációs energianívói ($J=0,1,2,3, \dots$), valamint a kiválasztási szabályoknak megfelelő, legvalószínűbb átmenetek ($0, \pm 1$)



5.2. ábra - HCl molekula a vibrációs-rotációs energiaállapotainak infravörös abszorpció spektruma 300K hőmérsékleten



A molekula sokaságnak lehet (átmenetileg, rövid ideig) akár 3 különböző (nem-egyensúlyi) hőmérséklete - úgy mint kinetikus (transzlációs), vibrációs és rotációs hőmérséklete. Ez úgy jöhet létre például, hogy vibrációs

átmenetre rezonáns frekvenciájú infravörös fénnel világítjuk meg, és a molekulák nagy része – egy magasabb egyensúlyi hőmérsékletéhez tartozó – gerjesztett állapotba kerül.

Egy nyomástól függő idő (ps-ms) alatt - az ütközések révén - kiegyenlítődnek a különbségek, mind a forgási, mind a haladó (kinetikai) mozgás energiája megnő, úgymond a részecske-sokaság „felmelegszik”, és – zárt térben - a gáztörvények szerint a nyomása is megnő.

A sugárzás detektálás során ezt a *nyomásnövekedést* tudjuk felhasználni:

ha a fény rövid idő alatt (impulzusként) éri a gázteret, vagy periodikusan (pl. fényszaggatóval) modulálva van, a nyomásváltozás (tranziens, vagy periodikus) HANG-hullámként viselkedik, és egy érzékeny akusztikus mikrofonnal detektálható, elektromos jellé alakítható. Ez az akusztó-optikai detektor.

5.3. ábra - Optikai-akusztikai detektor cella a gázbevezetésekkel



Jellemzői:

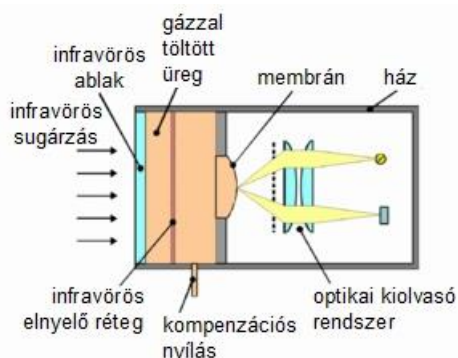
1. spektrális érzékenysége a gáztöltéstől függ (leginkább infravörösben használatos), gázkeverékkel széles spektrumtartományt átfoghat,
2. egyszerű, házilag is elkészíthető,
3. kalibrálást igényel,
4. relative érzéketlen,
5. a gáztér rezonáns kialakításával és azt összehangolva a szaggatás frekvenciájával (dob, akusztikus üreg, állóhullámok) érzékenysége jelentősen növelhető,

6. az érzékenység nyomás és hőmérsékletfüggő.

Az akusztó-optikai detektort általában nem univerzális szélessávú sugárásmérésre használják (bár lehetne), hanem fordítva inkább ismeretlen (molekuláris) gázok minőségi, mennyiségi analiziséhez mérőcellának. A fényforrás hangolható lézer, pl. diódalézer, általában célzottan bizonyos molekulák kimutatására.

Az eljárás elődje az ún. Golay-cella volt, amelyben gyakran nem a gáz nyeli el a fényt, hanem egy feketített vékony lemez, ez melegíti fel aztán a gázt. A detektálás is más elvű, egy vékony membrán domborodását optikai úton mérik, vagyis a reflektált fényfolt elmozdulását a detektoron, fotodiódán, ami elektromos jel változást eredményez.

5.4. ábra - Golay-cella



2. Termoelektromos detektorok

A kondenzált közegekben a részecskének 6 szabadsági foka van (3 kinetikus energia, 3 potenciális energia), kristályos anyagok fajhője tehát $3kT$ (egy móltra $3R$, közelítőleg 25 J/mol.K), legalábbis magas hőmérsékleteken. A kvantummechanika segítségével értelmezni lehet a fémek c fajhőjének csökkenését alacsony hőmérsékleten (Einstein 1905):

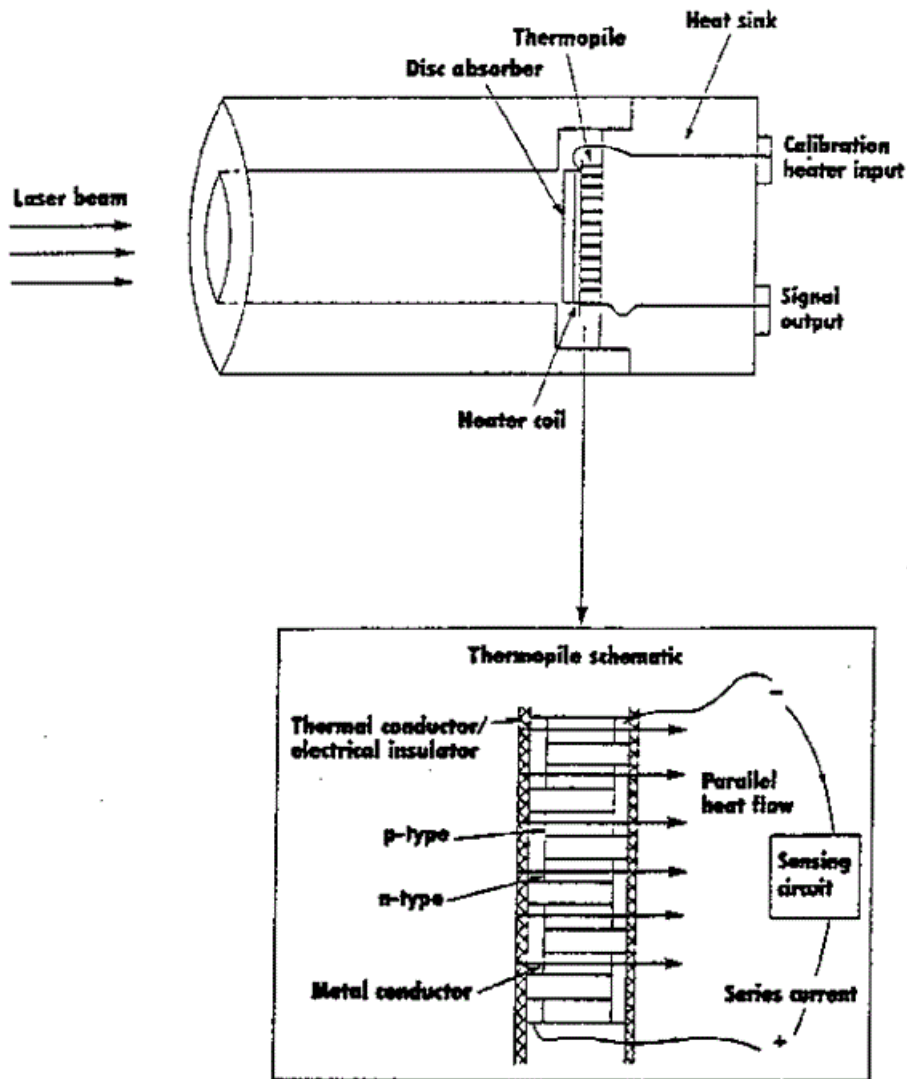
$$c = 3 \cdot N_A \cdot k \cdot \frac{\left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \cdot \frac{T_0}{T}}{e^{\frac{T_0}{T}} - 1}$$

Ha tehát oly módon kívánunk sugárzást, fényt mérni, hogy egy test által az elnyelt fény hatására bekövetkező belsőenergia növekedést, azaz hőmérséklet növekedést mérjük, nagyon jó úton járunk.

Ugyanis ily módon tudjuk az ún. abszolút, tehát a más fizikai mennyiségekkel definiált energiát (mint leszármaztatott mennyiséget) más egységekkel a legkönnyebben összevetni, mérni. Hőmérséklet emelkedést például - akár ugyanazon a testen - elektromos árammal (Joule hő) is igen pontosan és könnyen mérhetően tudunk előidézni.

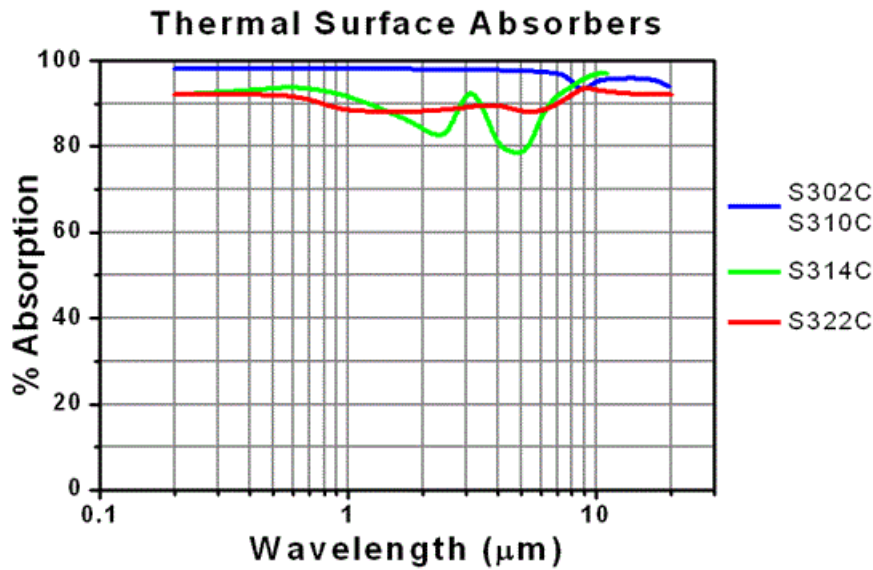
$$\Delta E = \Delta T \cdot m \cdot c = U \cdot I \cdot \Delta t$$

5.5. ábra - Termoelektromos detektor félvezető termooszloppal és beépített hitelesítő fűtőszállal



A szilárd anyagok többsége nem őrzi meg a részecskék elektron-átmeneteinek éles rezonanciáit, lehet széles spektrumtartományon (200 nm-25 μm) egyenletes „fekete” réteget létrehozni, amely hullámhossztól függetlenül szinte teljesen elnyelődik „hővé alakul”.

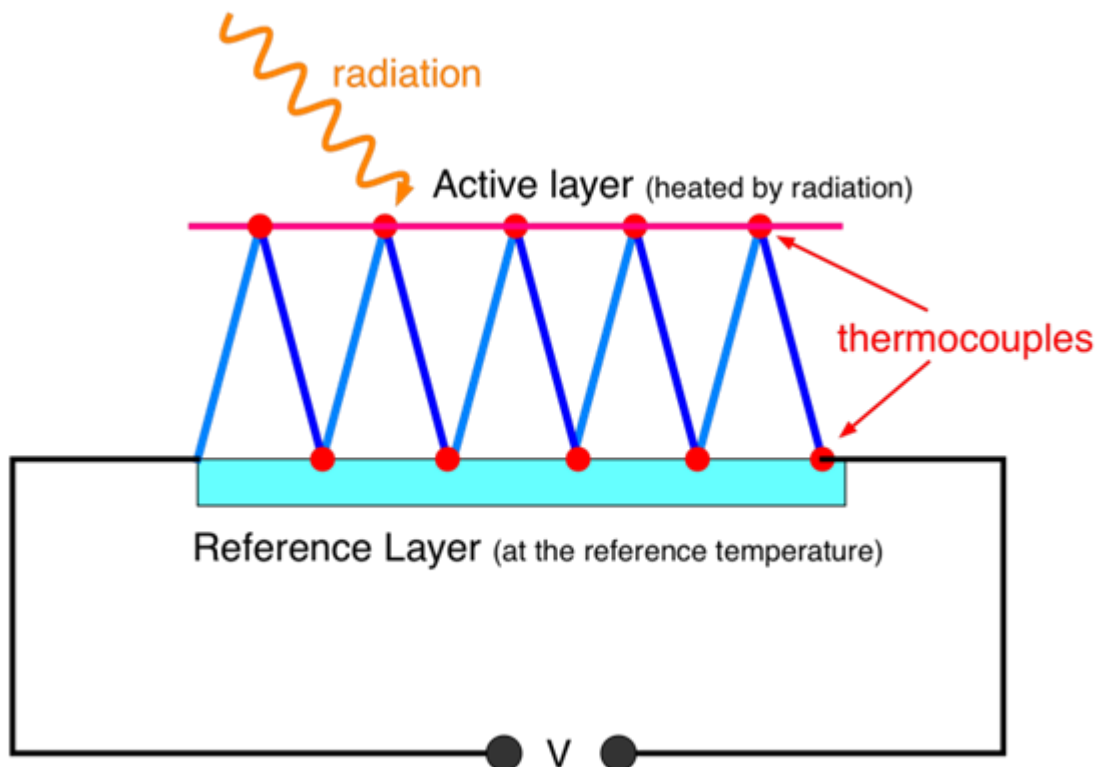
5.6. ábra - Termoelektromos és piroelektromos detektorok felületét fedő fekete festékek abszorpciós spektruma



Ha tehát a fekete test (ami legtöbbször egy fémlemez), elnyelt ΔE fényenergiát, felmelegszi, az energiamérést hőmérséklet különbség mérésére vezettük vissza.

Ezt leggyakrabban termoelektromos hatás (Seebeck-effektus) segítségével tesszük meg:

5.7. ábra - A termoelektromos detektor felépítése, a termooszlop sémája és a láncba összehegesztett termopárok





Mivel egy termoelem tipikusan 100 μV feszültséget szolgáltat 1 $^{\circ}\text{C}$ fok hőmérséklet különbségre, ún. termooszlopot készítenek, 10-50 termopárt sorba kapcsolnak, ekkor a feszültségek összeadódnak.

Ha rövid impulzus energiáját mérjük, a sugárzás

1. először a target fekete bevonatában nyelődik el, majd
2. hővezetéssel felmelegszik az egész target, a termopárok egyik végével együtt.
3. Ez véges ideig tart (100 ms-1s), noha a rövid impulzus már régen lecsengett, a feszültség még emelkedik az egyensúly beálltáig.
4. Ezután (valójában már kezdettől fogva) a target hűlni kezd, elsősorban a termoelemek fém vezetékein való hővezetéssel, de a levegő is hűti – már amennyiben a referencia oldal hőmérséklete előzőleg felvette a környező levegő hőmérsékletét.
5. A lecsengés exponenciális:

$$\Delta T(t) = T_{\text{max}} \cdot (e^{-t/\tau})$$

A mérendő energia a termofeszültség csúcstértékével arányos:

$$\Delta E = U_{\text{max}} \cdot \frac{mc \cdot C}{\varepsilon} = k \cdot U_{\text{max}}$$

ahol ε a termooszlop Seebeck állandója, mc a target hőkapacitása, illetve k az eredő kalibrációs állandó.

Ha folyamatos (állandó) sugárzást mérünk, termikusan 2 ellentétes folyamat zajlik egyszerre:

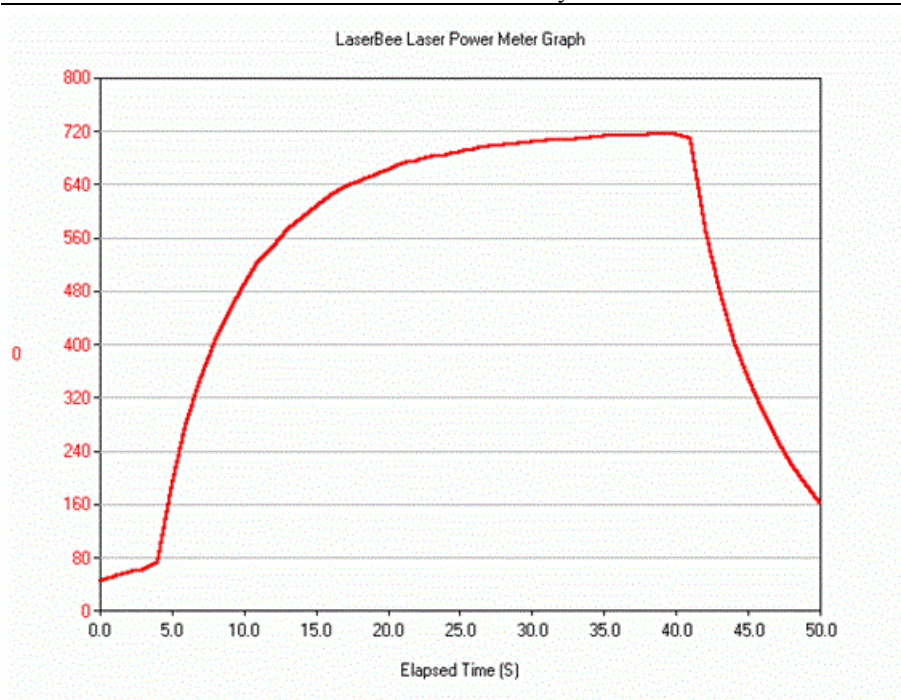
1. a sugárzás megindulása után a hőmérséklet egyenletesen nő,
2. a növekvő hőmérsékletű target hűlni kezd, elsősorban a termoelemek fém vezetékein meginduló hővezetés révén.

A termooszlop hővezetése az – általában nagy tömegű, hőkapacitású fém burkolat állandó hőmérsékletűnek tekintett referencia oldalához viszonyítva – az egyre nagyobb targethőmérséklettel arányosan nő, így a hőáramra vonatkozó differenciálegyenlet megoldása egy telítést leíró időfüggvény:

$$\Delta T(t) = T_{\text{sat}} \cdot (1 - e^{-t/\tau})$$

ahol τ a rendszer termikus időállandója - jellemzően 1-30 s nagyságrendű, T_{sat} az időegység alatt beérkezett energiával, azaz a teljesítménnyel arányos, mérendő mennyiség.

5.8. ábra - Egy 40 s-ig bekapcsolt impulzus hatására felmelegedő, majd lehülő termoelektromos detektor időbeli válaszjele



Az előző kalibrációs állandóval való viszonya egyszerű, a folytonos teljesítmény (P_{cw}) nagysága:

$$P_{CW} = U_{max} \cdot \frac{m \cdot C}{\varepsilon \cdot \tau} = k / \tau \cdot U_{max}$$

Amennyiben nem egyes impulzust, hanem impulzus sorozatot mérünk -állandó ismétlődési frekvenciával (f_0), amely legalább egy nagyságrenddel nagyobb, mint a τ időállandó reciproka -, a hőmérséklet (termofeszültség) emelkedése lépcsős, de szintén telítés jellegű, a burkolója időben:

$$U(t) = U_{sat} \cdot (1 - e^{-t/\tau})$$

a telítődési érték az impulzus sorozat átlagteljesítményét (P_{ave}) adja meg, ebből az egyes impulzusok energiáját

$$E_{pulse} = U_{sat} \cdot \frac{m \cdot C}{\varepsilon \cdot \tau \cdot f_0} = P_{ave} / f_0$$

alapján számíthatjuk.

Ha nagyon kis energiát akarunk mérni, akkor az érzékenységet, az U_{sat}/E_{pulse} hányadost kell növelnünk:

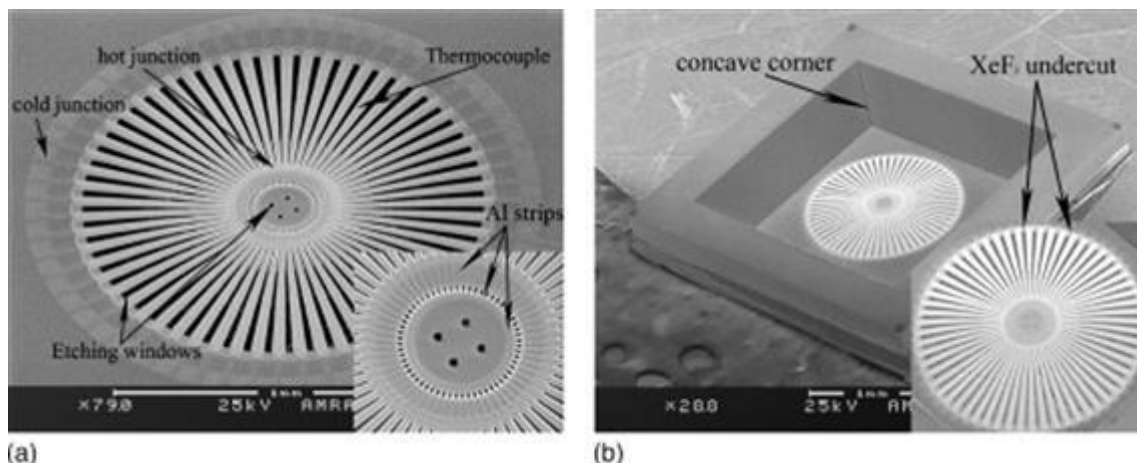
$$U_{sat} / E_{pulse} = \frac{\varepsilon \cdot \tau}{m \cdot C}$$

azaz

1. kis tömegű, kis hőkapacitású target kell,
2. nagy időállandó, kevés termikus hőelvezetéssel,
3. érzékeny hőmérő, vagyis sokelemes termooszlop (ami viszont ellentétes az előző kívánalommal, mert ilyenkor nagy lesz a hőelvezetés),
4. nagy termofeszültség különbségű párokkal.

A mikroelektronika ad eszközöket a detektor fejlesztők kezébe, félvezetőkkel jó hatásfokú termoelemeket lehet készíteni nagyon kicsi hőkapacitású targettel együtt:

5.9. ábra - Mikroáramkörti technológiával készített teroelektromos detektor a körbeintegrált termopárokkal



Drasztikusan tovább lehet csökkenteni a hőkapacitást alacsony (néhány K) hőmérsékleten, ha a targetet a szupravezetés határára hűtjük. Ekkor elegendő csak a vezetőképességét mérni, az ugyanis exponenciálisan változik ilyenkor a hőmérséklettel. Ennek *bolométer* a neve, és az infravörös tartományban egyedülálló érzékenységgel rendelkezik, de - a cseppfolyós He – N₂ kettős kriosztát miatt – meglehetősen nehezen kezelhető és drága.

Nagy lézerenergiák, teljesítmények mérése szintén nem problémamentes:

1. a target túlmelegszik, megolvadhat,
2. a referencia oldal is felmelegszik (vízhűtés),
3. nagy impulzus csúcsteljesítmény esetén ($>10 \text{ MW/cm}^2$) a „fekete” réteg ablálódik, nemcsak az energiasűrűséget, de a teljesítménysűrűséget is limitálni kell,
4. nagyobb tömegű target kell (ismert hűtőteljesítménnyel hűtve).

5.10. ábra - Nagyteljesítményű sugárzás mérésére alkalmas detektorok hűtővíz csatlakozóval, illetve léghűtéssel

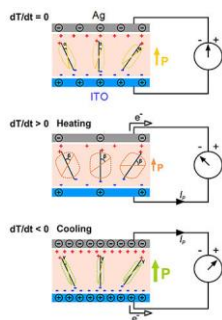


A precíziós detektor targetjét elektromos fűtéssel is ellátják, s a mérés során először mérik az optikai felmelegítés hatására keletkező termoelektromos feszültséget, majd ezzel azonos felmelegedést (termoelektromos feszültséget) hoznak létre az elektromos fűtéssel, és ennek elektromos teljesítményét (energiáját) mérik (kalibráció). Az elektromos teljesítmény méréséből az optikai teljesítmény abszolút értékére kapunk felvilágosítást. Az ilyen elektromosan kompenzált termooszlopnál különösen kell ügyelni arra, hogy a kétféle melegítés során a hő hozzá- és elvezetések azonosak legyenek.

3. Piroelektromos detektor

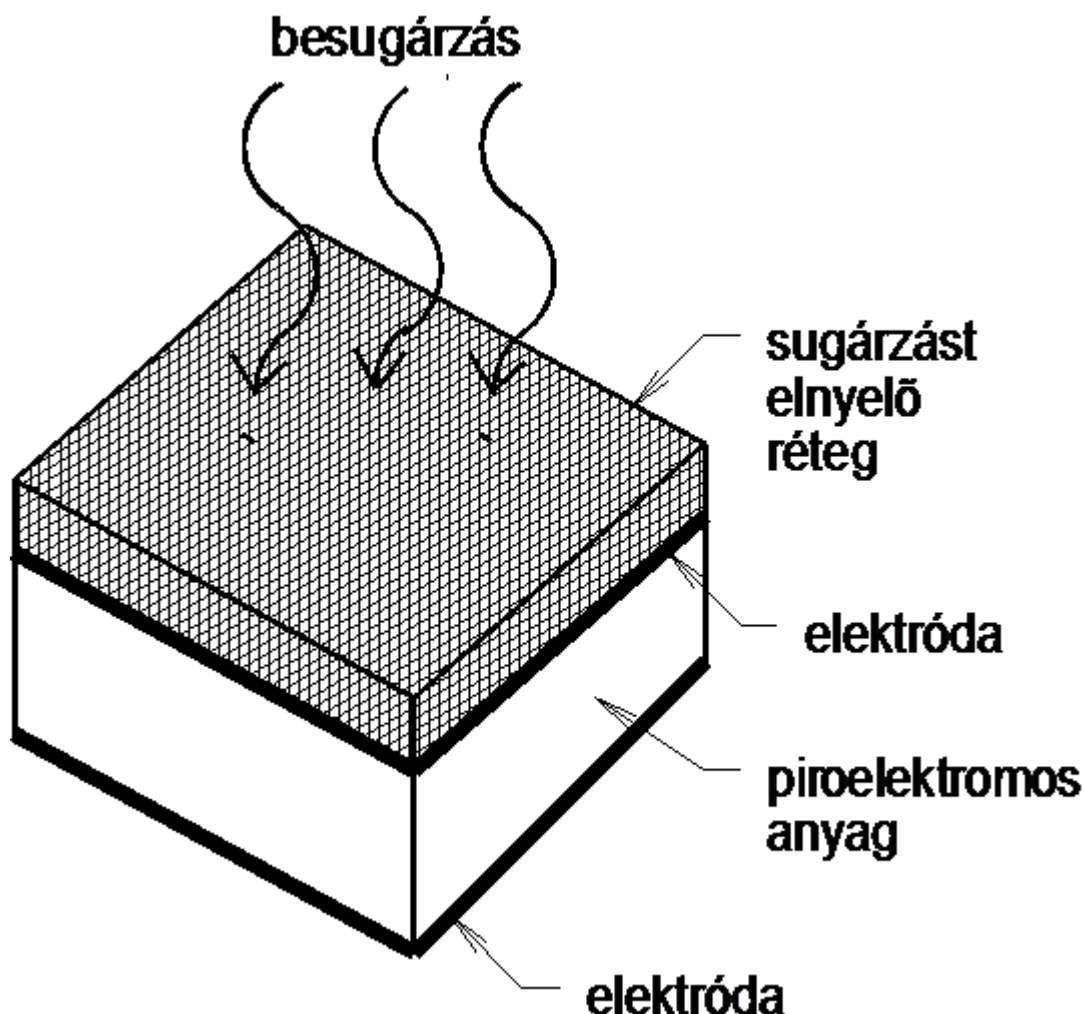
Bizonyos nagy permanens dipólmomentummal rendelkező szigetelő anyagok (turmalin kristály, triglicinszulfát, polivinilfluorid, Li-tantalát) a hőmérsékletváltozásra felületi töltésváltozással reagál. A két szemközti felületet fémréteggel bevonva a töltésváltozást nagy impedancián (1 MOhm) , kis áram mellett feszültség impulzusként mérhetjük.

5.11. ábra - A piroelektromos effektus: (i) az anyag nagy permanens dipólmomentuma egy állandó töltés megosztást hoz létre a felületen; (ii) a hőmérsékletváltozás esetén azzal arányos többlet töltés jelenik meg felületeken, ami a terhelésen (1 MOhm) átfolyva kiegyenlítődik, feszültség impulzust kelt, (iii) visszahűlve (lassabban) a töltéseloszlás visszaáll, ellentétes feszültség jelenik meg



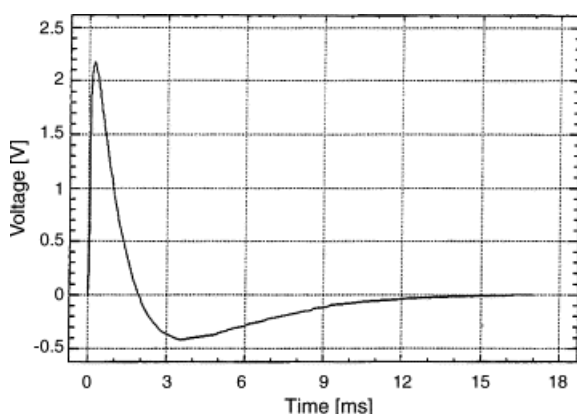
A termoeleemes detektorokhoz hasonlóan a piroelektromos lap is kicsiny hőkapacitású, és a mesterséges fekete réteggel van bevonva a 200 nm - 25 μm -es tartományra.

5.12. ábra - Piroelektromos detektor felépítése



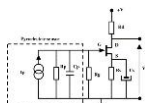
Alapvetően impulzusok energiájának mérésére alkalmasak, néhány 100 μ s szélességű (gyorsabb felfutású, lassabb lefutású) feszültségimpulzust mérhetünk közvetlenül oszcilloszkóppal.

5.13. ábra - Piroelektromos detektor válaszjele rövid impulzusú besugárzásra



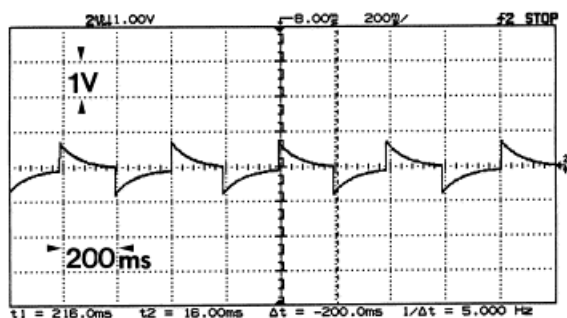
A csúcstérték lesz arányos a bejövő sugárzás energiájával (az egyensúlyi szinttől mérve), úgy kalibrálják. A helyettesítő kapcsolási sémán látható, hogy áramgenerátorral helyettesíthető, amely időátlagban nulla áramot ad, vagyis a gyors pozitív és a lassú negatív szakasz időbeli integrálja ugyanakkora. Egy FET-es kapcsolással felerősíthetjük az esetlegesen gyenge jelet $A = R_d/R_s$, illetve az óvatosan terhelhető $R_s = 1\text{M}\Omega$ munkaellenállás helyett a lényegesen kisebb belső ellenállású kimenetre már csúcsfeszültség mérőt is kapcsolhatunk:

5.14. ábra - Piroelektromos detektor elektromos helyettesítő képe hozzákapcsolt FET-es erősítővel



A piroelektromos detektorral folytonos sugárzást nem lehet mérni, de ha moduláljuk (megszaggatjuk a fényt), váltakozó elektromos feszültség keletkezik, visszszámolhatjuk a kitöltési tényezéből a folytonos teljesítményt.

5.15. ábra - 2,5 Hz frekvenciával megszaggatott folytonos fényforrás által kiváltott piroelektromos válaszjel



Kivételre alig lehet megkülönböztetni a termoelektromos detektortól, a nagy csúcsteljesítményű impulzusokkal ugyanúgy óvatosan kell eljárni, a fekete, abszorbens réteg ugyanúgy sérülékeny.

Több, nagyságrendekkel különböző energia/csúcsteljesítmény tartományokban gyártják.

5.16. ábra - Közepes teljesítmény mérésére alkalmas piroelektromos detektor kiviteli alakja



6. fejezet - Optikai és elektromos zajforrások, amplitúdó-, és fázis-zaj

Legtöbb optikai mérés azon alapul, hogy a kísérletben keltett vagy bevitt *fény* valamely *tulajdonsága* a fény-anyag kölcsönhatás következtében *megváltozik*. Ezt a (legtöbbször igen kis) változást kell kimutatnunk a fény egyik, vagy több jellemző paraméterében, vagyis

1. az intenzitásában (abszorpció, telítődés, indukált emisszió),
2. hullámhosszában (fluoreszcencia, Raman-szórás),
3. irányában (szórások, indukált rács),
4. polarizációjában (anizotropia, optikai Kerr-effektus),
5. időtartamában (relaxációk, oszcillációk, pumpa - próba kísérletek).

Érthető, hogy annál *kisebb változást* tudunk kimutatni, minél *szabályosabb* a beeső fény. Ezért volt olyan nagy jelentősége a *lézerek* megjelenésének az optikában, spektroszkópiában, hiszen ezek paramétereit tudjuk legjobban kézben tartani.

Az optikai mérés során is mindig csak **véges** számú paramétert tudunk figyelembe venni, kézben tartani. Ezek az elméleti leírásnál is figyelembe veendő **lényeges** paraméterek, változók, a jelenséggel **ok-okozati** viszonyban lévő fizikai mennyiségek.

Viszont minden jelenséget végtelen számosságú hatás ér, az összes figyelembevétele a modellben, mérésekben elvileg is lehetetlen. Ezek a nem meghatározó, „**lényegtelen**”, de mégis befolyásoló tényezők – a **körülmények** – általában sztochasztikusak, úgymond „zaj”-ként vannak jelen. Egy részük megfelelő gondossággal, körültekintéssel, a kísérleti körülmények alkalmas megválasztásával minimalizálható, kiküszöbölhető, de minimum kezelhető (tudunk róluk). Az igazi problémát az okozza, ha nem észleljük, és a mérésünk elvileg hibás lesz, vagyis „műterméket” (artifakt) kapunk eredményül.

Az optoelektronikai gyakorlatban mind sztochasztikus, mind determinisztikus zajforrásokkal találkozunk. Ezek mind az optikai, mind az elektronikai oldalon jelentkezők.

1. Optikai zajforrások

A fénynek a fent felsorolt mind az öt paramétere előállítása, mérése során fellépnek nem kívánt jelenségek. A legfontosabb zavaró körülmények – a teljesség igénye nélkül-, amelyekre figyelemmel kell lenni:

1.1. Determinisztikus zajforrások

1.1.1. Fényintenzitás

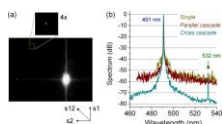
1. Több jelenség együttes jelenléte (izzólámpában a töltőgáz is világít, vagy elnyel, gázkisülésben az izzó elektróda termikus sugárzó, stb),
 2. a fénynyaláb térbeli elmozdulása (a melegedő izzószál megnyúlik, rezeg, hőtágulás a tartószerkezetben),
 3. a fényforrást határoló üvegbúra, töltőgáz, abszorpciója, diffúz szóródás, visszaverődés a hátsó felületről,
 4. lézereknél a térbeli módusok lassú változása (irány szerinti eloszlás változik),
 5. bemelegedéssel, hűtéssel kapcsolatos lassú változások,
1. külső fény beszűrődése (igen gyakori hiba) réseken, látszólag „fekete” tárgyakon (papír, szövet, fólia),
 2. a berendezés belsejében a határoló falakon, vagy optikai elemek belső felületein többszörös reflexió (4% !) révén jut be a detektorba (nincs tökéletesen „fekete” felület!),

3. a levegőben való terjedés során szórás, absorpció (200 nm alatt, vagy infravörösben),
4. a levegő molekuláris (Rayleigh) szórása és a levegőben lebegő porszemek sokkal fényesebb (de fluktuáló) Mie-szórása, ugyanezek folyadékokban, szilárd mintában is lehet determinisztikus (és/vagy fluktuáló) zajforrás,
5. öregedés (100-10 000 óra időtartományon).

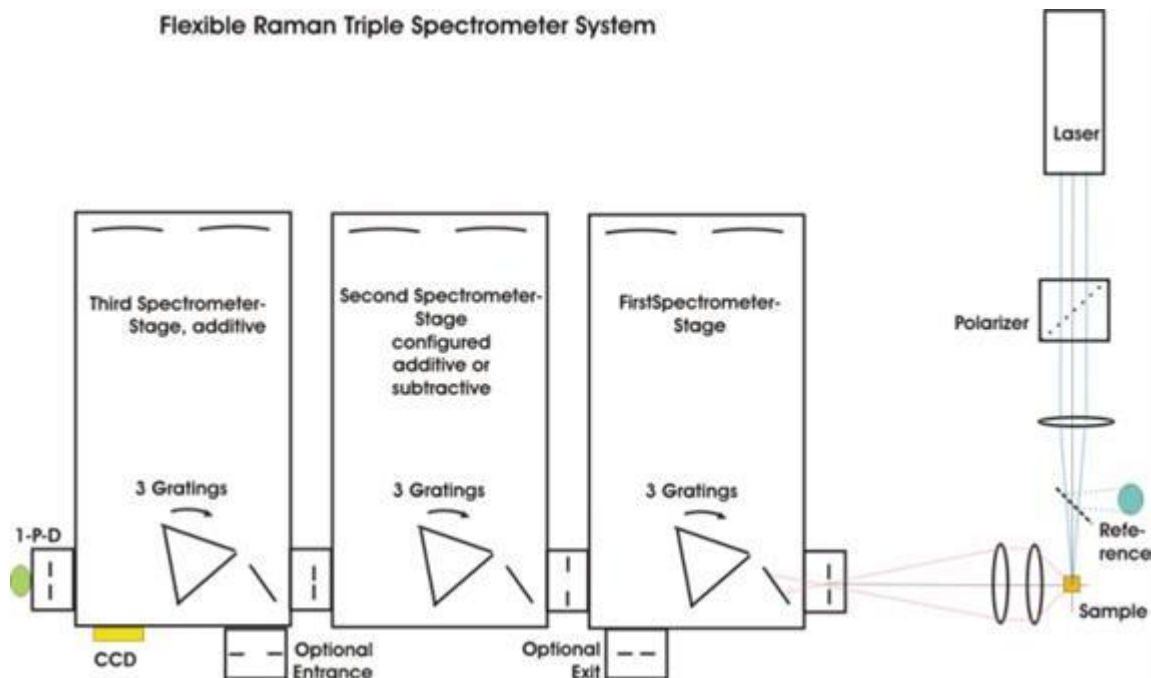
1.1.2. Hullámhossz

6. Tökéletesen monokromatikus fényforrás nem létezik, a Fourier transzformációs limitet is nagyon nehéz elérni, a fényforrások mindig véges sávszélességűek.
7. Tökéletesen folytonos – Planck törvénynek teljesen megfelelő – spektrumú sugárzó sem létezik (a búra, fémgőzök absorpciója).
8. A keskeny sávszélességű fényforrások színeképében is mindig van folytonos, vagy legalábbis sokkal szélesebb háttér. Egy szokásos monokromátor kontrasztja 1: 100 körül van, vagyis a névleges sávszélességbe eső intenzitás 1 %-a van a teljes hullámhossz tartományon integráltan (általában a névleges hullámhossztól távolodva csökkenő intenzitással) jelen. A szórt háttér csökkentésére kettős, hármas monokromátorokat használnak.

6.1. ábra - Egyes és kettős monokromátor kilépő résénél mérhető spektrális intenzitás eloszlás (logaritmikus skálán) , a legkisebb a szórt fény ellentétes disperziós irányú soros elrendezésnél

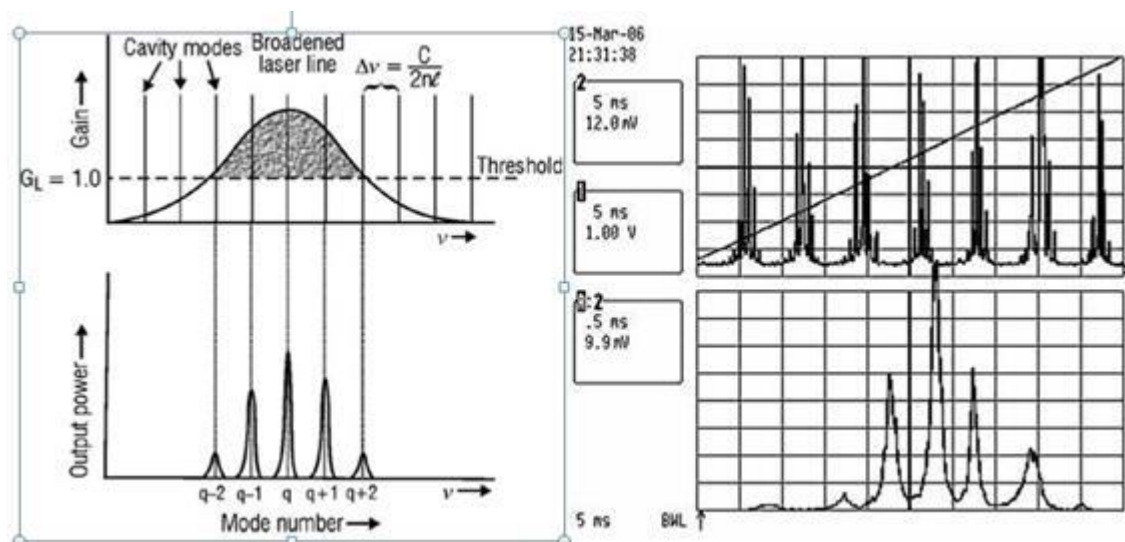


6.2. ábra - Hármas monokromátor Raman spektrométerben 10E-6 os kontraszttal



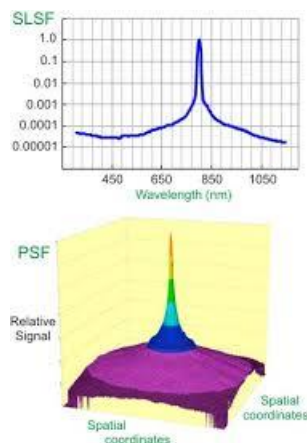
9. A legtöbb lézer keskeny sávszélessége még sűrűbb vonalrendszert tartalmaz, az u. longitudinális módusokat, a rezonátor, mint Fabry-Perrot interferométerben kialakuló állóhullámokat.

6.3. ábra - A lézer rezonátor Fabry-Perrot módusainak és a fluoreszcencia (erősítés) sávszélesség nemlineáris metszeteként áll elő a lézerfény spektrális eloszlása



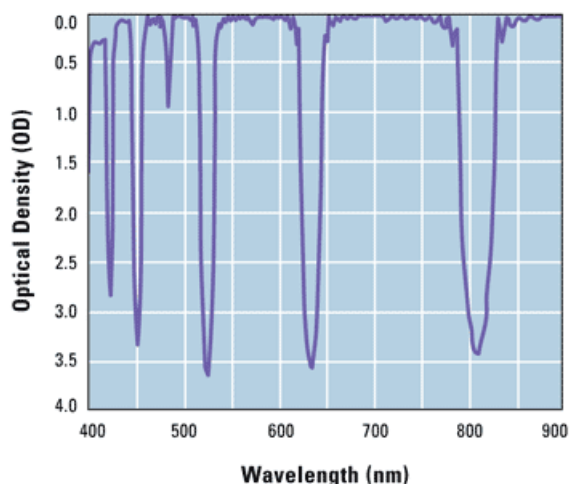
10. Egyes monokromátorok, spektrográfokban megjelenhetnek fals vonalak (rácsok magasabb rendű elhajlási irányában, pl. 800 nm-en megjelenik a 400 nm-es komponens is, rács periodicitási hibái miatt „szellem vonal”, prizmas rendszerben többszörös reflexiók)
11. lézerek sem teljesen Fourier limitáltan monokromatikusak, a spektrumuk általában keskenyebb, mint a fluoreszcencia sáv szélesség, de az háttérként jelen van, festéklézernél a – hangolt - lézer vonalon kívüli fluoreszcencia spektrum egy része még indukált emisszió révén erősödik is (ASE=erősített spontán emisszió).

6.4. ábra - Ti:Zafir lézer spektrális intenzitáseloszlása (logaritmikus skálán), alatta a térbeli eloszlás intenzív szélessávú udvarral



12. A lézerek gerjesztéséből származó optikai háttér is számottevő (gázlézereknél a plazma szélessávú termikus és vonalas fénye, villanólámpa széles spektruma, de festéklézereknél a gerjesztő (Ar, Nd:YAG, N₂, excimer) lézer vonalak sem számúzhatók teljesen, mikrochip lézer dióda lézeres gerjesztésnél is gond annak kiszűrése.
13. Az interferenciás szűrők keskeny sávja is csak egy szűkebb tartományon reguláris, távolabb újra „kinyit”, átereszt, üveg szűrőkkel szokás ezeket a másod- és magasabb rendű interferenciákat csillapítani.

6.5. ábra - 546 nm-re készített interferenciás szűrő transzmissziója a sávzáró üveg (Schott) fedőszűrő nélkül

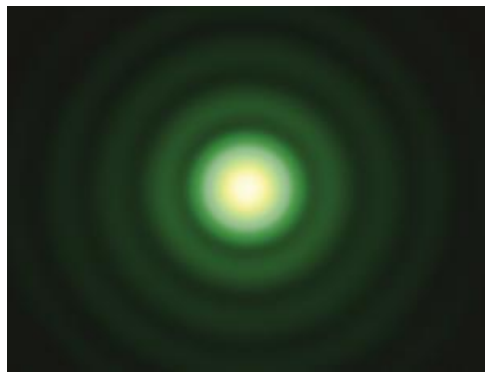


14. Tipikus műtermék lehet a közeg Raman szórása (amely ráadásul nem a gerjesztő hullámhosszán jelentkezik), vagy akár a folyadék küvetta fala, vagy a minta előtt és mögött lévő levegő okozta intenzív, nemlineáris kölcsönhatásból származó jel.
15. UV fény mérésekor gyakori, hogy a színszűrők, fénygyengítők, a detektor üvegburája fluoreszkál (olyan spektrummal, amire esetleg sokkal érzékenyebb a detektor).

1.1.3. Irány, térbeli eloszlás

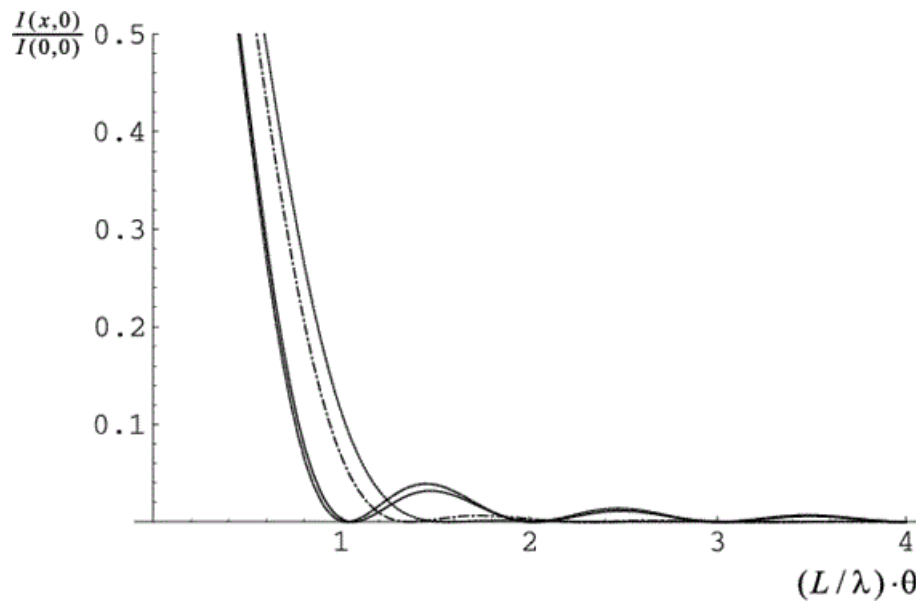
16. Tökéletesen párhuzamos fénynyaláb nem létezik, a véges keresztmetszet miatt a széleken fellépő fényelhajlás alsó határt szab a divergenciának (diffrakciós limit). Ezt elérni sem egyszerű. Az éles határoló élek elhajlási maximumok és minimumok sorozatát eredményezik.

