

**NEMZETI KÖZSZOLGÁLATI EGYETEM  
KATONAI MŰSZAKI DOKTORI ISKOLA**

**Kurilla Boldizsár**

**Robottechnikai eszközök fedett lézeres  
kommunikációja**

Doktori (PhD) értekezés

**Témavezető: Prof. Dr. Ványa László okl. mk. ezredes (PhD),  
egyetemi tanár**

.....  
Témavezető aláírása

**BUDAPEST, 2017**

# TARTALOMJEGYZÉK

|  |    |
|--|----|
| <b>BEVEZETÉS</b> .....   | 5  |
| Problémafelvetés, célkitűzések.....                                    | 7  |
| Kutatási hipotézisek.....  | 9  |
| Kutatási módszerek.....  | 9  |
| Az értekezés felépítése.....   | 9  |
| <b>1. FEJEZET</b> .....  | 11 |
| <b>A LÉZEREK ALKALMAZÁSA A HADSEREGBEN ÉS KOMMUNIKÁCIÓBAN</b> ..       | 11 |
| 1.1. Lézerek a hadseregben .....                                       | 11 |
| 1.1.1. Lézeres távmérők.....   | 11 |
| 1.1.2. Célmegjelölő rendszerek és a lézerirányítású bombák.....        | 12 |
| 1.1.3. Lézeres vakító eszközök .....                                   | 13 |
| 1.1.4. Nagyenergiájú lézerfegyverek.....                               | 14 |
| 1.1.5. Lézeres felderítő, képalkotó eszközök - LIDAR.....              | 18 |
| 1.2. A lézeres kommunikáció területei.....                             | 22 |
| 1.2.1. Atmoszférikus lézeres kommunikációs csatorna .....              | 22 |
| 1.2.2. Optikai kábeles lézerrendszerek, illetve földi kapcsolatok..... | 24 |
| 1.2.3. Lézerek a kozmikus hírközlésben .....                           | 25 |
| <b>2. FEJEZET</b> .....  | 29 |
| <b>A KUTATÁS ALAPJÁT KÉPEZŐ LÉZERFIZIKAI ESZKÖZÖK</b>                  |    |
| <b>SZAKIRODALMI ÁTTEKINTÉSE</b> .....                                  | 29 |
| 2.1. Lézerek osztályozása és jellegzetes alkalmazási területei.....    | 29 |
| 2.2. Robotokon alkalmazható lézertechnikai eszközök .....              | 32 |
| 2.2.1. Robotokon alkalmazható nagy teljesítményű lézerek .....         | 36 |
| 2.2.2. Robotokon alkalmazott CO <sub>2</sub> lézerek .....             | 38 |

|  |            |
|--|------------|
| 2.2.3. Robotokra szerelhető Nd:YAG lézerek .....   | 39         |
| 2.2.4. Robotokra szerelhető CO lézerek.....  | 39         |
| 2.2.5. Lézerek alkalmazása a világűrben alkalmazott robottechnikai eszközökön                          | 40         |
| 2.3. Analitikai módszerek.....   | 44         |
| 2.3.1. Lokális módszerek.....  | 44         |
| 2.3.2. Lidar (Nagy távolságban lévő analízis) .....  | 57         |
| <b>3. FEJEZET .....</b>  | <b>63</b>  |
| <b>A SZABADTÉRI LÉZERES KOMMUNIKÁCIÓ ÁTTEKINTÉSE .....</b>   | <b>63</b>  |
| 3.1. Fedett kommunikáció amplitúdó modulációval.....   | 65         |
| 3.2. A kvantumtitkosítás.....  | 69         |
| 3.3. A lézeres kommunikációban használatos detektálási eljárások.....                                  | 77         |
| 3.4. Digitális jelfeldolgozó eljárások, foton számlálás és a foton számláló detektorok jellemzői ..... | 80         |
| 3.5. A kapuzott foton számlálás.....   | 84         |
| 3.6. Az SPAD alapjai, illetve az APD-k és SPAD-ok közötti különbségek .....                            | 87         |
| <b>4. FEJEZET .....</b>  | <b>92</b>  |
| <b>A KUTATÁS SORÁN KIFEJLESZTETT MÉRŐESZKÖZÖK ÉS MÉRÉSI ELJÁRÁSOK .....</b>                            | <b>92</b>  |
| 4.1. Lézerek .....   | 92         |
| 4.2. Detektor rendszer .....   | 93         |
| 4.3. Elektronikus jelfeldolgozás .....   | 99         |
| 4.4. A detektor rendszer tesztelése.....   | 102        |
| 4.5. Adatfeldolgozás .....   | 103        |
| 4.6. Az SHG kísérleti elrendezése .....  | 105        |
| 4.7. Az SR400-as foton számláló rendszer.....  | 108        |
| 4.8. LIPS mérőrendszer.....  | 109        |
| <b>5. FEJEZET.....</b>   | <b>111</b> |
| <b>LÉZERES TÁVANALÍZIS PASSZÍV ROBOTTAL .....</b>  | <b>111</b> |