6.6. ábra - Köralakú nyíláson áthaladó síkhullám interferencia képe (Airy gyűrűk)



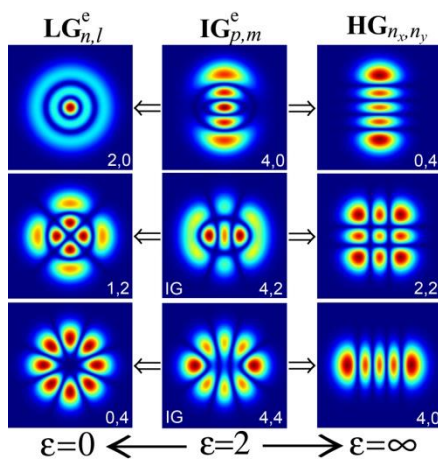
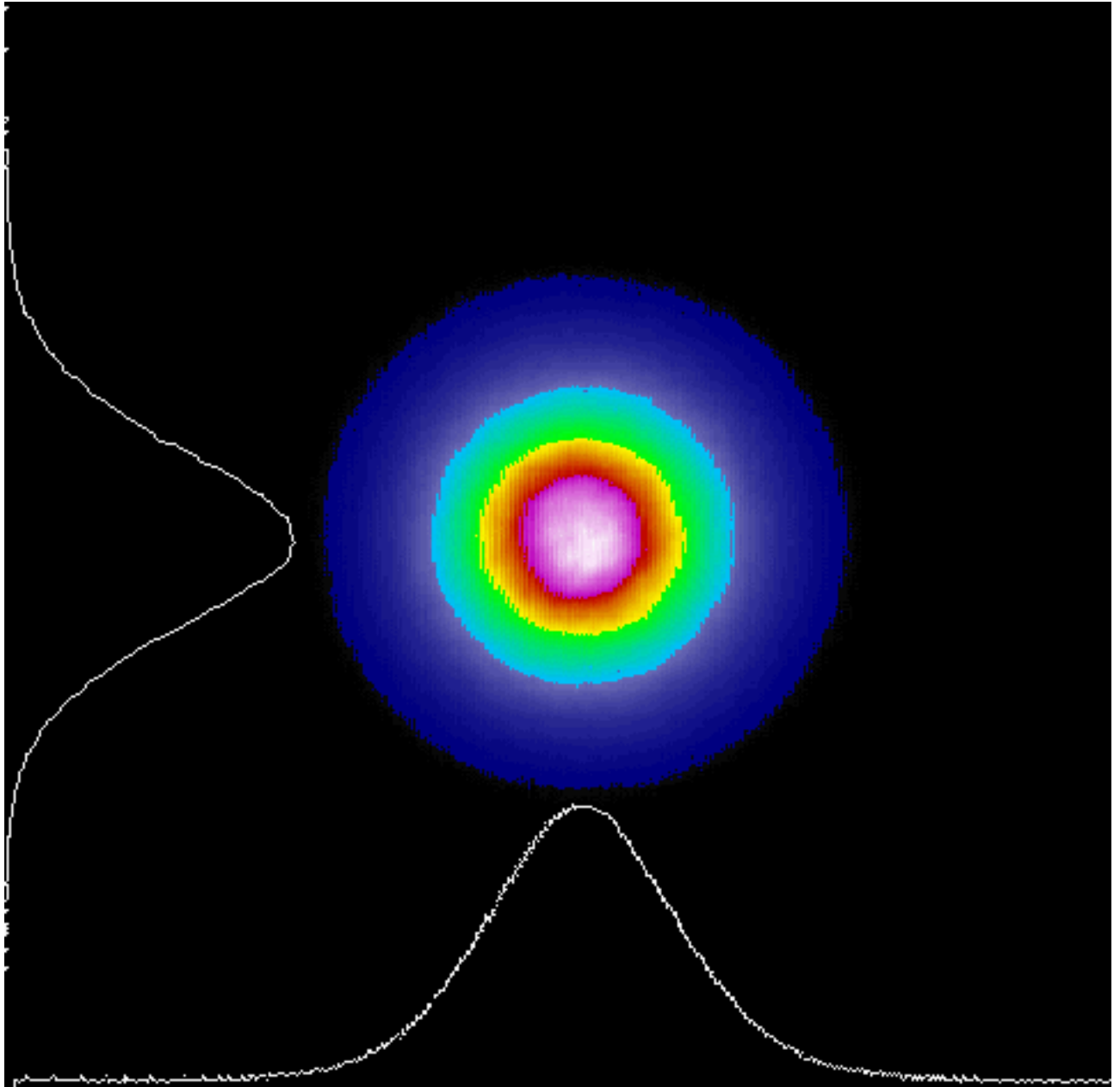
17. Ha a határoló második apertúrának a szélére éppen egy ilyen elhajlási minimum esik (vagyis az intenzitás éppen nulla a falnál), akkor a csíksorozat el lehet kerülni (apodizáció, un. nem diffraktálódó Bessel-nyaláb), de a nyaláb nyílásszöge nagyobb lesz, mint az elsőrendű minimumok nyílásszöge lenne.

6.7. ábra - Intenzitáseloszlás résen síkhullámmal és a széleken eltűnő intenzitású nyalábbal kivilágítva



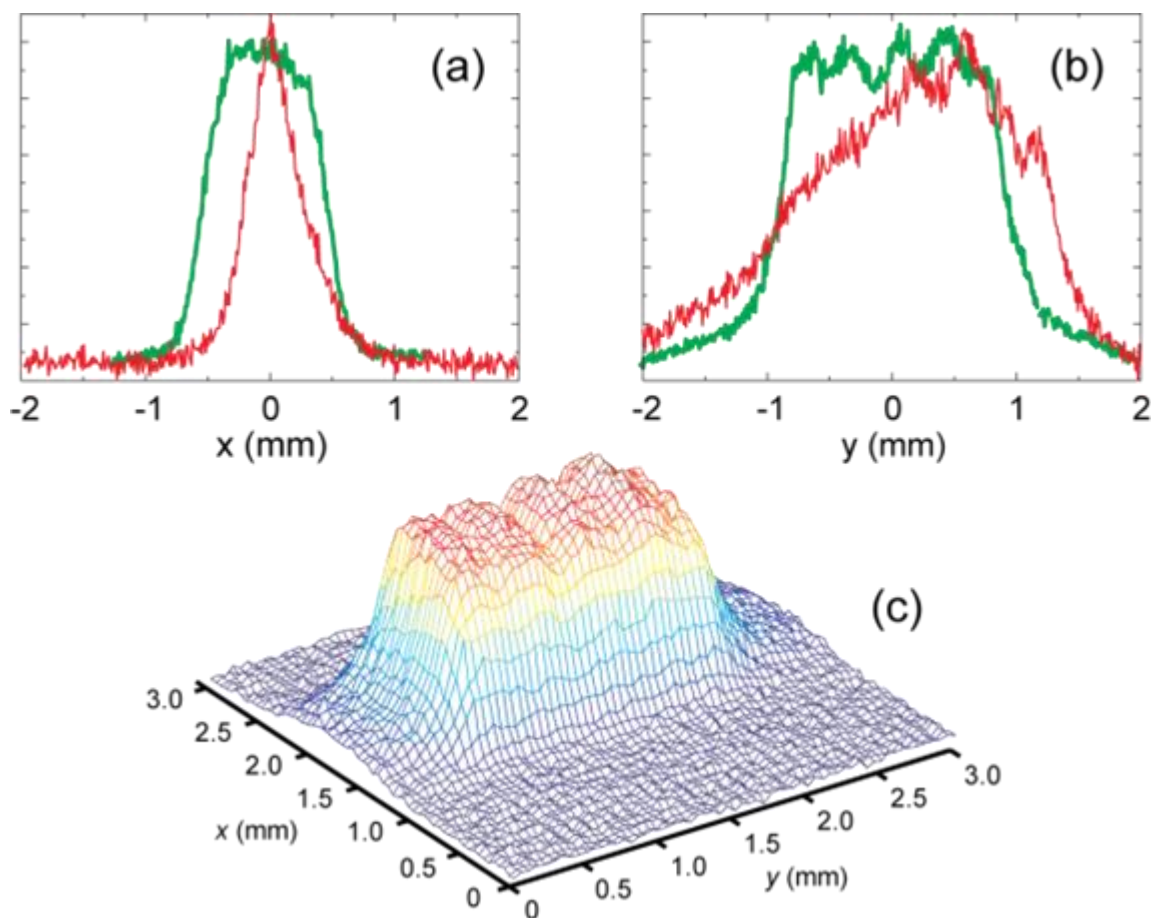
1. A lézerekből általában a legjobb nyalábeloszlás (TEM_{00}) az ún. Gauss-alak, amelynek a szélein még gyorsabb (apodizáló) az intenzitás lecsengése a gyakorlatban. A magasabb rendű térbeli módusokat tartalmazó nem-ideális lézernyaláb intenzitáseloszlása a módusszerkezettől függ (az alábbi ábra b) részén láthatók).

6.8. ábra - TEM_{00} módusú lézernyaláb intenzitás eloszlása (Gauss) és különböző szimmetriájú rezonátorok mmagasabbrendű móduai



1. Egyes lézerek intenzitás eloszlása még szabálytalanabb (pl. az excimer lézer), a nyaláb középső része síkhullámnak tekinthető.

6.9. ábra - Excimer lézer nyalábjának intenzitás eloszlása



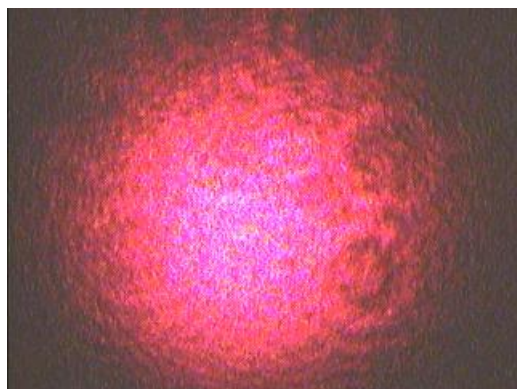
2. Hosszabb fénypátnál a berendezés belsejében, vagy kívüli inhomogén hőmérséklet-eloszlás esetén a fény eltérülhet (déliab).
3. A Rayleigh vagy Mie-szórás iránykarakterisztikája olyan, hogy az „előre-” és „hátra-szórás”, vagyis a nyaláb irányához legközelebb a legerősebb, „udvara” lesz a nyalábnak, szélesebb, mint a diffrakció.

6.10. ábra - Fényszórás irányfüggése különböző méretű (kis molekulákon, hullámhosszal összemérhető és annál sokkal nagyobb) részecskéken , jobbról a Berliini Egyetem LIDAR laborjából (közel vízszintesen) kibocsátott nyaláb előreszórása



4. A fényútban lévő optikai elemek (lencse, prizma, üveglap) felületén lévő porszemek, hibák, a két felület közötti reflexiók interferenciája erősen modulált intenzitáseloszlást eredményez.

6.11. ábra - Lencsén áthaladó lézerfény nyalábon porszemek és felületek közti interferencia okozta modulációk



1.1.4. Polarizáció

1. A polarizátorok nem tökéletesek, két azonos típusú pontosan „keresztelt” (egymás polarizációs tengelyével 90 fokot bezáró) polarizátor-pár is átenged egy kis fényt (T, transzmisszió):
 - a. turmalin film polarizátor $T = 1 \%$
 - b. Vékony film polarizátor $T = 0,01 \%$
 - c. Kalcit (normál) $T = 10^{-5}$
 - d. Kalcit (válogatottan alacsony szórású) $T = 10^{-7}$
2. Ez a kontraszt egyes esetekben függ a hullámhossztól, illetve a polarizátornak hullámhosszfüggő abszorpciója lehet.
3. A kalcit polarizátorok, noha sokkal jobb a kontrasztjuk, egy szűk beesési szögtartományban (5-10 fok) működnek, a teljes visszaverődés szögtartománya határolja (pl. lencse után rakva, a fókuszált nyaláb szélső sugarai lehet, hogy már nem lesznek polarizáltak).

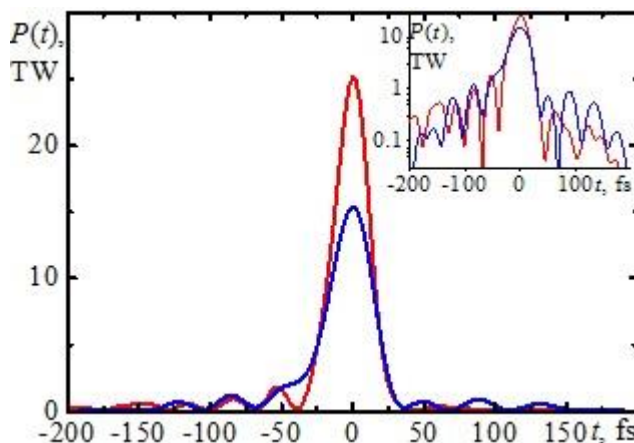
4. A poláros fény szilárd anyagon (kristály, üveg) áthaladva általában veszít a polarizációs tisztaságából, mivel a szilárd anyagok legtöbbje belső mechanikai feszültségeket hordoz, a megszilárdulás inhomogenitása „belefagyott”, ezért anizotróppá, kettősen törővé vált. Az áthaladt fénynek lesz az eredetire merőleges komponense is (elliptikusan poláros lesz). A belső feszültségtől mentes lencse, küvetta, prizma ritkaság, speciális (fűtés, lassú lehűtés) eljárással feszültség mentesítik, válogatják (keresztezett polarizátorok között).
5. Az átlátszó anyagok felületéről visszaverődött (4%) fény általában részlegesen poláros, a Brewster szögnél maximális a kontraszt (divergencia függő, 10^{-4} körüli). Egy sík üveglappal való részleges ($2 \times 4\%$) fény kicsatolásnál (trigger, diagnosztika) a polárosságot figyelembe kell venni, és azt is, hogy a maradék nyaláb polarizációs állapota is kicsit megváltozott, részlegesen elliptikussá vált (ha természetes volt).
- 6.

1.1.5. Időtartam (időfüggés)

1. A fényforrások egy része hálózati váltakozó (50 Hz) árammal üzemel, amiatt a fényük is bizonyos mértékű 50-100 Hz-es modulációt mutat (a fénycső, spektrál lámpák a nullátmenetek után ki is oltódnak néhány ms-ig, 100 Hz-el)
2. A nagyon rövid impulzusok (<50 fs) mérhető mértékben kiszélesednek a közeg diszperziója (terjedési sebesség hullámhossz függése, csoportsebesség diszperzió) miatt
3. A különböző hullámhosszú impulzusok a törésmutatótól függő sebességgel terjednek (pl a keltő 800 nm-es impulzus és a frekvencia kétszeresét 400 nm-es keltett párja)
4. A fény intenzitásának időfüggését többnyire három csoportba soroljuk:
 - a. folytonos (CW), bizonyos hosszú (1 s- 10 óra) ideig állandó az intenzitás,
 - b. kvázi folytonos, vagyis periodikus, jellemzően szinuszosan, vagy leggyakrabban négyszög hullámmal modulált (50-50 % arányban meg van szaggatva),
 - c. impulzusnak nevezzük, ha a jel/szünet arány jóval kisebb, mint 1, az impulzus jellemzője a félérték szélessége (FWHM), a fel- és lefutási ideje (az amplitúdó 10%-90% közti idő), valamint - ha impulzus sorozatról van szó, mint legtöbbször – az impulzusok követési ideje, vagy ismétlődési frekvenciája.

Az impulzus fényforrások esetén jellemző determinisztikus hibaforrás, hogy a vélelmezéssel szemben az impulzusok közötti „szünetben” az intenzitás nem nulla, vagyis a spektrális kontraszthoz hasonlóan értelmezni kell az egyes impulzusok energiája és a szünetbeli (integrált összintenzitás) energiák hányadosát, mint időbeli kontrasztot. Különösen módusszinkronizált impulzussorozatok esetén ez igencsak fontos – el nem hanyagolható – zavaró tényező. Előfordul, hogy az impulzusok közötti időben az ezredrésnyi, de folytonos átlagteljesítmény százszor nagyobb összenergiát jelent, ha lassabban is, de felmelegíti, elpárologtatja a céltárgyat, mire a nagyteljesítményű rövid impulzus odaér.

6.12. ábra - Módusszinkronizált, erősített Ti:Zafir lézer impulzus alakja, az inzerten logaritmikuskálán az időbeli "háttér"



1.2. Sztochasztikus optikai zajforrások

1.2.1. Fényintenzitás

1. A folytonos fényintenzitás soha nem lehet szigorúan állandó, már csak azért sem, mert az anyaggal való kölcsönhatás foton egységekben történik. Minél kisebb a fényintenzitás, annál nagyobb a fotonok statisztikus eloszlása okozta fluktuáció. A fotonszámban kifejezett intenzitás szórása (standard deviáció) – mint minden Poisson eloszlás esetén - a fotonszám négyzetgyöke. A kis fényintenzitások tartományával a *Kvantum optika* részben külön foglalkozunk.
2. A fényforrásoknak más okból is fluktuálhat a kilépő fény intenzitása:
 - a. a gázkisülés instabilitásai miatt,
 - b. az elektromos gerjesztés áramának esetleges ingadozása (hálózat ingadozás, ha nincs saját stabilizált áramforrása),
 - c. izzószál saját mágneses terének visszahatása (50 Hz-es táplálásnál),
 - d. lézerekben a rezonátor mechanikai rezgései, az erősítési tényező nagyon kis változásai exponenciálisan felerősödnek (atomcsapda nagyon stabil frekvenciájú lézereit hangszigetelt dobozba kell tenni).
3. A fényútban lévő levegő és különösen a porszemek szórása véletlenszerű, különösen kis intenzitásnál jellemző .
4. Folyadékban az áramlások (akár a fény elnyelődése, melegítés miatt keletkezhetnek), az üvegfelületeken való szennyeződéseken való szóródás, illetve interferencia

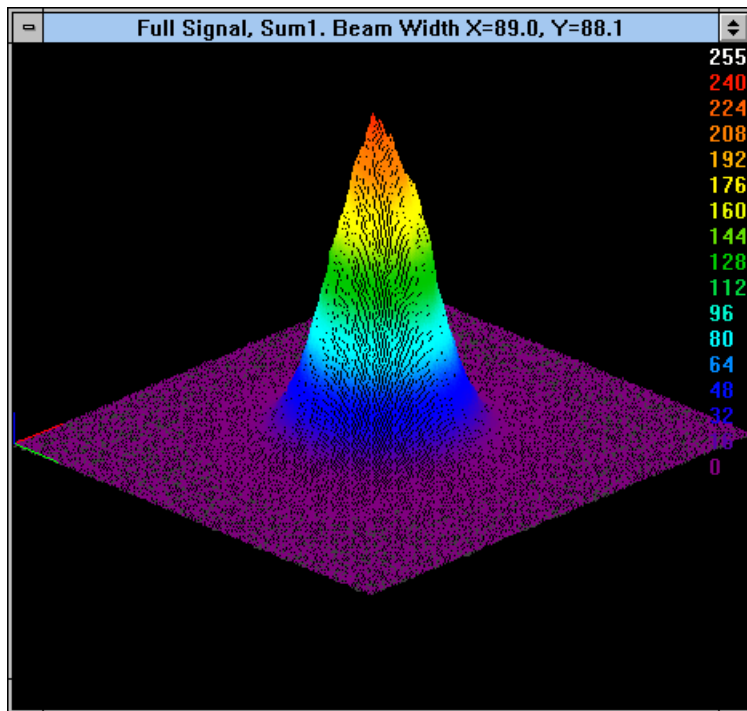
1.2.2. Hullámhossz

5. A fluoreszcencia sáv szélességén belül a spontán emisszió során az egyes fotonok különböző frekvenciával lépnek ki, a sáv szélességet ez az eloszlásfüggvény statisztikailag határozza meg.
6. A gáz halmazállapotú atomok által kibocsátott spontán fluoreszcencia Doppler eltolódást szenved a sokaság részecskéinek Boltzmann eloszlással jellemezhető mozgása miatt.
7. Hasonlóan véletlenszerű folyamat, a részecskék ütközése miatt a spektrumvonalak un. nyomási kiszélesedése.
8. A nagyfényerejű spektrográfokban a leképezés szférikus aberrációi miatt a rendszer spektrális felbontóképességét rontja az, hogy a résen különböző irányokból jön a fény, és a leképezés aberrációi miatt ugyanolyan hullámhosszúságú fotonok különböző helyre kerülnek.

1.2.3. Irány, térbeli eloszlás

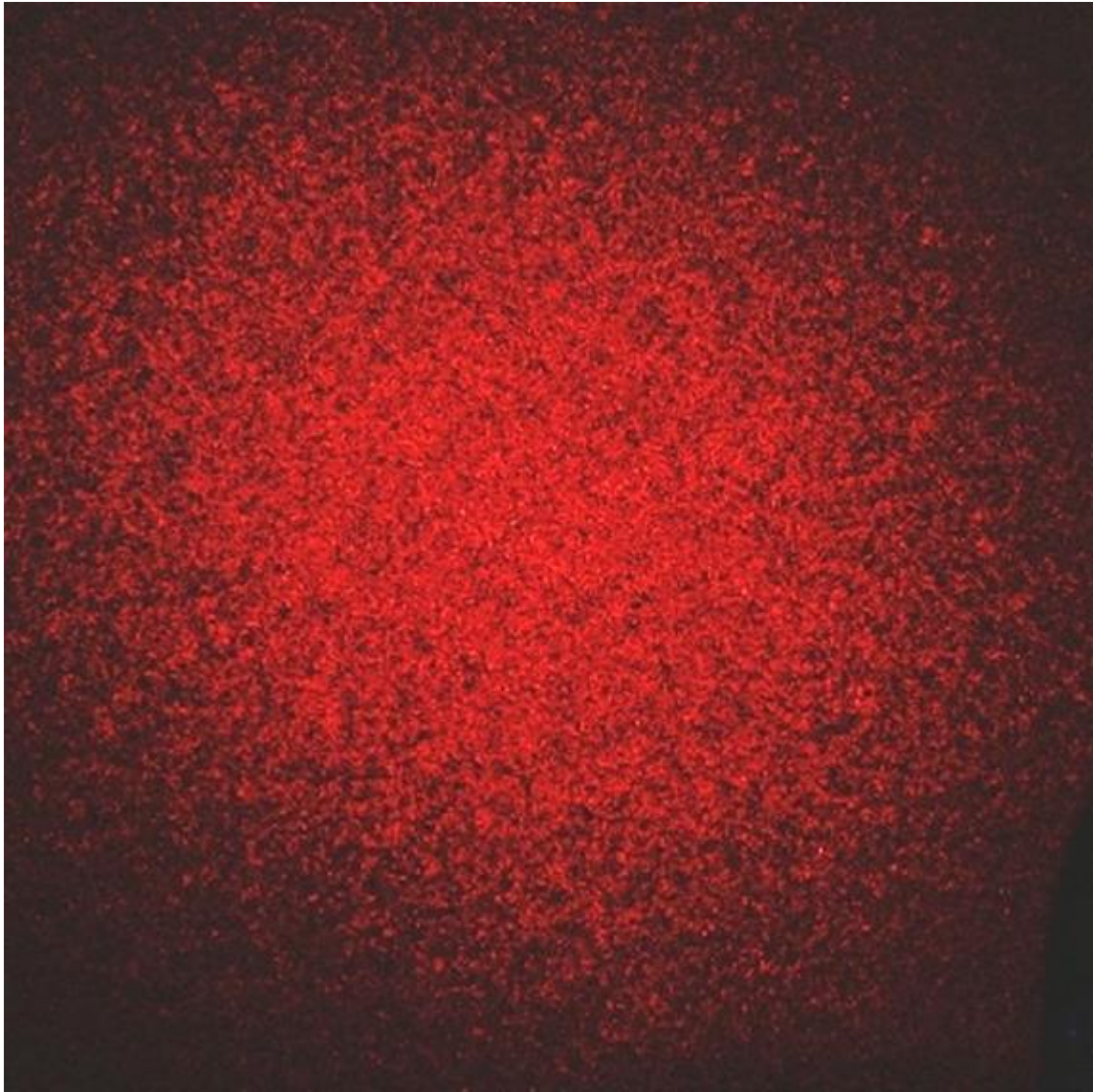
1. A fényútban lévő levegő áramlásából származó turbulenciák kaotikusan megváltoztatják hullámfrontot, az intenzitáseloszlás a keresztmetszet mentén „zajossá „ válik az átlagos Gauss burkoló körül.

6.13. ábra - TEMoo módusú lézenyaláb intenzitáseloszlása több méter levegőbeni fényút után



1. Kis sávzélességű (lézer) forrás esetén az interferencia képesség nagy, a hullámfront kismértékű torzulása interferencia csíkok, gyűrűk sokaságát eredményezi a megvilágított felületen.
2. Matt felület megvilágításakor az egymáshoz közeli pontok véletlenszerű interferenciája egy véletlenszerű „mákos” zajos felületi intenzitáseloszlást eredményez a visszavert (szórt) fénynyalámban, ez a „szpekl” (speckle).

6.14. ábra - Matt felületről (fehér papírlap) visszavert fény intenzitáseloszlása (speckle)



1.2.4. Polarizáció

1. Mivel a polarizáció a mechanikailag makroszkopikus polarizátor geometriájához kötött, a polarizáció általában ritkán változik sztochasztikusan.
2. Az ún. belsőtükrös gázlézerekben elvben nincs kitüntetett irány (szemben a Brewster szögű ablakkal ellátott külső rezonátoros lézerekkel), ezért elvben minden irány azonos valószínűségű, tehát természetes, minden irányban azonos polarizációjú fényt kellene kapnunk. Ezzel szemben még a legjobban beállított rezonátor esetén is a polarizáció fluktuál a mikro-, milliszekundumos időskálán, időátlagban izotróp, de rövid idő intervallumban lineárisan poláros, (csak gyorsan változik).

1.2.5. Időtartam, időfüggés

1. A korábban jelzett intenzitás és hullámhossz fluktuáció valójában a fény időbeli viselkedésének más-más aspektusa. Klasszikusan a fény - mint elektromágneses hullám - az elektromos térerősség tér- és időfüggvényeként írható le (a mágneses térerősség komponensének hatása az anyagra általában elhanyagolható):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(t) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

a fenti komplex függvénnyel leírt térerősségnek természetesen a valós része a mérhető fizikai mennyiség:

$$\operatorname{Re}\{E(t, \mathbf{r})\} = \frac{1}{2}(E(t, \mathbf{r}) + E^*(t, \mathbf{r}))$$

)

amelyet általában - számolástechnikai egyszerűsége miatt - a komplex konjugálttal (E^*) fejezünk ki.

2. Az elektromágneses tér energiasűrűsége vákuumban:

$$U_v = \frac{1}{2}(\epsilon E^2 + \mu H^2) = \epsilon E^2$$

a teljesítménysűrűség pedig ebből:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$$

ahol E_0 a térerősség periódusidőre vett átlaga:

$$E_0 = \frac{1}{T} \int_0^T E(t) dt$$

3. Az E_0 amplitúdónak a periódusidőhöz képest lassú időfüggését egy fényimpulzusban a harmonikus (középfrekvenciájú) vivőhullám burkolójaként fogjuk fel és valamilyen gyorsan nullává váló haranggörbével írjuk le (pl. Gauss, kettős exponenciális, szinusz-hiperbolikus függvény):

$$E(t, \mathbf{r}) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} e^{i(kr - \omega t)}$$

4. Mivel az $E(t)$ időfüggésében döntően a szinuszos harmonikus rezgés dominál (rezgések szuperpozíciója), gyakran többet mond a folyamatokról az időfüggvény komplex Fourier transzformáltja:

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$$

az egydimenziós időfüggvényből áttérünk a frekvencia síkra, mivel $E(\omega)$ komplex függvény két valós függvényt takar, az amplitúdó spektrumot $A(\omega)$ és a fázis spektrumot $\phi(\omega)$:

$$E(\omega) = A(\omega) e^{i\Phi(\omega)}$$

5. A (komplex) frekvencia spektrumból visszakaphatjuk az időfüggvényt az inverz Fourier transzformációval:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

és újra csak egy változóval írhatjuk le az elektromos teret (a helyfüggéstől most eltekintettünk).

Az időfüggvényt is ketté bonthatjuk:

$$E(t) = A(t) e^{i\Phi(t)} \cdot e^{i\omega_0 t}$$

az első tényező az időbeli amplitúdó burkolója és fázisa, a második pedig a súlyponti frekvenciának megfelelő monokromatikus síkhullám.

6. A fénynyalámban bármilyen okból meglévő fluktuáció, zaj a fenti két mennyiség (amplitúdó és fázis) fluktuációjaként, zajaként értelmezhető. Fontos, hogy az időbeli amplitúdóban (pl. a burkoló szélességében) bekövetkező változás a frekvenciaspektrumban mind az amplitúdót (sávszélességet) mind a fázist megváltoztatja, mégpedig fordított arányossággal. Ennek eredménye az ún. Fourier limit:

$$\frac{\Delta\omega \cdot \Delta t}{2\pi} \geq K$$

ahol $\Delta\omega$ a spektrális burkoló, Δt pedig az időbeli burkoló intenzitás eloszlásának félértéksszélessége, K pedig a burkolók alakjától függő, 1 körüli szám. Noha formailag nagyon hasonlít a Heisenberg-féle határozatlansági relációra, ez nem az, a klasszikus fizikai képből vagyunk, ez a Fourier transzformációnak, mint matematikai operációnak a sajátja, következménye.

7. A spektrális amplitúdó, illetve az időbeli amplitúdó helyett a teljesítmény sűrűséget, vagyis az intenzitást tudjuk mérni:

$$I(t) = \frac{c\epsilon_0}{2} A^2(t)$$

az időbeli intenzitás (impulzus alak), és a

$$I(\omega) = \frac{\epsilon_0}{\pi} A^2(\omega)$$

spektrális intenzitás (amplitúdó spektrum) különböző fizikai mennyiségek (a mértékegységük is más). A kétféle intenzitás közötti normálást a Parseval-tétel biztosítja, vagyis az összenergia mind az impulzus teljes időtartama alatt, mind a teljes spektrumtartományra integrálva egyezzen meg:

$$\int_0^\infty I(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^\infty I(t) dt$$

Itt jegyezzük meg, hogy a Fourier transzformáció (FT) és az inverz- Fourier transzformáció (IFT) formailag teljesen szimmetrikus lenne, de a Parseval- tétel teljesüléséhez kell az egyikbe az $1/2\pi$ faktor. Bizonyos numerikus gyakorlatban átdefiniálták a normáló faktort (a Diszkrét Fourier Transzformációban - amit Gyors (Fast) FT-nek is neveznek - a Parseval faktor $1/N$), mindkettőbe berakták az $1/2\pi$ (illetve az $1/N$), négyzetgyökét így már a két transzformáció formailag csak a kitevő előjelében különbözik.

Általában a két változatot formailag különböztetik meg, pl az egyik csupa kisbetű, a másik meg nagybetű a MATHECAD-ben.

$$\begin{aligned} [c]fft(q) &= \frac{1}{\sqrt{N}} \int_{x_0}^{x_N} f(x) e^{+iqx} dx & i[c]fft(x) &= \frac{1}{\sqrt{N}} \int_{q_0}^{q_N} g(q) e^{-iqx} dq \\ [C]FFT(q) &= \frac{1}{N} \int_{x_0}^{x_N} f(x) e^{-iqx} dx & I[C]FFT(x) &= \int_{q_0}^{q_N} g(q) e^{+iqx} dq \end{aligned}$$

8. Ugyan nem létezik olyan detektor, amely a látható fényben közvetlenül az elektromos télerősséget méri (csak a négyzetével arányos intenzitást lehet), de vannak olyan mérési összeállítások (interferométer, homodyn, heterodyn keverés) amelynél a mért eredő intenzitás az egyik komponens $E(t)$, $E(\omega)$ télerősségének idő, vagy frekvencia függvényével lesz arányos.
9. A fény intenzitásának fluktuációja nagyon kis intenzitásoknál a fotonképpel magyarázható. Ezzel a Kvantumoptika fejezetben külön foglalkozunk.
10. A fény amplitúdójának fluktuációja nagy intenzitásoknál általában visszavezethető a fényt generáló elektromos áram, feszültség fluktuációjára. Hasonlóan a detektált fényelektromos jel zaját, fluktuációját nehéz megkülönböztetni a kiváltott elektronok mozgását terhelő elektromos zajforrásoktól.

1.3. Sztochasztikus elektromos zajforrások

A fény keltéséhez legtöbbször elektromos áramot használunk, és a fénydetektorok is áramot (feszültséget) szolgáltatnak. Az elektronok (félvezetőkben a lyukak is) áramvezetés közben elmozdulnak, és eközben a vezetővel kölcsönhatásba lépnek. A vezető általában bonyolult polikristályos, esetleg amorf szerkezetű összetett rendszer, sokféle jelenség játszódik le az áramvezetés során. A rákapcsolt – vagy a detektoron keletkezett – feszültség hatására folyó áram nagysága (az Ohm-törvény szerint) az anyag ellenállásával jellemezhető. Ahhoz,

hogy megértsük az ellenállásokon átfolyó áramban megfigyelhető fluktuációt (zajt), elemezzük a különböző folyamatokat:

1. A fotoáram az egyesével keletkezett (külső-belső fotoeffektus) elektronok (elektron –lyukpárok) sokaságából tevődik össze. Ha a fotoáram nagyon kicsi, az áram fluktuációjában már érzékelhetővé válik, hogy az diszkrét töltéscsomagokból áll, ezt sörétzajnak nevezzük. Az I_0 fotoáramhoz tartozó ingadozás, a sörétzaj értéke:

$$I_s = \sqrt{2qI_0\Delta f}$$

,

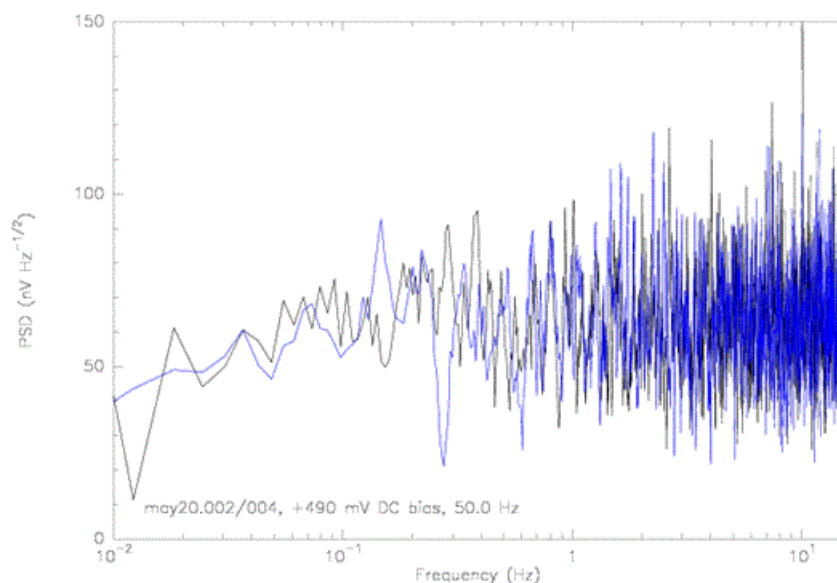
ahol q az elektron töltése, Δf a megfigyelt sávszélesség.

2. A fotodetektorból jövő áramot egy ellenálláson vezetjük át, amelyen keletkező feszültséget mérjük. A detektor terhelő ellenállásának anyagában az elektronok szóródnak a kristályrácsban rezgő (hőmozgás) ionok illetve a szennyezések sztochasztikus erőter-ingadozásain. A hőmérséklet négyzetgyökével arányos, minden frekvenciatartományban egyenletes, ez a fehér zaj, (Johnson-zaj, Nyquist-zaj), a mérhető zajfeszültség átlaga

$$U_{z1} = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f_z} = 1,3 \cdot 10^{-10} \sqrt{R \cdot \Delta f_z}$$

ahol R a terhelő ellenállás nagysága, f_z a mért sávszélesség, k a Boltzmann állandó.

6.15. ábra - Ellenálláson átfolyó áram spektruma (fehérzaj, Johnson-zaj)



A mérőkör által okozott fehérzaj általában összemérhető az optikai jel kvantumos jellege által létrehozott sörétzajjal.

3. Félvezető eszközökben, bonyolultabb szerkezetű (pl szinterelt) ellenálláson fellép még egy - az ellenállás anyagától erősen függő - zajkomponens, az $1/f$ vagy flicker zaj, szokás még „rózsaszín zaj”-nak nevezni, mivel az alacsonyabb frekvenciákon (vörösben) nagyobb:

$$U_{z2} = k \cdot \sqrt{\frac{\Delta f_z}{f_o}} \cdot U_o$$

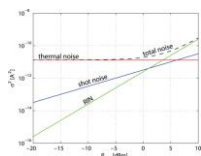
ahol k az anyagra jellemző állandó, tipikusan az 1-100 V/V tartományba esik egy $(10f_0-f_0)$ frekvencia-intervallumra.

4. A két zajforrás négyzetösszege

$$U_z = \sqrt{U_{z1}^2 + U_{z2}^2}$$

az ellenálláson mérhető teljes zajfeszültség.

6.16. ábra - Az ellenálláson átfolyó áram zajkomponensei (fehér-thermal, sörét-shot, rózsaszín-RIN)



Míg a sörétzaj és a termikus zaj esetén a jel/zaj értéket javíthatjuk az elektromos sávszélesség csökkentésével, a flicker zaj esetén a jel/zaj az integrálási időtől közel független.

Fénydetektorok érzékenységet (responsivity) az S [A/W] mennyiséggel jellemezzük. Ennek segítségével számítják a zaj ekvivalens teljesítmény (noise equivalent power: NEP) értékét [W]-ban:

$$NEP = \frac{U_z}{S \cdot R}$$

Sörétzaj esetén, ha I_d a sötétáram:

$$NEP = \frac{1}{S} \sqrt{2qI_d \Delta f}$$

Termikus zaj esetén

$$NEP = \frac{1}{S} \sqrt{\frac{4kT}{R} \Delta f}$$

Szokás a zaj ekvivalens teljesítmény értékét 1 Hz sávszélességre normalizálva megadni, hogy a különböző detektor típusokkal elérhető legkisebb mérhető teljesítményt könnyebben össze lehessen vetni:

$$NEP^* = NEP \cdot \Delta f_{1/2}$$

Szokásos még a mérhetőség (detectivity) fogalmát is használni, ez a zaj ekvivalens jel reciproka,

$$D = \frac{1}{NEP} \text{ [W}^{-1}\text{]}$$

A mérhetőség értékét 1 Hz sávszélességre normalizálva kapjuk (normalized detectivity), melynél a detektor érzékeny felületét is számításba vesszük:

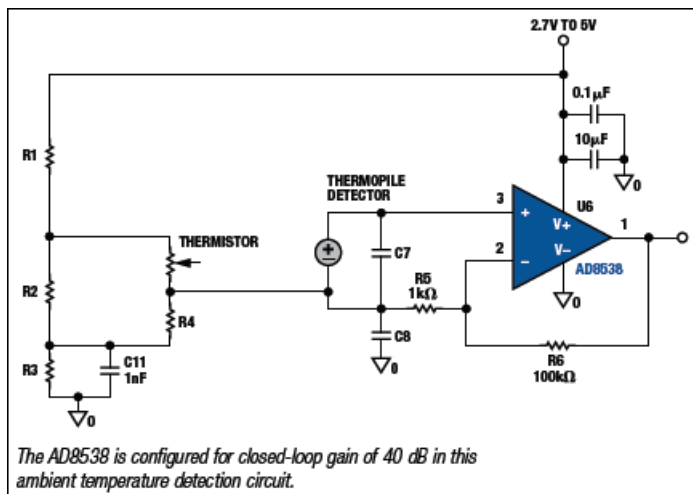
$$D^* = \frac{A \cdot \Delta f_{1/2}}{NEP}$$

1.4. Determinisztikus elektromos zajforrások

Determinisztikus elektromos zajforráson most azt értjük –szemben a tisztán váltakozó (AC) zajjal - hogy egyenáramú (feszültségű) komponens van jelen, amely nem korrelál a fényjellel.

5. Fényforrások táplálásánál ezzel a kérdéssel általában nem találkozunk, kivéve a LED-eket és dióda lézereket, ahol a világító tartományok szélén sötétlő, veszteséget okozó nem kívánt áramok folynak. A felhasználó ezeket azonban nem tudja befolyásolni.
6. Detektorok legfontosabb paramétere a sötétáram (feszültség), amelyet teljes sötétségben is folyik (a detektoroknál tárgyaltuk). Ez az egyenáramú (DC) komponens a detektor működési elvéből fakad, míg a sötétáram fluktuációja, zaja részben a terhelő ellenállás rovására írható (lásd előző fejezet). Az egyenáramú komponens kompenzálható (amennyiben állandó) az erősítő nullpont-eltolásával, vagy utólagos levonásával (nullhiba).
7. Termikus drift (elmászás). A környezet lassú hőmérséklet változása a sötétáramot „magával viszi”, a kompenzálást utána kell állítani.
8. A detektorokból kijövő jel általában elég kicsi, ezért szinte mindig valamilyen erősítőt kell utána kapcsolni. Ennek az erősítőnek is van driftje, mielőtt mérnénk, feldolgoznánk a jelet, ennek az első fokozatnak a hibája is jelentkezhet zajként.

6.17. ábra - IR detektor előerősítője hőmérséklet kompenzációval

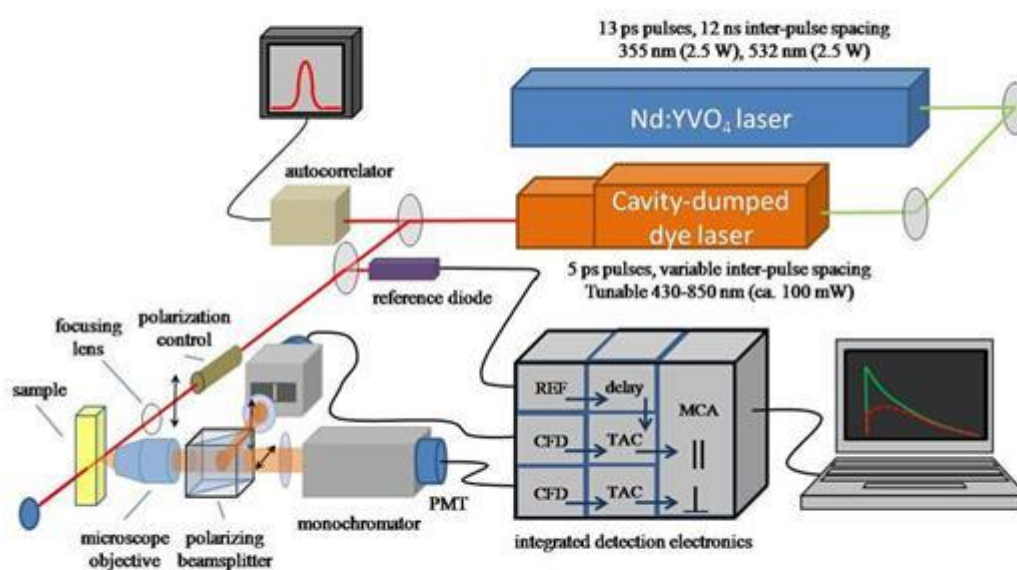


Az ábrán egy digitális hőmérő IR termoelektromos detektora előerősítője elektromos kapcsolási rajza látható, amelyen külön termisztor méri a termopár hideg végének hőmérséklet változását, kompenzálva az abból származó (null-) hibát.

7. fejezet - Analóg jelfeldolgozó eljárások: boxcar, lock-in, heterodyn

Egy tipikus optikai, spektroszkópai mérőrendszer felépítése látható az ábrán:

7.1. ábra - Optikai-spektroszkópai mérőrendszer impulzus gerjesztéssel



A gerjesztő fényforrás szinte mindig periodikus, lehetőleg minimális amplitúdó és fázis/impulzusszélesség fluktuációval. A gerjesztő és mérendő fényimpulzus, fényjel intenzitása, időtartama (Δt), valamint a (Δt) és a követési idő (T) aránya ($D = \Delta t/T$, duty factor) szempontjából több csoportra oszthatók a jelfeldolgozó eljárások:

1. Jelszint és időtartam szempontjából a detektor zajszintjéhez, illetve a detektor időbeli felbontásához való viszony a fontos.
 - a. Ha **jelszint olyan kicsi**, hogy csak olyan detektorokkal észlelhető, ahol az egyes fotoelektronok elkülönülten detektálhatók (PMT, ADP), akkor fotonszámlálásról beszélünk, ezt a *Digitális jelfeldolgozás* fejezetben tárgyaljuk.
 - b. Ha a **jelszint olyan nagy**, hogy a detektor zajánál több nagyságrenddel nagyobb, úgy a jel – esetleges lineáris erősítés után – közvetlenül mérhető, akár oszcilloszkóppal (analóg, vagy digitális, mintavételező), vagy 500 mV – 5 V tartományon digitalizáló egységgel (AD konverter) 8-14 bit felbontással közvetlenül számítógépbe küldhető további feldolgozásra.
 - c. A legkényesebb tartomány a zajszint alatti, ns időskálán lejátszódó vagy azzal összemérhető jelek világa, amelyek nem mérhetők fotonszámlálással (pl néhány ns alatt jön be több száz foton, ami ugyan gyenge analóg jel, de a fotonszámlálás nem tudja időben elkülönülő, egyes fotoelektronokra bontva detektálni, illetve folytonos, nagy átlagértékű háttéren kell kis különbséget mérni). Ezekre a tartományokra az alábbi eljárások lettek kidolgozva.

2. A kapuzott integrálás (BOXCAR)

- a. $D \ll 1$, (vagyis a szünet nagyságrendekkel hosszabb, mint a jel) ,
- b. jel analóg (nem oldja fel az egyes fotoelektronok jelét), a detektor zaj-ekvivalens érzékenysége nagyságrendjébe esik,
- c. a jellemző időskála: 0,1 -5 ns felbontás, 0,1 ns -100 μ s tartomány.

4. Fázisérzékeny detektálás (Lock-in)

- a. $D=0,5$ körül van (a gerjesztés és a szünet egy nagyságrendbe esik),
- b. jel analóg (nem oldja fel az egyes fotoelektronok jelét), a detektor zaj-ekvivalens érzékenysége és a linearitás (telítődés) határáig tartó 2-3 nagyságrendbe esik,
- c. a jellemző időskála: 0,1 -100 ms periodusidő, 1 μ s felbontás.

4. A detektorok **időbeli felbontása** és az érzékenységük általában fordított arányban áll. Tehát kis helyre (10 μ m) nem fókuszálható, gyenge jelekre 1 ns-nál jobb időfelbontású detektorok nemigen vannak. A leggyorsabb, 10 ps körüli időfelbontású detektorok felülete nagyon kicsi, csak intenzívebb fényjeleket mérhetünk velük. Az alatti időfelbontást direkt módon nem tudunk mérni, már csak azért sem, mert elektronikus feldolgozó eszköz (oszilloszkóp, digitalizáló) sincs erre a tartományra. Ott már csak a pumpa-próba módszer, vagyis az időfelbontást két – egymáshoz képest késleltetett - fényimpulzus intézi el egymással (illetve a mintával), az eredményt már lassú (integráló) detektorokkal is mérhetjük.

1. Kapuzott integrálás (BOXCAR)

Tipikus jelformát mutat az ábra, amely lényege, hogy a rövid, ns-os jel szinte elvész a háttér zajában. Egyszerűen átlagolva nem mutatható ki, mert a követési idő (tipikusan 1-100 ms) sokkal (milliószor) nagyobb, a két impulzus között csak zaj van. A BOXCAR integrátor lényege, hogy a kapuáramkör csak addig nyitja ki az integrátor bemenetét, amíg a jel jelen van.

Ehhez persze tudnunk kell, mikor érkezik a jel a bemenetre. Ez a módszer kulcsa.

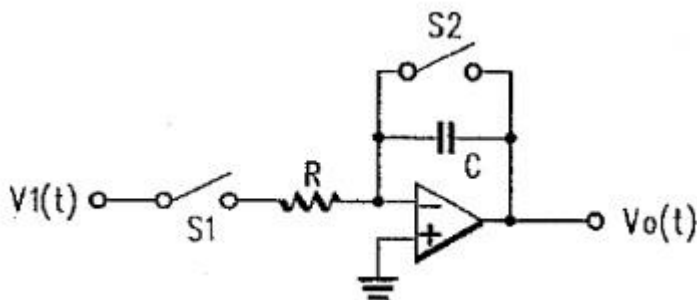
1.1. A gerjesztő fényforrás jellemzői:

1.

- a. Impulzus fényforrás: Δt félérték-szélesség, f_0 ismétlődési frekvencia, a kitöltési tényező (duty factor = fény/teljes periódus) $D = f_0 \Delta t \ll 1$.
- b. Mivel az ilyen forrásban a fényét általában elektromos impulzussal keltjük, többnyire rendelkezésre áll egy TRIGGER impulzus a fény impulzus előtt 50 ns-2 μ s-al.
- c. Ennek híján a gerjesztő impulzus nyalábjából üveglappal kicsatolunk egy kis részt (4 %), lehetőleg a fényforráshoz közel és egy gyors fotodiódával állítjuk elő a TRIGGER jelet (ez sajnos +/- 10 ns-al a gerjesztő impulzus körül lesz, ez nem mindig elegendő idő az elektronika indításához).
- d. A gerjesztő forrás energiáját is szokás mérni, ezt nem kell nagy időfelbontással, de két impulzus közötti (T) időben be kell fejezni.

1.2. A kapuzott integrátor

7.2. ábra - BOXCAR integrátor elvi sémája



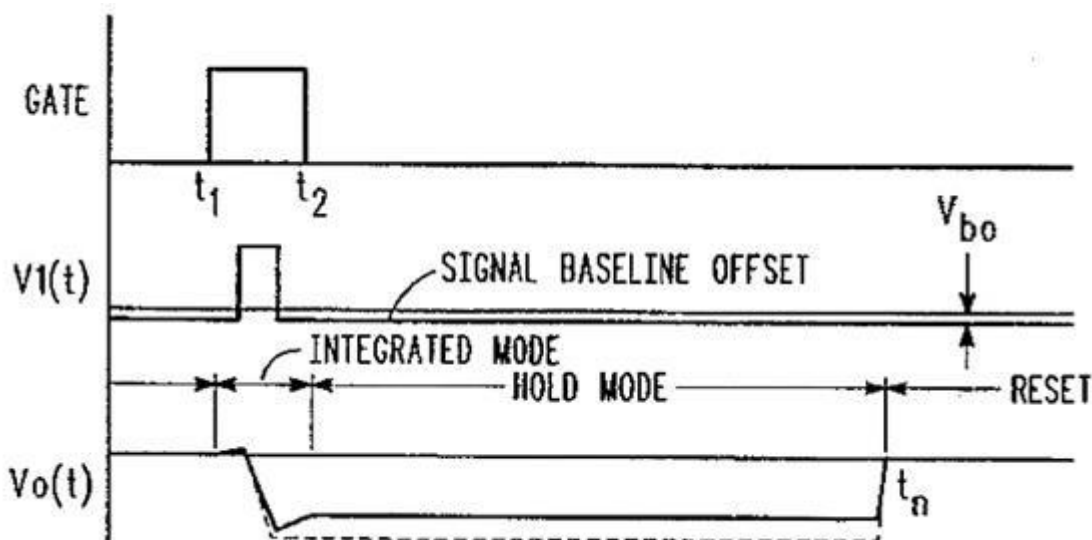
A BOXCAR integrátor két fokozatban átlagol.

1.2.1. Az első integrálás

Látható az ábrán: a bejövő $V_1(t)$ jelet az elektronikus S_1 kapcsoló, mint kapu, a mérendő jellel szinkronban t_1 időpillanatban kinyitjuk és t_2 időpillanatban bezárjuk. A két időpont között a jel az integráló áramkörbe kerül, a C kondenzátor integrálja a bejövő $(V_1(t)/R)$ áramot.

A $V_o(t)$ kimenő feszültség alakulását mutatja a következő ábra, ahol a mérendő bejövő jelnek van egy kis negatív nullhibája (V_{bo} , BASELINE OFFSET).

7.3. ábra - BOXCAR integrátor jeleinek időfüggése



Látható, hogy a kapu ($t_2 - t_1$) nyitva tartás alatt a pozitív jel lineárisan növeli a kondenzátoron a feszültséget, a negatív háttér (amíg nyitva van a kapu) csökkenti).

A kapu bezárása után az integrátor tartja (HOLD MODE) a kialakult feszültséget, lehetőség (idő) van azt erősíteni, kiolvasni, stb. Egy megfelelő idő múlva, mielőtt megérkezik a következő mérendő impulzus, az S_2 kapcsolóval kisütjük a kondenzátort (RESET), és az készen (üresen) áll a következő mérésre.

A lényeg, hogy, ha volt is a jel alakjának kapcsolata a fényimpulzussal (vagyis a detektor időfelbontása jobb volt, mint a fényjel szélessége), azt az integrálás elmosta, ez az információ elveszett.

1.2.2. Második integrálás

Ha NEM töröljük S_2 -vel a kimenő jelet, a következő mérendő impulzusok is hozzáadódnak az összeghez (előre megadott számú, $N=10-100$). Ha nincs számottevő offset (DC zaj), a háttérfluktuáció kiátlagolódik, javul a jel/zaj viszony. Ha jelentős DC offset van (mint az ábrán), kis jeleknél a kimenő feszültség túlszordulhat a gyakorlati határon (pl. 5V), erre ügyelni kell N megválasztásánál.

1.2.3. Átlagolási üzemmód

Lehetséges olyan megoldás is, hogy egy ismert ellenállást párhuzamosan kapcsolunk a C integráló kondenzátorral. Ekkor ennek a párosnak lesz egy $\tau=RC$ időállandója, vagyis a jelszinttel arányos sebességgel kiskül a kondenzátor. Ekkor a folyamatos f_0 ismétlődési frekvenciával érkező jel

$$V_0(t) = V_{sat} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

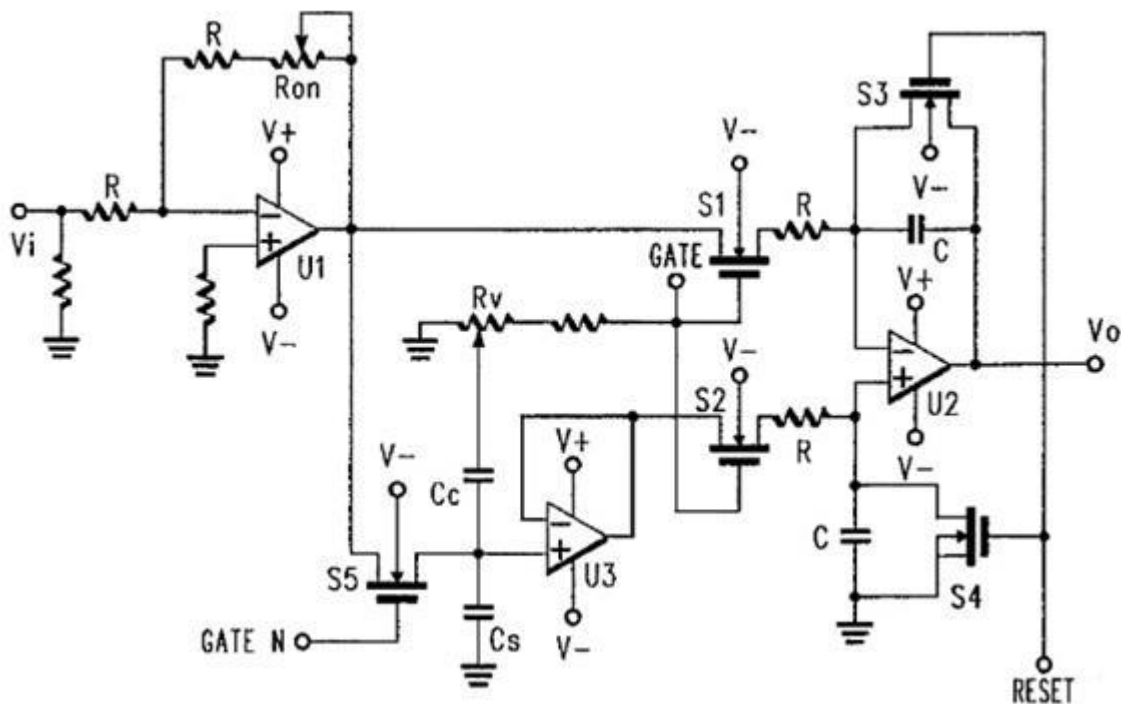
időben aszimptotikusan növekvő kimeneti feszültséget hoz létre, és 5τ idő alatt 1%-nál pontosabban megközelíti V_{sat} -ot, amely

$$V_{sat} = \frac{\tau}{T} \cdot V_{10}$$

ahol V_{10} az egy impulzus integrált jelszintje. Ez az átlagoló üzemmód

A mi egyszerűsített kapcsolásunkhoz képest a valóságos integrátorok jóval bonyolultabbak, így például ezt a második integrálást általában egy másik Miller integrátor egység végzi. Az alábbi kapcsolási rajzon látható a kapu áramkör konkrét kivitelezése MOS FET-ekkel, és egy háttér kivonó második mintavevő kapu (GATE N), ami egy későbbi/korábbi jelmentes (csak háttér) időpontban feltölti a C_s kondenzátort, és annak értéke kivonódik a jelsaturna szintjéből.

7.4. ábra - BOXCAR integrátor bemeneti fokozatainak kapcsolási rajza



1.2.4. Szinkronizálás, a TRIGGER előállítás

Mint az elején leszögeztük, a BOXCAR integrálás kulcsparamétere a gerjesztéshez való szinkronizálás. Tudni kell, hogy a nanoszekundumos időskálán az elektromos kapcsolások elemi műveleteihez (egy tranzisztor kinyitása, lezárása, stb) is 10 ns nagyságrendű idők kellenek. A külső TRIGGER jel (mégoly ideális, 5V-ra 1 ns alatt felfutó), akkor is a BOXCAR kapujel formáló áramkörre min. 30-60 ns alatt fogja a t_1 kinyitási időpillanatot előidézni.

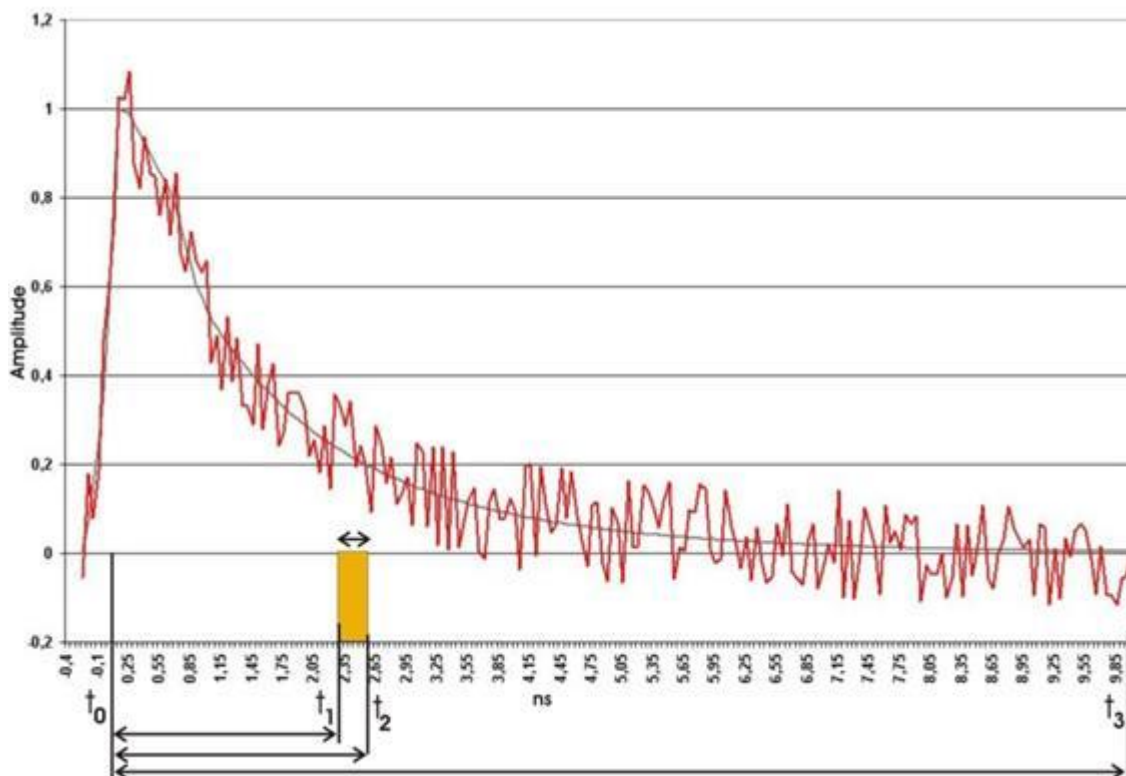
Tehát a szinkron impulzusnak minimum ennyivel előbb kell érkeznie. Ha nincs külső, még korábbi indító jelünk, megessik, hogy bizonyos trükköket kell bevetni.

1. Trükk: Ezen az időskálán a jelnek a koaxiális kábelben való terjedéséhez jelentős időre van szüksége: szokásos polietilén szigetelés esetén az 50 Ohm hullámimpedanciájú kábelben a hullámterjedés sebessége 20 cm/ns, vagyis 1 m kábelbeni út 5 ns-os késedelmet jelent. Nincs más dolgunk tehát, mint a TRIGGER jelet a legrövidebb kábelben vezetni az integrátorhoz, a mérendő fényjelünknek a detektorától jövő kábelt pedig 10 m-rel hosszabban vezetni az integrátorhoz. Vagyis akkorra érjen a kapu áramkörhöz, amikor a már a TRIGGER start jelére kinyílt. Az egyszerű megoldásnak van hátránya: amennyiben a gyors, ns-os jelünk időbeli alakját is szeretnénk meghatározni, az torzulni fog, mivel 10 m kábelben megtett út során – a kábel frekvenciafüggő törésmutatója miatt – a jel kiszélesedik, torzul.
2. Trükk: Amikor az optikai beállítást végezzük a kísérletünkönél, arra is figyelniünk kell, hogy ezen az időskálán a levegőben való terjedéshez is számottevő időre van szükség (pl. egy 50 cm fókuszú monokromátorban a mérendő fény impulzus közel 2 m fényutat tesz meg, ez 30 cm/ns sebességgel éppen 7 ns késés. Tehát – felhasználva az előző ötletet – a TRIGGER mintavétel és detektálás helyétől számítva 50 ns-nyit elküldjük a FÉNY impulzust 7,5 m-re egy tükörrre, vissza szintén 7,5 m, együtt 15 m / (0,3 m/ns), azaz pont annyit késelt a gerjesztés, amennyi kell a BOXCAR beindulásához, és most már rövid kábelrel is beköthetjük a detektorunkat a diszperzió, jeltorzulás megelőzése érdekében.

1.3. Mintavételező üzemmód

Eddig úgy használtuk a BOXCAR integrátort, hogy a mérendő jelünk rövidebb volt, mint a kapu szélesség. Ha elég gyors a kapuáramkörünk (100 ps szélességűt a kereskedelem árul), úgy fordított üzemmódban is eljárhatunk:

7.5. ábra - BOXCAR integrátor jeleinek időfüggvényei mintavételező üzemmódban



A gerjesztéshez képest változó t_1 kezdőponttal, de állandó szélességű kapuval pásztázzuk végig a jelsorozatot feltételezve, hogy eközben az impulzus sorozat tökéletesen egyforma impulzusokkal gerjeszt és a minta egyformán válaszol.

Gondoskodni kell egy folyamatos késleltető automatikáról (analóg vagy az adatgyűjtő számítógépről vezérelve), amely lövésről lövésre egyenletesen csúsztatja a mintavételezés időpontját. A feldolgozó rendszerünk majd újra összerakja a mérendő jelünk alakját (a sok impulzusból).

Itt tehát az integrálás csak a fluktuációkat átlagolja ki (megtehetjük, hogy egy késleltetési időnél 10-szer mérünk, és csak azután lépünk tovább), és az **időbeli alakot** is meghatározhatjuk. Ennek akkor van értelme, ha mind a detektor időbeli felbontása, mind a kapuszélességünk rövidebb – vagy legfeljebb összemérhető – mint a mérendő jel jellegzetes időállandói (felfutás, lefutás).

Az eredő időfüggvény a fényjel alakjának, a detektor átviteli függvényének és a kapuszélességnek a konvolúciója lesz. Határesetben (amikor egy nagyságrendbe esnek) jó becslést lehet adni a keresett fényjel időbeli félérték-szélességére:

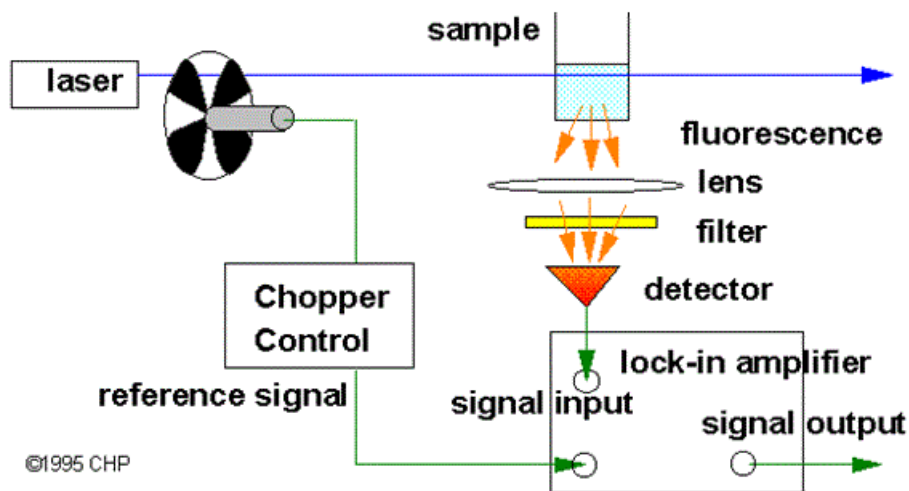
$$T_{\text{fény}} = \sqrt{(T_{\text{mért}}^2 - (T_{\text{detektor}}^2 + T_{\text{kapu}}^2))}$$

a fenti képlettel.

2. Fázisérzékeny detektálás (Lock-in erősítő, integrátor)

A másik jellegzetes feladat viszonylag nagy jelszinten lévő kis különbséget mérni kvázi folytonos fény esetén.

7.6. ábra - Lock-in erősítővel megvalósított tipikus mérőrendszer



Folytonos fényforrásból fényszaggatóval (chopper) jellemzően $D=0,5$ kitöltésű négyszöghullámmá alakítjuk a gerjesztő fényt. Ez a módszer is azon alapszik, hogy pontosan tudnunk kell, mikor van jel és mikor van csak háttér.

1.

a.

- i. Ehhez a fényszaggató nyitási fázisával szinkronban egy négyszöghullámú elektromos jelet kell biztosítani FÁZIS REFERENCIA céljából.
- ii. Ennek híján a gerjesztő fényből kicsatolt mintát gyors felfutású fotodiódára vezetjük és megfelelő diszkriminátorral a - fényhez mérve - lehető legkisebb fázisúszkálással (jitter) rendelkező, meredek felfutású REFERENCIÁT állítunk elő.

2.1. Fázisérzékeny detektálás

A működési elve ennek is nagyon egyszerű: egy tökéletes szimmetriájú négyszögjellel (50-50%, amit a REFERENCIA jel szinkronizál) a mérendő jelnek minden második félperiódusát invertáljuk ($-U_{be}$). Ezt követően a „demodulált” jelet átlagoljuk.

$$U_{IN} = \int_0^t U_{be}(t) \cdot SGN(\sin(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \varphi_0)) dt$$

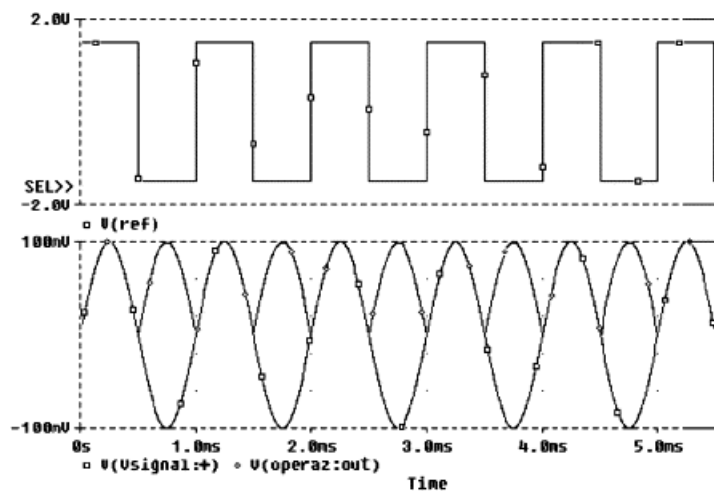
ahol T a szaggatás periódusideje, φ_0 az esetleges kezdőfázis eltérés a referencia jel és a tényleges gerjesztés között.

Ha nincs semmi jel, csak háttér, zaj, ami nincs szinkronban a gerjesztés szaggatásával, mindkét félperiódus jele megegyezik, csak eltérő az előjele, vagyis az átlaga nulla. Természetesen a véletlen zaj, fluktuáció átlaga soha nem nulla, de annál közelebb van a nullához, minél hosszabb ideig, minél több perióduson át átlagolunk.

Ha van jelünk a pozitív tartományban, az nem nullázódik ki, az átlagolással egyre lecsökken körülötte a zaj középértéke, lehet tovább erősíteni, a nagy, állandó alapszintet eltüntettük (ezért nevezik gyakran az eszközt Lock-in ERŐSÍTŐNEK).

Ha a négyszög gerjesztés hatására (de lehet akár szinuszos gerjesztés is) a második (invertált) félperiódusban a szinuszos válasz negatív fele fog invertálódni, így - mintha egyenirányítottuk volna - tovább nő a pozitív jelszint.

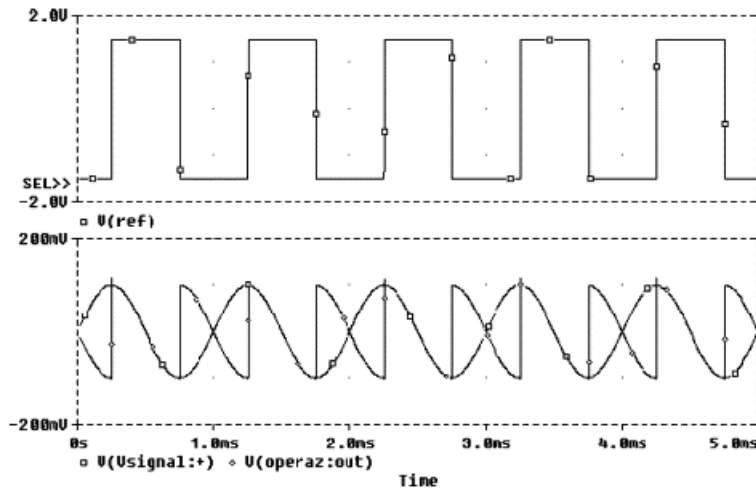
7.7. ábra - Lock-in erősítő jeleinek időfüggése fázisban lévő demodulálással



Ellenőrzésképpen megtehetjük, hogy a referencia fázishoz képest 90 fokkal eltolt fázisban invertáljuk meg a jelcsatornát. Ekkor azt várjuk, hogy a zaj továbbra is kiátlagolódik, mivel neki mindegy, nincs fázishoz kötve, a gerjesztési fázishoz kötött jelünk időben megfeleződik, fele ivertálódik és ennek az átlaga is nulla lesz. A jelünk eltűnik.

$$U_{OUT} = \int_0^t U_{be}(t) \cdot SGN(\cos(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \varphi_0)) dt$$

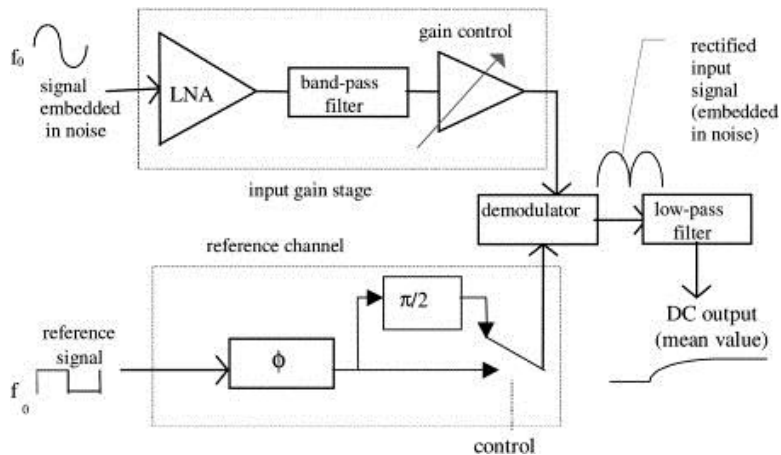
7.8. ábra - Lock-in erősítő jeleinek időfüggése 90 fokos fázissal történő demodulálással



Ha nem tudjuk, hogy a jelünk fázisban kell-e hogy legyen – hiszen különböző kölcsönhatások miatt (lecsengés, rezonancia) – átnyúlhat a gerjesztetlen fázisba, célszerű mindkét mérést elvégezni, sőt folytonos fázistolással megkereshetjük a maximális jelet.

A komplett Lock-in erősítőben ez a lehetőség általában adott, a szigorúan fázisban vett kimenet az IN PHASE, a pontosan 90 fokkal eltolt demodulációjú kimenet az OUT OF PHASE nevet viseli.

7.9. ábra - Tipikus gyári Lock-in erősítő funkcionális elemei

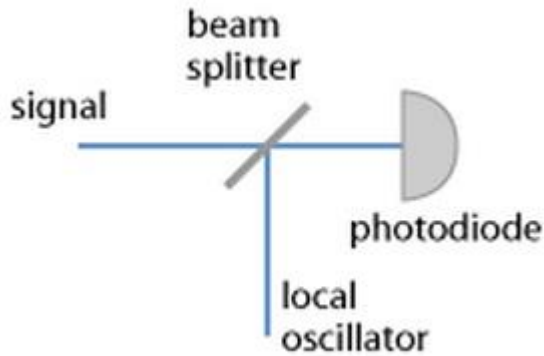


3. Heterodyn detektálás

A heterodyn detektálást –amelyet koherens detektálásnak is neveznek – már a rádiózás hőskorában kifejlesztették. Lényege, hogy a mérendő gyenge bejövő jelhez hozzákeverték az erős „lokál oszcillátor” jelét és egy nemlineáris detektorba (dióda) vezették. Azon (a dióda áramában) megjelent a két frekvencia összege és – ami fontosabb – a KÜLÖNBSÉGE, ez lett az un. középfrekvencia és ezt erősítették tovább.

Az optikai heterodyn detektálás ugyanezen az elven működik, a gyenge bejövő hullámhoz koherensen (állandó fázissal) hozzákeverjük (egy nyalábosztónak nevezett féligáteresztő tükörrel az erős és stabil „lokál oszcillátor” hullámot, és együtt a detektorra kerül a szuperponált hullám. Itt- szemben – a rádióhullámokkal – nincs szükség pl. nemlineáris kristályra, ugyanis elegendő a fotoelektromos detektor, amely a térerősség négyzetével – az intenzitással – arányos elektromos jelet ad.

7.10. ábra - Nyalábegyesítés heterodyn detektálásnál



Itt a coherenc egyesítés azt jelenti, hogy a detektor (fotodióda egész felületén a két hullám ugyanabban a fázisban találkozik (módus illesztés), az interferencia feltételek (fáziskülönbség) ugyanolyanok az egész felületen. Ehhez az kell, hogy mindkét nyaláb térbeli koherenciája (koherencia felülete) meghaladja a detektor felületét.

Ezt a feltételt könnyű tartani, ha polarizációt megtartó, egymódusú üvegszálat, és fiber csatolót használunk.

A detektorból kijövő elektromos jel tehát az elektromos térerősségek összegének a négyzetével arányos: vagyis előbb interferálnak, a térerősségek adódnak össze, és csak ezután hatnak kölcsön a detektor atomjaival, a teljesítménysűrűséggel (az eredő térerősség négyzetével) arányos fotóáramot kiváltva.

$$U_k \propto (E_s + E_{LO})^2 = E_s^2 + E_{LO}^2 + 2 \cdot E_s \cdot E_{LO}$$

A bejövő gyenge térerősség négyzete arányosan még kisebb, elhanyagolható. A helyi „lokál” oszcillátor intenzitása állandó, tehát csak az interferencia tag hozhat információt. A két eltérő fázisú (frekvenciájú) komponens szorzata felbontható a fázisok összegének és különbségének összegére: $\frac{1}{2}(\sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta))$.

Az összeg frekvenciájú komponens szintén követhetetlen a detektor számára, de határozott, és a bejövő térerősségével (és nem az intenzitásával) arányos DC feszültséget ad. A különbségi frekvencia viszont valószínűleg jól mérhető ($\omega_{LO} - \omega_s$) frekvenciájú váltakozó feszültséget ad, és ami a nagyszerű, minél erősebb a lokál oszcillátor, annál erősebb a heterodyn jel. Ez is egy optikai jelerősítés, noha nem az indukált emisszió jelenségén alapszik.

A heterodyn detektálás során a gyenge jel méréséért nem a sötétárammal kell hadakoznunk, hanem olyan erős fényt kell a lokál oszcillátorból hozzákeverni, amelyet a detektor elbír, vagyis a telítés, a linearitás határáig el kell menni.

Természetesen itt is van zaj:

1. a sörétzaj, arányos a spektrális teljesítmény sűrűséggel
2. a fotodetektor zaja (sötétáram annak fluktuációja)
3. a feldolgozó elektronika zajai (fehér, rózsaszín)

Mivel a lokál oszcillátor intenzitását maximumon kell tartani, az első zajforrás, a sörétzaj lesz a domináns. A jel/zaj viszonyt (S/N) az alábbi összefüggés írja le:

$$\frac{S}{N} = \frac{\rho}{\sigma} \cdot \frac{P_s}{B}$$

ahol ρ a detektor kvantum hatásfoka, σ a két nyaláb átfedését kifejező arányszám, P_s a jel teljesítménye, B pedig a spektrális sáv szélesség.

Jó átfedő nyalábokkal és a jel irányban nagy transzmissziójú nyalábosztó esetén a jel/zaj viszony kétszer akkora, mint a közvetlen intenzitásmérésnél, megközelíthető vele a standard kvantum limit.

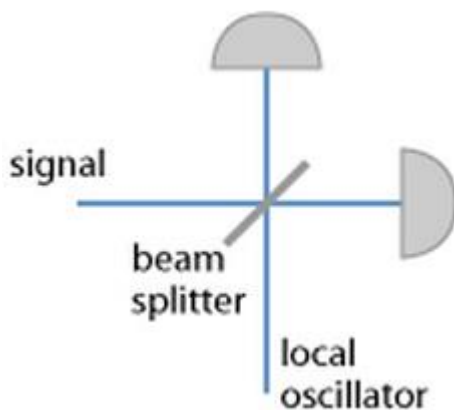
A nyalábok „jó átfedése” a heterodyn detektálás kulcsfontja. Ha ugyanis a detektor felületének más-más pontján eltérő a fáziskülönbség, akkor a „csíkrendszer” átlaga eltünteti a különbségi oszcillációt! A heterodyn detektálás tehát *egymódusú technológia*.

3.1. Homodyn detektálás

A nevéből következik: ha a bejövő és lokál oszcillátor frekvenciája megegyezik, homodyn detektálásról beszélünk. Ebben az esetben csak a két jel közti fáziskülönbség jelenik meg az interferencia tagban. A két jel forrása általában ugyanaz a lézer, a módus illesztést így könnyebb megvalósítani.

Noha az átfedési problémát nem küszöböli ki, újabban un. kiegyenlített (balanced) optikai heterodyn (és homodyn) detektálásnak hívják azt a megoldást, amikor a nyalábe gy esítő féligáteresztő elem tényleg, nagyon pontosan 50-50%-ot oszt, és a másik oldalra is raknak egy ugyanolyan detektort.

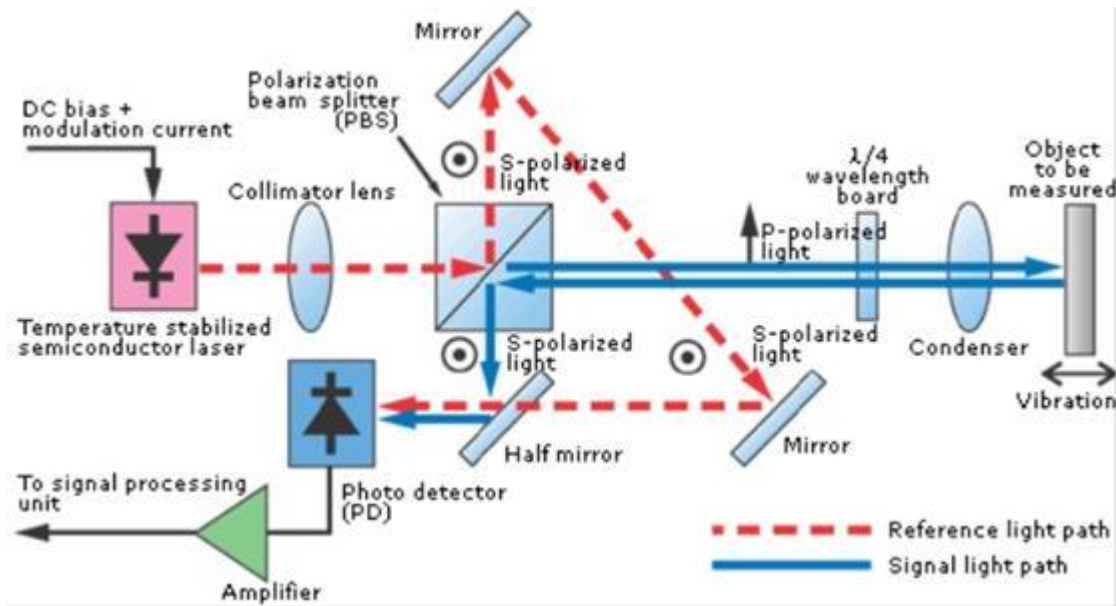
7.11. ábra - Kiegyenlített detektáló egység (50-50 %-os nyalábe gy esztő) heterodyn/homodyn technikához



Elektronikusan a két jel különbségét vezetik el, ezáltal eleve leválasztották a lokál oszcillátor nagy DC szintjét, és első közelítésben még a lokál oszcillátor zajára sem érzékeny.

Az alábbi ábrán egy optikai heterodyn detektáláson alapuló (OHD) berendezés sémája látható. Noha mind a jelnek, mind a lokál oszcillátornak ugyanaz a fényforrása, ezért homodyn-nek kellene neveznünk, a rezgő tárgyról visszavert (szórt) jel a Doppler eltorlódás miatt más frekvenciájú lesz, így a HETERODYN kifejezés mégis helytálló.

7.12. ábra - Tipikus OHD mérőrendszer



A kibocsátott jel és a lokál oszcillátor intenzitásának arányát a lézardióda polarizációs irányának alkalmas megválasztásával finoman lehet szabályozni. A jelfeldolgozás itt alapvetően Fourier analízist takar, a tárgy sebességére vonatkozó információ ebből kapható meg.

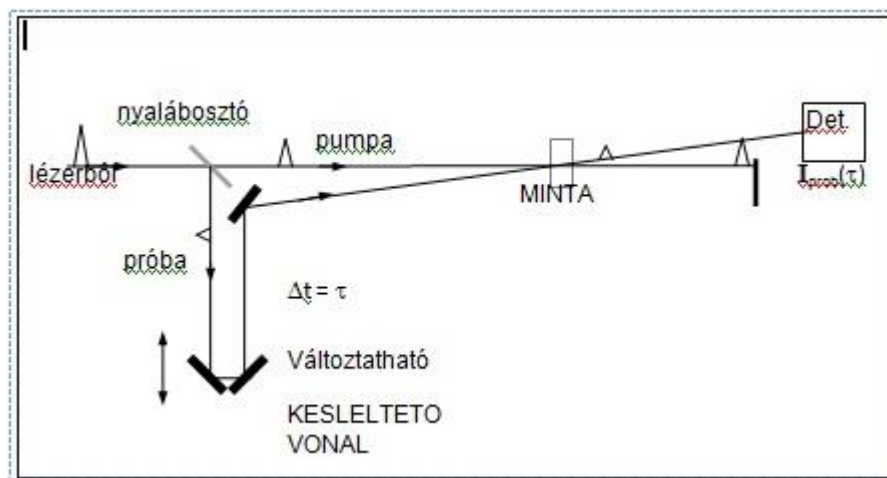
3.2. Femtoszekundumos Pumpa - Próba heterodyn detektálással

Mind a heterodyn, mind a homodyn detektálást lehet alkalmazni ultrarövid impulzusokkal, gyors folyamatok tanulmányozására. A lokál oszcillátornak és a jelnek értelemeszerűen időben is át kell fedni egymást, különben nincs heterodyn (homodyn) jel. Ezt *lineáris optikai mintavételezésnek* hívják.

Alább részletesen ismertetünk egy konkrét kísérleti elrendezést, amely szinte egyesíti e fejezetben tárgyalta valamennyi jelenséget, módszert.

A femtoszekundumos időskálán az időtartamot két rövid impulzusnak egymástól mért - ismert térbeli hosszúságú késleltetéssel előállított - távolságával mérjük. A két impulzus eredendően ugyanabból a lézerből, ugyanabból az impulzusból származik, nyalábosztóval választva szét két - többnyire egy erősebb (pumpa) és egy gyengébb (próba) impulzusra. Az újra egyesítésnél a koincidencia meghatározására valamilyen nemlineáris folyamat (pl. felharmonikus keltés, SHG) szolgál. A késleltető vonal finoman mozgatott tükrének ettől a nullponttól mért pozícióját gyakran 50 nm pontossággal (1/20 fs) illik ismerni.

7.13. ábra - A Pumpa-Próba mérések elve



Általában a próba nyaláb intenzitását, vagy valamely más tulajdonságát (pl. polarizáltságát) mérjük egy időben integráló típusú detektorral a *késleltetési idő függvényében* ($I(t)$). Ehhez a *mintavételezési elvnek* megfelelően nem egyes impulzust, hanem egyforma impulzusokból álló *impulzussorozatot* kell használni.

Az azonos lézerimpulzusból való kettéosztás után gyakran további átalakításoknak vetik alá mind a *próba*, mind a *pumpa* impulzust (erősítés, frekvenciakétszerezés, parametrikus konverzió, kontinuumgenerálás, polarizációs forgatás, szűrés stb).

Minden átalakítás, sőt minden optikai közegen való áthaladás (beleértve a levegőt is!) során a rövid impulzus fázisa torzul. Ennek mértéke annál nagyobb, minél rövidebb az impulzus, és minél nagyobb a közeg diszperziója. Ennek jól ismert oka az, hogy a *Fourier-limit* miatt az időben véges burkolójú hullámcsoport sávszélessége is véges, így pl. egy 5 fs-os félérték szélességű, 800 nm súlyponti hullámhosszú impulzus sávszélessége 300 nm körül van, vagyis csaknem "fehér".

A detektorok általában integráló típusúak, ami azt jelenti, hogy a femto- és pikoszekundumos időskálán lezajló eseményeket nem oldják föl, de az egymás után jövő impulzusok jeleit már megkülönböztetik. Az elektromos jelfeldolgozás során mind a boxcar, mind a lock-in technikáknak szerepe van.

A spektroszkópiai mérések végső célja általában az anyag atomi-, molekuláris szerkezetének, a kondenzált közegekben a részecskék közti kapcsolódások megismerése, a rendszerek dinamikájának leírása, megértése. A közvetlenül mért spektroszkópiai adatokból a fenti információk meghatározása *modelleket* feltételez az anyag szerkezetéről. Ezen modellek többsége fenomenológiai, klasszikus fogalmakat, fizikai jellemzőket használ, úgymint polarizálhatóság, szuszeptibilitás.

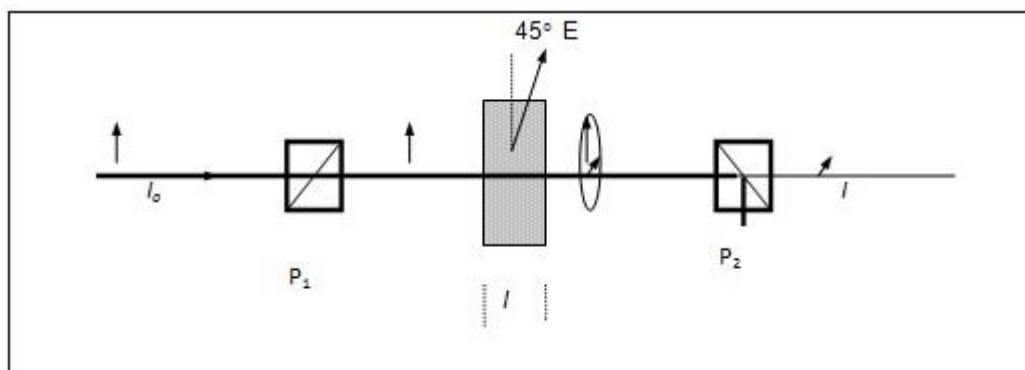
3.2.1. Tranziens optikai Kerr-effektus

Egy optikailag izotróp közeg E elektromos tér hatására anizotróppá válik, a törésmutató nagysága, azaz a fénysebesség a tér irányával párhuzamos és az arra merőleges polarizációjú fényre különböző lesz. Ez a Kerr-effektus, amely úgy mérhető, hogy az anizotróppá tett mintán egy lineárisan poláros próbanyalábot bocsátunk keresztül, amelynek (a tér irányára 45°-os szöget bezáró) polarizációs síkja a közegen való áthaladás során eltorzul, elliptikusan polárossá válik. Az eredeti irányra merőleges polarizátoron áthaladó próbanyaláb intenzitása (I) kis anizotrópia esetén a térerősség negyedik hatványával arányos:

$$I = I_0 \sin^2(\pi \cdot l \cdot B \cdot E^2)$$

ahol I_0 a beeső próbanyaláb intenzitása, l a kölcsönhatás hossza, B a Kerr konstans.

7.14. ábra - Az optikai Kerr-effektus mérésére szolgáló optikai elrendezés



A Kerr-effektust nagy intenzitású (fókuszált), polarizált fénysugár elektromos tere is létrehozza. Ekkor a 1014 - 1015 Hz frekvenciával oszcilláló elektromos tér kelti az anizotrópiát (a mágneses tér hatása elhanyagolható), ezt nevezzük Optikai Kerr Effektusnak (OKE). Nagy intenzitású fényben az elektromos tér amplitúdója elérheti, sőt jelentősen meg is haladhatja a kondenzált közegen, stacionárius feszültséggel, az átütés veszélye nélkül létrehozható maximális térerősséget (10 kV / cm), ráadásul időben is sokkal rövidebb (<20 fs) tranziens gerjesztés hozható létre, mint elektromos impulzusokkal. A lenti egyenletben a B Kerr konstans hordozza az anyagra jellemző tulajdonságot, az anizotrópiára való "hajlamot", az E térerősség pedig OKE esetében a pumpa nyaláb intenzitásától függ:

$$E \propto \sqrt{I_{pump}}$$

).

Míthogy a pumpáló és próba nyálábot időben késleltetjük egymáshoz, a detektált OKE jel intenzitása egy bizonyos τ késleltetésnél a következő konvolúciós integrállal írható le

$$I_{OKE}(t, \tau) \propto I_p(t - \tau) \left(\int_{-\infty}^t R(t - t') I_{pump}(t') dt' \right)^2$$

ahol az $R(t)$ függvény hordozza a mintára, a kölcsönhatásra jellemző információt.

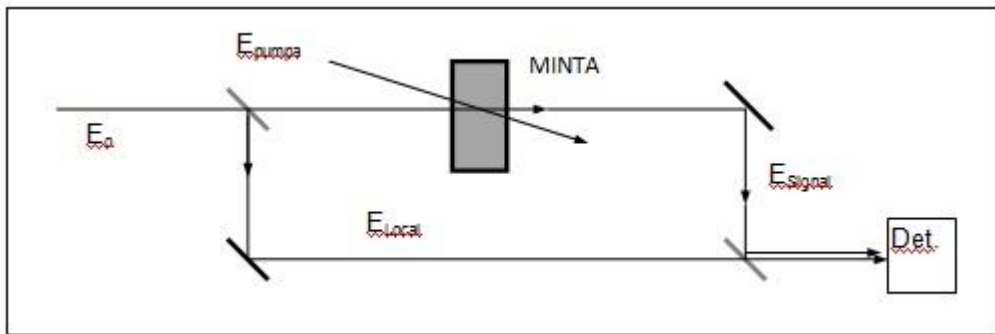
A konvolúció azt fejezi ki, hogy a próba impulzus előtt érkezett pumpáló tér hatása késleltetett (lehet). Mivel detektorunk integráló típusú, a mért $S(\tau)$ jelszint

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t - \tau) \cdot \left(\int_{-\infty}^t R(t - t') I_{pump}(t') dt' \right)^2 \cdot dt$$

3.2.2. Heterodyn /homodyn detektálás

Az elrendezés lényegében egy interferométer, amelynek kimenetén a jel (szignál) és a lokális oszcillátor elektromos térerősségének eredője határozza meg az intenzitást.

7.15. ábra - A heterodyn detektálás elvi megvalósítása OKE mérésnél



Az eljárás neve *heterodyn* vagy *homodyn* detektálás, attól függően, hogy a szignál és a

lokális oszcillátor azonos frekvenciájú-e. Megjegyezzük, hogy egy amplitúdó modulált szignálban - szükségképpen - a moduláció frekvenciájának és az alaphfrekvenciának az összege és különbsége is megjelenik (AM oldalsávok).

A detektorra jutó fény intenzitása:

$$I_d = (E_L^* + E_S^*)(E_S + E_L) = E_S^2 + E_L^2 + E_S^* E_L + E_L^* E_S$$

$$I_d = I_L + I_S + 2E_S E_L \cdot \cos(\varphi)$$

Amennyiben egy szaggatóval a pumpálást moduláljuk, az I_L állandó marad, az I_S és az interferencia tag viszont a modulációhoz kötött fázisban változik, így az egy *lock-in erősítővel* az állandó háttérrel leválasztható. A heterodyn jel nagysága a lokál oszcillátor és a szignál φ fázisszögétől függ: az interferencia tag előjele lehet negatív is!

A most vizsgált esetben a heterodin detektálást könnyű megvalósítani: a keresztezett P_1 és P_2 polarizátorok egyikét kissé el kell fordítani, a detektorba jutó modulálatlan jel lesz a lokális oszcillátor, ráadásul ugyanazon az úton haladnak, a térbeli koherencia, az átfedés teljes:

$$S_{hetero}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} E_L(t-\tau) E_{probe}(t-\tau) \left[\int_{-\infty}^t R(t-t') I_{pump}(t') dt' \right] dt$$

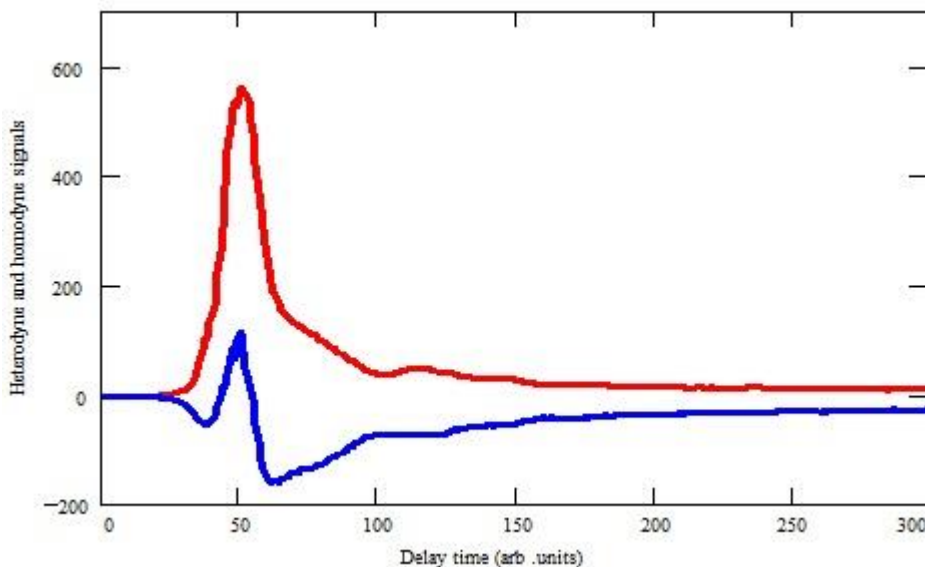
ahol a lokál oszcillátor (EL) a próba impulzussal megegyező, de eltolt fázisú. Mivel mind a próba, mind a 45 fokkal elfordított polarizációjú - pumpáló jel gyakran ugyanannak a nyalábnak a megosztott, késleltetett részei, a heterodyn jel ekkor egyszerűbb alakra hozható:

$$S_{hetero}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} G_0^{(2)}(t-\tau) R(t) dt$$

ahol $G_0^{(2)}$ a lézerimpulzus másodrendű intenzitás autókorrelációs függvénye.