|  |     |
|--|-----|
| 5.1. Lézeres analitikai eljárások.....   | 111 |
| 5.1.1. A szilícium kristályban történő SHG analízis .....  | 111 |
| 5.1.2. A LIPS módszer .....  | 117 |
| 5.2. Az OPTODRÓN rendszer .....  | 118 |
| 5.2.1. Retroreflektor a roboton.....   | 119 |
| 5.2.2. Visszavert fény modulációja.....  | 124 |
| 5.2.3. Pásztázó követés.....   | 132 |
| 5.3. Terjedés vizsgálat, a légkör fluktuációjának mérése és az ehhez szükséges<br>technikai előkészületek..... | 138 |
| 5.4. Eredmények .....  | 142 |
| Következtetések .....  | 154 |
| Összegzett következtetések.....  | 155 |
| Új tudományos eredmények .....   | 156 |
| Ajánlások .....  | 157 |
| HIVATKOZOTT IRODALOM.....  | 158 |
| LEKTORÁLT PUBLIKÁCIÓIM JEGYZÉKE.....   | 174 |
| RÖVIDÍTÉSEK JEGYZÉKE .....   | 175 |
| ÁBRÁK JEGYZÉKE .....   | 176 |
| KÉPEK JEGYZÉKE .....   | 180 |
| TÁBLÁZATOK JEGYZÉKE.....   | 182 |
| FÜGGELÉK .....   | 183 |



## BEVEZETÉS

Az elmúlt fél évszázadban a lézeres alkalmazások robbanásszerű fejlődésen mentek keresztül. A hidegháború miatt elsősorban a hadsereg fordított nagy figyelmet erre az új találmányra, melynek köszönhetően számos területen intenzív fejlesztésekbe kezdtek. Az elmúlt évtizedekben a civil szféra is hatalmas területen tett szert a lézeres alkalmazásokra, mely mennyiségi szempontból gyakorlatilag megelőzte a katonai alkalmazásokat. A különböző hullámhosszúságú, impulzusedjű, és ezzel együtt óriási teljesítményű lézerberendezések megjelenése, majd azok későbbi miniatürizálása számtalan új lehetőség kapujához vezette a kutatókat.

A katonai alkalmazások területén a lézerek elsősorban célmegjelölésre (lézeres önrávezető rakéta) és felderítésre (LIDAR) használatosak, ugyanakkor egyre jobban terjed a lézerek irányított energiájú fegyverként való alkalmazása, melyet már számos esetben le is teszteltek drónok, aknák, illetve tüzérségi lövedékek levegőből vagy föld alatt történő megsemmisítésére. [1] [2] [3] [4]

A lézerek segítségével működő analitikai módszerek (STP: Surface Two Photon Spectroscopy – Felületi két fotonos spektroszkópia, LIF – Lézer indukált fluoreszcencia, LIPS - Lézer indukált plazma spektroszkópia) különösen fontosak elsősorban különféle veszélyforrások (biológiai, kémiai) vagy idegen elektronikai rendszerek felderítése szempontjából, melyek helyben vagy akár nagy távolságból is megvalósíthatóak.

A katonai célú alkalmazások között feltétlenül meg kell említeni egy technikailag bonyolult, ugyanakkor előnyös tulajdonságokat ígérő eljárást, a lézerral történő védett kommunikáció megvalósítását, amely a jelenlegi kutatások homlokterében áll világszerte. Ugyan a témával már az 1980-as évek elején is foglalkozott a katonai irodalom, mégis számos kihívásnak lehetünk tanúi ezen a területen.