Míthogy a szignál intenzitás jel a lézer impulzus alak függvényének és annak négyzetének keresztkorrelációs függvénye, így (a késleltetés függvényében vett) időbeli alakja különbözik a heterodyn jel alakjától, annál keskenyebb ($\sqrt{2}$ -ted része). Pozitív és negatív irányban, ugyanolyan szöggel elforgatott P_1 polarizátor két állásánál mért tipikus jelet mutat az alábbi ábra.

7.16. ábra - OHD-OKE jel pozitív és negatív irányban elforgatott - lokál oszcillátor jelet biztosító - polarizátor esetén



Látható a szélesebb, változó előjelű heterodyn jelre szuperponálódó szignál intenzitás komponens, amely mindkét esetben pozitív, és keskenyebb - mivel a térerősség négyzetével arányos -, mint a heterodyn.

Meg kell jegyezni, hogy nem pontosan ugyanaz a hatása a P_1 és P_2 elforgatásának: P_1 elfordítása ("out of phase") a komplex $R_{eff}(t)$ valós részével, míg a P_2 elfordítása ("in phase") a képzetes részével (Raman hatáskeresztmetszet) arányos heterodyn jelet eredményez:

$$I_{hetero,out} = I_S \pm 2 \left[\text{Re} \{ R_{eff} \} I_{pump} I_{probe} \right]$$

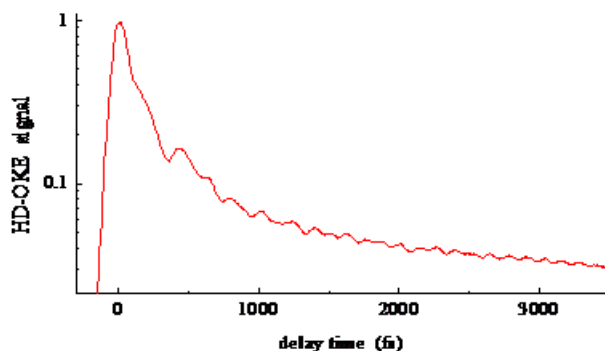
(8)

$$I_{hetero,in} = I_S \mp 2 \left[\text{Im} \{ R_{eff} \} I_{pump} I_{probe} \right]$$

(9)

A szignál intenzitás közvetlen mérése a hosszabb lecsengésekre jobb jel/zaj viszonyt ad (6-7 nagyságrenddel keresztül), a heterodyne detektálás - amely *lineáris* mind a próba, mind a pumpáló intenzitásra - a gyors komponensek feloldásánál előnyös.

7.17. ábra - Jód-benzol OHD-OKE időfüggvényén jól megfigyelhetők a koherensen gerjesztett vibrációs módusok

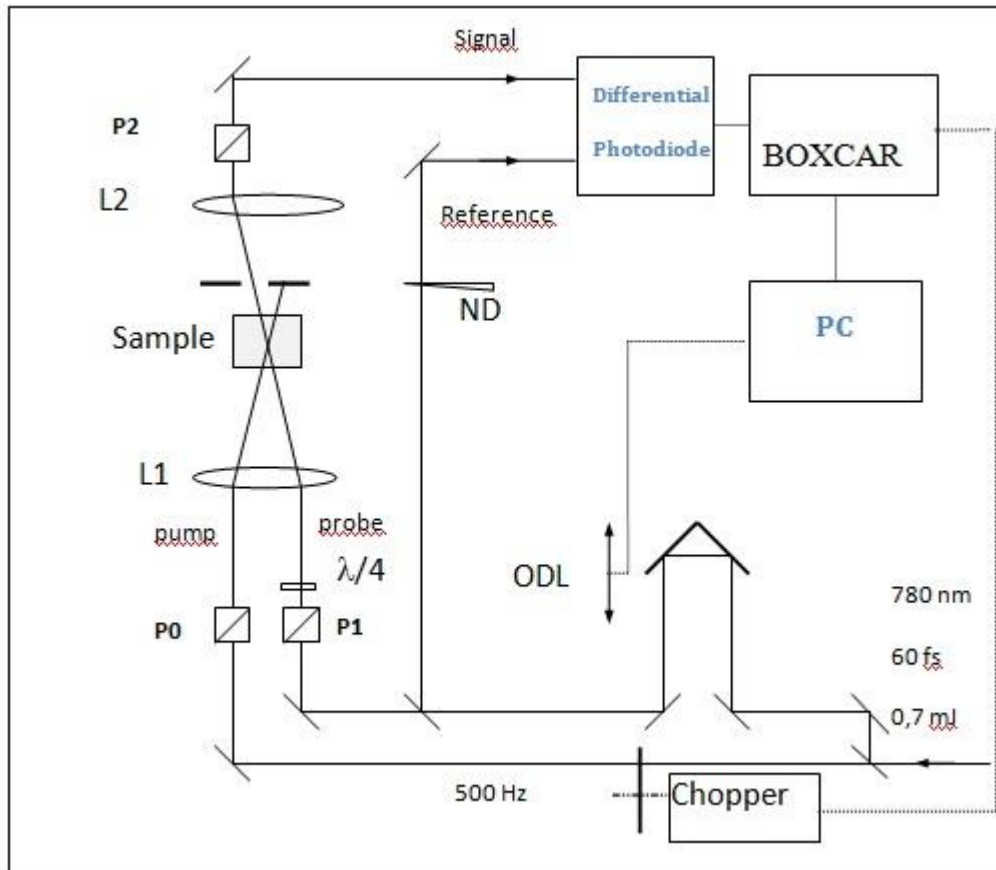


3.2.3. OHD-OKE mérőberendezés

A mérőberendezés fényforrása egy Titán-zafir lézer rendszer, amely a következő paraméterekkel rendelkezik: a magimpulzust (35 fs FWHM, 1.5 nJ) egy prizmakompenzációval működő Titán-zafir lézer generálja, amelyet Spectra Physics Millennia Dióda pumpált YAG lézer gerjeszt. A regeneratív CPA rendszer gerjesztő forrása egy 20 W átlagteljesítményű YLF lézer. A kimenő impulzus 1 kHz ismétlődési frekvenciánál 700 fs 60 fs FWHM, a harmadrendű autokorreláció szerint Gauss burkolójú. A regeneratív erősítő egy 1,3 ns késéssel megjelenő utóimpulzust is generál, amelynek energiája főimpulzus 0,3 %-a.

A detektor gyors PIN dióda, ill. diódapár, a feldolgozást egy SR250 boxcar integrátor végzi aktív alapvonal korrekcióval, minden második pumpáló impulzus (500 Hz-el) van a mintára engedve. Egy mérési pont 100 lövés átlaga. A számítógépbe egy 12 bites AD konverteren keresztül jut be a jel. A dinamika növelése érdekében a nagyobb intenzitású jelet hitelesített szürke szűrőkkel mérsékeljük, így a rendszer dinamikus tartománya 7-8 nagyságrend, amit ki is használunk. Az optikai összeállítás vázlata látható az alábbi ábrán.

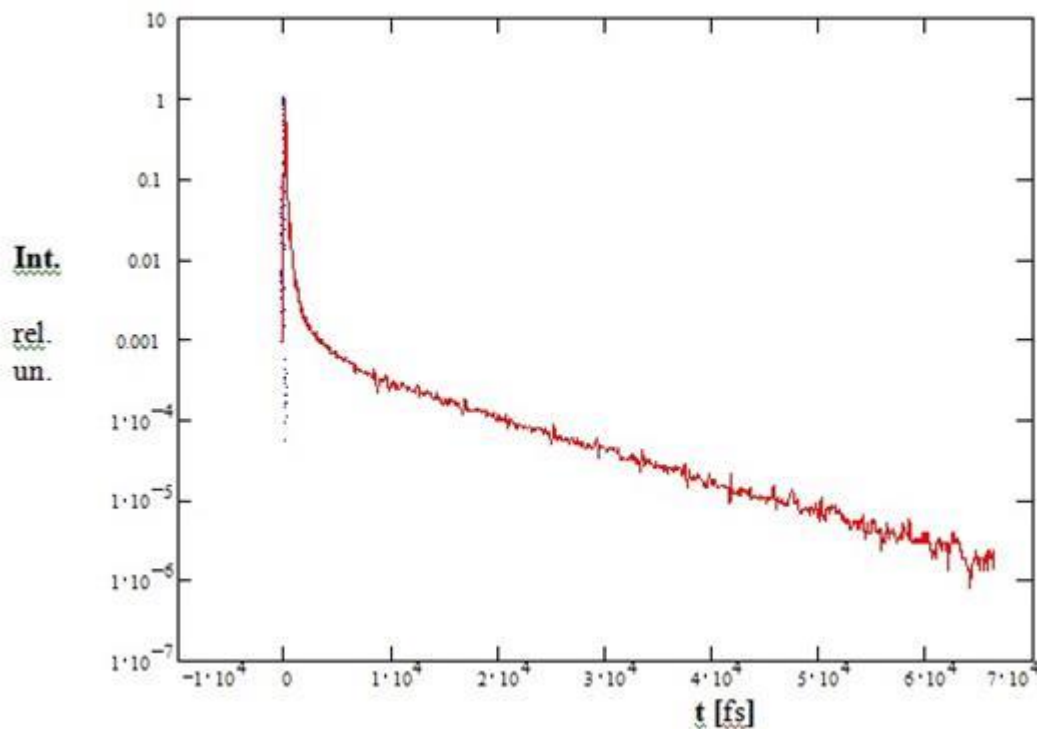
7.18. ábra - OHD-OKE mérőrendszer: P0 gerjesztő oldali polarizátor, P1, P2 keresztezett polarizátorok, L1,L2 fókuszáló-kollimáló lencsepár, ODL késleltető, mozgó tükörpár, ND szürke szűrő



A heterodyn mérésnél a lokál oszcillátor modulálatlan jelétől már olymódon megszabadultunk, hogy a jel detektora és egy vele azonos átlagos intenzitású referencia fény detektora differenciálisan van a BOXCAR integrátor bemenetére kapcsolva. Ezáltal nagyobb az elektromos detektálás dinamikus tartománya. A lokális jel intenzitását a detektor linearitásának felső határához állítottuk. Az 1 kHz ismétlődési frekvenciához szinkronizált de 500 Hz-el működő fényszaggató (Chopper) segítségével előállított pumpáló nélküli periódus jelét az aktív periódus jeléből az integrátor automatikusan kivonja mint egy lock-in erősítő ezzel a lassú fluktuációk, minta inhomogenitások okozta háttérrel 2 nagyságrenddel lehetett csökkenteni.

Az L1 lencse hosszú, 500 mm fókusz távolsága a próba és pumpa nyalábok átfedését biztosította az 1 cm-es küvettában szinte az egész mintában. Sőt, mint később kiderült, még azon kívül is.

7.19. ábra - Jód-benzol közvetlenül mért OKE szignál (nem OHD) intenzitásának időfüggvénye logaritmikus skálán a rá szuperponálódott periodikus műterméssel



Az ábrán látható OKE szignál a - 6 nagyságrenden keresztül jól mérhető - hosszú exponenciális lecsengésén periodikus "zaj" figyelhető meg, amit eleinte sehogyan sem sikerült kiküszöbölni, illetve értelmezni.

A magyarázat: a pumpa-próba nyaláb a küvettán kívül is átfedték egymást, és a levegő oxigén és nitrogén molekuláinak (egyébként rendkívül gyenge) rotációs koherens szórását sikerült regisztrálnunk.

Argon gázzal feltöltve a külső térrészt, a műtermék eltűnt (a magányos atomok nem tudnak forogni).

8. fejezet - Digitális jelfeldolgozó eljárások: fotonszámlálás, TCSPC

Mint már láttuk, a fény detektálása annak elnyelődése révén kiváltott elektromos jel mérésén alapszik. Néhány detektor típus (PMT, APD) képes egyes fotonoknak megfelelő igen gyenge fényt mérni azáltal, hogy egyetlen (foto-) elektron megjelenése – annak megsokszorozása által – mérhető (10-100 mV) elektromos impulzussá alakul.

Az időegység alatt megfigyelt impulzusok számának, illetve az impulzusok követési idejének méréséből megállapították, hogy a fotoelektronok száma valószínűségi változónak tekinthető, a matematikai statisztika, valószínűségszámítás eszközeivel írható le.

A detektálás során kapott elektromos impulzusokat – nyilvánvalónak látszó feltevéssel - megfeleltetjük az egyes fotonoknak.

A klasszikus fény intenzitással összevetve megállapíthatjuk, hogy egy adott helyen (r) dA felületen időegység alatt egy foton detektálásának valószínűsége $P(r)$ arányos a fény (klasszikus értelemben vett) intenzitásával $I(r)$:

$$P(r) \cdot dA \approx I(r) \cdot d(A)$$

A kísérleti fizika szemszögéből a fény által kiváltott egyes elektron detektálása technikai kérdés, amit korrektül, körültekintően kezelni kell (pl. a többfotonos, koincidáló többelektronos impulzusokat, holtidőt, zajt, egyéb műtermékeket).

Arra a kérdésre pedig, hogy milyen kölcsönhatás lehetett a fotoelektron kiváltás mögött, csak az egyre jobb elméleti modellek elemzése és a végén a kísérletek eredményével való összehasonlítás (validálás, a hibahatáron belüli egyezés) adhat megnyugtató választ.

1. Fotonszámláló detektorok jellemzői

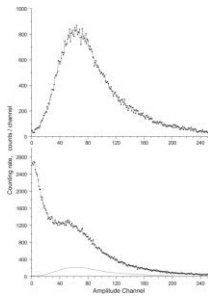
Az egyetlen fotoelektron megsokszorozásával kapott impulzust tulajdonképpen „digitális” jelként kezelhetjük rögtön. Sajnos azonban az az elvárás, hogy a szokásos digitális eszközrendszerrel kezelhessük, még nem teljesül:

1. az impulzusok amplitúdója nem egyforma,
2. az impulzusok szélességét is sok paraméter befolyásolja,
3. a holt időre, a maximális ismétlődési frekvenciára is tekintettel kell lenni.
4. az időbeli viselkedésük vizsgálatához standardizálni kell, hogy mikor tekintünk „megérkezett”-nek egy fotont,

Láttuk az egyes detektorok tárgyalásánál, hogy a két alapvető fotonszámláló detektor típus (a PMT és az APD) paraméterei eltérőek:

1. Amplitúdó:
 - a. PMT: A zaj és az egyes fotoelektronhoz tartozó eloszlás ugyan átfedi egymást, de részben szelektálható amplitúdó diszkriminátorral (a nagyon kis amplitúdójú – de szapora - zajimpulzusok kizárásával)
 - b. APD: A Geiger üzemmódban (lavina tartomány) mind a zaj, mind a fotóelektron egyforma impulzust generál, nem tudunk szelektálni

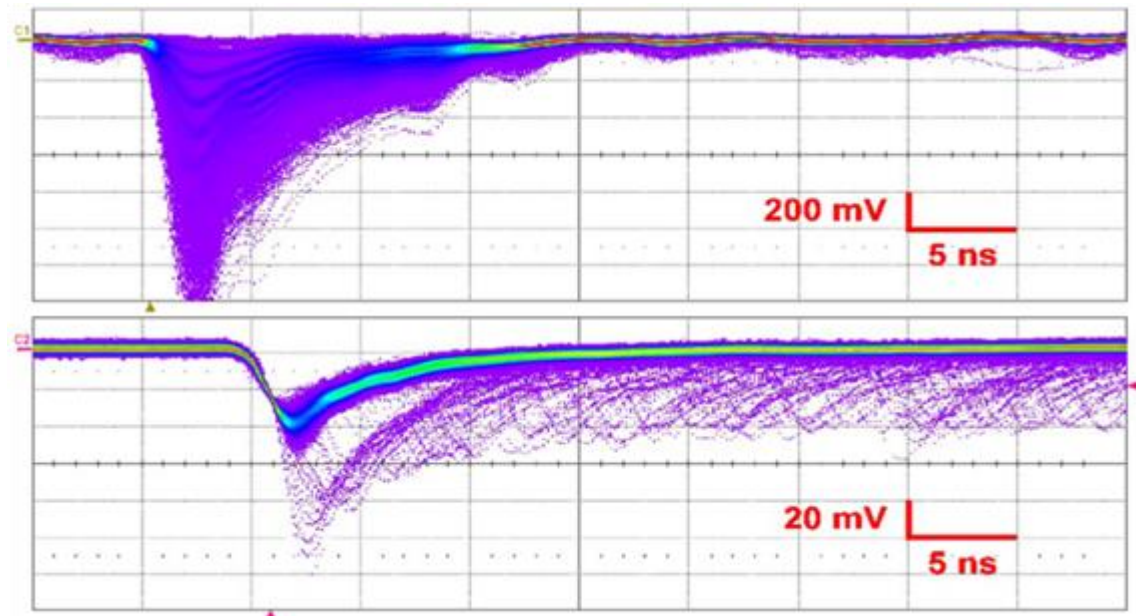
8.1. ábra - Fotoelektron-sokszorozó (PMT) impulzusainak amplitúdó eloszlása (alul zajjal együtt, felül a zaj kivonásával kapott egyelektron - eloszlás)



1. Impulzusok szélessége:

- PMT: a kábelben való reflexiók elkerülése végett 50 Ohm terhelésre dolgozik, a típustól – dynóda kapacitástól – függő 1-2 ns félérték-szélességűek az impulzusok
- APD: 2 ns felfutás után 5-10 ns lecsengése van a jelnek

8.2. ábra - Lavina fotodióda mátrix (M-APD) impulzusainak oszcilloszpópos képe (alul a sötétbeni zajimpulzusok, fölül a fotoelektromos impulzusok, szeparálhatóan az egy-, kettő-, három, ... pixel egyidejű megszólalásai kiváltotta impulzusok)



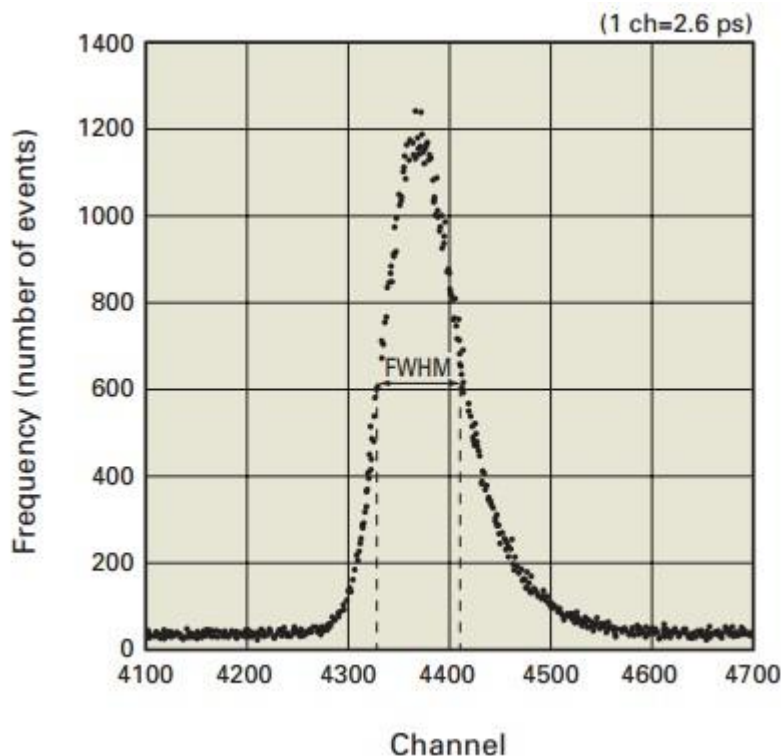
3. Holtidő:

- PMT: a dynóda osztólánc nagyfrekvenciás kompenzálása esetén csak az impulzusszélesség szab határt a feloldásnak
- ADP: a kisülést korlátozó ellenálláson való újbóli feltöltődési idő 100 ns nagyságrendű

4. Időbeli azonosítás:

- ADP viszonylag állandó amplitúdójú impulzusokat ad, de mivel lassabb a felfutása, a 200 ps szélességű a bizonytalansága az impulzus időbeli megjelenésének
- PMT: az impulzusok amplitúdója erősen fluktuál, de megfelelő, un CF (Constant Fraction, Állandó Arányú) diszkriminátorral a fotoelektron impulzusok időbeli eloszlása 50 ps-nál kisebb lehet.

8.3. ábra - Lavina fotodióda (APD) impulzusainak a fényimpulzushoz viszonyított időbeli csúszkálása (jitter), a szórás félérték-szélessége (FWHM)cca. 210 ps



1.1. Kapuzott egyfoton-számlálás (Gated Single Photon Counting)

Ahhoz, hogy digitálisan feldolgozzuk a fotonszámláló detektorok jelét, a szokásos logikai áramkörök jelszintjére kell hozni azokat. Jellemzően ez CMOS technikával készült integrált áramköri elemek szintjét jelenti: az +5 V-os családban $L=0$, $+1,5$ V, $H=+3,5 \dots +5$ V. Terhelhetőnek is kell lenni, bár a régebbi TTL családban is csak $40 \mu\text{A}$ volt egy bemenet fogyasztása, a CMOS áramkörök inkább kapacitív terhelésként foghatók föl, ezért nagyfrekvencián kell csak vele számolni.

Ahhoz, hogy sok fotont meg tudjunk számolni, rövid impulzusokat (1-2-ns) kell a detektorunkból kicsalni, ez pedig már hullámjelenségeket mutatva fog terjedni a kábeleken, az eszközök között. Ha nem a hullámimpedanciájának megfelelő tisztán ohmos impedanciával találkozunk, visszaverődik, stb. Emiatt a detektor általában 50 Ohm ellenállásra dolgozik (mint áramgenerátor), így az elektronika terhelése nem számottevő.

A baj, hogy a detektoraink csak 10-100 mV amplitúdójú impulzusokat bocsátanak ki. Ahhoz, hogy ezek logikai áramkörök standard szintjeit elérjék, vagy erősíteni kell, vagy – egy komparátorral - négyszög jellé alakítani. Az erősítés nem igazán járható, mivel az amplitúdó gyakran (PMT) egy nagyságrend szórást mutat. Ha csak meg akarjuk számlálni a „fotonokat”, un. gyors komparátort használunk, a beállított szint feletti impulzusok egy gyors felfutású, a szükséges 5 V amplitúdójú négyszögjelet generálnak.

A komparátort gyakran diszkriminátornak is nevezik. Ugyanis a komparálási küszöb megfelelő beállításával a kis amplitúdójú zajimpulzusokat ki lehet zárni (diszkriminálni). Gyakran felső kizáró szintet is beépítenek, mivel pl. a kozmikus sugárzás által kiváltott impulzusok viszont sokkal nagyobbak, mint az egyes fotonok jel. Ezt a típust ablak-diszkriminátornak nevezik.

Az impulzus szélességét két – ellentétes – szempont befolyásolja:

1. A feldolgozó elektronika – számláló – sebessége, vagyis milyen minimális szélességű impulzusra reagál (a régebbi, lassabb eszközök nagy kapacitív terhelést jelentettek, kellően széles impulzus töltötte csak fel a bemeneti fokozat kondenzátorát)
2. Ha modern számlálónk van, minél rövidebb a kimeneti impulzusunk, annál kisebb holtidővel kell számolni, vagyis sűrűbben, nagyobb intenzitást is tudunk mérni. 200 MHz-es számláló már nem ritka, így 5 ns-nál rövidebb impulzussá kell alakítani a fotoáramot.

3. Ha hosszabb holtidejű APD-t használunk nem kell nagyon gyors számláló, mert a detektor úgysem lesz képes sűrűn jelezni (max. 10 MHz).

1.1.1. Dinamikus tartomány

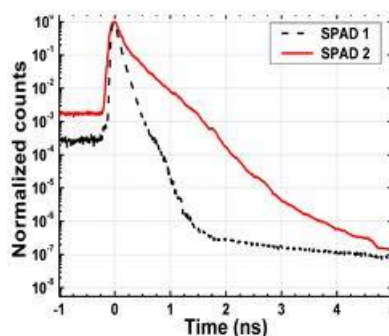
Az egyfoton számlálási technika legnagyobb előnye, hogy a fényintenzitás igen széles tartományán lehet használni:

1. A felső határt az impulzusszélesség, vagy holt idő adja (legyen 200 MHz)
2. az alsó határ a zaj, pontosabban a zaj fluktuációja (vegyük 20 imp/s)

Dinamikus tartománynak nevezzük e két határérték hányadosát: $D = I_{\max}/I_{\text{zaj}}$,

amelyet vagy hatvány formában vagy logaritmikus egységgel - teljesítményről lévén szó $10^1 = 20$ dB - adunk meg (esetünkben tipikusan $10^7 = 140$ dB). Semmilyen más hasonló dinamikájú analóg detektor nem létezik (a tipikus érték 3 nagyságrend).

8.4. ábra - Fotonszámlálással (2 különböző detektorral) mért intenzitások (normalizált beütésszám) a ps-os forrástól mért távolság függvényében



Az ábrán még az is látható, megfelelő időfelbontás mellett a 7 nagyságrend intenzitásmérési kontraszt akár néhány nanoszekundum időkülönbséggel megvalósítható.

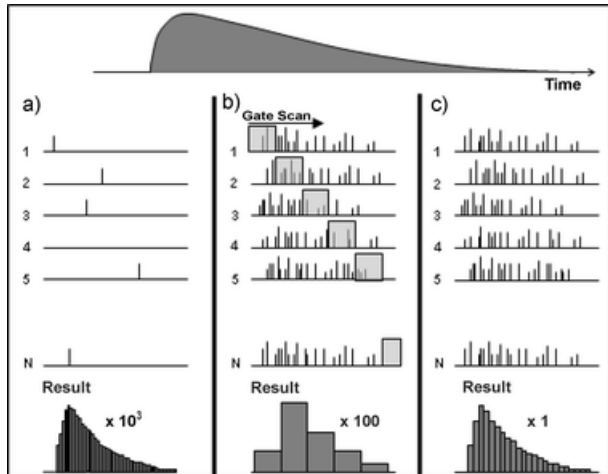
Azok a zajscökkentő trükkök, amelyeket analóg jelekkel meg lehetett valósítani – BOXCAR integrálás, fázisérzékeny detektálás – azt fotonszámlálással is lehet, csak nem analóg, elektronikus eszközökkel, hanem az adatfeldolgozás szintjén:

1.1.2. Kapuzott integrálás háttérkivonással:

A tipikus, időfelbontást igénylő optikai-spektroszkópiai mérések fotonszámlálás szempontjából 3 fő csoportba sorolhatók:

1. A periodikusan ismétlődő mérési ciklusokban 1-nél kevesebb foton lehet ciklusonként, nagyobb időfelbontás kell, mint a detektoré (az összes időablakba 10-100 ciklus alatt egyszer kerül 1 foton)
2. Egy ciklusban sok foton van, az időfelbontás jóval nagyobb léptékű, mint a detektor időbeli felbontóképessége (1 időablakba egy ciklusban sok foton kerül)
3. Egy ciklusban sok foton van és minden foton időbeli pozícióját is rögzíteni lehet a detektor felbontóképességének megfelelő felbontással (1 időablakba egy ciklusban max. 1 foton kerül)

8.5. ábra - Különböző egyfoton-számlálási technikák

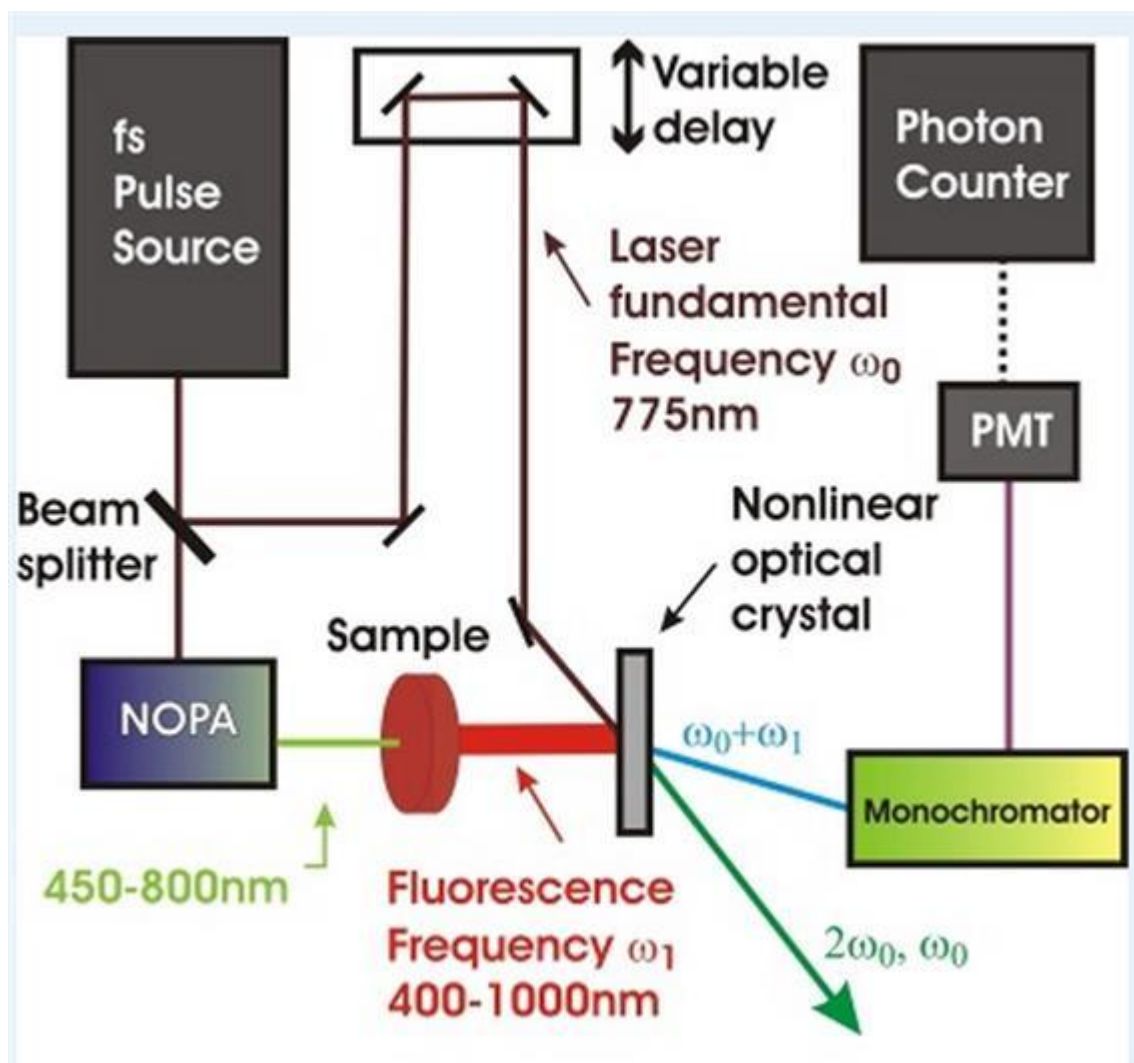


Az a) változat neve időkorrelált egyfoton-számlálás, a következő fejezetben tárgyaljuk.

A b) változat neve kapuzott integrálás, ebben a változatában a kapuszélesség sokkal hosszabb, mint a detektor időbeli feloldása és ciklusonként arrébb lép időben egy kapuszélességnivel a gerjesztő impulzushoz képest. Ehhez elegendő egyetlen egycsatornás számláló, az adatfeldolgozást végző egység (PC) szervezi az időbeli szkennelést.

A c) változat egy sokcsatornás számlálót feltételez (digitális I/O/timer/counter kártyával ellátott PC), minden egyes mérési ciklus egyforma, annyiszor kell mérni, amíg az egyes csatornában a statisztikai feldolgozáshoz elegendő beütésszám nem gyűlik össze.

8.6. ábra - Időbontott (kapuzott) fluoreszcencia spektrum mérés fotonszámlálással (minden gerjesztő impulzusból max. 1 foton detektálható)



Az ábrán a b) kapuzott fotonszámláló sémával működő berendezés felépítése látható. Az időablakot (amely elegendő, ha 1-2 ns széles) a mechanikus optikai késleltető vonal „szkenneli”, az adatgyűjtő egység parancsa szerint. A jel gyenge, de annak is kell lennie, mert egy cikusból legfeljebb egy fotont detektálhat anélkül, hogy a többszörös fotonok száma eltorzítná az eredményt.

Valamennyi módszernek elengedhetetlen része, hogy kikapcsolt gerjesztés mellett – egyébként mindent ugyanúgy tartva zajt, szórt fényt - *hátteret* kell mérni, pontosan ugyanannyi ideig, mint ameddig a mérés tartott. Az adatfeldolgozó egység levonja a hátteret a jel mérési adatsorából. Ezt periódikusan, felváltva minden jelmérési ciklus, vagy cikluscsoport után el kell végezni. Ez a második (hosszabb intervallumon vett) kapuzás.

1.2. Időkorrelált egyfoton számlálás (Time Correlated Single Photon Counting, TCSPC)

Az előző ábrán az a) változat azt az esetet vázolta fel, amikor a rövid gerjesztő impulzust követően igen gyors folyamat játszódik le, a detektorunk időbeli felbontásánál (1-2 ns) jobb időfelbontás szükséges.

Erre lehetőséget ad az elméleti megállapodás, hogy a klasszikus fényintenzitás és az egyes foton időegység alatti detektálásának valószínűsége – definíció szerint – arányos egymással. Ha tehát a detektorunk alkalmatlan, hogy több foton együttes beérkezését a választott időskálán felbontsa, el kell érni, hogy egy mérési ciklusban egyszerre csak 1 foton legyen. A foton megjelenésének, detektálásának – a rövid gerjesztő impulzustól mért - időbeli távolsága lesz az a paraméter, amit mérni fogunk.

A feldolgozó rendszer megfelelő számú idő-csatornát kezel. Minden mérés egy időintervallumot ad meg, ez lesz az időcsatorna sorszáma. Minden ciklusban a mérési eredménynek megfelelő időcsatorna tartalmát +1 értékkel

növeli. Sok mérési ciklus után (10^5 - 10^6) a *fotonok időbeli eloszlásának a valószínűségi sűrűségfüggvénye* rajzolódik ki.

Ennek az alakja (időfüggvény) megegyezik azzal az időfüggvénnyel, amelyet *nagy intenzitásnál analóg jelként* mértünk volna, ha lett volna megfelelő felbontású detektorunk (és elektronikánk).

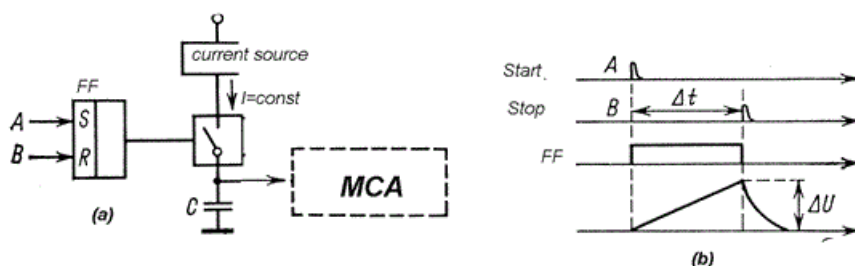
A méréshez nagyon kis intenzitású válaszjelet állítunk elő, szándékosan legyengítjük. Célszerűen a gerjesztés gyengítésével, persze a válaszjelet is gyengíthetjük, például a spektrális felbontás közben a rés szűkítésével, szürke szűrővel, stb.

Mivel a fotonok detektálása egy valószínűségi folyamat, meg kell néznünk, mekkora esélye van annak, hogy egy mérési ciklusban nem egy foton érkezik a detektorba, hanem egymást követve kettő, vagy több. Pontosabban meg kell határoznunk azt a detektorba jutó átlag intenzitást, a mely esetén a több foton együttes jelenléte elegendően (mérési hiba elvárásnak megfelelő) alacsony valószínűségű.

1.2.1. Idő-Amplitúdó Konverter (TAC)

Maga az időmérés elve nagyon egyszerű: elő kell állítani egy elektromos időmérő kapcsolást, amelyik a nanoszekundumos skálán képes a mérendő időintervallummal arányos elektromos jelet (feszültséget) produkálni. Ennek sémája látható az ábrán.

8.7. ábra - Idő-Amplitúdó Konverter működési elve és jelformái



Egy eredendően kisütött (töltésmentes) kondenzátort elkezd tölteni egy konstans áramú áramforrás (áramgenerátor), ha a kapcsolót (elektronikusan) bekapcsoljuk (szub-ns-os sebességgel!). Eközben a töltésmennyiség az idővel arányosan nő (állandó az áram), a kondenzátoron mérhető feszültség pedig a pillanatnyi töltéssel lesz arányos, vagyis fűrészfog szerűen – lineárisan – nő időben. Ha most kikapcsoljuk, a töltés nem nő tovább, megmarad a feszültség, amíg újra ki nem sütjük a kondenzátort.

Nincs más dolgunk tehát, mint a gerjesztő fényforrással szinkronban bekapcsolni, az azt követően megérkező foton jelével pedig kikapcsolni az áramkört, aminek a neve Idő-Amplitúdó Konverter (TAC = Time-Amplitude Converter)

A gerjesztő fényforrás általában elektromosan van táplálva, és levető egy elegendően gyors TRIGGER jel, amellyel megindíthatjuk a folyamatot (START jel). Célszerűen egy bistabil multivibrátor, logikai áramkör (RS tároló) Set bemenetére kapcsoljuk a TRIGGER jelet.

Ezután végbemegy a vizsgált optikai folyamat, megjelenik egy foton, a detektorunkban fotoelektront vált ki, megsokszorozódik és egy – statisztikailag változó amplitúdójú – (10-100 mV-os) feszültségimpulzus jelenik meg a kimeneten.

Ebből azonban még logikai szintű (3-5 V amplitúdójú), az RS tároló Reset bemenetét aktiváló STOP jelet kell kifaragunk. Erre való a CF diszkriminátor.

1.2.2. CF diszkriminátor

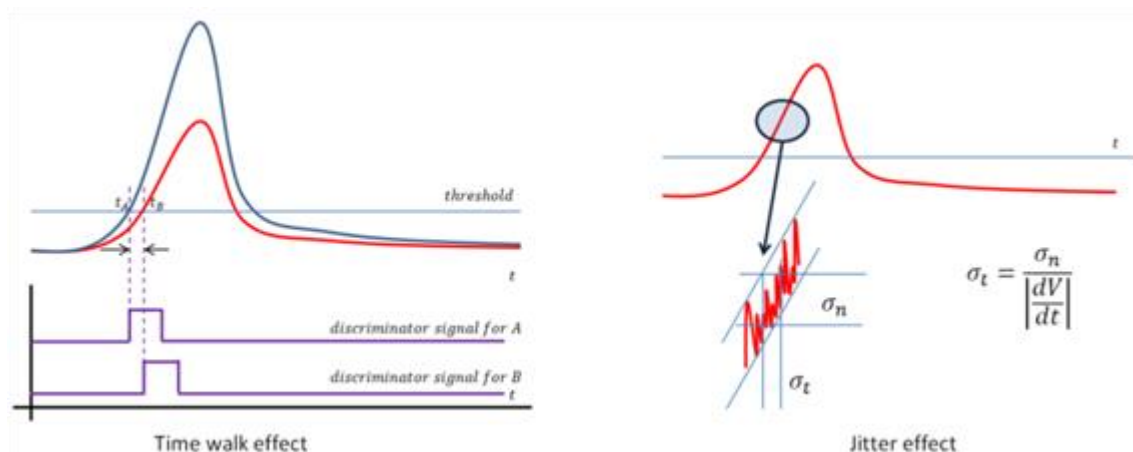
Azt, hogy egy fotóelektron-impulzus megjelenését melyik időpillanattal azonosítjuk, nem nyilvánvaló. Az okozat logikájával az elektron sokszorozódás folyamatát a fotóelektron váltotta ki, tehát a legelső elektron, ami eléri az anódot, annak kellene lennie. Azonban az elektron sokszorozódás párhuzamosan végbemenő lavinaszerű folyamatok sokasága, a repülési idők eltérőek, így lesz egy széles impulzus az eredetileg végtelenül rövid aktusból, mint az ionizáció, egy elektron megjelenése.

Ami legjobban megfogható, az az impulzus maximumának időbeli pozíciója. Viszont az elektromos jel detektálását csak úgy tudjuk megtenni, hogy figyeljük, mikor lép át egy küszöböt.

Komparátornak nevezzük azt az elektronikus elemet, amely egy gyors felfutású, néhány Volt-os (TTL) logikai szintű elektromos impulzust generál, ha a bemenő jel egy előre meghatározott (diszkriminációs, referencia) szint fölé emelkedik.

Ha a bejövő impulzusok amplitúdója ingadozik, ugyanahhoz a maximum pozíció esetén is az átbillenés más-más időpillanatban következik be, pedig a maximumhely ugyanott van. Ez a „vándorlás” jelensége, ami elrontja az időbeli lokalizációt.

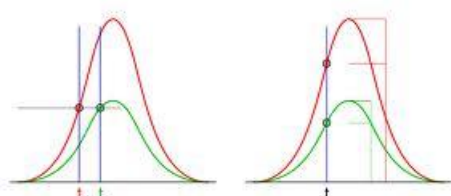
8.8. ábra - Konstans referencia szint esetén jelentkező vándorlás (baloldalt), zajos jel okozta szórás (jobbaldalt) az impulzus időbeli lokalizációja mérésekor



Az ábrán látható egy másik hibaforrás is, a statisztikus zaj (mind a bejövő jel, mind a referencia szint hordozhatja) miatt is lesz egy „csúszkálás” (jitter).

A vándorlás 0,5-1 ns nagyságrendű is lehet, érdemes próbálkozni a kiküszöbölésével. Ennek eszköze az un. állandó arányú (CF) diszkriminátor. Abból kiindulva, hogy az eszközből (PMT) kijövő impulzusok amplitúdója különböző, de alakja (amit a dynódák adott geometriája, sokszorozási tényezője határoz meg) azonos, vagyis az impulzusok geometriai szempontból *hasonlóak*. Az ábrán látható, hogy két egymásra helyezett impulzus bármely időpillanatban vett értékeinek hányadosa állandó.

8.9. ábra - A "vándorlás" effektus (balról) kiküszöbölése állandó arányú (CF) diszkriminátorral (jobbról)

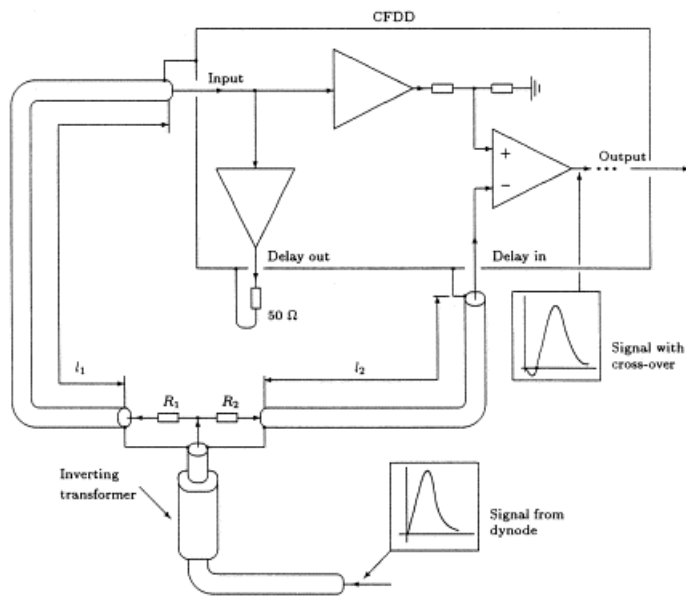


Tehát, ha pl. mindig az impulzus magasságának felénél húznánk meg a komparátor referencia szintjét, a „vándorlás” jelenségét máris számítottuk.

Ehhez azonban „előre” kellene tudni, hogy mekkora lesz a maximum, ehhez állítani a komparátor referencia szintjét! Ez így természetesen lehetetlen.

Marad, hogy előbb megvárjuk, hogy mekkora a maximum, kifaragjuk belőle a referencia szintet, és csak utána végezzük el a komparálást. Ehhez az kell, hogy a jelet átmenetileg „félretesszük”, időben késleltetjük és csak akkor vesszük elő, ha kész a diszkriminációs szint.

8.10. ábra - Állandó arányú (CF) diszkriminátor bloksémája

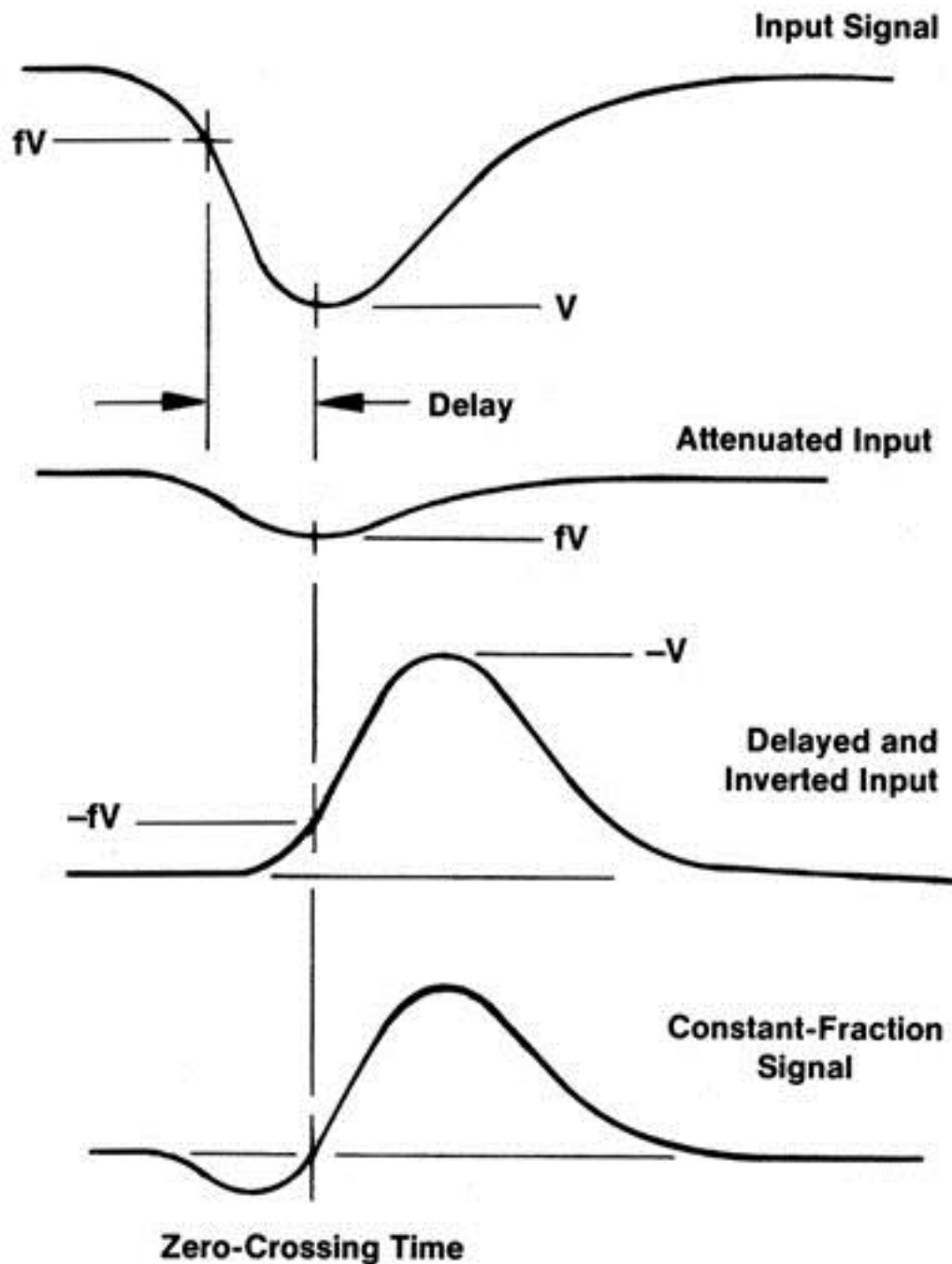


A gyakorlatban a folyamat a következő:

1. a bejövő jelet szétosztjuk, az egyiket hosszabb (I_1) kábelben az invertáló bemenetre (fázisfordítás) visszük, majd egy részét (frakció!) az összegző erősítőre visszük
2. a jel másik részét az I_2 lehető legrövidebb kábelben az összegző erősítőre kapcsoljuk
3. a két jel összege a nulla szintre beállított komparátorra kerül.