A kvantum kriptográfia, vagyis az egyes fotonokkal történő információtovábbítás jelenleg az egyik legígéretesebb titkosítási eljárás. A nem-csomósodó foton nyaláb előállításának egyes vonatkozásaival foglalkoztam korábban a diplomamunkámban, ezért felmerült bennem az említett eljárások gyakorlati alkalmazásának lehetősége a robotokkal való lézeres kommunikációban. Mind a szórt fényre vonatkozó számítások, mind a lézerfény atmoszférában történő közép-távoli terjedésének vizsgálata azt mutatta, hogy a levegőben található aeroszok okozta reflexió és a légkör refrakciója oly mértékben zavarja a lézerfény detektálását, hogy az egyes fotonok detektálásán alapuló kvantumoptikai kódolás hatalmas kihívás. A szórt fénynél nagyságrendekkel intenzí-

vebb fényel történő kommunikáció, különösen a fény csökkentett divergenciával való visszajuttatása a passzív eszközről lehetőséget adott egy szintén fedett, interferenciásan kódolt lézeres kommunikációs eljárásra.

A lézerkommunikációval foglalkozó szakirodalomban a legnagyobb hangsúlyt a védettség kapja. Számos probléma merülhet fel az analóg lézeres kommunikáció megvalósítása során mind technikai, mind környezeti (időjárás, légszennyezés, légköri turbulencia) szempontból, ezért laboratóriumi és terepi méréseket végeztem a befolyásoló tényezők lekövetésére, illetve olyan modulációs eljárások kidolgozására a védettség megvalósítása érdekében, amelyek biztosítják az adatvédelmet és oldalról is fedetté teszik magát a kommunikációt. Megmutattam, hogy az amplitúdó modulációval végrehajtott retroreflektoron alapuló lézeres kommunikációnak az egyik hátránya az, hogy oldalról lehallgatható. Az általam megvalósított módszer ezt a problémát orvosolta.

A fluktuációs és a modulációs mérések előkészítéseképpen összehasonlító elemzéseket végeztem a megfelelő detektor kiválasztása érdekében és teszteltem a saját fluktuációt, mint zavarforrást a zaj későbbi kiszűrése érdekében. Megépítettem a kísérleti mérőrendszert, amely egy megfelelően beállított, érzékeny fotoelektron-sokszorozót, vezérlő elektronikát, és  $\mu$ rad felbontással állítható finomhangolású tükröket, valamint különböző hullámhosszúságú lézereket tartalmazott, amely a napokon át magára hagyva is megbízhatóan működött. Meghatároztam a légkör fluktuációjának sajátosságait különböző időskálán.

Mind a kommunikáció, mind a robot vezérlése tisztán optikai úton lézerekkel megvalósítható. Kézenfekvő, hogy a robot szintén optikai lézereken alapuló analitikai berendezésekkel legyen felszerelve. Megépítettem egy kistömegű LIPS rendszert, ahol megállapítottam, hogy az eszköz méretéből kifolyólag drónokon, illetve különböző robotokon is alkalmazható és alkalmas kémiai analízisre.

Az ily módon felépített berendezést - minthogy minden fontos funkcióját optikai (lézeres) eljárás végzi -, OPTODRÓN - nak neveztem el.

## Problémafelvetés, célkitűzések

Az utóbbi időben egyre nagyobb szerepet kapnak mind a katonai, mind a polgári alkalmazásokban a robotok, drónok, melyek fejlesztésében, kutatásában a velük való védett kommunikációs módszerek tökéletesítése kiemelt problémává vált. A hagyományosnak tekinthető rádiófrekvenciás kommunikáció felderíthetősége, zavarhatósága az alkalmazások rejtettséget, illetve magának a robotnak, a drónnak a biztonságát is veszélyeztetik. A viszonylag olcsó, kereskedelmi példányok mellett igény van a speciális küldetésekben, rejtett alkalmazásokban védett módon való kommunikáció megvalósítására.

Az időjárás következtében a légkör közegjellemzőinek a megváltozása a lézeres kommunikációra erőteljes befolyással van, emellett a nagy távolságban megvalósítandó összeköttetést rontja a lézer divergenciája. A robotokon alkalmazott aktív kommunikációs eljárások biztonsága a lézerforrás teljesítményének növelésével javítható, de a nagyobb teljesítményű tápforrás a saját tömeg növekedésével jár.