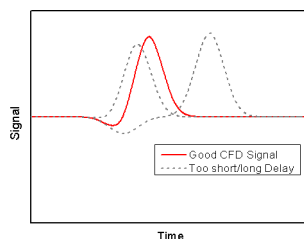
Egy eleve negatív impulzuson (a PMT általában ilyen szolgáltat) láthatjuk a folyamatot az alábbi ábrán, sorrendben: a bemeneti jel, a leosztott bemeneti jel, a késleltetett és invertált bemeneti jel és végül az összegzett CF jel a nullátmenet megjelölésével.

8.11. ábra - Állandó Arányú (CF) diszkriminátor jellemző hullámformái, felülről lefele: bemeneti jel, leosztott bemeneti jel, késleltetett és invertált bemeneti jel, a utóbbi kettő összege, a CF jel, amit nullátmeneti komparátor dolgoz fel



A késleltetést és a jelek arányát úgy célszerű megválasztani, hogy az eredeti impulzus inflexiós pontja körül legyen a CFS szignál null-átmenete, ekkor lesz legkevésbé érzékeny az amplitúdó fluktuációra. Az ábrán látható, ha túl hosszú, vagy túl rövid a késleltetés (piros görbe az optimális).

8.12. ábra - A CF jel különböző késleltetési időknél (szaggatott vonal a túl rövid és túl hosszú, a piros vonal az optimális)



Összességében a CF diszkriminátor egy cca. 10 ns késést okoz a bemenő jel időpillanata és a kijövő TTL szintű felfutó él között, de ez állandó, a relatív csúszkálást sikerült megszüntetni, és megfelelő – logikai szintű – impulzust tudunk a TAC STOP bemenetére kapcsolni.

1.2.3. Sokcsatornás Amplitúdó Analizátor (MCA)

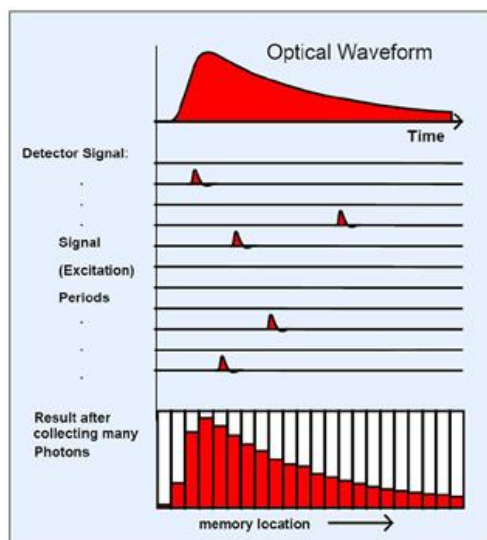
Miután a foton kiváltotta STOP impulzus leállította a TAC-ot (az órát), egy adott amplitúdójú feszültség jelenik meg a kimeneten. Amilyen gyorsan csak lehet, „ki kell olvasni”, eltávolítani, és törölni (kisültni a kondenzátort), hogy mire jön a következő mérési ciklus (START jel), minden készen álljon. Mivel erre általában néhány μ s áll rendelkezésre, önálló hardvert szoktak használni.

Első feladat, hogy az analóg feszültségből számot (a memória címét) állítsunk elő. Erre valók az un. Analóg-Digitál Konverterek (DAC), melyek többféle elven működhetnek, ezen az időskálán az un. szukcesszív approximációs, vagy a flash- AD lehet elég gyors. Miután kialakul a digitális kód (8-12 bit), már lehet nullázni a kondenzátort.

Miközben esetleg már jön az újabb foton detektorunkba, az MCA másik felében, ami egy memória (RAM), a kifaragott kód a RAM-ot megcímszi, és egy utasítással annak tartalmába +1 érték beíródik. Ennek is végbe kell menni annyi idő alatt, mint amennyi idő kellett a TAC-nak és az AD konverzióknak.

Miután több tízezerszer megismétlődik a ciklus, a beállított korlát elérése után a RAM tartalmát az adatgyűjtő egység (PC) kiolvassa, majd törli a memóriát, és kezdődhet a következő ciklus (ami célszerűen a háttér mérése ugyanígy).

8.13. ábra - A időkorrelált egyfoton számlálás alapelve: ciklusonként kevesebb, mint egy fotont detektálunk nagyon sokszor ismételve

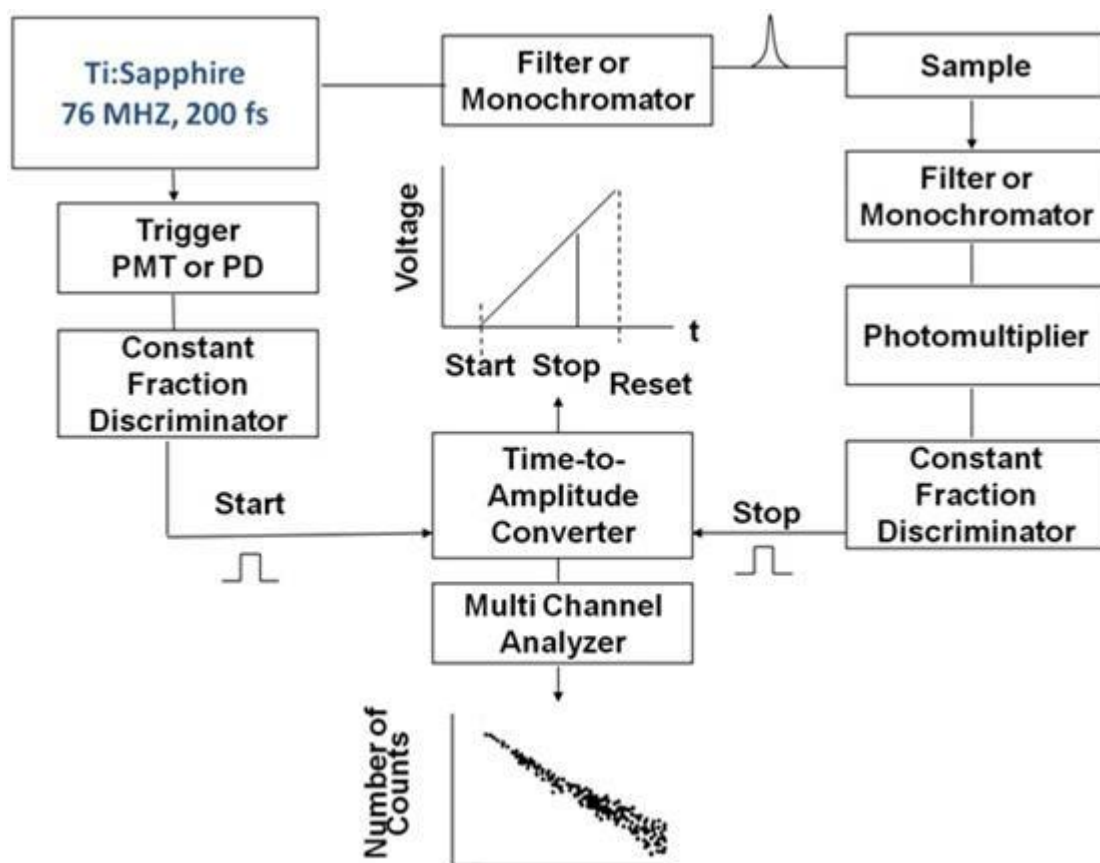


Miután több tízezerszer megismétlődik a ciklus, a beállított korlát elérése után a RAM tartalmát az adatgyűjtő egység (PC) kiolvassa, majd törli a memóriát, és kezdődhet a következő ciklus (ami célszerűen a háttér mérése ugyanígy).

Egy konkrét mérőrendszer felépítése látható az ábrán.

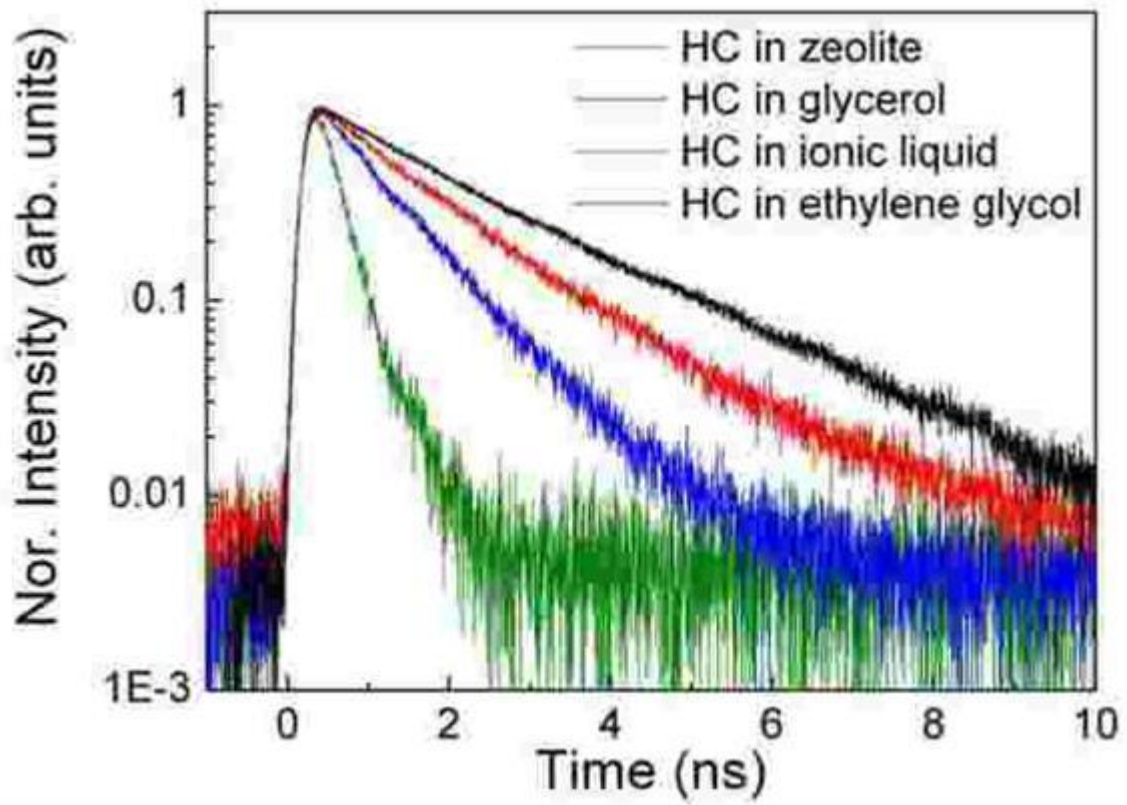
A módszer jellemző időtartománya 20 ps-20 ns, amit alulról a detektor impulzusa alakjának bizonytalansága, jittre határol, fölülről pedig az, hogy a lassabb folyamatot a detektor már fel tudja bontani, lehet közvetlen időmérés is.

8.14. ábra - Egy teljes Időkorrelált Egyfoton Számláláson (TCSPC) rendszer: nagy ismétlődési frekvenciájú, 13 ns-ént érkező gerjesztés kiváltotta optikai válasz időfüggvényének mérésére



Egy –különböző mátrixban lévő - HC kötés infravörös fluoreszcenciájának időfüggése,lecsengése látható az ábrán ezzel az időkorrelált egyfoton számlálás (TCSPC) technikával mérve.

8.15. ábra - Különböző környezetben lévő HC kötés fluoreszcencia lecsengése (log léptékben) TCSPC technikával mérve



9. fejezet - Fourier Transzformációs jelfeldolgozás, idő-, frekvencia tartomány

Ha egy mennyiség jellemzően harmonikus rezgést végez, maga az időfüggvény (vagyis hogy szinuszos) millió és egy időpillanatbeli adata ellenére semmilyen információt nem hordoz az amplitúdóján, frekvenciáján és a fázisán kívül, ez mindössze 3 szám. Kicsit bonyolultabb rendszer esetén is elegendőnek látszik a (nem harmonikus) rezgőmozgás adatai (frekvenciák, a fázisaik és az amplitúdók ismerete) ami szemléletesebb, informatívabb, mint a szinusz függvény.

A fizika számos területén, így a hangtanban, a szilárdtestfizikában, ahol egy mechanikai rendszernek a sajátrezgéseit vizsgáljuk, sokkal informatívabb a kérdéses fizikai mennyiség időfüggvénye helyett a sajátfrekvenciákkal, amplitúdókkal és esetleg a fázisokkal jellemezni a vizsgált rendszert.

Így van ez különösen az optikában, ahol a fényt az elektromos (és mágneses) térerősség tovaterjedő rezgéseként értelmezzük (elektromágneses hullám), és az elektromos térerősség tér-idő függvényeként írható le:

$$E(t, \mathbf{r}) = E_0(t) e^{i(k\mathbf{r} - \omega t)}$$

a fenti komplex függvénnyel leírt térerősségnek – elvileg - a valós része a mérhető fizikai mennyiség:

$$\text{Re}\{E(t, \mathbf{r})\} = \frac{1}{2}(E(t, \mathbf{r}) + E^*(t, \mathbf{r}))$$

ami persze ezen a frekvencián közvetlenül nem mérhető. Ezért (is) a fényt az általa szállított energiával mérjük. Az elektromágneses tér energiasűrűsége vákuumban:

$$U_v = \frac{1}{2}(\epsilon E^2 + \mu H^2) = \epsilon E^2$$

a teljesítménysűrűség pedig ebből a térerősség négyzet egy periódusra vett átlagával arányos:

$$I = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{1}{T} \int_0^T E^2(t) dt = \frac{1}{2} \epsilon_0 A_0^2$$

A fény intenzitás lassú időfüggését az amplitúdó $A_0(t)$ időfüggéseként foghatjuk föl. Ezzel látszólag megszabadultunk a gyors, 10^{14} Hz frekvenciájú időfüggéstől (oszillációtól), de cserébe a finom interferenciákról sem tudunk (közvetlenül) számot adni.

Az, hogy az időfüggvény helyett annak jellemző paramétereit megkapjuk, el kell végeznünk az elektromos térerősség időfüggvényén egy Fourier transzformációt:

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$$

ezzel az egydimenziós időfüggvényből áttérünk a frekvencia síkra, mivel $E(\omega)$ komplex függvény, két valós függvényt takar, az amplitúdó spektrumot $A(\omega)$ és a fázis spektrumot $\varphi(\omega)$:

$$E(\omega) = A(\omega) e^{i\varphi(\omega)}$$

Ezen transzformációnak van inverze, vagyis a (komplex) frekvencia spektrumból visszakaphatjuk az időfüggvényt az inverz Fourier transzformációval:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

a helyfüggéstől most mindkét esetben eltekintettünk.

A spektrális amplitúdó, illetve az időbeli amplitúdó helyett a teljesítmény sűrűséget, vagyis az intenzitást tudjuk mérni közvetlenül:

$$I(t) = \frac{c\epsilon_0}{2} A^2(t)$$

az időbeli intenzitás (impulzus alak), és a

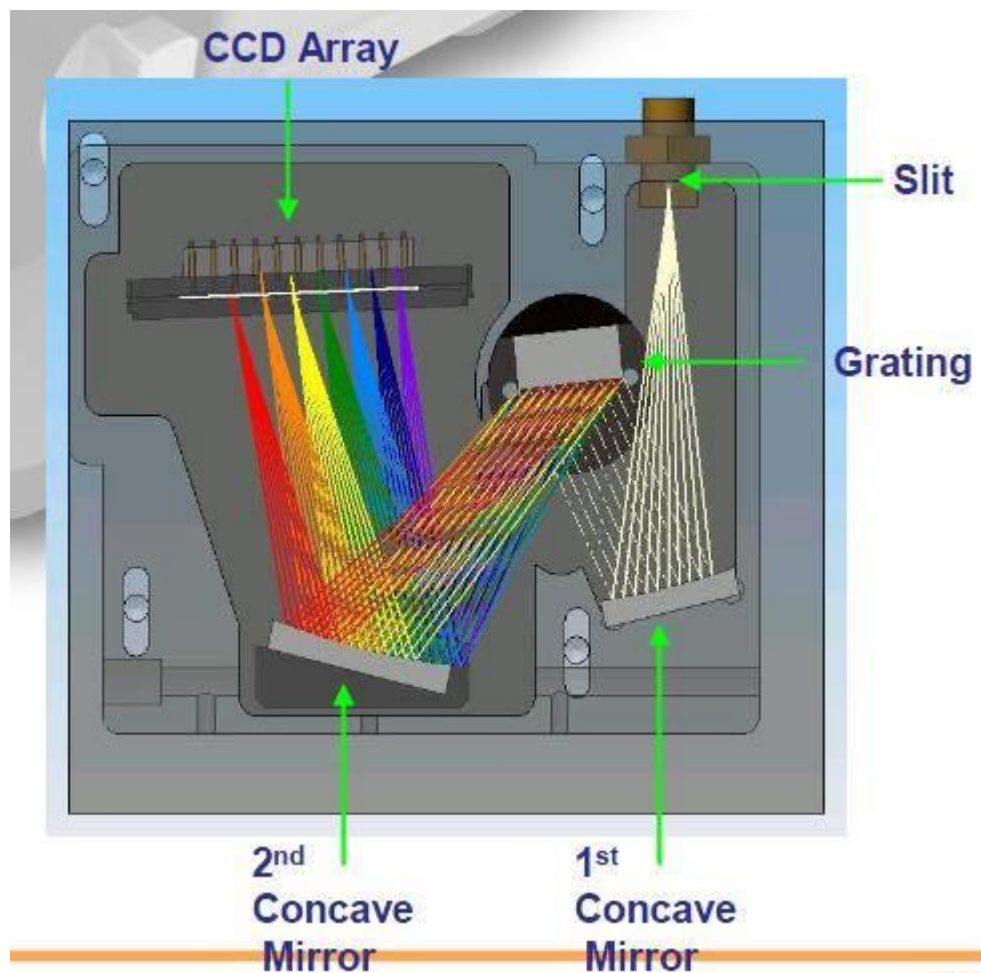
$$I(\omega) = \frac{\epsilon_0}{\pi} A^2(\omega)$$

spektrális intenzitás (amplitúdó spektrum) különböző fizikai mennyiségek (a mértékegységük is más). A kétféle intenzitás közötti normálást a Parseval-tétel biztosítja, vagyis az össz energia mind az impulzus teljes időtartama alatt, mind a teljes spektrumtartományra integrálva egyezzen meg:

$$\int_0^{\infty} I(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt$$

Amikor egy spektrométerben felbontjuk a fénynyalábot szinképi összetevőire, az $I(\omega)$ függvényt kapjuk mérési eredményül.

9.1. ábra - Kompakt spektrográf CCD detektorral



A detektorok általában fényintenzitást mérnek adott időtartamra integrálva és ha korrigáljuk a mért fotoelektromos jelet a spektrográf optikai átviteli függvényével (transzmisszió) és a detektor spektrális érzékenységevel (kvantumhatásfokával), akkor a kérdéses nyaláb abszolút (W/nm) spektrális intenzitását $I(\omega)$ kapjuk mérési eredményül.

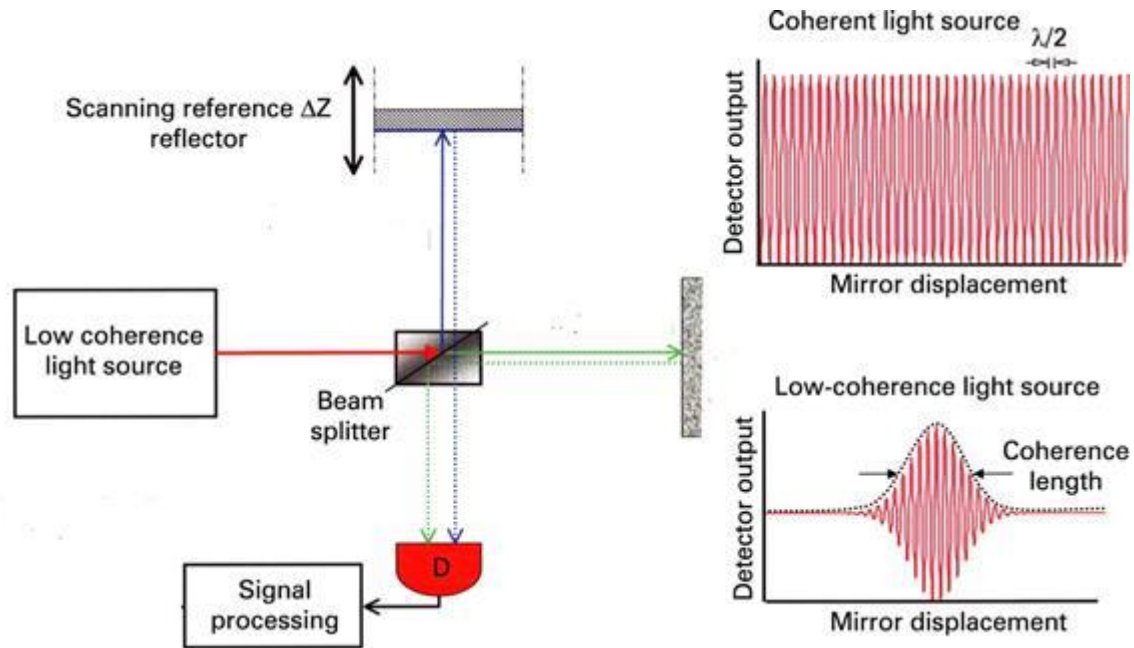
Különösen impulzusok esetén, ahol általában az impulzus időbeli alakjára is kíváncsiak vagyunk, felmerülhet a kérdés, vajon a spektrum Fourier transzformálásával visszakaphatjuk-e az impulzus időfüggvényét, alakját?

Sajnos nem, mivel az amplitúdó spektrum önmagában kevés, azt is tudnunk kell, hogy a különböző spektrális összetevők milyen fázissal összegződnek. A fázis információt pedig a teljesítmény (energia) spektrum nem tartalmazza.

A teljesítmény spektrum Fourier transzformáltja hordoz információt, megmutatja, hogy a kérdéses fény nyalábnak mekkora az időbeli koherenciája, vagyis mennyire interferencia képes a nyaláb egy adott helyén, de különböző időpillanatbeli része egymással.

Minél szélesebb a spektrum, annál kisebb időkülönbségnél változik meg a frekvencia, fázis. Ezt egyébként Michelson interferométerrel lehet mérni, ahol a kettéosztott nyaláb egyik részét időben késleltetjük a másikkal képest majd újra egyesítjük a detektor előtt.

9.2. ábra - Michelson interferométer kimeneti jele koherens és inkoherens fényforrás esetén



A Michelson interferométer kimenetén a késleltetés függvényében mérhető jel (folytonos megvilágítás mellett):

$$I(\tau) = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (E(t) + E(t-\tau))^2 dt$$

$$I(\tau) = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (E^2(t) + E^2(t-\tau) + 2 \cdot E(t) \cdot E(t-\tau)) dt$$

$$I(\tau) = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (E^2(t)) dt + \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (E^2(t-\tau)) dt + \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (2 \cdot E(t) \cdot E(t-\tau)) dt$$

$$I(\tau) = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4} + \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T 2 \cdot E(t) \cdot E(t-\tau) dt = \frac{I_0}{2} + \epsilon_0 \cdot \frac{1}{T} \int_0^T E(t) \cdot E(t-\tau) dt$$

ahol az interferométerbe bemenő teljes intenzitás I_0 , az utolsó tag pedig az elektromos térerősség időfüggvény elsőrendű autokorrelációs függvénye, egy konvolúciós integrál.

Mint ahogy a konvolúciót a Fourier transzformáció egy szorzással degradálja, érdemes a fenti interferencia tag Fourier transzmáltját kiszámolni:

$$A(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} (E(t) * E(t-\tau)) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau$$

$$A(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \left(F\{E(t)\} \right)^2 = \varepsilon_0 \cdot \left(E(\omega) \right)^2$$

$$\frac{1}{\pi} \cdot \text{Abs}\{A(\omega)\} = \frac{\varepsilon_0}{\pi} \cdot A^2(\omega) = I(\omega)$$

vagyis a Michelson interferométerrel kapott autokorrelációs függvény interferencia tagjának Fourier transzmáltja arányos a spektrométerrel mérhető teljesítmény spektrummal.

Ez, vice-versa, igaz fordítva is, vagyis a teljesítmény spektrum Fourier transzmáltja (konstansoktól eltekintve) megadja a – Michelson interferométerrel mérhető – autokorrelációs függvényt, ami egyébként a fénynyaláb időbeli koherenciájára jellemző $v(\tau)$ láthatóság függvény is egyben (normálás után).

1. Fourier transzformációs spektroszkópia

A fenti alapvető kapcsolatok az idő és frekvencia sík között lehetővé teszik, hogy szabadon váltogathassuk a leírásmódot, frekvencia-képből idő-képbe és vissza. Ezt különösen könnyűvé teszi a numerikus matematika és a számítástechnika együttes fejlődése, vagyis vannak jó és gyors algoritmusok a Fourier transzformáció numerikus kiszámítására és vannak nagy kapacitású számítógépek, amelyek ezt belátható időn belül el is végzik.

Az ún. FFT (Fast Fourier Transform), másként DFT (Diszkrét Fourier Transzformáció), számolási időigénye a felbontás (N) nem túl gyorsan növekvő függvénye:

$$T = N \cdot \log(N)$$

Az FFT algoritmus csak akkor ilyen hatékony, ha a mintavételek száma (felbontás) 2 hatványa ($N = 2^k$). Ha tudunk valamit a vizsgált függvényről – főleg azt, hogy páros, vagy páratlan – használhatjuk az ún. koszinusz, vagy szinusz algoritmust, ami még gyorsabb, hiszen kihasználja a komplex transzmált szimmetriatulajdonságait, és lényegében valós számkörben marad.

Ha egyik sem, vagy nem teljesül a mintaszámra a 2 hatványa feltétel, az ún. komplex FFT-t (cFFT) kell használnunk. Ekkor az eredményünk egy komplex függvény lesz.

Az infravörös színek tartományban nincsenek igazán érzékeny detektorok, és a jó spektrális felbontáshoz keskeny rés kell a spektrográfon, nagy fókusz távolság és kis fényerő a felbontás ára. Ha viszont kihasználjuk azt a tényt, hogy a Michelson interferométer kimenő jele (az autokorrelációs függvény) át-transzmálható spektrummá, egészen más optikai problémákat kell megoldanunk:

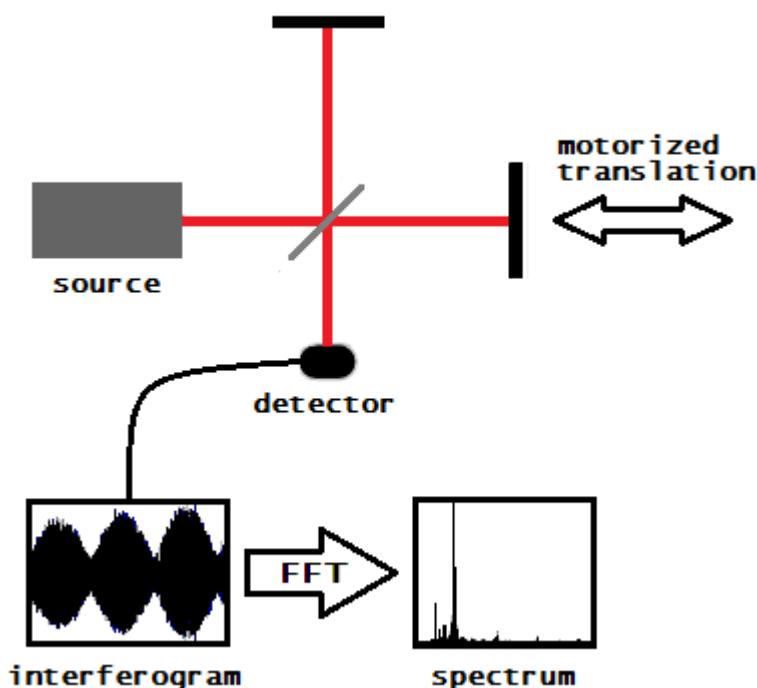
1. nem kell spektrális bontás, sok fényünk marad,
2. széles nyalábbal dolgozhatunk, nem kell fókuszálni kis helyre,
3. gyorsan lehet mérni.

Cserébe

1. az optika (tükörök, féligáteresztő nyalábosztó) interferometrikus minőségű, azaz a szokásos $\lambda/10$ felületi minőség helyett minimum 1 nagyságrenddel jobb kell,
2. a mechanikai rendszer (tükör mozgató) is hullámhossz nagyságrendű precizitást kíván.

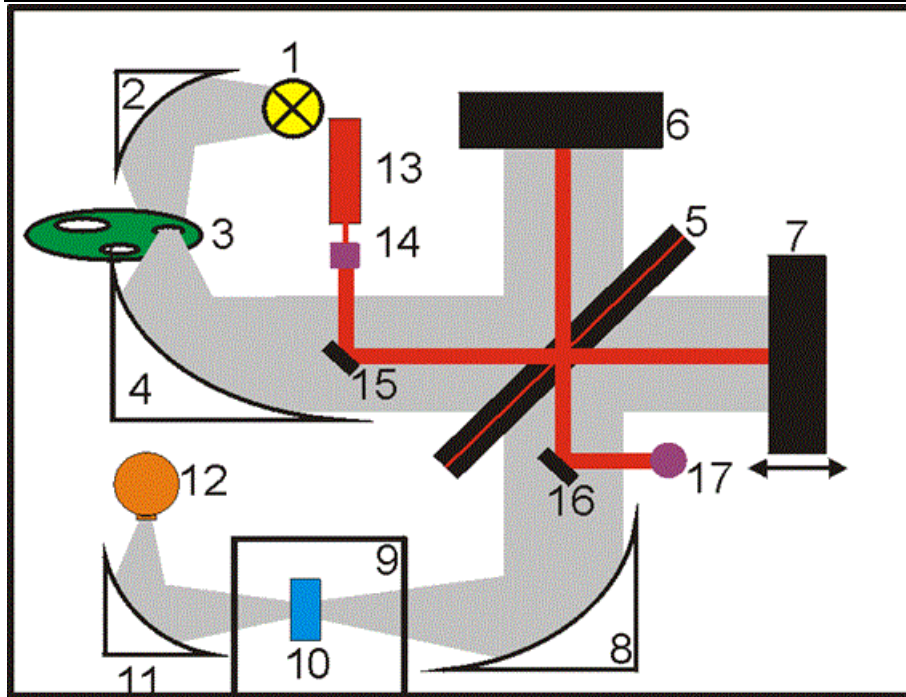
Az alábbi ábrán látható egy FFT spektrométer elvi felépítése.

9.3. ábra - FT IR spektrométerek működési elve



A gyakorlati megvalósítás során természetesen itt is vannak a speciális problémák, amelyek nem feltétlenül a módszerhez kötődnek, de itt egyszerűbb megoldani ezeket: az infravörös tartományban nincsenek széles tartományban átlátszó anyagok, üvegek, amelyből lencsét, féligáteresztő nyalábosztót lehetne csinálni. Ezért elsősorban (arannyal bevont) tükröket használnak a nyaláb kollimálására, terelésére. A nyalábosztó is nagyon vékony film, hogy számottevően ne szűkítse a használható spektrális tartományt. Egy ilyen elveken nyugvó berendezés sémáját mutatjuk a következő ábrán.

9.4. ábra - FT IR spektrométerek optikai felépítése: 1-Fényforrás, 2-Kollimátor tükör, 3- Szűrő, 4-of-axis parabola kollimátor, 5-Nyalábosztó, 6- Fix tükör, 7-Mozgó tükör, 8-Fókuszáló tükör, 9-Mintatartó, 10- Minta, 11- Kollektor tükör, 12- Detektor, 13-He-Ne lézer, 14- Nyalábtágító, 15- Terelő tükör, 16- Kicsatoló tükör, 17-Hullámhossz referencia detektor



Az ún. off-axis parabola tükrök elegendően párhuzamos nyalábokat formálnak az interferométer számára. Annyira kell párhuzamosnak lenni, hogy a kicsit különböző irányba haladó, szükségképpen eltérő optikai utat bejáró sugarak ne rontsák le a kontrasztot, a láthatóságot.

Az módszer alapvetően egy nyaláb autokorrelációs függvényét állítja elő, majd ebből FFT-vel spektrumot számol.

Az abszorpciós fotometriához két lépés szükséges:

1. Mérendő minta nélkül megmérjük a (szélessávú) fényforrás által kibocsátott, az egyes elemek (féligáteresztő, küvetta, stb.) transzmissziója spektrális szűrése után a detektorba jutó jelet (a mozgó tükör helyének, vagyis a késleltetési időnek a függvényében. Ez az alapvonal, a referencia.
2. Ezt követően behelyezzük a mérendő abszorpciójú mintát BÁRHOVA (!) a fénypálya. Szokás rögtön a fényforrás után, vagy a detektor elé (de célszerű párhuzamos nyalábba tenni, hogy a Beer-Lambert törvény szerinti optikai úthossz jól definiált legyen). Ezután ismét megmérjük az autokorrelációs függvényt.
3. Az FFT után a két spektrum hányadosa adja az abszorpciós spektrumot.

Használják emissziós fotométerként is, főleg gyenge jelek esetén, pl. Raman spektrométerként. Ekkor a – jellemzően folytonos, dióda pumpált Nd:YAG lézeres gerjesztés után a közeli infravörösben jelentkező Raman jel autokorrelációs függvényét mérjük meg. Az eredmény kiértékeléséhez itt szükség van a készülék teljes spektrális átviteli függvényének ismeretére.

A módszer egyik előnye a gyorsasága, és az, hogy autokorrelációs függvény felvétele során valamennyi hullámhossz komponens egyidejűleg hozzájárul a mért fotoelektromos jelhez, szimultán mérés történik. Emiatt a jel/zaj viszony sokkal jobb, mint a diszperziós, spektrométert tartalmazó hagyományos fotométereké, ahol időben egymás után mérjük a különböző spektrális komponenseket, miközben a többi jele elvész a mérés szempontjából.

Levezethető, hogy a Fourier-transzformációs készülékkel elérhető jel/zaj viszony

$$\sqrt{N}$$

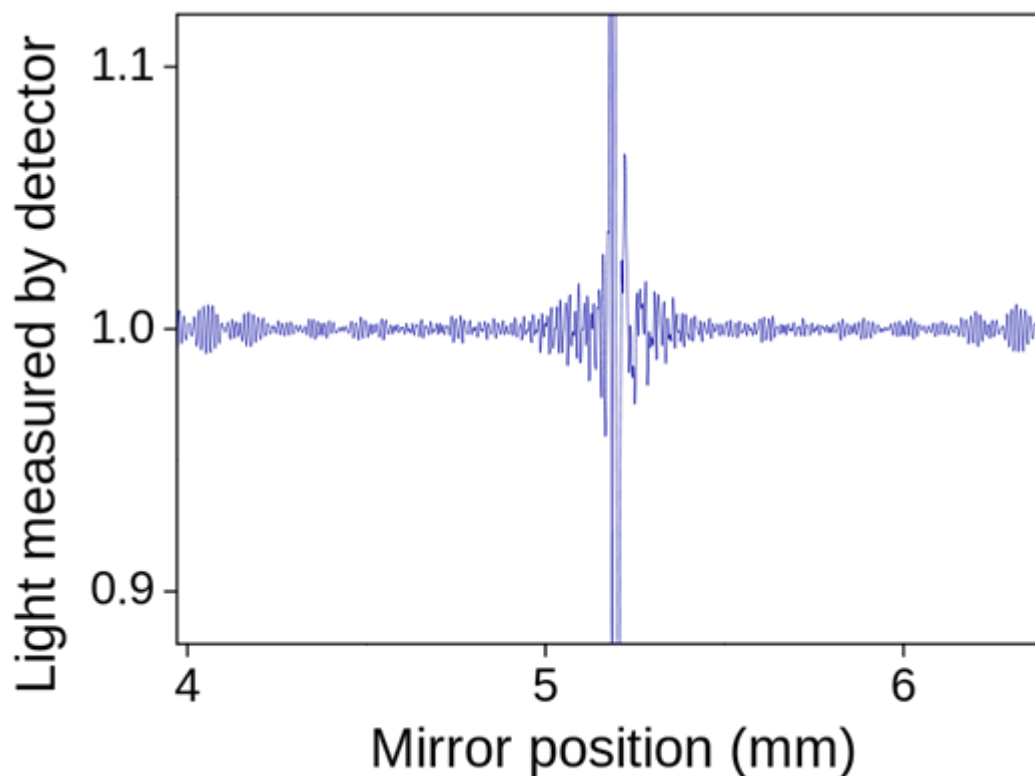
-szer nagyobb, mint azé a diszperziós készüléké, amellyel ugyanannyi idő alatt N különböző frekvencián mérjük a spektrumot. Ez az előny csak akkor igaz, ha a mért interferogramra ült zaj független a jel értékétől, ún. additív zaj. Ez a feltétel az infravörös tartományban teljesül, ahol a detektor zaja dominál (nagyobb energiájú - látható UV - sugárzásnál a fényforrás zaja az elsődleges, a zaj nem additív).

Mivel a Fourier-transzformáció berendezésekben nincs rés, bontóelem, ezért sokkal nagyobb intenzitású fény éri a detektort. Emiatt a jel/zaj viszony még akkor is nagyon jó, amikor a

$$\sqrt{N}$$

előny már nem dominál.

9.5. ábra - Autokorrelációs jel a Michelson interferométer kimenetén



A detektoron mért jel időbeli változása a tükör sebességétől függ: pl 1 m/s sebesség mellett az 1 μm -es hullámhosszú komponens 4 000 000 minimum-maximum átmenetet produkál, tehát mind a detektornak, mind a feldolgozó erősítőnek és a digitalizáló elektronikának legalább ilyen gyorsnak kell lennie. A mintavételi törvény szerint legalább kétszeresen kell meghaladni a megkívánt időfelbontást, tehát legalább 10 MHz, vagyis 100 ns időfelbontás szükséges az 1 μm -es, mint alsó határhullámhosszú komponens méréséhez.

Ez a - fenti reális paraméterekkel – azt jelenti, hogy egy mérés ideje 25 ms, azaz igazán gyors a mérés!

Megjegyezzük, hogy – mint minden mérésnél – a többszöri mérés és átlagolás nagymértékben javítja a jel/zaj viszonyt, ami gyenge jelek esetén rá is fér erre a módszerre is.

A mérhető leghosszabb hullámhossz esetében a pontossági követelmény lép elő, vagyis olyan pontosan tudjuk hullámhossz szerint felbontani a spektrumot, ahány hullámhossznyiit mozgott a tükör, vagyis ahány minimum-maximum váltást regisztráltunk: 1000 cm^{-1} hullámszámnál 1 cm^{-1} felbontáshoz legalább 1000 hullámnyit kell mérni, ezen a hullámhosszon ez 25 mm. Azaz a mozgó tükörnek legkevesebb 25 mm-en kell elmozdulnia.

Ha lényegesen nagyobb felbontást szeretnénk még távolabbi infravörösben, pl. 100 cm^{-1} tartományon 0,01 cm^{-1} felbontást szeretnénk (rotációs spektrum finomszerkezete) a tükörnek 2,5 m utat kell bejárnia (interferometrikus pontossággal !).

A Fourier transzformáció elvégzése nem lehet gond, gondolhatnánk. Azonban lássuk, hogy a mintavételi pontok száma igen nagy. A teljes intervallum hossza meghatározza felbontóképességet (a legnagyobb hullámhosszon), a mintavételek sűrűsége pedig a legnagyobb mérhető frekvenciát. Így széles spektrumtartományon nagy felbontással való méréshez 10 000 pontra is szükség lehet, amihez már gyors, erős számítógépek kellenek.

A nagy jel/zaj viszony miatt a Fourier-transzformációs spektrométerekkel tehát akár másodpercek alatt lehet szinképet felvenni, gyors folyamatokat (reakció, adszorpció) is követhetünk vele. Analitikai célra sikeresen alkalmazzák a gázkromatográfhoz, ill. folyadék-kromatográfhoz csatolt FT IR spektrométert. Kis mintából, gyenge jelből is jó minőségű spektrumot lehet kapni, ezt használják ki, amikor a mikroszkóppal kombinálják az FT IR és Raman spektrométereket.

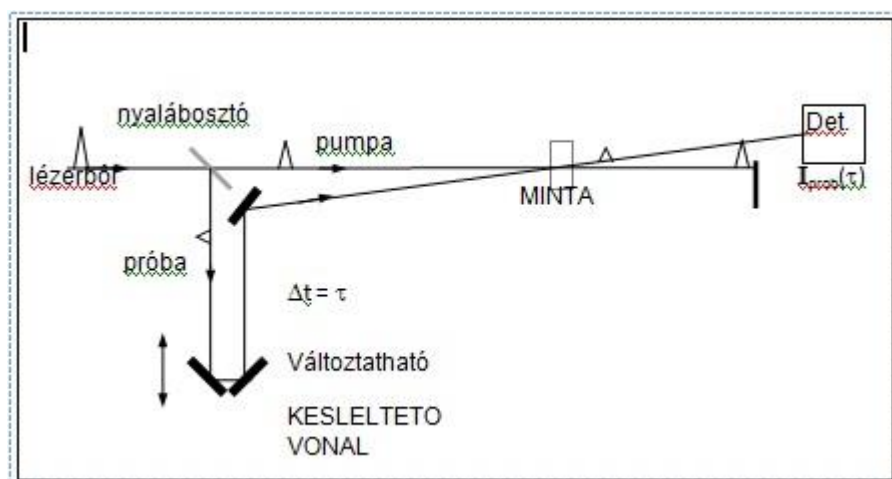
9.6. ábra - FT IR -Raman spektrométer mikroszkóppal



2. Ultragyors folyamatok Fourier spektroszkópiája

Az ultragyors folyamatok tanulmányozásánál is gyakran váltogatjuk az idő-, illetve frekvencia-képet.

9.7. ábra - Pumpa-Próba kísérleti elrendezés vázlata



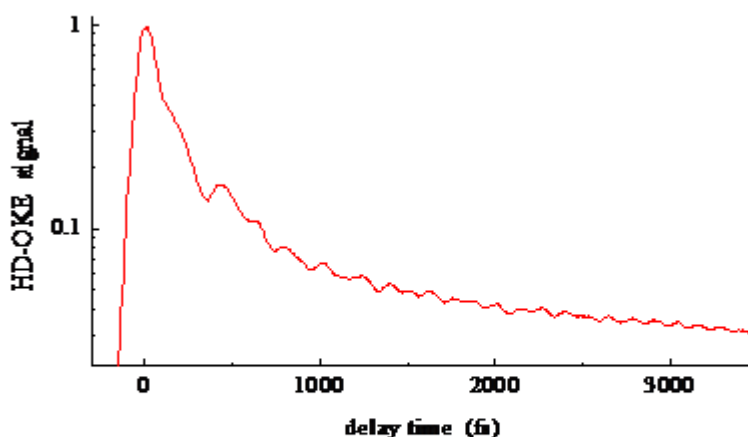
A Pumpa-Próba méréseknél – a Michelson interferométerhez hasonlóan – a próba és pompa impulzus egymáshoz való késleltetésének függvényében egy korrelációs függvényt veszünk fel, csak nem autokorrelációt, hanem a keresztkorrelációt mérünk. Ebből szeretnénk visszakapni a mérendő anyagi paramétereket, például egy molekuláris rendszer sajátfrekvenciáit, azok csillapítási állandóit, vagyis a vizsgált rendszer **válaszfüggvényét** az ultragyors – Dirac-delta – gerjesztésre.

A heterodyn-homodyn detektálásról szóló fejezetben már tárgyaltuk az Optikai Kerr Effektus mérést, mint pompa-próba eljárást. Azt kaptuk, hogy a detektált - az impulzus időkhöz (30 fs) képest integrált - korrelációs jel a késleltetési idő függvényében az alábbi kompozíciójú:

$$S_{\text{hetero}}(\tau) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} E_L(t-\tau) E_{\text{prob}}(t-\tau) \left[\int_{-\infty}^t R(t-t') I_{\text{pump}}(t') dt' \right] dt$$

ahol E_L , a lokál oszcillátor, az E_P pedig a próba impulzus térerősségének időbeli burkolója, $I_{\text{pump}}(t)$ a pumpáló impulzus intenzitásának időbeli burkolója.

9.8. ábra - Jód-benzol Optikai Heterodyn OKE jele



A mért optikai jel modelljében az $R(t)$ függvény hordozza a mintára, a kölcsönhatásra jellemző információt. Ennek a függvénynek a mérési adatokból való kinyerése és analízise a cél.

A heterodyn jel az $R(t)$ függvénytől és a pumpa és próba burkolók alakjától lineárisan függ, így a Fourier transzformációs analízis hatékony lehet. A konvolúció ugyanis a frekvencia térben egyszerű szorzássá válik, és a vissza-transzformálás után $R(t)$ szeparáltan a rendelkezésünkre áll:

$$\text{FFT}\{S_{\text{hetero}}(\tau)\} = \text{FFT}\{G_0^{(2)}(\tau)\} \cdot \text{FFT}\{R(\tau)\}$$

,

$$R(\tau) = \text{IFFT}\left\{\frac{\text{FFT}\{S_{\text{hetero}}(\tau)\}}{\text{FFT}\{G_0^{(2)}(\tau)\}}\right\}$$

.

Az optikai Kerr-effektus során a pumpáló impulzus egy *polarizációs orientációt* gerjeszt, de ezt olyan rövid - a molekulák vibrációinak periódusidejével összemérhető idő - alatt, hogy sok *vibrációs módus is tranziensen, vagyis koherensen gerjesztődik*. A csillapodó intramolekuláris vibrációk, az orientációs visszarendeződés (relaxáció), intermolekuláris csillapított, sokszor túlcillapított forgási rezgések (librációk) kísérik az elektronfelhőnek a pumpálással szinkronban végbemenő (adiabatikus) választ.

Az optikai jelben tehát sok, különböző eredetű és jellegű komponens szuperponálódik.

Fenomenológiai közelítésben az $R(t)$ függvényt az alábbi általános alakban szoktuk felírni:

$$R_{ijj}(t) = \alpha_{ij} \delta(t) + \sum_k r_{k,ij} \exp(t/\tau_k) \cos(\omega_k t) + \sum_n q_{n,ij} \exp(t/\tau_n)$$

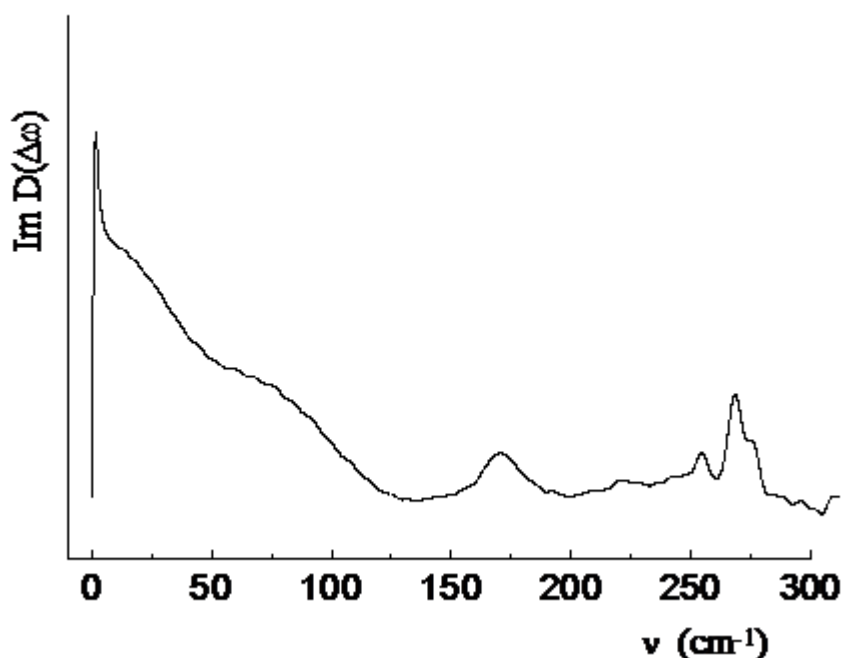
,

ahol az első tag az elektronfelhő hiperpolarizációját, a második a Raman aktív módusok csillapodó rezgéseit, a harmadik pedig a különböző intermolekuláris kölcsönhatásokat - mint orientációs diffúzió, libráció, dipól-dipól kölcsönhatás - írja le.