Az emberi szem számára nem látható hullámhossz- tartományban működő lézerek sugárzása speciális detektorral könnyen érzékelhető, forrása felderíthető. A lézerfény divergenciája miatt az a térszög, amelyben érzékelhető és lehallgatható az adatátvitel a távolsággal egyenes arányban növekszik.

Ha nagy távolságban akarunk mozgásban lévő robottal kommunikálni, akkor a célon tartás roppant nagy pontosságot és folytonos követést igényel. Érzékelőként a leggyakrabban a foton-elektron sokszorozót (PMT), és a lavina fotódiódát (APD) alkalmazzák. Az előbbi nagy többségének csúcsérzékenysége 400 nm körül van [5], ami a nagy távolságban történő lézeres kommunikációban mindenképpen hátrány, hisz a Rayleigh szóródás alapján a rövid hullámhosszúságú fénynyaláb sokkal jobban szóródik a légkörben. Ugyanakkor előnye, hogy relatíve nagy a detektálási felülete, így fizikailag könnyebb megtalálni. A lavina diódák többségének a csúcsérzékenysége, illetve a maximális határfoka 650 nm és 900 nm körül van [5], így a Rayleigh szóródás alapján ez előnyösebb a nagy távolságban történő kommunikációhoz, ugyanakkor roppant kicsi a detektálási felületük, amely igen csak megnehezíti a pontos megtalálást. A lézeres kommunikáció során fellépő oldalszórás miatt a kommunikáció illetéktelenek által lehallgatható lehet.

Mindezen problémák ismeretében tehát olyan lézerfizikai megoldások kutatására mutatkozik igény, amelyek egyrészt fedett kommunikációs megoldást adnának a nagy távolságon fellépő oldalszórások ellenére, másrészt nem támasztanának tömeg- és energia igényt a robot kommunikációjának biztosítása érdekében.

A tervezett alkalmazási körzetek légköri viszonyai jelentős eltéréseket mutathatnak, egészen más viszonyok uralkodnak egy kevésbé lakott hegyi környezetben, mint az ipari övezetek által jelentősen szennyezett nagyvárosi térségekben. A konkrét területi viszonyok ismeretéhez tehát olyan légkörfizikai mérésekre lehet szükség, amelyek speciális mérési eljárást és mérőrendszer összetételt igényelnek, hiszen a laboratóriumi körülmények nem interpolálhatók az adott térségre.

Ugyanakkor a tapasztalatok azt mutatják, hogy a mérési folyamatokban nem elhanyagolható befolyással vesznek részt a mérésben alkalmazott eszközök, ami meg fogja azt is követelni, hogy ezek fizikai befolyását vizsgálni kell, a hatások felmérése érdekében akár új mérési eljárásokra lehet szükség, mivel a szisztematikus hibák csak ezek megfelelő ismeretében küszöbölhetők ki. A legkritikusabb elemnek ebben a tartományban a detektor és a lézerforrás minősül, amelyek alapos megismerése elengedhetetlen a megfelelő mérési eredményesség érdekében.

Az értekezésben ezért az alábbi célokat tűztem ki:

- javaslatot tenni egy teljesen optikai eszközöket használó, kémiai analízist végző drón (OPTODRÓN) felépítésére, a vele való kommunikációra (irányítás, adattovábbítás);
- összehasonlító vizsgálatokat folytatni az OPTODRÓN részegységeinek célszerű megvalósítási módozatai érdekében;
- kidolgozni olyan lézeres analitikai eljárást, amely lehetővé teszi anyagmaradványok elemzését és ezt demonstrációs mérés összeállításával igazolni;
- összehasonlító vizsgálatokat végezni annak eldöntésére, hogy melyik a legalkalmasabb detektor típus a cél elvégzésére (APD, PMT).
- a lézer spektroszkópiai analitikai eljárások mobilizálása érdekében olyan kisméretű, akár robotra is felszerelhető lézeres analitikai rendszert (LIPS) építeni, amely alkalmas a vizsgált térbe beküldve molekuláris elemzések elvégzésére;
- az elméleti kutatások eredményeit figyelembe véve megépíteni a megtervezett LIPS és SHG berendezéseket és mérési sorozatokkal igazolni az elméleti téziseket;
- kísérletileg megvizsgálni a légkör hatását elsősorban az átvitel 0,1-10 MHz nagyfrekvenciás tartományán, közepes távolságon (3 km).

## **Kutatási hipotézisek**

- lehetséges légköri szabad, de fedett kommunikáció megvalósítása optikai eszközökkel robotok és a bázis között;
- a légköri terjedés az átvitel zaját a modulációs frekvencia függvényében eltérő mértékben befolyásolja;
- a lézeres kommunikáció minősége az alkalmazott lézer hullámhosszának függvénye, nagyobb frekvencián romlik;
- a távoli sarokprizmáról visszavert fény megőrzi az eredeti nyaláb paramétereit, divergenciáját;
- passzív kommunikációnál a visszavert nyaláb fázisának modulációjával fedett kommunikáció hozható létre.

## **Kutatási módszerek**

- a célzott kutatási területtel foglalkozó szakirodalom áttekintése és értékelése;
- összehasonlító elemzések végzése különböző lehetséges detektálási, kommunikációs, modulációs módszerek terén;
- saját tervezésű fotoelektron-sokszorozóval ellátott detektorral, oszcilloszkóppal, vezérlő szoftverekkel, különböző hullámhosszúságú és teljesítményű lézerekkel és optikai eszközökkel laboratóriumi és terepi méréseket végzése;
- a mérési eredmények statisztikai módszerekkel (Origin, Excel) történő kiértékelése;
- kiértékelések és az összegzés elvégzése.

## **Az értekezés felépítése**

### **1. Fejezet – A lézerek alkalmazása a hadseregben és a kommunikációban**

Ebben a bevezető fejezetben általános áttekintést adok a hadseregben elterjedt lézeres alkalmazásokról, lézertechnológiai eszközökről és betekintést nyújtok a lézeres kommunikáció egyes területeibe, melyek kutatásom alapjait képezik.

### **2. Fejezet – A kutatás alapját képező lézerfizikai eszközök szakirodalmi áttekintése**

Ebben a fejezetben széles körű szakirodalmat dolgoztam fel azért, hogy releváns képet kapjak a szakterület pillanatnyi állásáról. A lézerekről hatalmas mennyiségű közlemény jelent már meg, ebben a dolgozatban csak a lézerek osztályozását, illetve azok legfontosabb felhasználási területeit ismertetem. A robotokon alkalmazható lézereket és azok felhasználási módszereit néhány példán keresztül (anyag megmunkálási és anyag-

vizsgálati célokra) mutatom be. Külön foglalkozom két analitikai módszerrel, illetve a lokális és a nagy távolságú analízist vizsgálom.

### 3. Fejezet - A lézeralapú kommunikáció vizsgálata

Ebben a fejezetben elsősorban azokat a külföldi és hazai szakirodalmakat dolgoztam fel, melyek kutatásom legfontosabb irányát képezik. Foglalkozom a kommunikációs módszerekkel, ahol külön tárgyalom az amplitúdó moduláción alapuló fedett kommunikációs eljárást, a kvantumtitkosítást a kommunikációhoz szükséges mérési alapokkal és az egyes eszközök összehasonlításával. Az értekezés célkitűzéseivel és hipotéziseivel összhangban a fedett lézeres kommunikációra koncentrálok.

### 4. Fejezet - A kutatás során kifejlesztett mérőeszközök és mérési eljárások

Ebben a fejezetben részletesen ismertetem mindazon saját építésű eszközöket, eljárásokat melyek a kutatásom fő irányvonalát képezték. Ismertetem azok felépítését, laboratóriumi tesztelését, valamint az adatfeldolgozás módszereit.

### 5. Fejezet - Lézeres távanalízis passzív robottal

Javaslatot teszek egy optikai eszközt használó, kémiai analízist végző drón (OPTODRÓN) felépítésére, a vele való kommunikációra (irányítás, adattovábbítás).

Ismertetem a megépített berendezés működését, valamint a laboratóriumi és terepi mérések során megvalósított eljárásokat, és bemutatom a mérési eredményeket.

Értékelem az eredményeket és javaslatot teszek a berendezés továbbfejlesztésére is.