A négy indexes jelölés arra utal, hogy *stacionárius esetben* a Bloembergen-féle nemlineáris polarizáció Fourier sorfejtésében a jelenségért felelős tag a *harmadrendű szuszeptibilitás*, ami egy 81 elemű tenzor. Időben lejátszódó eseményekre azonban ez a leírásmód nem érvényes. Viszont meg lehet mutatni, hogy az $R(t)$ Fourier transzformáltja éppen megadja a kérdéses szuszeptibilitás tenzor komponens frekvenciafüggését, spektrumát.

A Fourier transzformált -mint komplex mennyiség - *képzetes* része a *spontán Raman hatáskeresztmetszet*, illetve a depolarizált fényszórás frekvencia spektrumát adja (fenti ábra), amíg a *valós rész* a *törésmutató diszperzióját* adja meg (ami általában ismert).

9.9. ábra - Jód-benzol OH-OKE jele Fourier transzformáltja, a Raman hatáskeresztmetszet spektruma



Az ábrán látható - jód-benzolon végzett - időbontott, heterodyn detektálással mért OKE keresztkorrelációs mérésekből közvetlenül megfigyelhető volt a molekulák alacsonyfrekvenciás rezgési módusainak időbeli szuperpozíciója, lebegése, pontosabban annak burkolója, a Fourier analízis pedig pontosan azonosította a két alacsony energiájú - 167 és 267 cm^{-1} frekvenciájú - vibrációs módust.

10. fejezet - Fotoelektromos jelek számítógépes feldolgozása, DAQ

A fotoelektromos jel onnantól, hogy kilépett a detektorból, már csak ugyanolyan elektromos jel (feszültség, áram), mint ami bármi más forrásból jön. Az, hogy külön foglalkozunk ezzel a kérdéssel, azért van, mert néhány dologban az optikai probléma mégis egyedi, nincs más tudományterületről analógia, csak itt, az optikai jelek világában találkozunk hasonló adatkezelési feladattal.

Az adatfeldolgozás, illetve a mérési adatok gyűjtése, a mérőrendszerek vezérlése egymáshoz kapcsolódó tevékenységek, ma már szinte elválaszthatatlanok. Nemcsak azért kellett a mérés irányítását a számítógépre bízni, hogy a szubjektív, emberi hibákat kiküszöbölje, minimalizálja, hanem azért is mert olyan nagyszámú beavatkozást kell igen rövid idő alatt megtenni, ami az emberi cselekvés reakcióideje alatt nem lehetséges.

1. A mérési adatok születése

A mérési adatok megjelenése egy számítógép memóriájában, vagy egy feldolgozó program kimeneti felületén (pl. grafikonként) egy igen hosszú út végállomása. Most végig vesszük ennek a rögzítésnek legfontosabb állomásait az elejétől kezdve.

A vizsgálandó probléma, jelenség általában nem önmagában merül fel, hanem egy nagyobb szakmai kérdéskör részeként, beágyazódva egy már ismert jelenségek körébe. Vagyis legtöbbször nem a „semmiből” kell elindulni. Amikor elhatározzuk, hogy megoldjuk a feladatot (önszántunkból, kíváncsiságból, vagy elrendelt munkaként) már az elején tisztázni kell az alábbiakat (magunkkal is !):

1. Mi a célja a vizsgálatnak?
2. Milyen mélységig kívánjuk (vagy szükséges) a jelenségek körét megismerni?
3. Van-e rá elegendő dologi és humán erőforrás? Mekkora a team ?
4. Milyen időskálán kell, akarunk a megoldáshoz eljutni?

Noha ezek a kérdések nem tűnnek műszaki jellegűeknek, mégis az ezekre adott válaszok lesznek a legnagyobb hatással a vizsgálat, a mérőeszköz, vezérlés, adatfeldolgozás szakmai részleteire.

Nézzük részletesen ezeket!

1.1. A tudományos megismerés folyamata

Minden tudományos igényű tevékenység célja – valahol mélyen vagy szemmel láthatóan – egy (vagy több) jelenség kellő mélységű megismerése. Mikor mondhatjuk, hogy megismertük a jelenséget?

1. Az ismereteinkkel a múltbéli tényeket, folyamatokat értelmezni tudjuk, a leírás lefedi a már ismert jelenségeket.
2. Az ismereteink birtokában meg tudunk tervezni új, még nem ismert folyamatokat, eszközöket és azok az ismereteink szerint i módon viselkednek, **jósolni tudunk** (és az beválik).

A **megismerési** folyamat a vizsgált jelenséget befolyásoló tényezők számbavételével kezdődik:

Ha jobban belegondolunk, ezen tényezők száma mindig **végtelen**. Persze nem mindegyik egyformán fontos.

Az a legelső dolgunk, hogy választóvonalat húzzunk a **lényeges és nem lényeges** befolyásoló tényezők közé:

1. FONTOS (lényeges, meghatározó) tényezők (paraméterek, mennyiségek, folyamatok, kapcsolatok) száma VÉGES. Ezek lesznek a vizsgált jelenség, folyamat OKAI, ezekből a dolgokból felépítjük a vizsgált jelenség MODELL-jét. Innentől kezdve ezt a MODELLT fogjuk vizsgálni, elemezni.

2. NEM FONTOS dolgok végtelen halmaza tartalmazza azokat a befolyásoló tényezőket, amelyeket lényegtelennek tartunk, vagy többségéről nem is tudunk. Ezeket együttesen KÖRNYEZET-nek tekintjük, fő ismervük, hogy nincsenek figyelembe véve a MODELLben.

Természetesen ez a szétválasztás a LÉNYEG,

1. ha ezt megfelelően csináltuk, használható ismeretekhez jutunk.
2. ez a szétválasztás nem abszolút, mindig lehet továbbiakat bevenni a FONTOSak közé, és ezzel pontosabb MODELLt alkotni,
3. minthogy nem lehet mindent beemelni a FONTOSak közé (végtelen a számuk!), látható, hogy a MODELL soha nem lehet tökéletes,
4. a kérdés megint az, hogy mikor ELEGENDŐen jó a modell? Mi a kritériuma? Tudományos vagy társadalmi, gazdasági ?

MODELL alkotás:

1. A MODELL-nek és a VALÓSÁGnak mindig jól definiált kapcsolatban kell lennie egymással. Ez csak annyit jelent, legyen tisztán látható a FONTOS paraméterek köre.
2. A FONTOS paraméterekből (mennyiségek, jelenségek, folyamatok) és a saját és az EMBERISÉG már meglévő ismereteiből összegyűrjük a –többnyire a matematika nyelvén megfogalmazott - MODELLt (véges számú tényezőből).
3. A MODELL-ben fizikai (mérhető, mérési utasítással és egységgel rendelkező) mennyiségeket használunk és a szakma szabályainak megfelelő kapcsolatokat, viszonyokat tételezünk fel.
4. A MODELL, noha legtöbbször egy elméleti, matematikailag megfogalmazott konstrukció, realizálódhat is (vasútmodell, makett, teszt munkadarab).

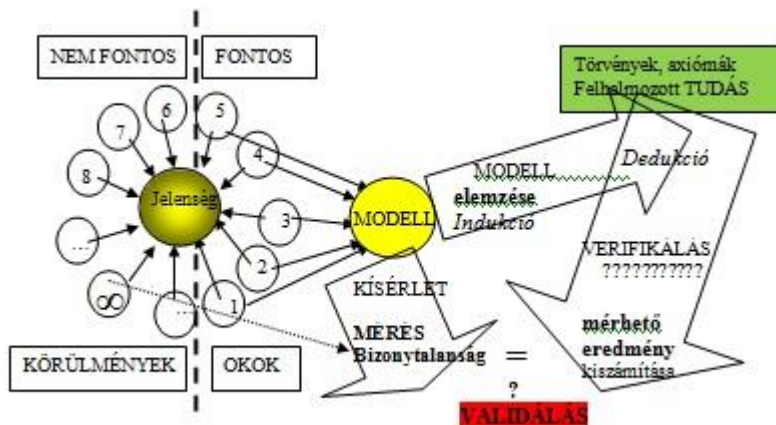
A MODELL elemzése

1. A létrehozott MODELLt a már meglévő ismeretek birtokában elemezzük, meghatározzuk a viselkedését, az OKOKtól való függés matematikai viszonyait (függvényeket).
2. Az elfogadott elméletek alapján olyan paramétereket határozunk meg, számolunk ki, amelyeket majd össze lehet vetni a valósággal.
3. Lehet már meglévő, ismert adatokat kiszámoltatni a MODELLEl, és
4. lehet olyan új, még nem ismert feltételekkel kiszámolni a végeredményt, amelyet csak a jövőben figyelünk meg, vagy hozunk létre.

A MODELL VALIDÁLÁSA

1. A MODELLből kiszámolt mennyiséget össze kell vetni a VALÓSÁGgal.
2. A VALÓSÁGOT azonban preparálni, előkészíteni kell, vagyis a MODELL FONTOS elemeinek legjobban megfelelő környezetet kell előállítani (ha mondjuk a hőmérséklettől való függést nem vettük be a FONTOSak közé, akkor termosztáljuk a jelenséget)
3. Ez a preparálás a tudományban általában a KÍSÉRLETet jelenti (a csillagászoknál megfigyelés).
4. A kísérlet során a MODELL eredményével összevethető számot kell kapni (ugyanarra a fizikai mennyiségre), ez a MÉRÉS (összehasonlítás az egységgel).
5. A MÉRÉS azonban MINDIG hordoz BIZONYTALASÁGOT (az eredmények szórása sohasem nulla), hiszen a végtelen sok, LÉNYEGTELENnek tartott befolyásoló tényező azért ott van.
6. Most már megtörténhet az összehasonlítás: A MODELLből számított eredmény, és a MÉRT eredmény EGYEZIK-e?

10.1. ábra - A tudományos MEGISMERÉS lépései, a MODELL-módszer



A MODELL elfogadása

1. Ha a MÉRÉS eredményének HIBA HATÁRÁRÁN belül található a MODELLből számított eredmény (nem szignifikáns a különbség), azt mondhatjuk, hogy (adott megbízhatósággal) a MODELL JÓ, használható. Ez egy szakmai kritérium.
2. Mindaddig elfogadjuk a MODELLt, amíg nem merül fel olyan tény, pontosabb MÉRÉSi adat, ami már szignifikánsan eltér a MODELLből számítottól.
3. Felmerülhet az igény arra, hogy pontosabban kell ismerni a jelenséget (ez egy társadalmi elvárás is lehet) ezért mind a MÉRÉSi eljárást pontosítani, javítani kell és vele párhuzamosan az elméleti MODELL is esetleg bővítésre szorulhat.

A MODELL elvetése

1. Ha a MODELLből és a MÉRÉSből származó eredmények szignifikánsan különböznek, akkor első körben felül kell vizsgálni mind a MODELL elemzés folyamatát, mind a KÍSÉRLET, MÉRÉS körülményeit. Ezt VERIFIKÁLÁSnak nevezzük. Ellenőrizzük, hogy azt csináltuk-e amit akartunk, vagyis hibáztunk-e a levezetésben vagy a mérés körülményeinek megválasztásában, minden FONTOS paramétert kézben tartunk-e?
2. Ha a VERIFIKÁLÁS eredménytelen (vagyis mindent úgy csináltunk, mint akartunk, illetve ahogy a szakma szabályai szerint kell, úgy a MODELLt EL KELL VETNI, mint az adott feladatra alkalmatlant.
3. A folytatás az, hogy MEGVÁLTOZTATJUK a MODELLT. Visszamegyünk a MEGISMERÉSi folyamat elejére, azaz a HATÁRVONAL meghúzásához a FONTOS és NEM FONTOS dolgok közé. Beveszünk újakat a fontosak közé, vagy kihagyunk az elsőre fontosnak tűnt dolgok közül. Majd elemezzük a MODELLT és így tovább...

Ez a MODELL módszer legtöbbünknek nyilvánvalónak tűnik és tudatosan, vagy tudat alatt eszerint járunk el. Azonban attól lesz TUDOMÁNYOS a megismerésünk, hogy tudatosan figyelünk főleg a FŐ kérdésre, a MODELL-alkotásnál a LÉNYEGES és LÉNYEGTELEN dolgok szétválasztására.

1.2. A kísérlet, mérés megtervezése

A fentiek alapján összefoglaljuk, hogy a kísérlet megtervezésénél mire kell figyelnünk:

1. Előkészületek:

1. A feladat jelentőségéhez mért erőforrásokat mozgassunk meg!
2. A mérés teljes, vagy részleges automatizálása jelentős költség és idő, csak akkor fogjunk hozzá, ha

- a. nincs más mód a mérés bonyolultsága miatt,
 - b. noha kézzel is elvégezhető - bár hosszadalmas -, de előre biztosan látható, hogy ez egy hosszú kutatási program lesz
3. Ismerjük meg és tisztázzuk jelensége, mérésre érvényes modell fontos összetevőit! A modell visszahat a mérésre, hiszen szinkronban kell lenniük.
 4. Ellenőrizzük, hogy a modellből kimaradt paraméterek veszélyeztetik-e a validálást, és a veszélyek csökkenthetők-e, elkerülhetők-e a kérdéses paraméterek stabilizálásával, izolálásával.
 5. Lehetőleg minél hamarabb határozzuk meg a pontossági igényeket (a modell igényeinek megfelelően)
1. Tervezési fázis
1. Készítsük el a teljes mérés blokkvázlatát, először a fő folyamatokat, majd fokozatosan kitérve a részletekre
 2. Készítsünk külön optikai tervet a várható jelszintekről, impulzus időkről, hullámhosszokról, sötétítés igényről!
 3. Készítsünk optomechanikai tervet, mely pontokon rögzítjük a nyaláb(-ok) helyét, irányát, hol, milyen pontosságú tükrőtartókat, eltolókat, forgatókat kell használni, melyeket vezéreljük elektronikusan, számítógépről!
 4. Készítsünk időbeli folyamatábrát, különösen a ns- μ s időskálán történő időzítésekre!
 5. Válasszuk ki a szükséges mérőeszközöket, részesítsük előnyben azokat, amelyek rendelkeznek valamilyen kapcsolódási lehetőséggel számítógépekhez (IEEE, RS232C, USB), vagy megfelelő intelligenciával rendelkeznek.
 6. Hitelesítsük valamennyit, ellenőrizzük a működési tartományokon a linearitást, kalibráljuk, ha kell! Hibás, megbízhatatlan műszernek nincs helye a laborban! Annyira bonyolultak a mérések, hogy 2-3 megbízhatatlan eszköz teljesen ellehetetleníti a mérést, a hibakeresés néha reménytelen.
 7. Véglegesítsük a blokksémát, most már konkrét műszerek konkrét adataival, jelszintjeivel!
 8. Gondoljuk át a mérési folyamat időrendjét, szekvenciális tervet is készítsünk. Ez lesz a szoftver un. **rendszerterve**. Amíg ez nincs kész, a programírás reménytelen. Az ott lefektetett folyamatokat, bit kiosztást, stb úgy kell átgondolni, hogy azt később nagyon fáradtságos munkával lehet csak módosítani.
1. Megvalósítás
1. Az optikai, optomechanikai hardver összeállítása mehet párhuzamosan a szoftver fejlesztéssel, de állandó, rendszeres kontroll, egyeztetés mellet (különösen, ha a team más- más tagja csinálja) . Még a legnyilvánvalóbb, triviálisnak tűnő dolgokat is át kell beszélni és a labor-jegyzőkönyvben rögzíteni kell (mindenkinek más a „nyilvánvaló”).
 2. A szoftver legyen a lehető leginkább strukturált, legyen ellátva bőséges kommentekkel, célszerű modul rendszerben felépíteni.
 3. Célszerű kockázat elemzést végezni, bizonyos eszközök meghibásodása milyen következményekkel jár, különösen a drága és sérülékeny készülékekre, (turbó pumpa, PMT, CCD, képerősítők, lézerek)
 4. A kritikus feszültség-, áram- értékeket érdemes monitorozni, a programba ezt beleépíteni és hiba esetén megszakítani a folyamatot műtermékek (artifact) megelőzése érdekében.
 5. A teljes rendszert működés közben is rendszeresen tesztelni célszerű, az esetleges szofver-hardver hibák kiszűrésére.

2. Elosztott intelligencia

Mióta számítógép létezik, a mérések vezérlésére, adatgyűjtésre is használják. A számítástechnika mindenkori erőforrásainak, teljesítményének függvényében különböző stratégiák voltak érvényben, hol a számítógépben koncentrált mind, hol a perifériába áramlott a tudás.

1. A hőskorban, amikor kicsi volt a Z80, PC memória, véges volt az erőforrás, bonyolult hardvereket építettek, például egy léptető motor vezérlésnek csak az indító és irányváltó parancsot kellett a számítógépről kapnia, a többit a berendezés kezelte (erősítő, végállás, gyorsult, lassult stb). Az alábbi ábrákon egy Z80 alapú számítógép és egy léptetőmotor vezérlő elektronika látható, összemérhetőek...

10.2. ábra - Z80 alapú számítógép



10.3. ábra - Léptetőmotor vezérlő áramkör



2. Amint nőtt a PC-k kapacitása, úgy a hardver butult, az egész vezérlést el tudta látni a PC, a példánál maradva a léptetőmotor fázissorrendjére is a nagy gép ügyelt. A periféria olcsó és buta, de a központi gép mindent tud. Cserébe a programok egyre bonyolultabbak lettek.
3. Az olcsó számítástechnikai eszközök (PLC, mikrovezérlők) elterjedésével a műszergyártók újra egyre okosabb eszközöket készítettek, amelyek külső PC nélkül is majdnem ugyanolyan szolgáltatást nyújtanak (pl. USB-ről pendrive-ra írhatjuk ki a mérési adatokat egy digitális oszcilloszkópról, amely egyébként Fourier transzformál is, stb.), egy monokromátor már rendelkezik saját szoftverrel, elég neki megmondani, hogy milyen hullámhosszra menjen, a vezér gépnek nem kell ismernie a monokromátor működését.

10.4. ábra - Intelligens oszcilloszkóp



4. A régebbi DOS alatt futó programok viszonylag jól működtek együtt a hardverrel, az időzítéseket nem rontotta el. A Windows viszont kiszámíthatatlanul beavatkozik az időzítésekbe, lényegében önálló életet él, nem használható közvetlenül vezérlésre. A LINUX szintén hardver barát, de kevésbé elterjedt.
5. A fentiek miatt manapság a vezérlést, adatbevitelt egy részben önálló egységre bízzák (DAQ, Data Acquisition Unit), amely csak részben intelligens, de az időzítéseket maga intézi, a PC-től csak konfigurálási parancsokat kap, csak off-line adatforgalom van.

10.5. ábra - Adatfeldolgozó egységek (DAQ)

Data Acquisition (DAQ)



6. A DAQ egységek gyártói általában a hardver-közeli illesztő szoftvereket (driver) mellékelik az eszközökhöz (anélkül használhatatlanok). Ezen kívül legtöbb gyártó kidolgozott egy komplex programsomagot, fejlesztő környezetet, amivel komplett mérőrendszert lehet felépíteni a saját hardveréből, ilyenek a LabView, a MatLab.
7. Ezek a fejlesztő környezetek általában képesek a kész, gyári eszközöket (digitális oszcilloszkóp, stb) integrálni valamilyen kommunikációs csatornán (IEEE, USB).

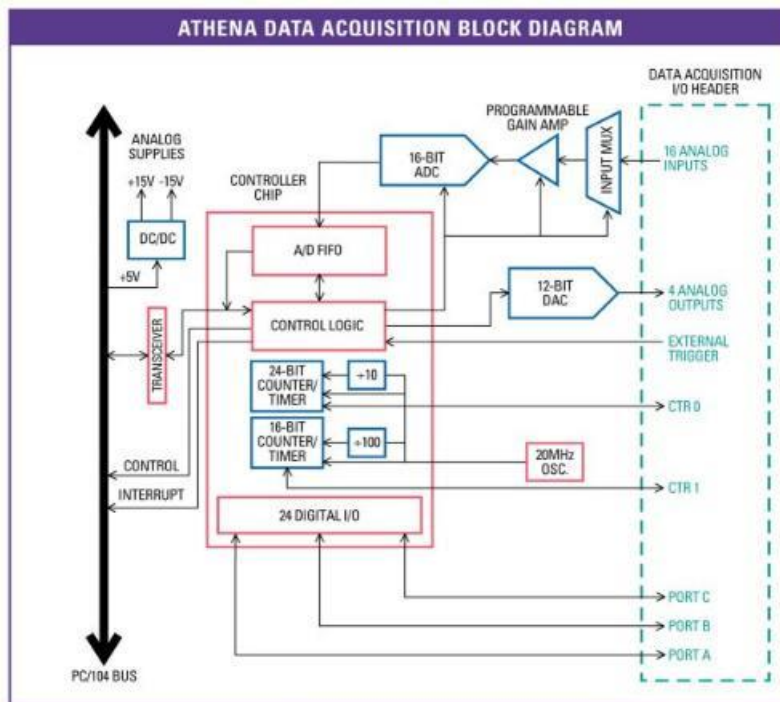
A jelenlegi helyzetet tehát az jellemzi, hogy

1. nagyteljesítményű számítógépek állnak rendelkezésre, lényegében korlátlan memóriával és elegendően nagy sebességgel,
2. a szokásosan használt operációs rendszerek nem alkalmasak arra, hogy a ns-µs időskálán saját órajelük szerint vezéreljenek mérőrendszert, pontos időzítéseket,
3. a szokásos mérőműszerek (oszcilloszkóp, generátorok, spektrográfok) saját intelligenciával rendelkeznek és (a jobbak) fel vannak készítve egy magas szintű együttműködésre, általában off-line adatszolgáltatásra a központi számítógéppel.
4. A hardver közeli vezérlést, időzítést, gyors, szinkronizált adatgyűjtést speciális I/O egységek (DAQ) végzik, amelyek általában tartalmaznak lokális intelligenciát (mikrovezérlőket) a központi géppel való kommunikáció biztosításához, illetve - a nagyobbak – saját memóriát az adatok ideiglenes tárolásához.

3. Adatkezelő egység (DAQ) felépítése

Egy tipikus (univerzális) DAQ az alábbi egységekből áll:

10.6. ábra - Univerzális DAQ kártya felépítése



Analóg I/O egység:

Bemenetek:

1. 1-2 független analóg-digitál átalakító (ADC), amelyek
2. időosztásban 8-16 időablakkal szét vannak osztva (multiplex) 8-16 független bemeneti erősítő között
3. az egyes erősítő fokozatok általában előre beállítható erősítéssel rendelkeznek, a ± 5 V –os méréshatárt így ki lehet terjeszteni
4. a felbontás 8-16 bites (ez az egyik fontos értékmérő),
5. az egymás követő mérések száma másodpercenként (frekvencia), vagy egy mérés ideje a másik fontos értékmérő, az 1 μ s-os konverziós idő jónak számít. Ez úgy értendő, hogy ha 16 bemenetre szét van osztva, akkor ugyanazon bemeneten csak 16 μ s-onként lesz mérés.
6. A gyors egymásutáni mérés sebessége nemcsak az adat konverzió időtartamától függ, hanem attól is, hogy az adatot eltudjuk-e venni és tárolni ugyanilyen gyorsan. Ha van belső memória, akkor általában kihasználható az elméleti sebesség, ha nincs, akkor a DAQ és a PC közti kommunikáció sebessége fogja meghatározni a másodpercenkénti mérések számát.

Kimenetek:

1. általában 2 analóg kimenettel rendelkeznek, 12-16 bit felbontással
2. az, hogy milyen gyorsan lehet a jelszintet megváltoztatni, egyrészt a DA konvertertől függ (bizonyos nagyfrekvenciás szűrés, integrálás szükséges a digitális lépcsők „elkenésére”), ez lehet szintén μ s nagyságrendű,
3. de a digitális adatok vételének sebessége (ami belső memória és vezérlés nélkül) megint az DAQ-PC kapcsolat sebességétől függ ennél gyakran lassabb.

Digitális I/O egység:

Timer/Counter:

1. A vezérlendő külső rendszer időzítésének alapja a számítógép órajeletől független programozható impulzus generátor, általában 2-4 kimenő csatornával (időzítő, timer)
2. saját órajele van (20-100 MHz)
3. képes külső szinkronizáló jelet fogadni és ahhoz szinkronizálni a saját – előre felprogramozott – impulzusait.
4. a számláló (counter) 1-2 csatornán képes 10-100 MHz maximális frekvenciával TTL szintű impulzusokat számlálni (beállíthatóan fel-, vagy lefutó élre) előre programozott ideig

Digitális I/O:

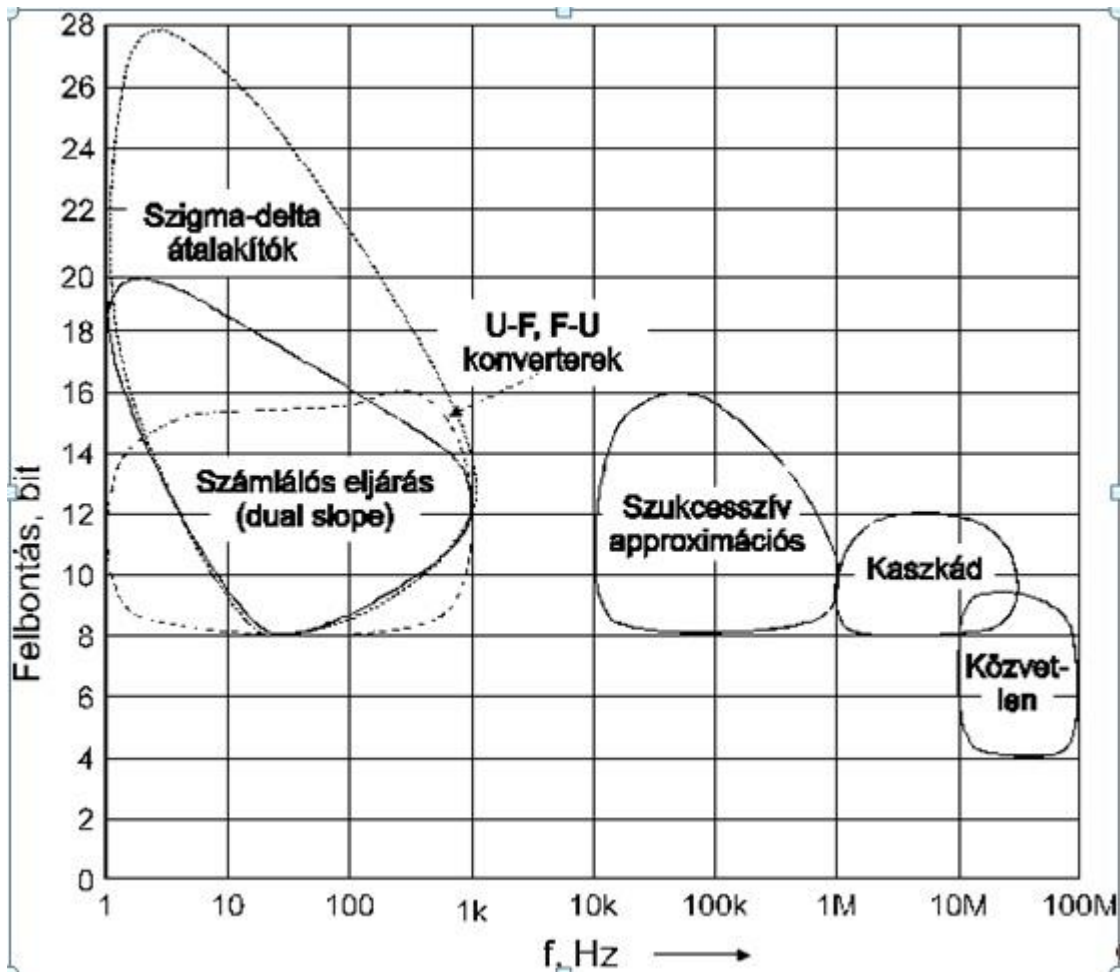
1. A DAQ általában nagyszámú, tipikusa 3 x 8, (vagy még több) digitális ki/be csatornával rendelkezik.
2. Ezeket 4-esével, vagy bitenként lehet konfigurációs paranccsal beállítani akár kimenetnek, akár bemenetnek.
3. A kimenetek jelszintjének beállítását, illetve a bemenetre kapcsolt jelszint beolvasását általában a PC-n futó program végzi, ezért a maximális sebességet általában a kommunikációs csatorna sebessége határozza meg.
4. A kimenetek általában un. nyitott kollektoros tranzisztort tartalmaznak (nullára kötött emitterrel) és tipikusan 8-10 mA-rel terhelhetők.

Egy ilyen DAQ egységnek a legkritikusabb, és leginkább értékmérőnek számító paramétere az analóg AD konverter, annak felbontása, de leginkább a mérési idő, ezért ezt részletesebben tárgyaljuk.

3.1. Analóg-digitál konverter (ADC)

A mérés-adatgyűjtés kulcsa az analóg jelek digitálissá alakítása. Ennek eszközei az AD konverterek. A felbontóképesség és a mérési idő igény (lehetséges maximális ismétlési frekvencia) meghatározza azt is, hogy milyen elven működjön az eszköz.

10.7. ábra - Analóg-Digitális Átalakítók (ADC) típusai



Az ábrán látható, hogy a nagysebességű (jellemzően digitális video kamerákban használatos ún. flash „közvetlen” ADC-ket leszámítva) minimum 8 bit felbontása mindegyik típusnak van. A gyorsaság növelése szükségképpen a felbontóképesség rovására megy, ráadásul eltérő elveken alapulnak a lassú, de nagy felbontású, illetve gyors, de kis felbontású ADC-k.

3.1.1. Közvetlen (flash) ADC:

Minden ADC alapeleme az ún. *komparátor*: ha a bemenetére kapcsolt jel szintje meghaladja a referencia feszültség szintet, átkapcsol a másik logikai állapotba (1 $\rightarrow$ 0, negatív logika)). Ez általában egy nagy erősítésű, visszacsatolás nélküli műveleti erősítő alapú integrált áramkör.

Az átkapcsolás sebessége és a referencia stabilitása az értékmérő paraméterek.

Ennek az ADC típusnak a legegyszerűbb a működési elve:

Van egy soros ellenállás lánc, egy egyenközü feszültségosztó, annyi tagból, ahány feszültség szintet meg akarunk különböztetni: így egy 8 bites ADC-ben 256 ellenállás van a feszültségosztó láncban. Ugyanennyi, 256 komparátor van, amelyek bemenetei mind össze vannak kötve, ide jön a mérendő jel. A referencia bemenetek az ellenállás létra egy-egy fokához vannak kötve.

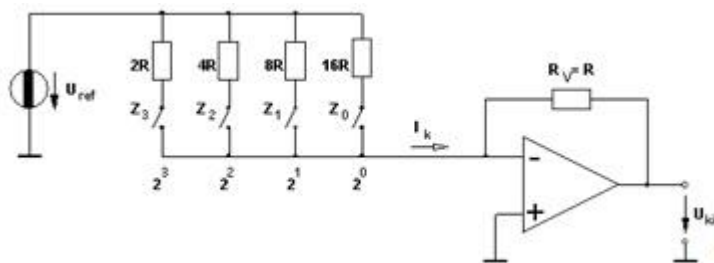
10.8. ábra - Flash ADC sémája

Elő kell állítani számokból (digitális jelből) feszültséget - ez lesz a referencia – és addig változtatjuk a számokat, amíg el nem találjuk az átbillenés határát. A legegyszerűbb, hogy végigfuttatjuk egyesével a számokat 0 –tól 256-ig a teljes méréstartományon, a referencia 0- 5V között emelkedik, valahol biztosan átbillen a komparátor, abban a pillanatban megállítjuk a számok növekedését, és ahol megálltunk, az a keresett digitális érték (szám). Ez működik, de nagyon lassú, annyi lépés, amekkora a felbontás, 12 bitnél akár 4096 lépés is lehet.

Létezik gyorsabb keresési algoritmus, ennek neve szukcesszív approximáció, a matematikában „oroszlán fogás” néven is ismert: hogyan tudunk egy zárt intervallumon a legkevesebb lépéssel egy számot behatárolni (a Szaharában ketrecbe zárni egy oroszlánt)? A megoldás az intervallum felezés: az intervallumot megfelezzük, majd megnézzük, melyik felében van a kérdéses szám, azt az intervallumot is felezzük, megnézzük melyikben van, és így tovább. Belátható, hogy az intervallum szélessége N felezés után $1/2^N$ -ed része az eredetinek , vagyis 12 bites felbontásnál 12 lépés alatt megtaláltuk a referenciával a mérendőt, szemben azzal, ha lineárisan növelnénk a referenciát, egy nagyobb értéknél akár 4 000 lépésre is szükség lehetne. A fenti ábrán ezeket a logikai lépéseket a SAR (Successive Approximation Register) egység állítja elő, a számjegyekből az azzal arányos analóg feszültséget pedig a DAC, Digitál-Analóg Konverter.

A Digitál-analóg konverterek mindegyikében közös, hogy a digitális jelek elektronikusan vezérelhető kapcsolókat (FET) működtetnek és azok változtatják az áramot, vagy feszültséget.

10.11. ábra - Digitál-Analóg Konverter (DAC) sémája



A fenti ábrán látható, hogy a kapcsolók az U_{ref} feszültséggenerátorra (belső referencia) a kettes számrendszerbeli szám helyiértékeivel fordítottan arányos ellenállásokat kapcsolnak, ezáltal az összegző műveleti erősítő kimenetén az áramok összegével, vagyis a kapcsolók által kifejezett kettes számrendszerbeli számmal arányos feszültség jelenik meg.

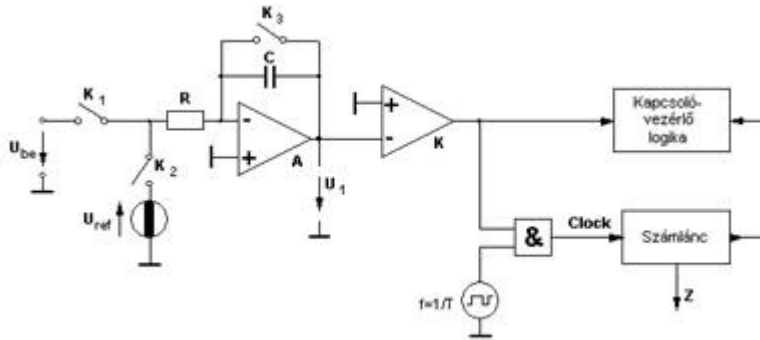
Az ábrán már csak egy elem van, SH felirattal a bemenet és a komparátor között. Ez a mintavevő-tartó (Sample and Hold) áramkör. Az intervallum felezés módszernek ugyanis van egy gyenge pontja: ha a mérés (felezgetés) közben megváltozik a bemenő jel. Ha éppen átlép egy olyan határt, amiről az előbb már megállapítottuk, hogy annak a másik oldalán van, elveszítjük a jelet, nem konvergens a folyamat. Ennek elkerülése végett a bejövő, mérendő jelből egy –szinkronizált – időpillanatban mintát veszünk (egy kis kondenzátort töltünk vele), majd lekapcsoljuk (elektronikusan) a bemenetet, nem hagyjuk, hogy az esetleg változó jel módosítsa a kondenzátorunkban a töltést. A mintavétel tipikus ideje 40-50 ns. Ezután az állandó feszültség mellett végezzük el a szukcesszív approximációs digitalizálást.

3.1.3. Számlálós ADC (Dual slope)

Az AD konverterek másik nagy családja, az úgynevezett számlálós átalakítók.

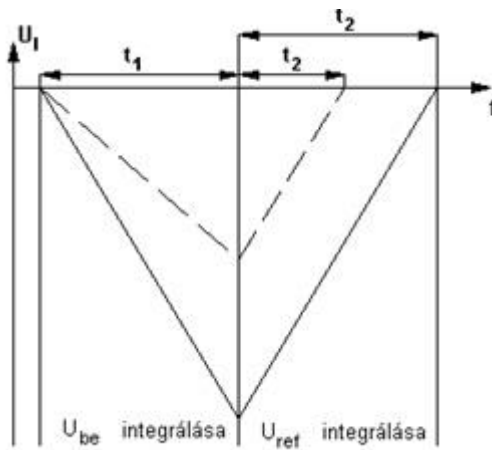
A mérendő feszültséget egy időintervallummá alakítjuk, majd egy ismert órajel impulzus sorozatát kapuzzuk ezzel az időintervallummal és megszámloljuk a kapun átjutottakat. Az impulzusok száma arányos lesz a feszültséggel.

10.12. ábra - Dual-Slope, számlálós ADC



A módszer kulcsa az, hogy a mérendő feszültséggel egy – előzőleg K_3 -al kisütött – C kondenzátort töltünk egy ismert R ellenálláson keresztül. A Miller integrátor kapcsolás biztosítja, hogy az áram állandó, vagyis a töltődés ideje az árammal, az pedig a mérendő feszültséggel arányos. Már ezzel is lehetne kapuzni az órajelet, de még elég pontatlan, nincs referencia (etalon) a rendszerben. Ha most a feltöltött kondenzátort egy ismert, negatív referencia feszültséggel kisütjük és az impulzusszámlálással az időintervallumok arányát határozzuk meg, a módszer sokkal pontosabbá válik (0,01 % pontosság).

10.13. ábra - Dual -Slope ADC feszültség-idő függvényei

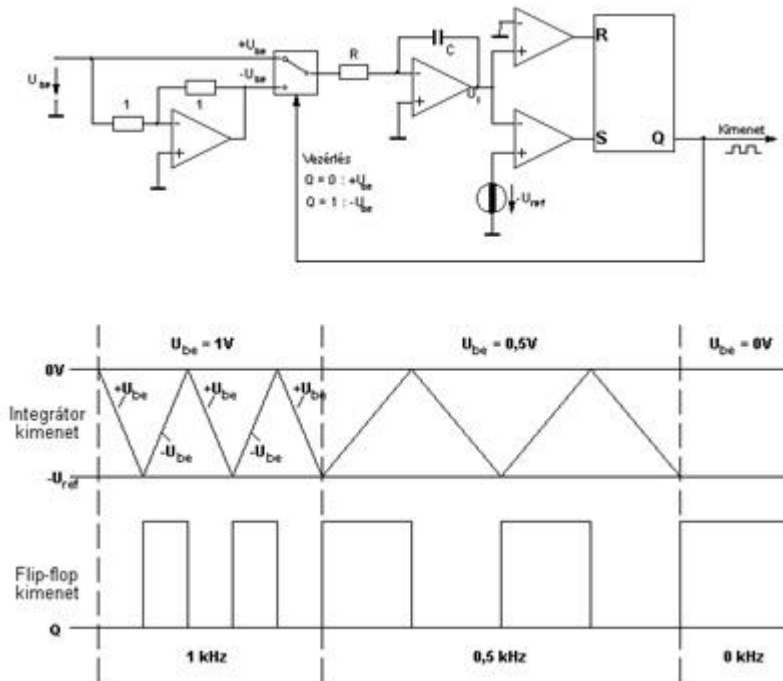


Ilyen átalakítókat használnak a lassú, de pontos, lineáris multiméterekben.

3.1.4. Feszültség-frekvencia átalakító

Előállítjuk egy fordító erősítővel a mérendő feszültség -1 szeresét és változtatva a $+U_{be}$, $-U_{be}$ között töltjük vele a Miller integrátor C kondenzátorát. A két komparátor a nulla szint és a U_{ref} között tarja az integrátor kimenő feszültségét.

10.14. ábra - Feszültség-Frekvencia ADC



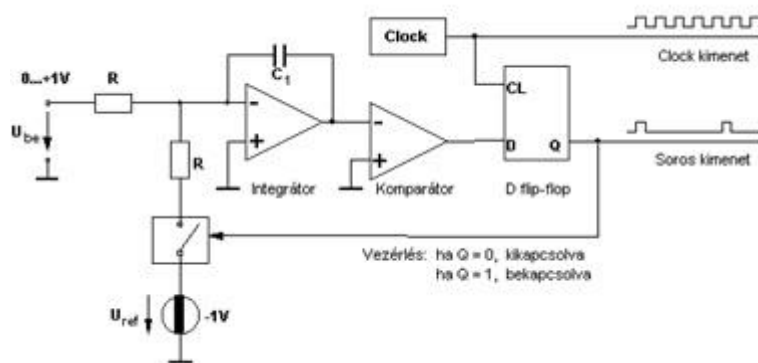
Mivel a fűrész meredeksége a mérendővel arányos, a kialakuló fűrészrezgés frekvenciája is a mérendő feszültséggel arányos.

Nincs más dolgunk, mint megszámolni az időegység alatti impulzusokat.

3.1.5. Töltéskiegyenlítésen alapuló Szigma-Delta ADC

A legnagyobb dinamikájú, felbontású ADC a töltéskiegyenlítésen alapszik: a Miller integrátor kondenzátorát egyidejűleg tölti a mérendő feszültség és a negatív referencia, amelyiket azonban a komparálás utáni tároló (D flip-flop, bistabil multivibrátor) kimeneti jele vezérel.

10.15. ábra - Töltéskiegyenlítéses Szigma-Delta ADC



Kis bemenő feszültségnél az órajel frekvenciájához képest ritkán kell a referenciával kompenzálni a bejövő feszültséget, nagy bemenő feszültségnél viszont szinte minden órajelnél kell a töltéskiegyenlítéshez bekapcsolni a referenciát. Az órajelenkénti bekapcsolt n1 és nem bekapcsolt n0 állapotok aránya egyezik meg a mérendő és a referencia feszültségek hányadosával.

Amikor tehát DAQ egységet választunk, a legfontosabb szempont az AD konverter megfelelő kiválasztása. A mérésünk sebességét azonban, mint már megmutattuk, az DAQ és a PC közti kommunikációs csatorna sebessége is meghatározza. Mivel sokféle interfésszel gyártanak DAQ egységet, a sebességi kívánalmainknak megfelelőt kell választani. Az alábbi táblázat alapján összehasonlíthatjuk a kommunikációs portok sebességét.

10.16. ábra - Kommunikációs portok és azok sebességei

Típus	bit/s	B/s
<u>Soros RS-232 általában</u>	9.6 kbit/s	960 B/s
<u>Soros RS-232 max</u>	230.4 kbit/s	23.0 kB/s
<u>Universal Serial Bus USB alacsony</u>	1536 kbit/s	192 kB/s
<u>Parallel (Centronics)</u>	8.0 Mbit/s	1.0 MB/s
<u>Soros RS-422 max</u>	10.0 Mbit/s	1.25 MB/s
<u>Universal Serial Bus USB teljes</u>	12.0 Mbit/s	1.5 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394) 100</u>	100 Mbit/s	12.5 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394) 200</u>	200 Mbit/s	25 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394) 400</u>	400 Mbit/s	50 MB/s
<u>Universal Serial Bus USB Hi-Speed</u>	480 Mbit/s	60 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394b) 800</u>	800 Mbit/s	100 MB/s
<u>PCMCIA vagy PC Card</u>	1056 Mbit/s	132 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394-2008) S1600</u>	1600 Mbit/s	200 MB/s
<u>ExpressCard 1.0 (34 vagy 54 mm)</u>	2496 Mbit/s	312 MB/s
<u>FireWire (IEEE 1394-2008) S3200</u>	3200 Mbit/s	400 MB/s
<u>Universal Serial Bus USB SuperSpeed</u>	4800 Mbit/s	600 MB/s
<u>HDMI 1.0 1.1 1.2</u>	4,9 Gbit/s	627 MB/s
<u>Universal Serial Bus USB SuperSpeed</u>	10 Gbit/s	1,25 GB/s
<u>Thunderbolt</u>	10 Gbit/s	1,25 GB/s
<u>HDMI 1.3 1.4</u>	10,2 Gbit/s	1,275 GB/s
<u>Display Port 1.1</u>	10,8 Gbit/s	1,35 GB/s
<u>Thunderbolt (tervezett)</u>	20 Gbit/s	2,5 GB/s
<u>Display Port 1.2</u>	21,6 Gbit/s	2,7 GB/s

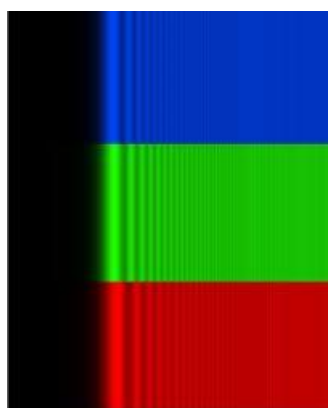
A manapság legelterjedtebb megoldások (a csökkenő sebesség sorrendjében):

1. a PC-n belüli kártya, amely közvetlenül csatlakozhat a processzor buszához, RAM-hoz
2. PCMCIA kártya
3. USB II

11. fejezet - A fény hullámtermészete, diffrakció, interferencia, Gauss-, Bessel nyalábok

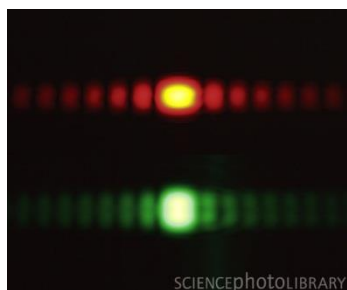
A fény terjedésének leírására különböző modellek szolgálnak. A legegyszerűbb az un. geometriai optika, amely geometriai egyenest feleltet meg egy végtelenül keskeny fénynyalábnak, az un. „fénysugár”-nak. Nagyon sok területen kellően pontos eredményt ad, de alkalmazásának határa az a méret tartomány, amely összemérhető a fény hullámhosszával. A mm-nél finomabb felbontással vizsgáljuk a fényjelenségeket, észlelhetjük például, hogy a tárgyaknak nem éles az árnyéka, még a pontszerű fényforrások esetén sem. A fény behatol az árnyéktérbe, (hullámhosszfüggő) csíkokat létrehozva (fehér fényben ezek a csíkok összemosódnak és nem észlelhetők, csak az „életlenség” marad).

11.1. ábra - Fényelhajlás szélén 480, 550 és 610 nm monokromatikus fényenél



Ha fénynyaláb méretének csökkentése végett egyre keskenyebb résen vagy lyukon engedjük át a fényt, egy darabig tényleg csökken az átmérője, de egy bizonyos átmérő alatt rohamosan nő a széttartása és szintén csík-sorozat jelenik meg, amely monokromatikus fénnel (lézerekkel) jól demonstrálható.

11.2. ábra - Fényelhajlás résen: 635 és 532 nm-es lézer 0,1 mm résnél



Ezek a jelenségek - amelyet hullámok elhajlásának (diffrakciónak) nevezünk - a különféle (mechanikai rugalmas-, hang-) hullámok terjedésénél használatos modellekkel értelmezhetők, írhatók le.

Hullámnak nevezzük azt a jelenséget, amikor egy rezgési állapot tovaterjed a rugalmas közegben, a térben (esetleg síkon).

Nézzük, hogy a fényben mi rezeg, és mi a rugalmas közeg?