## 1. FEJEZET

### A LÉZEREK ALKALMAZÁSA A HADSEREGBEN ÉS KOMMUNIKÁCIÓBAN

#### 1.1. Lézerek a hadseregben

A lézer 1960-as megjelenésétől kezdve nagyon gyorsan a katonaság is számos potenciális lehetőséget látott az eszköz használatában. A különböző lézerfegyverek tervei már az 1960-as években felmerültek. Azonnal ugyan nem jelentek meg a hadseregben, de az elmúlt évtizedekben dollár milliárdokat költöttek a fejlesztésükre. Sokkal hamarabb terjedtek el a lézeres célmegjelölő rendszerek, a felderítő rendszerek és a lézerirányítású bombák. Repülőgépre először 1975-ben tüzeltek lézerfegyverrel. [6] Ronald Reagan csillagháborús terve (SDI – Strategic Defence Initiative) után (1983) kezdtek intenzíven foglalkozni a katonai lézerek fejlesztésével. Maga a terv elsősorban az ellenséges műholdak és interkontinentális rakéták megsemmisítését vette célba a világűrbe telepített eszközökről. A szovjet válaszlépés erre a Poljusz űrállomás terve volt 1987-ben, amelyre telepített Szkif nagy teljesítményű lézerberendezéssel az SDI műholdjait semmisítették volna meg.

1997-ben hajtotta végre az Egyesült Államok az első olyan kísérletet, amelyben egy Föld felszíni lézerrel semmisítették volna meg egy műholdat. A kísérlet azonban kudarcot vallott, ugyanis a műholdra telepített érzékelők nem szolgáltatottak vissza adatokat a földi állomásra, ebből kifolyólag nem tudták megállapítani, hogy a fegyverrel okoztak-e kárt a műhold rendszerében. 2006-ban ezzel Kína is próbálkozott. [6] Természetesen a technológiák fejlődésének köszönhetően a nagy hatásfokú lézerek miniatürizálása is megkezdődött, melynek köszönhetően nem csak katonai járművekre szerelhető változataik vannak már jelen, hanem napvilágot láttak az első kézi lézerfegyverek is. Ilyen az amerikai PHASR, melyből összesen két prototípust gyártottak le. Az eszköz ugyan nem megsemmisítésre, hanem célszemélyek megbénítására, elvakítására alkalmas. [7]

##### *1.1.1. Lézeres távmérők*

Napjainkban a lézeres távolságmérők a polgári és a haditechnikai felhasználásban is széles körben használatosak. Az olcsó kézi kivitelűtől kezdve, a drága hadikivite-

lúig, nagyon sokféle gyártmány létezik. Az eszköz a saját szenzora és a céltárgy között méri a távolságot egy infravörös tartományú lézersugár segítségével. A civil eszközökön látható tartományú lézerforrás segítségével mérik be a céltárgyat, de magát a távolságot már infravörös tartományú lézerrel mérik, míg katonai eszközöknél a felderíthetőség csökkentése céljából külön optikával végzik a célzást. Az 1. képen egy 905 nm-es hullámhosszon működő távolságmérő látható, mely egyaránt alkalmas civil és katonai felhasználásra is. Az eszköz 4 m távolságtól képes 1200 m-ig méteres pontossággal meghatározni a célpont távolságát.



**1. kép:** 905 nm-en működő lézeres távmérő (A szerző felvétele)

### ***1.1.2. Célmegjelölő rendszerek és a lézerirányítású bombák***

A hadseregben célmegjelölésre alkalmazott lézereket kézi, illetve csapásmérő fegyvereken alkalmazzák elsősorban. Kézi fegyvereknél a nagyon gyors dinamikát igénylő akciókban van erre szükség, ahol a helyzet miatt nincs idő a mechanikus vagy optikai eszközön keresztül a pontos célzásra. A közhiedelemmel ellentétben nem alkalmaznak mesterlövészek lézeres célmegjelölőt, ugyanis nem célszerű a célpont figyelmét felhívni.

Szintén lézeres célmegjelöléshez sorolhatjuk azokat az eszközöket, melyeket csapásmérő fegyverek célravezetésére használjuk. Magának a lézeres célmegjelölő eszköznek több variációja is létezik. Bizonyos változataik magán a csapásmérő fegyver fején vannak elhelyezve, ezért ezeket önrávezető csapásmérő eszközöknek is nevezzük.