A klasszikus fizika legtöbb területe már a XIX. században axiomatikus alapokon nyugvó elméleti modellel, leírással rendelkezett. Az elektromosság és mágnesség törvényeit Kirchhoff, Faraday, Lenz, Hertz és mások munkásságának összefoglalásaként Maxwell fogalmazott meg a - róla elnevezett - egyenletekben.

Töltésmentes térben (szigetelőben, vákuumban) az $E(x,y,z,t)$ időtől és a helytől függő elektromos térerősségre az ún. "hullámegyenletet" kapjuk:

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

ahol Δ a Laplace operátor (a második, irány (x,y) szerinti parciális differenciálhányadosok összege),

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

a hullám terjedési sebessége (vákuumban),

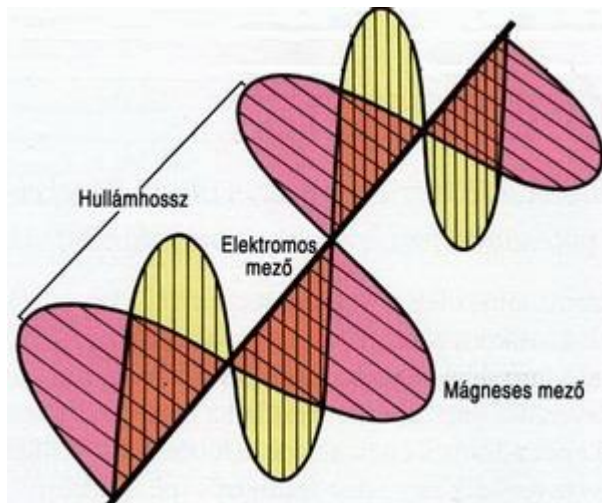
$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$$

a közeg (szigetelő) törésmutatója (a dielektromos állandó, permittivitás és a mágneses permeabilitás függvénye). A c/n hányados éppen azt fejezi ki, hogy a hullám a törésmutatótól függően (ami mindig nagyobb, vagy egyenlő, mint 1) a közegben lassabban halad a vákuumbelénél.

Formailag ugyanezt a (másodrendű parciális differenciál-) egyenletet kapjuk a mágneses indukcióra (B) is.

Az egyenletek egyik megoldása egymásba átalakuló elektromos és mágneses teret ír le, azaz a változó mágneses tér elektromos teret indukál, a változó elektromos tér (eltolási árama) pedig mágneses teret kelt. Ez a rezgési állapot vákuumban is tovaterjed, nincs szüksége közvetítő közegre, „éterre”.

11.3. ábra - Transzverzális elektromágneses tér haladó hullám modellje



A hullámegyenleteknek a megoldásai a *hullámfüggvények*. Egy z irányban terjedő monokromatikus síkhullám kielégíti a fenti hullámegyenletet, amely két – egymásra merőleges – térerősség komponenst tartalmaz:

$$E_x = E_0 \cdot \sin(\omega t - k_z z)$$

és

$$E_y = E_0 \cdot \sin(\omega t - k_z z)$$

ahol k a terjedés irányába mutató (a síkhullám normálisa irányú) hullámszám vektor ($k = n/\lambda$) a térbeli periodicitást kifejező tag, ω pedig az időbeli rezgés körfrekvenciája.

Az elektromágneses hullám c/n sebességgel a közegben tovaterjed, és energiát, impulzust visz magával. A rezgések transzverzálisak, vagyis az elektromos tér és a mágneses tér vektorok merőlegesek a terjedési irányra és egymásra is. Az elektromos térerősség vektor irányát a fény polarizációja irányának is nevezzük (régiben a mágneses térerősség vektor irányát tekintették a polarizáció irányának, de mivel a fény mágneses térerősségének

hatása az atomokra, molekulákra közel 9 nagyságrenddel kisebb, mint az elektromos teréé, manapság az elektromos térerősségvektor irányáról beszélünk, amikor fénypolarizációról van szó).

Egy összetett, ún. „természetes” fényben az elektromos tér a terjedési irányra (z) merőleges síkban két független (x és y) komponensre bontható. Ez a két egymásra merőleges (ortogonális) komponens nem hat kölcsön egymással (nem interferál), mindkettővel külön-külön kell számolni. Poláros a fény, ha választható olyan koordináta rendszer, amiben az egyik -a terjedési irányra merőleges - irányú elektromos térerősség komponens zérus. Az ilyen fényt lineárisan polárosnak nevezzük. és a másik tengely irányában maximális **E** vektor a polarizáció iránya.

A hullámban energia terjed, a teljesítmény sűrűség *I* nagysága (W/m²) egy periódus időre átlagolva a térerősség négyzetével arányos (a térerősség mindig vektor, az amplitúdójának iránya, előjele van, az energia, teljesítmény viszont pozitív skalár):

$$I(x, y, z, t) = \frac{1}{T} \varepsilon_0 \int_0^T (E_0 \sin(\omega t - kz))^2 dt$$

A fény terjedésének hullámtani leírása tehát abból áll, hogy a térben összeadjuk – vektoriálisan, előjellel – a térben jelen lévő különböző forrásokból jövő elektromos térerősségeket, majd kiszámítjuk egy adott helyen a teljesítménysűrűséget (az amplitúdó négyzet átlagát).

A Huygens- Fresnel elv értelmében minden hullám úgy terjed, hogy a hullámtér minden pontja elemi (gömb) hullámok kiinduló pontja, amelyek eredője (interferenciája) lesz az új hullámfront. Ennek az összegzésnek a kiszámítása általános esetben matematikailag nem egyszerű. Fraunhofer és Kirchhoff dolgozták ki a skalár tér elméletet, amivel általában elhanyagolható hibával járó közelítésekkel lehet az eredő hullámteret kiszámítani.

A látható fény megfigyelt hullámjelenségei szinte minden esetben leírhatók a fenti módon.

A fenti ábrán látott elhajlási képen - hullámtani értelmezéssel - pontosan ki tudjuk számolni, hogy mekkora a

d
szélességű résen áthaladó

λ
hullámhosszú fény első minimumhelyeinek szöge, ahol

φ

az optikai tengelytől mérve:

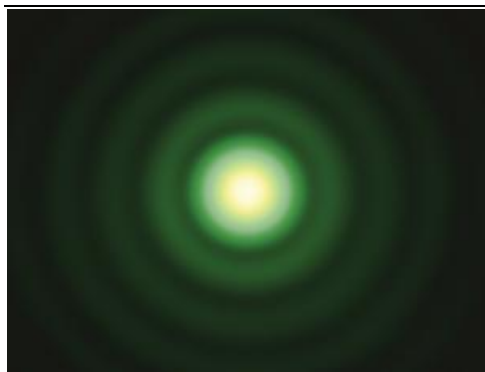
$$\varphi = \frac{\lambda}{d}$$

A kör alakú lyukon való elhajlás kiszámítása matematikailag kicsit bonyolultabb (Bessel- függvények), de az eredmény hasonló:

$$\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{d}$$

Ez az ún. Airy-korong átmérője, ezzel jellemezzük majd a mikroszkóp és más optikai eszköz feloldóképességét.

11.4. ábra - Lyukon való elhajlás (diffrakció)

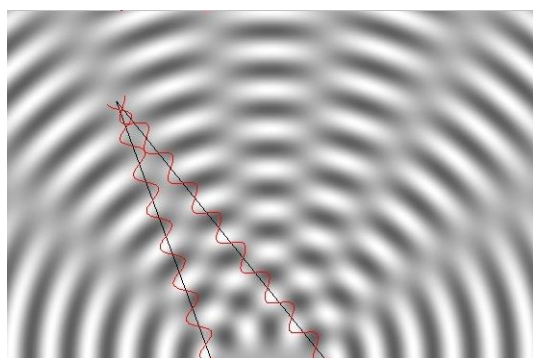


A hullámokra jellemző másik jelenség, az **interferencia** akkor következik be, ha két hullám találkozik.

A hullámok találkozásakor tartósan (időben állandó jelleggel) lehetnek olyan pontok a térben, ahol a hullámok amplitúdója a szomszédokhoz képest tartósan nagy, míg máshol tartósan kicsi, vagy nulla. Azt mondjuk, hogy a hullámok bizonyos feltételek esetén (a helytől függően) erősítik, illetve gyengítik egymást.

Konstruktív interferencia (maximális erősítés) akkor lép fel egy adott pontban, ha a hullámok fáziskülönbsége 0, vagy 2π (360°) egész számú többszöröse. Destruktívnak akkor nevezzük az interferenciát egy másik pontban, ha π (180°) vagy π páratlan számú többszöröse a fáziskülönbség, ekkor gyengítik egymást.

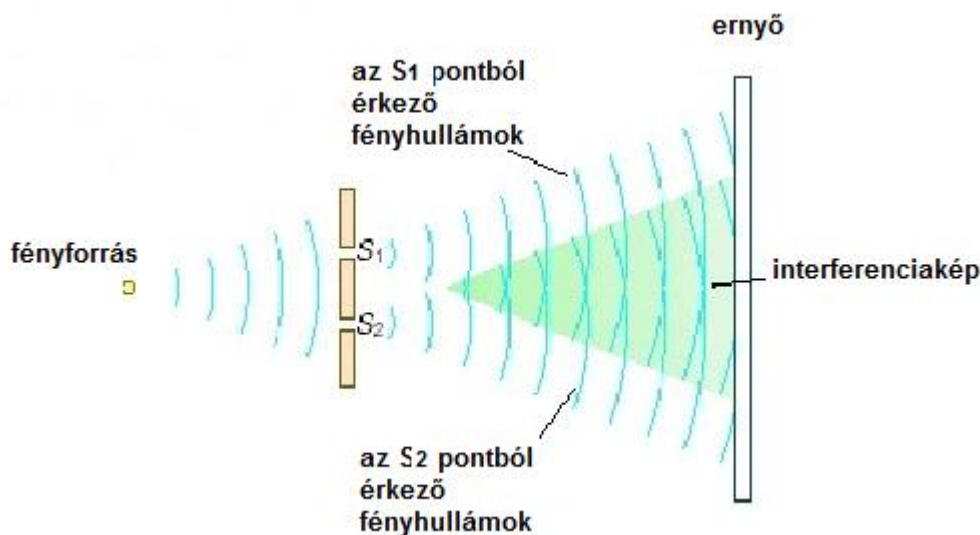
11.5. ábra - Két koherens forrásból származó felületi hullámok interferenciája



Két, szinkronban (koherensen) rezgetett hegyes tárggyal szoktunk víz felszínén körkörös hullámokat kelteni, az ábrán ennek egy pillanatfelvétele látszik. A fehér, illetve fekete foltok a pozitív, illetve negatív hullám amplitúdókat mutatja, ahol szürke, tartósan nincs rezgés (kioltás van). A kioltási irányok sugárirányban, vonalak mentén helyezkednek el.

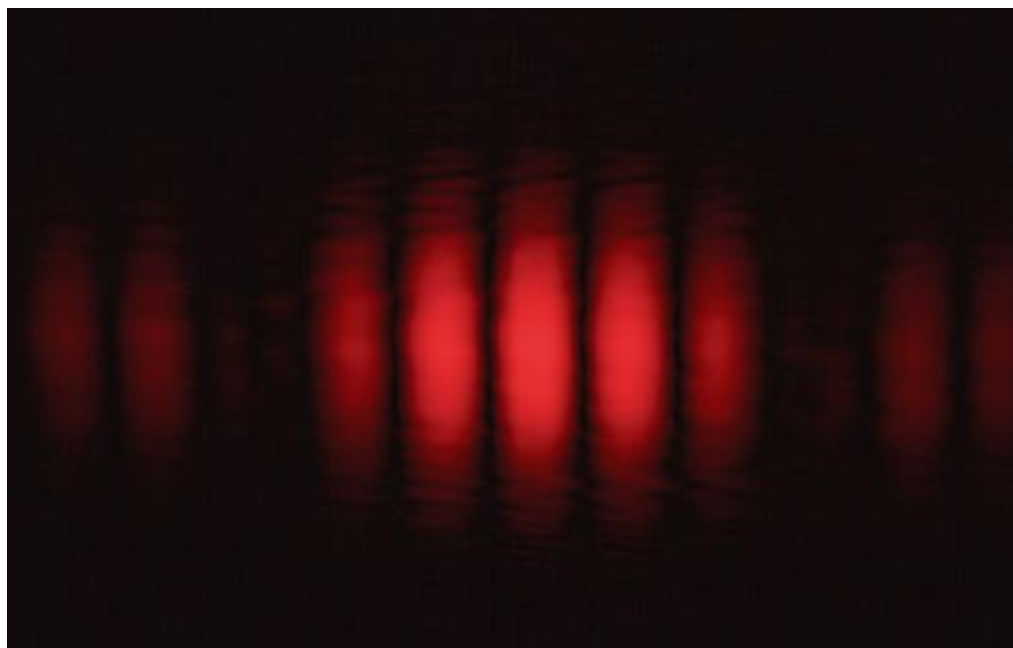
Két fényhullámmal is elő tudunk állítani hasonló jelenséget: két vízszintesen egymáshoz közeli (1 milliméteren belül) kis lyukat világítunk ki egy fényforrással (lehetőleg egyszínű, monokromatikus fénnel).

11.6. ábra - Két közeli lyukból kiinduló fényhullámok interferenciája



Ekkor egy távolabbi ernyőn függőleges csüvek látunk, a lyukakon átmenő (egyébként diffrakciót, elhajlási jelenségeket is mutató) fénynyalábok eredőjeként, ugyanúgy, mint a felületi vízcsüvekénél, bizonyos irányokban tartósan kioltás lép fel (sötét csüvek).

11.7. ábra - A lyukpár által létrehozott interferenciakép az ernyőn



Ha a két lyukat távolítjuk egymástól, a csüvek sűrűsödnek és gyengül a kontraszt, majd eltűnik a moduláció, nem észlelhető interferencia.

Az interferencia az un. **szuperpozíció** jelenségének speciális, stacionárius esete. A két forrásból érkező fényben a két elektromos térerősség vektor eredője lesz az adott pontban az elektromos tér nagysága. Mivel a térerősség vektormennyiség - nemcsak nagysága van, hanem iránya is –, a két (nem nulla, sőt egyenlő de ellentétes irányú) vektor eredője nulla is lehet. Igen ám, de akkor mi lesz az energiával? A két csüvek kioltja egymást és a külön-külön lévő energiájuk eltűnik? Nyilván nem, hanem máshol jelenik meg. Az interferencia, szuperpozíció mindig egy adott pontban értelmezett, ha tehát egy pontban a térerősség tartósan nulla (kioltás van), biztosak lehetünk benne, hogy máshol - a csüvektér egy másik pontjában – pedig helyi maximum van. A teljes felületre integrált intenzitás pedig ugyanakkora, mint a két összetevő intenzitásának összege.

Két, egymástól független fényforrásból kiinduló fényhullám között nem észlelünk interferenciát. Nem tapasztalunk interferenciajelenséget akkor sem, ha a fényhullámok egy fényforrás két vagy több különböző pontjából érkeznek.

Sok atom együttesen erős fényt adhat, de a fénykibocsátás rendszertelenül, különböző fázissal történik. Ezért a megvilágított felület egy pontjában a találkozó hullámok fáziskülönbsége minden pillanatban más, az erősítés és gyengítés pillanatról pillanatra változik. Tehát a *szuperpozíció működik*, de stacionárius, tartós interferenciakép nem észlelhető. Előfordulhat, hogy gyorsfényképezéssel mikroszekundumig exponálva láthatnánk egy csikrendszert, de az gyorsan változva, összesemosódva tartósan nem marad meg.

Észlelhető interferencia csak olyan fényhullámok között lehetséges, amelyek a megvilágított felület megfelelő pontjaiban, egymáshoz viszonyítva időben állandó fáziskülönbséggel találkoznak.

1. Az interferencia feltételei:

A legtöbb fényforrásban egymástól független atomok bocsájtanak ki foton-nyi fényt és rendkívül rövid idő alatt ($< 10^{-14}$ s). Ilyen független és fázisában véletlen hullámok véletlenszerűen oltják ki vagy erősítik egymást, nem észlelünk interferenciát. Az elemi fénykvantumok által keltett

$$I(t, x, y, z) = E_0^2 \cdot \sin((\omega t - k_x x))$$

hullámvonulat a többitől függetlenül (inkoherezen) $I = E^2$ (mindig pozitív előjelű) teljesítménysűrűséget hoz létre, az észlelt fényintenzitás a rész intenzitások összege, tartósan kioltást semelyik pontban nem tapasztalhatunk.

Ahhoz, hogy erősítés-kioltás legyen tartósan észlelhető (interferáljanak), a rész-hullámoknak az alábbi feltételeknek kell megfelelni

1. A két hullám frekvenciája azonos legyen, és ne legyen merőleges a polarizációjuk.
2. A két hullám közti fáziskülönbség időtől független (állandó) legyen.

Hagyományos (termikus) fényforrások esetén csak olyan fényhullámok között figyelhetünk meg interferenciát, amelyek a fényforrás ugyanazon pontjából, és ugyanazon időpillanatban léptek ki, vagyis ugyanazon elemi fénykibocsátási folyamatból származnak. Ilyen helyzetet úgy állíthatunk elő, ha pl. a fénynyalábot féligáteresztő tükörrel, vagy más módon kettéosztjuk és az újra egyesítéskor már teljesülhetnek a fenti feltételek.

Minden fényforrásban a külső gerjesztéssel (elektronnal való ütközéssel, fény elnyeléssel) magasabb energiaállapotba került atomok vagy molekulák sugároznak ki fényt: egy fotont emittálnak, miközben a gerjesztett állapotból az alap-(vagy alacsonyabb) energiájú állapotba kerülnek. Ugyanaz az atom következő foton kibocsátását egy újabb gerjesztés előzi meg és a kibocsátás időpillanata **véletlenszerű** (spontán emisszió), fázisállandója (iránya és időbeli) fázisa nem egyezik az előzőével és a szomszédos atom által kiváltottal sem. Egy közönséges (termikus) fényforrásból származó fénynyaláb tehát **nem koherens (inkoherezen)**.

A lézerekben az atomok nem függetlenek egymástól. Ugyanis a rezonátor tükrői között kialakuló egyre intenzívebb fény minden atomot körülvesz, azonos fázisú elektromos tér kényszeríti az egyes atomot fénykibocsátásra (ezért hívjuk kényszerített, vagy indukált emisszióknak). A kényszer pont akkora mértékű, mint fényelnyeléskor, amikor az alapállapotú atomot kényszeríti a külső v frekvenciájú elektromágneses tér (NEM az egyes foton!) hogy – rezonancia esetén, ha

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

– az atom elektronfelhője magasabb, gerjesztett állapotba kerüljön egy foton-nyi energia elnyelésével. Ekkor az elektromágneses tér (hullám) energiasűrűsége egy foton-nyival csökken (energiamegmaradás!). A kényszerített emissziónál pedig fordítva, az atom a magas szintről ugrik egy alacsonyabb energiájú állapotba a kényszernek engedve, és eközben a gerjesztő elektromágneses térrel tökéletesen azonos frekvenciájú, terjedési irányú és fázisú energiacsomaggal, fotonnyi energiával növeli a kényszerítő fényhullám energiasűrűségét. Ezért lesz monokromatikus, párhuzamos és **koherens** fénynyalábot szolgáltató fényforrás a lézer. Pontosan annyira lesz monokromatikus, párhuzamos és koherens, amennyire a rezonátorban felépülő elektromágneses tér az. Tehát nem abszolút de a közönséges fényforrásokhoz viszonyítva nagyságrendekkel szabályosabb, és elérhető az elméleti határok (diffrakciós- illetve Fourier-limit).

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

$$E_1 = E_{10} \cdot \sin(kx - \omega t + \varphi_{10})$$

$$E_2 = E_{20} \cdot \sin(kx - \omega t + \varphi_{20})$$

Az eredő térerősség $E = E_1 + E_2$, ez szintén síkhullám:

$$E = E_0 \cdot \sin(kx - \omega t + \varphi_0)$$

amelynek amplitúdója E_0 , fázisállandója φ_0 .

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

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

Az eredő hullám fázisa:

$$\tan \varphi_0 = \frac{E_{10} \sin \varphi_{10} + E_{20} \sin \varphi_{20}}{E_{10} \cos \varphi_{10} + E_{20} \cos \varphi_{20}}$$

A fázisállandók különbsége úthossz különbségnek is felfogható, ha a két összetevő fényhullám ugyanazon forrás ugyanazon pontjából indult ki, de különböző utat tettek meg a találkozásig:

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

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

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

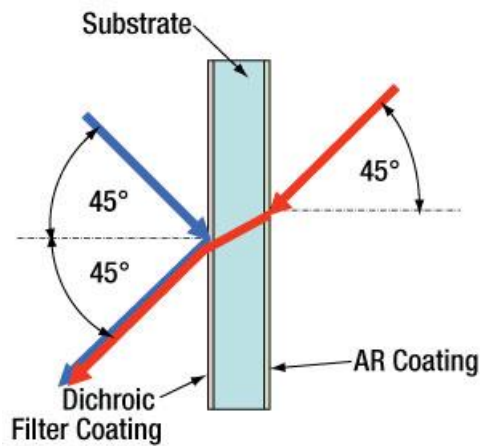
A két fényhullám – egy adott pontban - maximálisan erősíti egymást, ha fázisaik különbsége 2π egész számú többszöröse, másként fogalmazva az optikai úthosszkülönbség köztük a vákuumbeli hullámhossz egész számú többszöröse. Ha a fázisaik közt π , vagy annak páratlan számú többszöröse a különbség, maximálisan gyengítik egymást, teljes kioltás akkor figyelhető meg, ha a két komponensnek az amplitúdója is éppen egyforma.

Visszagondolva a gondolatmenetünk elejére, két egymást átfedő nyaláb halad ugyanabban az irányban és a végén láthatjuk, van olyan eset, amikor kioltják egymást. Vajon hol oltják ki egymást? Útközben?

Hogy érhetjük el, hogy két különböző (de azonos frekvenciájú és polarizációjú) nyaláb egyszer csak egymást átfedő, ugyanabba az irányba haladó (kollineáris) legyen?

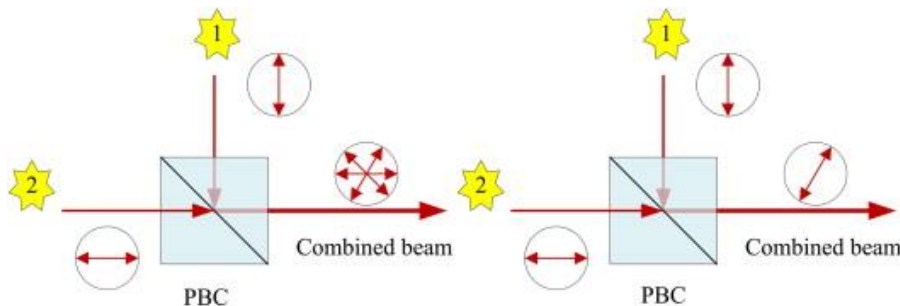
1. Ha a két fénynyaláb frekvenciája (hullámhossza) különbözik, ún. dikroikus tükörrel maradéktalanul (100 + 100 %) lehet kollineárisan egyesíteni.

11.8. ábra - Dikroikus tükör, mint nyalábegyesítő



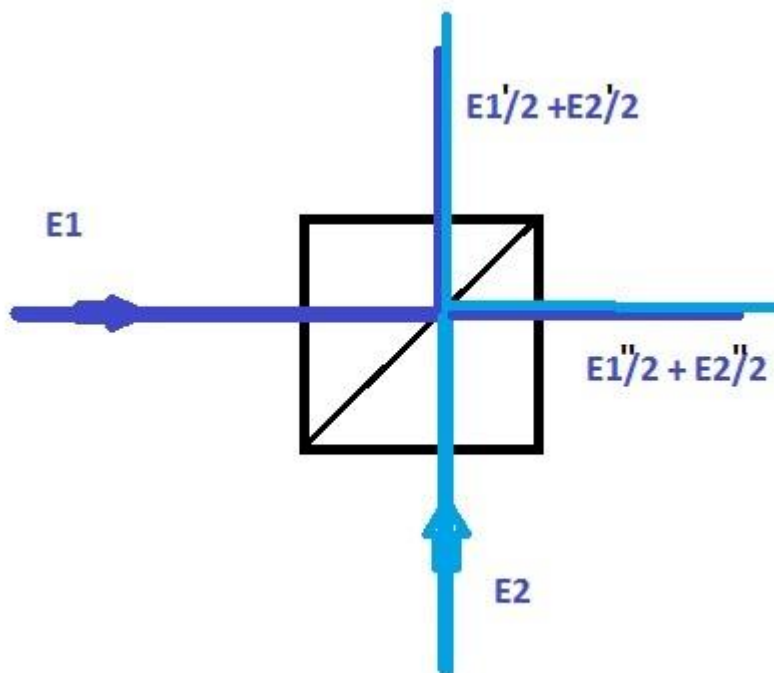
2. Egymásra merőleges polarizációjú lineárisan poláros nyalábokat is veszteség nélkül egyesíthetünk polarizációs nyalábosztó kockával, vagy kalcit polarizátorral (Glan, Nicol).

11.9. ábra - Polarizációs nyalábe gy esít és inkoherens, illetve koherens nyalábok esetén



3. Ha a két nyaláb ezen tulajdonságai azonosak, csak féligáteresztő tükörrel lehet kollineáris, de csak részleges egyesítést lehet végrehajtani (elvben tetszőleges arányban, nem feltétlenül 50-50 %-os kell legyen a tükör).

11.10. ábra - Féligáteresztő (nem polarizációs) nyalábosztó/egyesítő kocka



Az ábrán, példánkban a két rész nyaláb látszólag mindig feleződik, esetünkben szimmetrikusan (50-50 %).

Ha tehát kiderül, hogy a két nyaláb egyik egyesítésében - mondjuk az $E_1'/2 + E_2'/2$ - éppen kioltanak egymást, mert a fáziskülönbség éppen π , az nem útközben, a nyalábosztó után alakul ki, hanem már a tükrön, vagyis az egyesített fél-nyalábok el sem indulnak a féligáteresztő tükréről. Akkor hova lesz az energia? A másik ágban, ugyanis ott erősítés lesz - mivel a reflexió π fázisugrással jár - és a két nyaláb össz energiája mind az $E_1'/2 + E_2'/2$ ágba jut.

2. Young-féle interferencia kísérlet

A fejezet elején bemutatott kísérletet - *a fény a két egyforma S1 és S2 kicsiny lyukakon áthaladva éri el az ernyőt, amelyen világos és sötét csíkokból álló képet kapunk* - most már pontosabban elemezhetjük.

.

Tegyük fel, hogy a fényforrásból kiinduló fényhullámok síkhullámok, az S_1 és S_2 lyukakat azonos fázisban érik el. Ebből a két lyukból a Huygens-Fresnel-elv értelmében koherens gömbhullámok indulnak ki. Ezen két hullám eredője (amplitúdóik összege) lesz a kialakuló közös hullám amplitúdója a tér minden pontjában. Bizonyos helyeken, ahol azonos fázisban találkoznak, **erősítik** egymást, ahol pedig ellentétes fázissal, ott gyengítik, akár **kioltják** egymást.

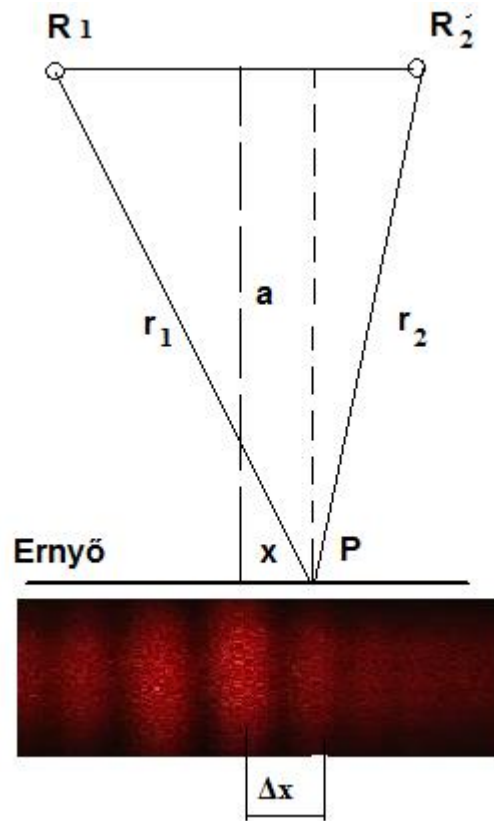
Az ernyőn megjelenő interferenciakép egyfelől a szűk lyukon való áthaladás miatt fellépő fényelhajlásnak megfelelő széles középső és minimumokkal elválasztott nagyobb szögű elhajlási foltokból áll, amelyet egy sűrűbb, egyenlő közű csíkok sorozata szabdál fel.

Az elhajlási folt szélessége (minimumok helye) az -egyforma- lyukak átmérőjétől függ, a sűrűbb csíkok távolsága pedig a két lyukegymástól mért távolságától függ.

A kísérletet fehér fénnel végezve csak a középső világos sáv fehér, a többi színes, lévén a különböző színekhez más-más hullámhossz tartozik, így nem azonosak erősítési és kioltási helyeik.

A világos csíkok helyét meghatározó feltétel:

11.11. ábra - Young -interferométer és az ernyőn látott kép jelölései



$$r_1 - r_2 = m\lambda$$

$$(r_1 - r_2) \cdot (r_1 + r_2) = r_1^2 - r_2^2$$

$$x \ll a$$

és

$$b \ll a$$

$$r_1 + r_2 \approx 2a$$

$$r_1^2 = a^2 + \left(\frac{b}{2} + x\right)^2 = a^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 + bx + x^2$$

$$r_2^2 = a^2 + \left(\frac{b}{2} - x\right)^2 = a^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 - bx + x^2$$

$$r_1^2 - r_2^2 = 2bx$$

$$(r_1 - r_2) \cdot 2a = 2bx$$

$$r_1 - r_2 = \left(\frac{b}{a}\right)x$$

Ahhoz tehát, hogy jól megfigyelhető legyen - legalább 1 mm-re legyenek a csíkok egymástól - (

$$\Delta x \geq 1\text{mm}$$

),

$$\frac{a}{b} \geq 2000$$

szükséges.

A Young interferométernek is nevezett kettős lyuk arról ad információt, hogy a nyaláb időben ugyanazon pillanatában a nyaláb térben különböző pontjai mennyire interferencia-képesek. Ezt a tulajdonságot nevezzük **térbeli koherenciának**.

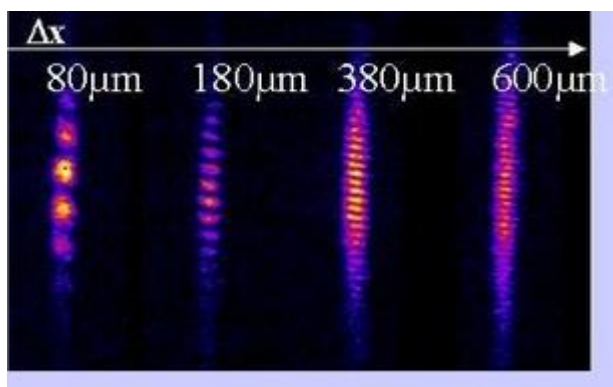
Az interferogram kiértékelése az interferencia csíkok láthatóságán alapul: az maximális és minimális intenzitásokból kiszámoljuk a

$$v = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$$

menyiséget. A koherencia mértéke ez a v szám.

Növelve a Young interferométer lyuktávolságát ez a v a láthatóság egyre romlik (a csíkok pedig sűrűsödnek).

11.12. ábra - Young interferogramok különböző lyuktávolságnál



A térbeli koherenciát azzal a felülettel, annak a hátarával, átmérőjével mérjük, ahol a v a láthatóság lecsökken 1/2-re.

3. Fényinterferencia vékony rétegen

Vékony olajrétegen, két üveglap közé szorult levegőrétegen, szappanbuborékon fehér fényben színes csíkokat láthatunk. Amikor ezeket a vékony rétegeket homogén fénnnyel világítjuk meg, a fény egy része a réteg külső felületéről visszaverődik (cca.4 %), másik része megtörve behatol a rétegbe, és annak belső felületéről részben újra visszaverődik.

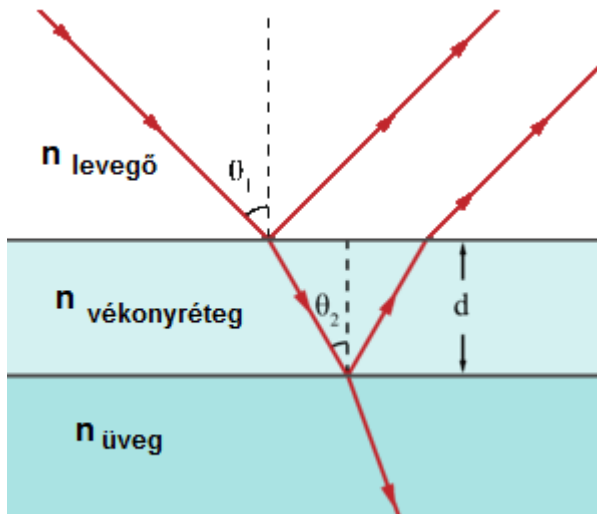
11.13. ábra - Inrtreferenciakép vízen úszó olajfilmen



Ha a réteg elegendően vékony, a fény hullámhosszának nagyságrendjébe esik, akkor a két reflektált nyaláb útkülönbsége miatt interferencia lép fel.

A különböző színek különböző irányokból nézve erősítik egymást, ezért látunk fehér fényben színes gyűrűket.

11.14. ábra - Hármass (vékony-)rétegrendszer



4. Tükrözésmentesítő bevonatok

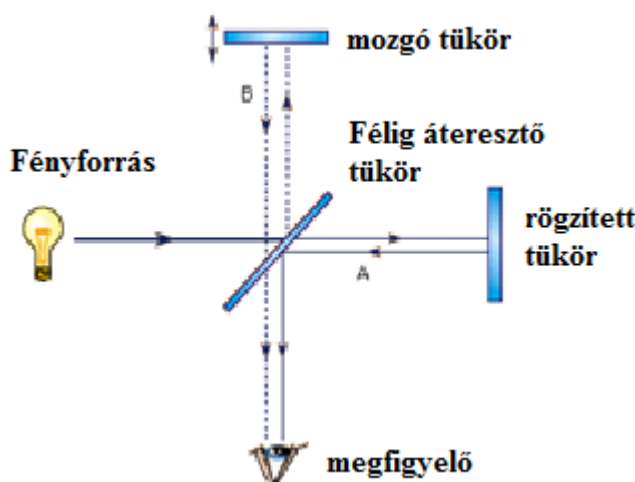
A tükrözésmentesítő bevonatot is készíthetünk az interferencia jelenségének felhasználásával. A rétegek vastagságát úgy kell méretezni, hogy a visszavert kettős fénynyaláb destruktív interferenciát eredményezzen az adott hullámhosszon. Ez a rétegvastagság a beeső fény hullámhosszának negyede és a vékonyréteg törésmutatója a levegő és az üveg törésmutatója mértani közepe kell, hogy legyen.

A vékonyréteget a nagy tisztaságú felületekre vákuumgőzöléssel viszik fel. Egy hordozóra több réteget is ki párolhatnak, így - pontos vezérléssel - szélesebb hullámhossz tartományban is lehet antireflexiós bevonatot készíteni. (anti-reflection coating, T-réteg) szemüvegek, fényképezőgép objektívek számára is

Michelson interferométer

Az interferométer két tükörből, valamint egy félig fénytörő tükörből (ún. nyalábosztóból) áll.

11.15. ábra - Michelson interferométer



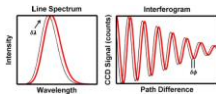
A nyalábosztóra irányított fénynyaláb egyik fele egyenesen tovahalad, a másik fele 90 fokban tükröződik. Mindkét ágba egy-egy tükör veri vissza „önmagába” a két résznyalábot. Azok visszaérve a nyalábosztóra újból ketté (az eredeti már négygyé) válnak. Az egyik *negyed nyaláb-pár* a megfigyelő (ernyő, detektor), a másik

negyed nyaláb-pár visszamegy a fényforrásba. A két-két negyed fénysugár a nyalábok az újraegyesítésekor interferálnak. Amennyiben a két tükör és a nyalábosztó között a fény utak egyenlők, akkor a fény terjedési ideje a két karban pontosan megegyezik, tehát a kilépő fényhullámok azonos fázisban találkoznak, azaz az interferencia során erősítik egymást.

Ha valamelyik kar hosszúsága megváltozik, akkor az interferáló nyalábok (hullámok) közötti fáziskülönbség, és ebből következően a kilépő intenzitás is megváltozik. Egyenletesen, egyirányba mozgatva az egyik tükröt, a megfigyelő (ernyőn, detektoron) sötét-világos-sötét- világos... intenzitás változást észlel. Két maximumhely között $\lambda/4$ távolságot tett meg a tükör, így a hullámhossz ismeretében a Michelson-interferométer igen pontos távolságmérést tesz lehetővé. Az 1 m -es etalon két vége között 3,2 millió negyedhullámot lehet megszámolni sőt az intenzitás közbülső értéke alapján még további két jegy pontosságot el lehet érni.

Nem minden fénynyalábbal lehet 1 m-es útkülönbségnél még interferenciát megfigyelni. Az útkülönbség növekedésével a minimumok és maximumok különbsége egyre csökken.

11.16. ábra - A fénynyaláb sávszélessége és az interferogram az útkülönbség függvényében



Az interferenciaképességet, a koherenciát itt is a láthatóság függvényével jellemezzük:

$$v = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$$

A Michelson – interferométerrel azt mérjük, hogy a nyaláb időben különböző részei mennyire interferenciaképesek, ezért - megállapodás szerint – ezt a tulajdonságot időbeli koherenciának nevezzük és azzal az idővel jellemezzük, amekkora késleltetésnél a v láthatóság $1/2$ -re csökken. Ez az idő egy közepes minőségű lézernél a nanoszekundumok tartományába esik, ami fényútban kifejezve néhány méter. Minthogy a Michelson interferométerben az időkülönbség a karhosszal is kifejezhető, szokás az időbeli koherenciát a „koherenciahossz” szóval is jellemezni.

Az időbeli koherencia, a koherenciahossz a fénynyaláb spektrális intenzitás eloszlásától függ.

Minél keskenyebb a spektrális sávszélesség, annál jobb az időbeli koherencia.

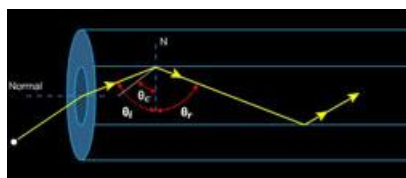
A kettő közötti matematikai kapcsolat van, az amplitúdó spektrum Fourier transzformáltja a fény nyaláb időbeli koherencia (láthatósági) függvénye.

12. fejezet - A fény terjedése hullámvezetőben, optikai szálak

A fizika törvényei szerint a fény általában (homogén közegben) egyenes irányban terjed. Azonban úgy 150 éve egy angol tudós, John Tyndall professzor olyan felfedezést tett, amely ezt a fizikai törvényt megdönteni látszott. Észrevette, hogy a fény a kiömlő vízsugárban bennrekedhet. Ezt egy látványos kísérlettel igazolta 1854-ben Londonban, a Royal Institution patinás épületében. Az épület kupolájába beépítettek egy víztároló tartályt, amely felülről nyitott volt és a napsugarak fényét a konténer oldalából ívben kifolyó víz továbbította a belülről elsötétített helyiségben lévő felfogó tartályba. A fény a vízsugár ívét követve haladt tovább, mintha a vízsugár fogságába került volna.

Az endoszkópban az optikai üvegszálak (glass fiber) hasonlóképpen továbbítják a fényt, mint Tyndall kísérletében a vízsugár, a terjedés a teljes belső visszaverődés jelenségén alapul. A teljes visszaverődés mindig két különböző sűrűségű közeg határfelületén jön létre, ha a fény a sűrűbb (nagyobb n_2 törésmutatójú) közegben halad a ritkább (n_1) felé.

12.1. ábra - A fényvezető szál működési elve



Minden egyes közegben, amelyben a fény haladni képes, létezik egy kritikus visszaverődési szög (határszög α_h):

$$\sin \alpha_h = \frac{n_2}{n_1}$$

ha ennél kisebb szögben ér a határfelületre, 100 %-ban visszaverődik. Ha egy üvegszál végén bevezetjük a fényt, az oldalán nem lép ki, akkor sem, ha meggömböjtjük, mindaddig, amíg a határszögön belül marad.

1. Optikai szálak anyaga

Az optikai szál alapanyaga nagyon erősen tisztított üveg. A szál optikai veszteségei két csoportra oszthatjuk. Egyrészt a szál anyagának tulajdonságaiból következő, a száltól elválaszthatatlan veszteségek, másrészt azok a veszteségek, amelyek abból erednek, hogy a fénysugár eltérül az ideális terjedési iránytól.

A szálban haladó fény csillapodásának három oka van:

Az abszorpciós veszteség

Lényege, hogy a szál anyaga a fény egy részét elnyeli és hővé alakítja. A folyamat alapja, hogy az anyagban lévő töltéshordozók a fény elnyelésével magasabb energiaállapotba kerülnek, majd az elnyelt fényszerkezet útján hővé alakul. Az abszorpció a szál csillapításának 1-20 %-ért felelős. 1700 nm-nél nagyobb hullámhosszak esetén az alkalmazott üveg csillapítása hirtelen megnő a SiO_2 vibrációs átmeneti miatt. Az anyag nagy abszorpciós tulajdonságokkal rendelkezik kis hullámhosszak esetén. Ez a jelenség az anyag elektronjainak sávszerkezetéből következik, abszorpciós élnek nevezik és ez szabja meg az optikai szál alkalmazhatóságát nagy frekvenciák esetén. Az üvegszál anyagában lévő szennyező OH⁻ ionok jelenléte okoz még abszorpciót, azonban a mai fejlett gyártástechnológiával számuk és így hatásuk is csökkenthető.

Sugárzási veszteség (bending losses).

Sugárzási veszteség általában akkor lép fel, ha a szál geometriai paraméterei hirtelen megváltoznak (pl. erős hajlítás), illetve a szál anyagába feszültség keletkezik gyártási hiba, vagy mechanikai behatás hatására (pl. a szál elliptikus keresztmetszetű). A sugárzási veszteség megfelelő technológiával gyártott és felszerelt szál esetén elhanyagolható.

Az üvegszál meghajlításakor a fénynek a külső élen gyorsabban kellene haladnia, azaz a fénysebességnél gyorsabban, ami nem lehetséges, ezért az ábrán fekete sátozással jelölt rész kisugárzás formájában leszakad. A hajlítás következtében fellépő veszteség (A) mértéke függ a görbületi sugártól.

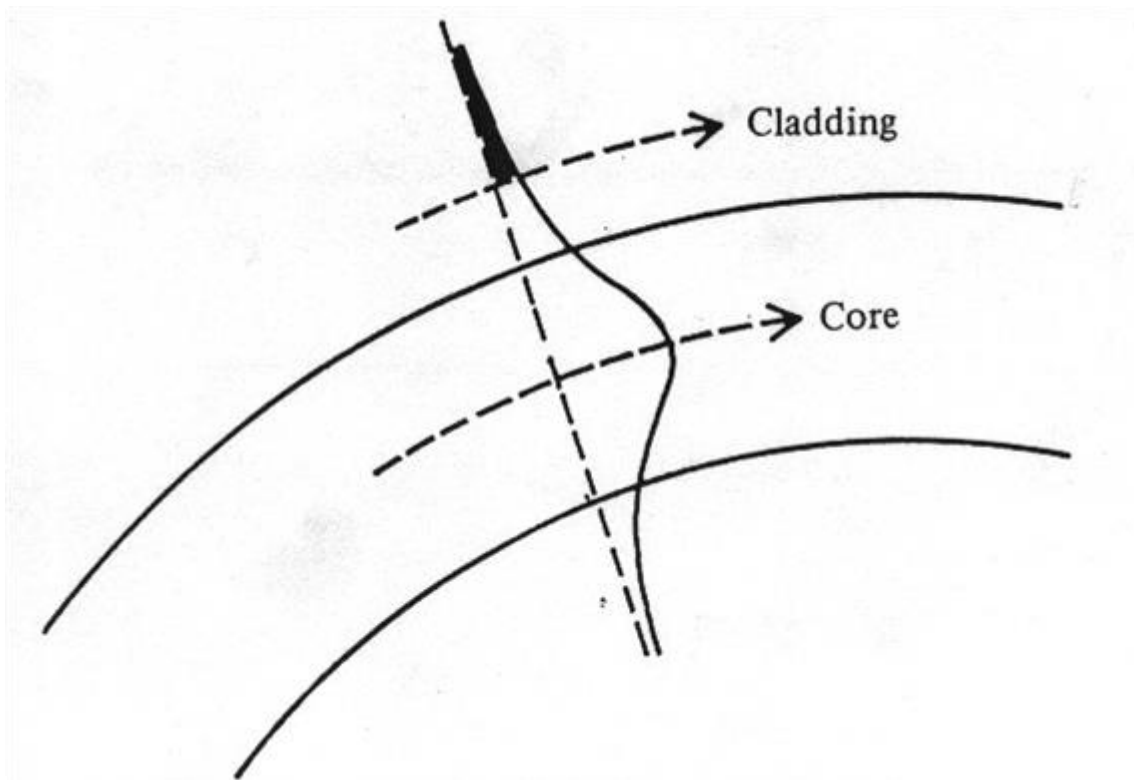
$$A = C \cdot e^{-\frac{R}{R_c}}$$

,

$$R_c = \frac{a}{(NA)^2}$$

ahol R: görbületi sugár, a: a mag sugara, C=konstans, NA: a numerikus apertúra.

12.2. ábra - A fény nyaláb intenzitás eloszlása a magban (core) és a köpenyben (cladding)



Szál hajlításakor fellépő sugárzási veszteség

• Fényszórás (scattering)

A fényszórás a csillapítás értékének 80-99 %-ért felelős. Létrejöttének oka, hogy az üvegszál törésmutatójának mikroszkopikus egyenetlenségei diffrakciót okoznak, vagyis a fényenergia bizonyos része minden irányba szétsugárzódik. A diffrakció mértéke akkor a legnagyobb, ha a fény hullámhossza összemérhető a mikroszkopikus egyenetlenségek nagyságával, így a szórás mértéke a hullámhossz növelésével csökken. A szóródás miatti csillapítási együttható fordítottan arányos a hullámhossz negyedik hatványával.

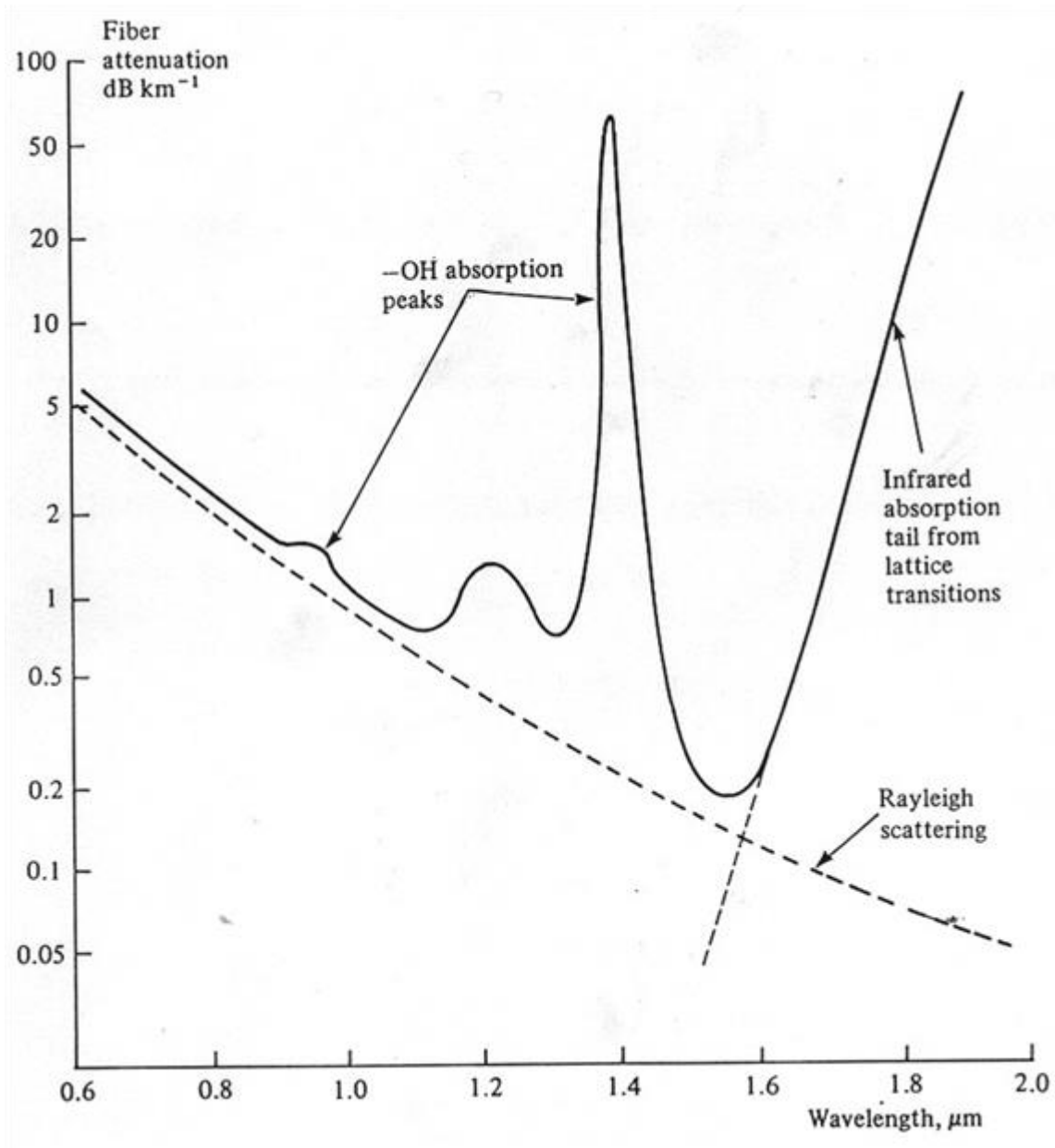
Ha makroszkopikus egyenetlenségek jóval kisebbek a hullámhossznál, Rayleigh-, vagy molekuláris szórásról beszélünk, ez elvileg sem csökkenthető.

A hullámhosszal összemérhető, vagy annál nagyobb egyenetlenségeken való szóródás neve Mie-szórás, ez a fiber anyagának tisztaságával, homogenitásával, illetve a külső hatások miatt keletkező egyenetlenségekkel van kapcsolatban, a technológia javításával nagyrészt kiküszöbölhető.

Az ionizáló sugárzások okozta inhomogenitások (kristályhibák) kiterjedése többnyire a hullámhossznál kisebb, így a Rayleigh szórásnak megfelelő szabályok szerinti veszteséget okozzák.

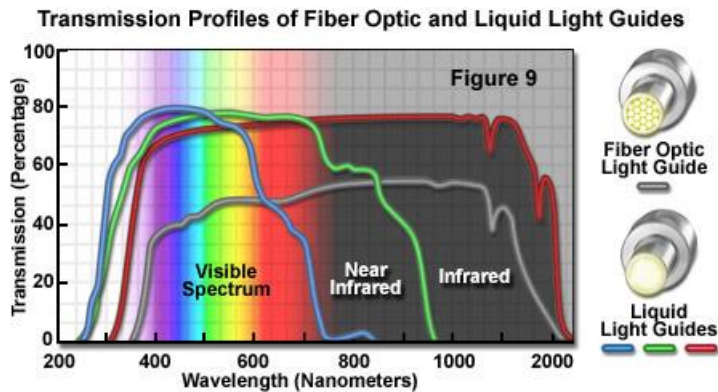
A következő ábra az optikai szál kilométerenkénti csillapítását mutatja a hullámhossz függvényében. Jól láthatóak az OH ionoknak köszönhető csúcsok 950 1240 és 1390 nm-nél. A rácsrezgések hatására 1700 nm környékén hirtelen csillapítás növekedés figyelhető meg. Tehát az optikai szál tényleges csillapítása igen erősen változik a hullámhossz függvényében. Ugyanakkor ez a jelleg erősen függ az átviteli anyagtól, pl. találtak olyan műanyagot, ahol az átviteli határ eltolódott és 10 μ m-en is kis csillapítást tudtak elérni.

12.3. ábra - Tipikus optikai szál csillapítása a hullámhossz függvényében



Különleges alkalmazásokhoz (extrém hullámhossz, nagyon nagy teljesítmény, különleges körülmények, pl. intenzív radioaktív sugárzás) készítenek folyadékkal feltöltött fényvezetőt (liquid light guides). Ez egy hajlékony műanyag cső, a törésmutatója itt is a magnak – a folyadéknak – a nagyobb. Elsősorban megvilágítási célú fényvezetőnek használják, az eredő transzmissziója nagyobb, mint az üvegszál kötegeké.

12.4. ábra - UV-VIS-IR tartományokra készített folyadék hullámvezetők transzmissziójának hullámhosszfüggése



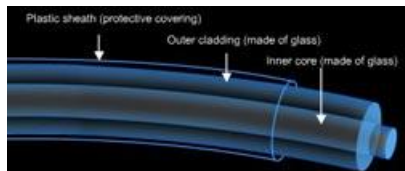
A folyadék általában nem tűz és robbanásveszélyes – bár időnként mérgező (pl. DMSO). A befoglaló – műanyag cső ugyanazt az szerepet látja el, mint a száloptikánál az üvegekőpenybe burkolás. A külső végő burkolat egy fémspirál védőréteg műanyagba ágyazva. A liquid típusú fénytovábbító kábel általában több fényt szállít, mint a száloptika típusú. A legnagyobb előnye a liquid fényvezetőnek a száloptikával szemben, hogy mind az ultrabolya, mind a látható fénytartományban található olyan folyadék, amely a fényt jobb hatásfokkal eresztí át. Ezért az utóbbi időben az ultrabolya megvilágítást igénylő vizsgálatoknál többnyire liquid fényvezetőt alkalmaznak. További előnye, hogy egyes fajtái elnyelik az infravörös fényt, így tudjuk elérni az un. „hideg fényű” megvilágítást.

Van hátránya a száloptikai fénytovábbítással szemben, általában vastagabb, a liquid fénykábelt nem lehet olyan kis rádiuszban meghajlítani, mint az üvegszálát.

2. Optikai szálak felépítése

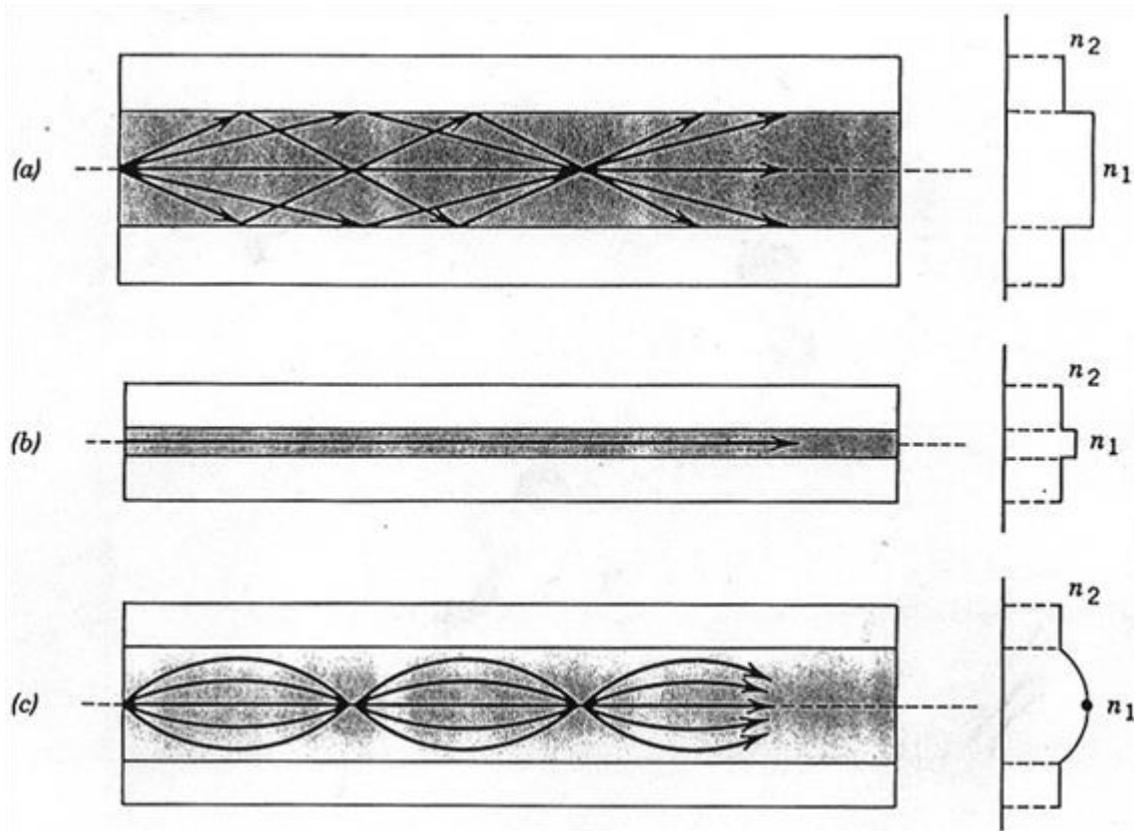
Egy homogén törésmutatójú üvegszál palástjának optikailag hibátlanak ($\lambda/10$ sima, sérülésmentesnek) kellene lennie. Ha bármi hozzár (a levegőn kívül), nem teljesül a teljes visszaverődés feltétele. A ponthibák okozta szóródási jelenségek miatt nagy lenne a vesztesége. Ezért az optikai szálakat úgy alakítják ki, hogy körülveszik egy vékony, a magnál kisebb törésmutatójú köpennyel.

12.5. ábra - Üvegszál felépítése



A következő ábra különböző száltípusokat, azaz eltérő törésmutató profilú optikai szálakat mutat be.

12.6. ábra - Optikai szálak típusai



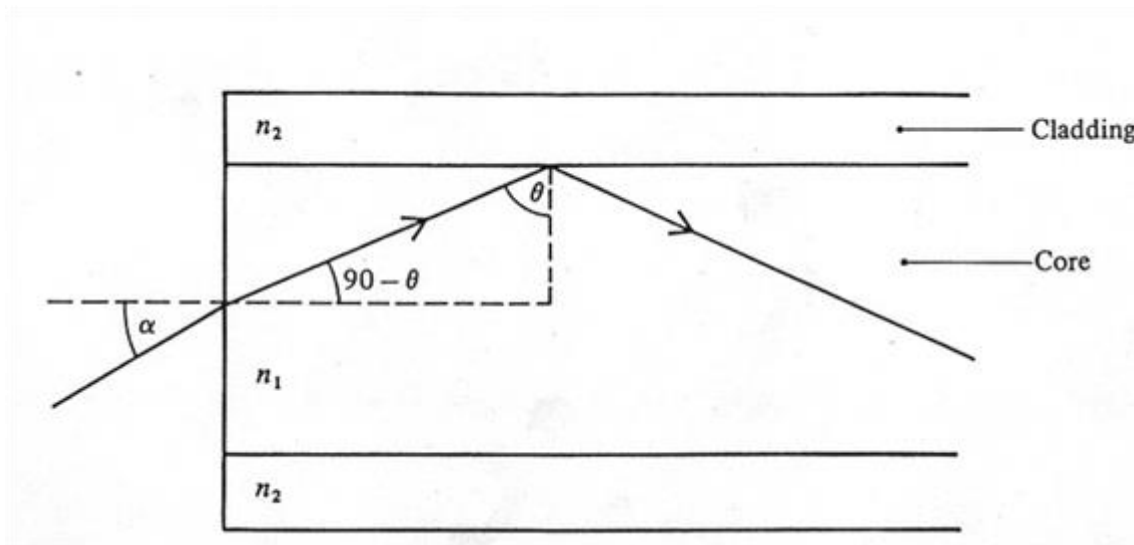
(a) multimódusú step-index fiber (=lépcsős indexű szál / ugrásszerű törésmutató változás)

(b) monomódusú step index fiber

(c) multimódusú graded index fiber (fokozatos törésmutató változás)

Lépcsős indexű üvegszálak(STEP index)

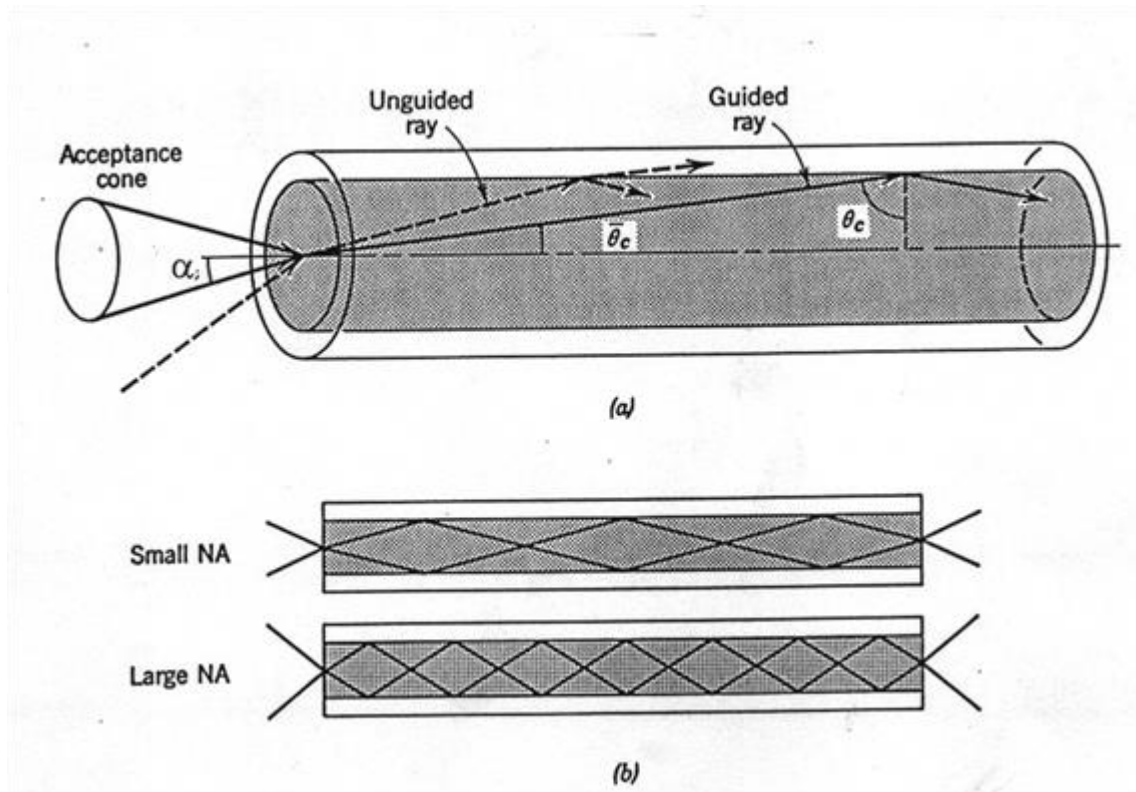
12.7. ábra - Sugármenet a STEP index (lépcsős indexű) szálban



A nagyobb (n_1) törésmutatójú magot körbeveszi a kisebb (n_2) törésmutatójú köpeny, héj. Így ha a beesési szög nagyobb a teljes reflexió határszögénél (θ határ), akkor a köpeny és a mag határfelületén fellépő teljes reflexió vezeti a fénycsugart.

A szál numerikus apertúrája (NA) szabja meg, hogy mekkora az a beesési szög (α), amely alatt érkező hullámot még képes az optikai szál vezetni. Ennek a paraméternek a segítségével egy kúpot kapunk, amelyen belül érkező fénysugarakat befogadja és vezeti a szál.

12.8. ábra - Kis- és nagy apertúrájú lépcsős szál működése



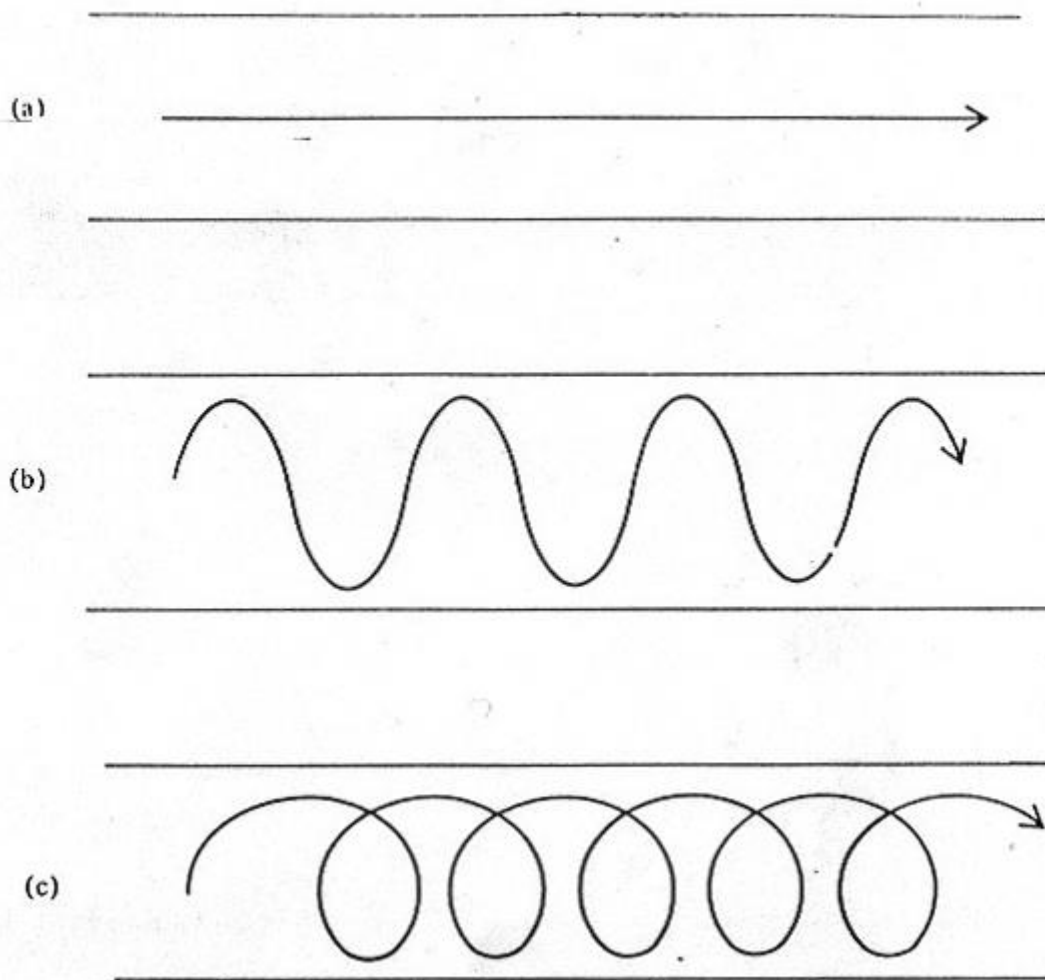
Monomódus, STEP index

A lépcsős indexű szál mag keresztmetszetétől függ a terjedő módusok száma. Amennyiben elegendően kicsi a mag keresztmetszete (1310-1550nm-es hullámhossz esetén 9-10 μ m), akkor az adott apertúrához és hullámhosszhoz tartozó diffrakció első minimumánál nagyobb szögben érkező sugár már nem teljesül a teljes visszaverődés, így csak a nulladik renddel, vagyis az alaplómódussal kell számolnunk, a magasabb módusok (magasabb elhajlási rendek) nem terjednek a hullámvezetőkben.

Multimódus, STEP index

A többmódusú szál magmérete lényegesen nagyobb. Ennek a típusnak jelentős előnye az, hogy az optikai jel be/ki csatolása könnyen végrehajtható a nagyobb méretek miatt. Ugyanakkor a mag keresztmetszetének (d) növelésével a módusszám is nő. Hullámterjedési szempontból nagy különbség van a módusok között. Az alaplómódus a tengely mentén halad, a magasabb módusok egyre nagyobb szög irányban, különböző módon terjednek. Az egyes módusok eltérő utat tesznek meg, nem azonos a terjedési idő, ezért a beadott időbeli egységugrás (vagy rövid impulzus, delta függvény) a kimeneten szétkenődik, eltorzulva jelenik meg. Ez korlátozza az átviteli sebességet.

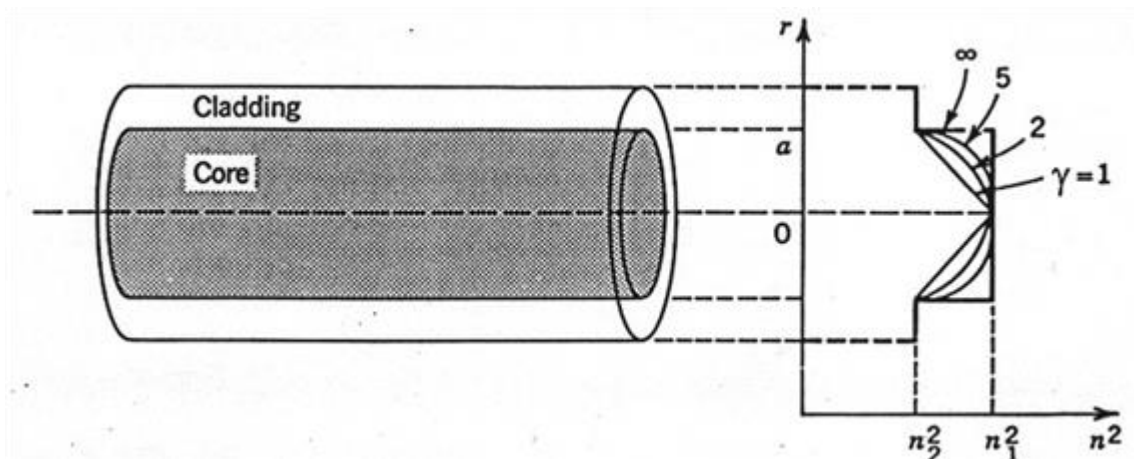
12.9. ábra - Többmódusú szálban való hullámterjedés:(a) a tengelyvonalban terjed, (b) a tengelyvonalat szimmetrikusan megközelíti,(c) csavarvonalas terjedés



Fokozatosan változó indexű (graded index) üvegszálak

A különböző módusok terjedési idejének kiegyenlítésére szolgál a folyamatosan változó indexű üvegszál. Működésének elve azon az ötleten alapul, hogy a fizikailag nagyobb úthosszt bejáró módusok terjedési sebességét növelni kell, ezzel el lehet érni, hogy az eltérő megtett távolság ellenére a terjedési idő azonos legyen. A fényterjedés sebességét a terjedési közeg törésmutatója határozza meg, tehát a törésmutatót kell lecsökkenteni a mag széle felé.

12.10. ábra - Folyamatosan változó törésmutatójú szál



Ez az üvegszál nagy sebességnél is kedvező átvitelrel rendelkezik, viszont komplikáltabb az előállítása és ennek megfelelően drágább, mint a STEP index optikai szál. Éppen ezért a gyakorlatban elterjedtebb a monomódusú STEP index optikai szál, amelyben egyetlen módus terjed, tehát a többimódusú terjedés problémája fel sem lép.

Fotonikus szálak

Több évtizede terveznek olyan fényvezető szálakat készíteni, amely a félvezetők mintájára működik, csak nem elektronokkal, hanem fotonokkal. Vagyis az elektromágneses hullámok számára lesznek „megengedett” és „tiltott” sávok az anyagban, és ezek határoznák meg a fény terjedését. Az ún. „fotonikus” kristályok Rayleigh óta ismertek, de csak 1987 óta kezdték fényvezető célból vizsgálni. Lényeges tulajdonságuk, hogy a továbbítani kívánt fény hullámhosszához illesztett struktúrával hozunk létre nagy törésmutató különbségeket. Ha a változó törésmutatójú rétegekből hullámhosszal összemérhető periodikus struktúrát készítünk, elérhetjük, hogy bizonyos frekvenciákra átlátszatlan lesz, míg a küszöböt meghaladó, a megengedett tartományba eső, energiájú (hullámhosszú) fotonok számára átlátszó lesz. Innen a név: Photonic Band Gap (PBG) kristály. 1995-ben készült el először egy kétdimenziós struktúra, és szál (Photonic crystal fiber, PCF). Azon kívül, hogy alacsony veszteségű, tervezhetőek a kulcsparaméterek (diszperzió, nemlinearitás), növelhetőek, vagy akár nullához közelíthetőek. A szálak anyaga általában szilícium üveg, de készítenek polimerekből és más üvegfajtákból is. A lényeg a geometriai struktúrában van. A fotonikus szálak lyukacsos (holey) vagy mikrostruktúrált szálak is szokták nevezni. A legegyszerűbb esetben a szál teljes hosszában egymással párhuzamosan azonos átmérőjű mikroszkópikus, levegővel teli csatornák futnak végig. A struktúrán szóródó, a Bragg-reflexióval analóg mechanizmus alapján interferencia révén összegződő hullámok eredője olyan, hogy a középső, vastagabb csőben halad az energia legnagyobb része. Mivel a működés nem a teljes visszaverődésen alapul, *nincs kritikus befogadási szög*. Az első szálak ilyen üres magú (hollow core) szálak voltak, újabban tömör magú változatok is készülnek, vagyis középen egy más törésmutatójú anyagból készült mag van. A fenti ábrán látható, milyen nagyszámú változata van a fotonikus szálaknak. A legfontosabb tervezési szempontok és lehetőségek:

1. Megfelelő kialakítással egymódusúvá válhat a terjedés, ráadásul széles hullámhossz tartományban.
2. Másik szempont lehet a diszperzió minimalizálása, amivel fázismoduláció (chirp) nélkül lehet fényt továbbítani
3. Harmadik szempont nagy nemlinearitást tervezni, amivel kis teljesítménnyel lehet femtoszekundumos impulzusokkal szuper kontinuumot generálni.
4. Az üreges magú szálak a diszperziója minimális és százszor nagyobb teljesítményt lehet átvinni vele, mint kemény magú szálakkal.
5. Lehet rezonánsan, csak bizonyos hullámhosszakra tervezni és akkor szűrőként is funkcionál.
6. Mivel a szálak anyagát lehet lézeraktív komponenssel adalékolni, a szállézereket is lehet ilyen struktúrával készíteni, nagyobb teljesítményekkel.
7. Léteznek kétmagvas szálak is, amelyek transzverzálisan kitüntetnek irányt, ezáltal a polarizáció is kontrollálható.

A fotonikus szálak fényvezetési mechanizmusa alapvetően két effektuson alapul:

1. az ún. effektív index vezetés, és
2. a fotonikus, tiltott sávú vezetés.

Tömör maggal rendelkező szálak esetén a köpenyhez viszonyítottan nagyobb törésmutatójú mag a hagyományos teljes visszaverődés elvét valósítja meg a szálban történő fényterjedésnek. A „köpeny” lyukai a hullámhossznál sokkal kisebbek, kiátlagolódva egy kisebb effektív törésmutatót reprezentálnak, az egymódusú szálak felelnek meg. Ha lyukátmérő összemérhető a hullámhosszal, a terjedés hullámhosszfüggő lesz, tervezhetően.

A tiltott sáv alapján működő szálak lehetnek tömörek és üregesek is. A tömör szálak alapl módusa a teljes visszaverődésen alapul, de a köpeny Bragg reflexiók működése hullámhosszfüggést visz be. Az üreges magvú szálakbeli fényterjedés teljes egészében a Bragg reflexión alapul.

A hagyományos szálakkal való összehasonlításban elsősorban a diszperzióban van lényegi különbség. A hagyományos szálakban fellép:

1. az anyagi diszperzió,
2. nemlineáris diszperzió,
3. polarizációs kettőtörés miatti diszperzió,
4. transzverzális módus diszperzió
5. csoportsebesség diszperzió.

A fotonikus szálak diszperziója tervezhető:

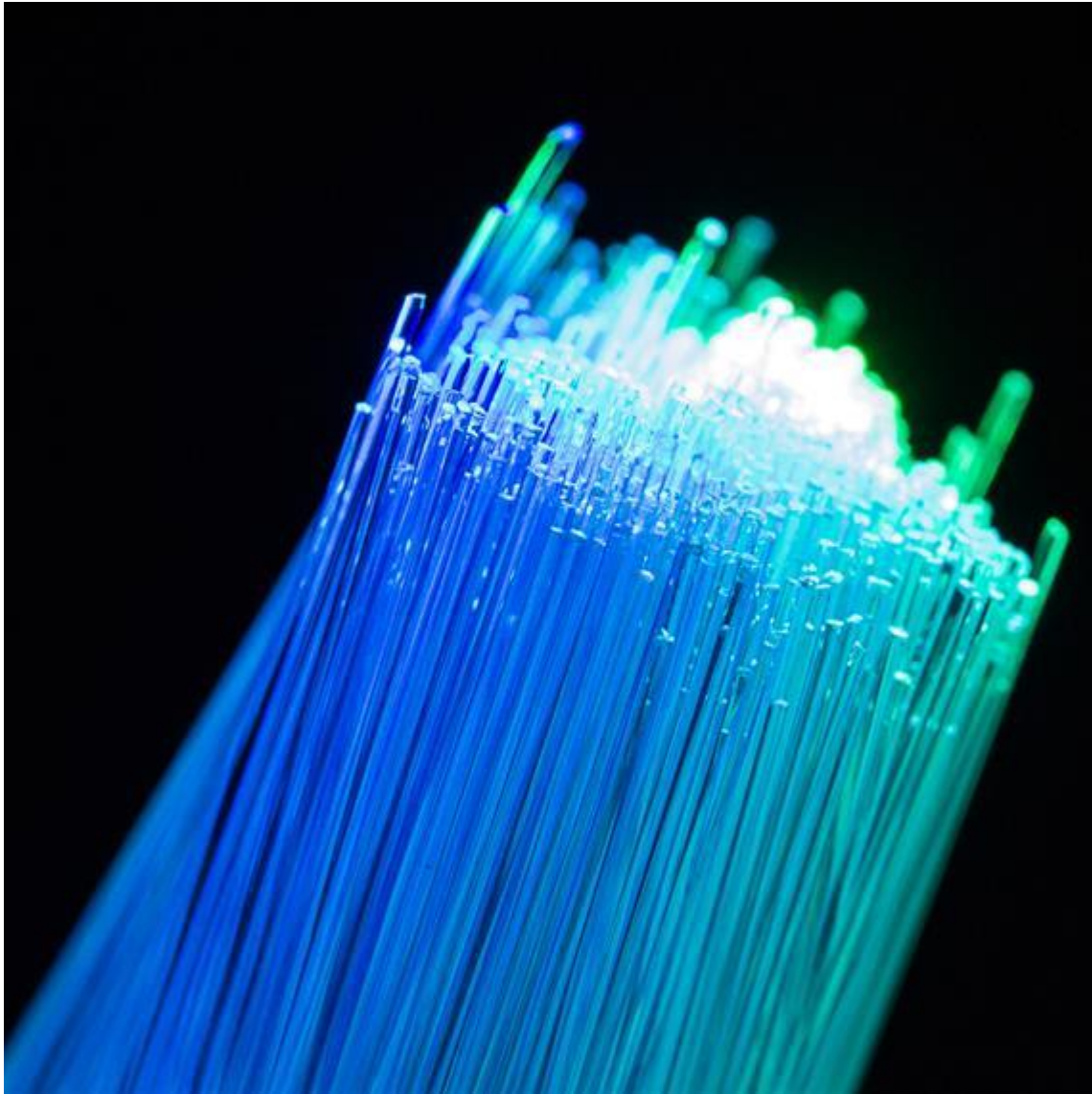
1. Kis átmérőjű csatornák esetén az anyagi diszperzió marad a domináns.
2. Nagy átmérőjű levegő csatornáknál a csoportsebesség diszperzió a jelentős.
3. Kis keresztmetszetre összehúzott mag esetén a nemlinearitás lesz (szándékoltan) domináns.

A fotonikus szálak, és a két- és háromdimenziós, integrált optikai rendszerekbe tervezhető egyéb fotonikus kristályok, struktúrák előtt hatalmas fejlődés állt, a jövő anyagai.

2.1. Képtvivő üvegszál kötegek

Az emberi hajszálnál vékonyabbra (10-30 mikron) húzott üvegszál jól viseli a hajlítást, így flexibilisnek mondható. Ha több tíz- százezer ilyen üvegszál alkot egy nyalábot, akkor nem kell attól tartani, hogy könnyen megsérülnek az elemi üvegszálak.

12.11. ábra - Üvegszál köteg



A szálakban a fény vesztesége rövid távon elhanyagolható, hosszú szálaknál már jelentős lehet. A veszteségek – mint korábban bemutattuk - a hullámhossztól is függenek.

A legjobb minőségű szálban – egy speciális hullámhosszon, $1,4\ \mu\text{m}$ körül – a fény 20 km megtétele után gyengül csak a felére! A gyengülés oka a kiküszöbölhetetlen molekuláris - Rayleigh — fényszórás a mikroszkópikus sűrűségfluktuációkon.

A kevésbé jó minőségű szálakban a szennyezések abszorbeálhatják a fényt, illetve a nagyobb fényszóró centrumok, kristályhibák, törésmutató különbségek Mie-szórása viszi ki oldalirányban a nyalábból a fénysugarakat, csökkentve a transzmissziót.

Itt is megjegyezzük, hogy a nagy energiájú, ionizáló radioaktív sugárzás egyik hatása a szilárd testek belsejében a szerkezet, kristályrács széttörése, ezzel eltérő optikai tulajdonságú, ún, színcentrumok létrehozása. Ezen szóró és abszorbeáló centrumok sűrűsége a sugárzás intenzitásával arányosan nő, bizonyos szint felett percekben belül „elhomályosodik” a korábban átlátszó közeg, ezzel a transzmissziója gyorsan lecsökken szinte a nullára.

Rendezetlen üvegszál köteg

Kétféle üvegszál köteget használnak. Az egyik a rendezetlen köteg. Alapvető felhasználása, hogy egy külső fényforrás - amely lehet halogén , Xe ívlámpa, LED - fényét bevezesse az endoszkópon keresztül, annak fénykilépő nyílásán (optikáján) kilépve megvilágítsa a vizsgálandó objektumot.

A régebbi endoszkópoknál ezt úgy oldották meg, hogy az endoszkóp végébe egy kisméretű izzólámpát építettek be. Ennek fénye azonban nagyon gyenge volt és üzembiztossága különösen ipari használat esetén nagyon korlátozott volt, az izzót gyakran cserélni kellett, nem beszélve a melegedés és az esetleges szikraképződés miatti veszélyek miatt, amelyek bizonyos közegekben való vizsgálatot eleve kizártak.

A fénytovábbító száloptika köteg (light guide bundle) néhány ezer kb. 30 mikron vastagságú üvegszálból áll. Magának a nyalábnak az átmérője a legelterjedtebb ipari endoszkópoknál kb. 5 mm. A szálak rendezetlenül úgynevezett inkohereus elrendezésben futnak.

A nyaláb általában kívülről egy hajlékony fémspirál köpennyel van burkolva, amelyet műanyaggal öntenek ki. A fénytovábbító nyaláb fényforráshoz való csatlakoztatására egy megfelelő alakú kvarc csatlakozó szolgál, amely megvédi az üvegszálakat a fényforrás magas hőfokától.

Egyes fénytovábbító üvegszál köteg hossza eléri a 12, illetve a 22 méter hosszt is, a jelenleg gyártott leghosszabb OLYMPUS videoendoszkópok ilyen hosszúságokban készülnek.

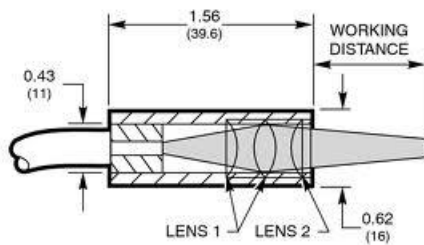
Rendezett üvegszál köteg

A nyaláb mindkét végén a szálakat ugyanolyan geometriai alakzatban, mátrix-szerűen kell elrendezni és rögzíteni. Minden egyes optikai üvegszál egy-egy apró képinformációt, pixelt szállít. A fény csak akkor állhat össze képpé, ha szálak ezrei koherensen kerülnek összerendezésre, azaz minden egyes szál mindkét végén pontosan egyformán van rögzítve, olyan ez, mintha egy képet mozaikból raknánk ki két példányban.

A kép minősége vagy felbontóképessége tehát nemcsak a szálak méretétől és mennyiségétől függ, hanem a szálak rendezettségének minőségétől is.

A tárgyról visszaverődő fényt az endoszkóp tárgylencséje leképezi az üvegszál köteg véglapjára, általában nagylátószögű, nagy mélységélességű, szférikusan korrigált speciális mikro-objektívet használnak.

12.12. ábra - Rendezett üvegszál kötegre leképező optika jellemző méretei inch-ben (mm-ben)



A rendezett, koherens száloptika nyaláb továbbítja az okulárba vagy a kamerába. A leképezésnél ugyanúgy figyelemmel kell lenni a numerikus apertúrára, mint az egyedi szálnál.

A képtovábbító kötegben egy egyedi optikai szál - beleértve a köréje vont köpenyt is - mindössze 10 mikron vastagságú, szemben a fénytovábbító száloptika 30 mikronjával.

Az elemi szálak mennyisége a nyalábon belül eléri a 40-50 ezret. A felbontóképesség növelésének határt szab, hogy az egyre vékonyabb szálból kilépő fénykúp nyílásszöge egyre nagyobb (diffrakció).

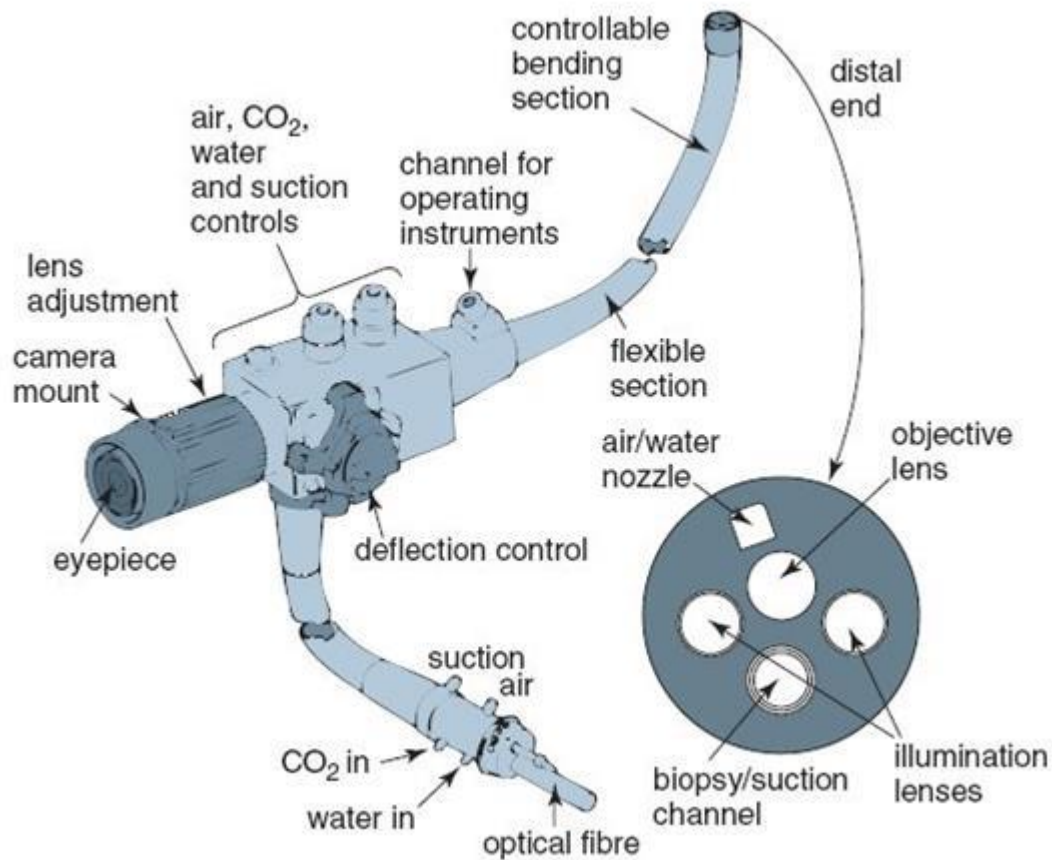
Endoszkóp (fiberszkóp)

Fent tárgyalt rendezett üvegszál-köteg segítségével történő képtovábbítás legnagyobb felhasználója az egészségügy, gyógyászati diagnosztika. Az ún. laparoszkópos műtétek esetén csak 3-4 apró, néhány cm-es vágást ejtenek a testfelszínen, és speciális eszközökkel ezeken keresztül végzik ele a beavatkozást. Ezek eszközök egyike az ún. „fiberszkóp”, vagy más néven endoszkóp, (némileg más paraméterekkel) bronhoszkóp, anoszkóp, proktoszkóp, rektoszkóp, kolonoszkóprinoszkóp, stb. attól függően, hogy melyik testrészt vizsgálják

Gyakran az oldalirányú kitekintést is meg kell oldani. Természetesen a megvilágító fényt is be kell vinni (többnyire rendezetlen köteggel). Ezenkívül speciális munkacsatornákat is melléépítenek (gázzal való

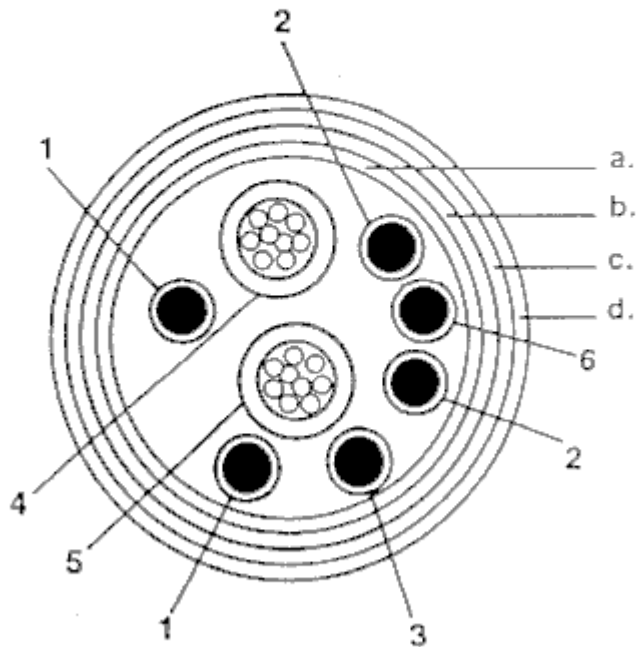
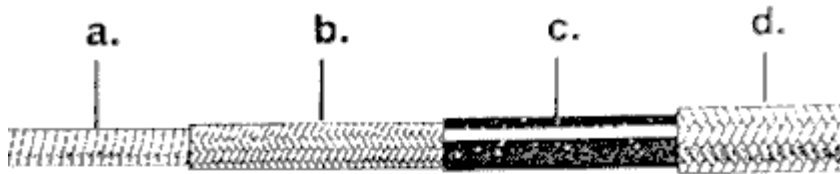
feltöltéshez, biopsziához, stb), illetve 2-4 irányító acéldrótot, amelyekkel görbíteni lehet a rugalmas endoszkóp végét.

12.13. ábra - Tipikus endoszkóp fő részei



Az endoszkóp felépítése látható az ábrán: a.) spirál rugóacél b.)koracél fémháló c.)folyadékálló neoprén d.)koracél háló PTFE bevonattal impregnálva 1.) fel-le mozgató huzal 2.) jobbra-balra mozgató huzal 3.) tárgylencsét fókuszáló huzal 4.) képalkotó optika rendezett üvegszállal, 5.) fényszállító optika rendezetlen üvegszállal 6.) munkacsatorna

12.14. ábra - Flexibilis endoszkóp felépítése



Ez a négyes burkolat teszi az endoszkóp szondáját alkalmassá, hogy csavarható és hajlítható legyen, de csak annyira, hogy megvédje a belül vezetett fénytovábbító és képalkotó optikai szálnyalábot a töréstől. Ugyanez vonatkozik a fej négyirányú vezérlését végző bowden rendszerre a fékhuzalokra és a fókusz (élesség) állító huzalra. Ugyanis egyes típusok fix fókusz rendszerű tárgyoptikával, mások állítható fókusz távolságú tárgyoptikával rendelkeznek.

12.15. ábra - Endoszkóp vége az optikai és más munkacsatornákkal



Ez utóbbiaknál annak a szondavégződésben lévő lapocskának a távolsága állítódik bowden mozgatással a tárgyoptikához képest, amelyben az optikai szálak polírozott végződése pozicionáltan rögzítve van.

12.16. ábra - Tipikus orvosi endoszkóp



A fenti endoszkópon állíthatjuk

1. a látóirányt (elől- és oldalnézet)
 - a. Különböző szögben elhelyezkedő tárgyak vizsgálatára a beillesztés irányával összefüggésben
2. a látómezőt (30° - 100°)
 - a. Különböző távolságban lévő tárgyak vizsgálatához különböző nagyítással

A hossza tipikusan 0,6m - 3m lehet.

Legtöbb fiberszkóp 4-irányú fejmozgatással rendelkezik (4-way-angulation). Az egyik legnagyobb gyártó, az OLYMPUS legvékonyabb ipari flexibilis fiberszkópjának átmérője 0,64 mm, a legvastagabb pedig 13,5 mm. Ez utóbbinak a fényereje a legnagyobb, mivel nagyobb átmérőbe több száloptika építhető be, amely a megvilágítást erősíti és a kép jobb felbontású lesz. Ilyen eszközzel nagyobb üregek is - tartályok, boylerek, nyomástartó edények - vizsgálhatók, azonban ilyenkor gondoskodni kell a szondának a megvezetéséről egy merev vagy alaktartó és megfelelő formába meghajlított megvezető cső segítségével.

A cserélhető tárgyoptikai rendszer nagyon sokoldalúvá teszi a flexibilis fiberszkópokat, mivel az optikák cseréjével egyrészt kétféle látásmódot, direkt vagy oldalra látó nézőirányt választhatunk meg. A két nézőirányon belül pedig különféle látószöggel rendelkező tárgyoptikát választhatunk. Ily módon az okulárban megjelenő kép változik, ugyanis nagyobb látószögű optikát választva egy szűkebb belső térből az operátor teljesebb, áttekinthetőbb képet kap. Amikor csak apróbb részleteket akar vizsgálni, akkor egy kis látószögű optikát feltéve nagyított kép jelenik meg a szeme előtt.

A nagyítási tényező alapján véve a tárgyoptika és a tárgy távolságának a függvénye, ami folyamatosan változik az endoszkóp mozgatásával. A dolgot tovább bonyolítja, hogy a nagyítási tényező a különféle látószögű optikák cseréjével is változik. Ezért a gyártók nomogramokat szoktak mellékelni endoszkópjaik csereoptikáihoz, amelyből meg lehet állapítani egy bizonyos látószögű optikának a nagyítási tényezőjét a tárgytávolság függvényében.

Készülnek speciális fiberszkópok is, amelyekkel mérni lehet belső hibák hosszkiterjedését, de speciális kivitel a munkacsatornás típus is, ahol a szonda belsejében egy munkacsatorna húzódik végig és ezen keresztül különféle kívülről manipulálható csípő, vágó, fogó szerszámok ún. forcep-szek vezethetők be a 3.2 m hosszú szondán keresztül. Ugyancsak speciális fiberszkóp típusnak számít például az OLYMPUS IFBD3X2-23 típusa, amely a Pratt and Whitney repülőgép hajtóműgyártónak a Boeing 727/737 gépekbe épített JTBD típusú hajtóművének az égéskamra vizsgáló endoszkópja. A kilenc égéskamra egymással összekötött csatornáin kell keresztülvezetni az endoszkópot, amely csak úgy oldható meg, hogy az OLYMPUS egy 8 mm-es fiberszkópot egy ugyancsak 4 irányba állítható megvezető csőbe (guiding tube) építette, így a szkóp fejét összesen 8 különböző irányba lehet kormányozni.