Ezek a fegyverek a célzott objektumról visszavert lézersugár segítségével vezérlik önmagukat. Ennek hátránya, hogy a csapás irányából jövő lézersugarat megzavarhatják, ha előre bemérik a közeledő rakétát, vagy magát a lézeres besugárzást. A magyar Gripen repülőgépek rendelkeznek lézeres célmegjelölő konténer rendszerrel. Ilyen a Litening is, mely a 2. képen látható és több más ország is alkalmazza.



**2. kép:** Az indiai Litening lézeres célmegjelölő konténer [8]

Korszerűbb megoldások közé tartoznak azon eljárások, ahol a megjelölést nem magán a fegyverről valósítják meg, hanem egy másik eszköztől teljesen eltérő irányból. Ez lehet akár a szárazföldön állomásozó katona kézi célmegjelölővel, vagy akár egy másik repülőgép. A lézervezérlésű bombák fejlesztése egészen az 1960-as évek első felére nyúlik vissza, és bevetésükre először a vietnámi háborúban került sor. Az évek előrehaladtával természetesen nem csak az Egyesült Államok, hanem számos más ország is fejlesztett lézervezérlésű bombákat. Ezek közé tartozik Nagy Britannia, a Szovjetunió, Franciaország és India is.

### ***1.1.3. Lézeres vakító eszközök***

Ezek az eszközök (Laser Dazzler) kis energiájúak, melyeket élő erőkön, illetve különböző optikai érzékelőkön alkalmaznak. Az élőerőben látás-, illetve orientációs zavart okoznak a látható (általában 532 nm-es) tartományban. Optikai érzékelőkkel

szemben a lézer a nagy teljesítménysűrűségnek köszönhetően a szenzor végleges tönkretételét okozhatja. Optikai érzékelőkkel szemben alkalmazható az eszköz az infravörös tartományban is. A látható tartományú eszközök közül a Saber-203 típusú eszköz alapja egy félvezető lézer, melyet az USA Légierő Kutató Intézet, Irányított Energiájú Eszközök Ügynöksége (Air Force Research Laboratory's Directed Energy Directorate) fejlesztette ki. [9] Az alábbi képen a Saber-203 típusú Laser Dazzler látható.



**3. kép:** A Saber-203 típusú lézeres vakító eszköz [9]

#### ***1.1.4. Nagyenergiájú lézerfegyverek***

A nagyenergiájú, teljesítményű lézerfegyvereket irányított energiájú fegyverek kategóriájába soroljuk, amelyeket elsősorban ellenséges haditechnikai eszközök, járművek, rakéták és aknák megsemmisítésére fejlesztettek ki.

##### *A YAL-1 rendszer*

Mint ismeretes, az SDI program a két szuperhatalmat, de főleg a Szovjetuniót a hidegháború folyamán gazdaságilag, anyagilag is kimerítette, de a projektek leállítása után néhány téma nem került leállításra. A stratégiai rakétavédelmi rendszer létrehozásának terve tovább élt, újabb fenyegető irányokat jelöltek meg, és találtak indokot, vagy jó okot a kutatás-fejlesztések finanszírozására. Az egyik ilyen projekt a YAL-1A ABL – Airborne Laser Weapon – repülőgép fedélzeti lézerfegyver program volt. A rendszer hatalmas mérete és tömege miatt csak egy nagyméretű hordozó eszközön lehetett alkalmazni. A hordozó eszköz egy átalakított Boeing 747-400F volt. [10] A repülőgépre szerelt lézerrendszer sugárirányító fejrésze a 4. képen látható.



**4. kép:** A YAL-1A lézerrendszer [10]

Maga a rendszer egy oxigén jodid kémiai lézer, amely 1315 nm hullámhosszúságon üzemel MW teljesítmény fölött, mely elegendő ahhoz, hogy több km-es távolságból semmisítsen meg interkontinentális rakétákat, vagy más repülő eszközöket. Az elengedhetetlen objektumok (elsősorban rakéták) hőforrásának érzékelését a repülőgép fedélzetére felszerelt 1 kW teljesítményű lézer mérte. Ugyanez a lézer szolgáltatja az adatokat a légköri szóródásról, mely különösen fontos befolyásoló tényező a távolság szempontjából. Ennek segítségével határozták meg a megsemmisítő lézerfegyver szükséges fókuszt is. A rendszerrel sikeres tesztet hajtottak végre 2009 augusztusában, mely alatt megsemmisítettek egy ballisztikus rakétát. A megfelelő védelmi hálózat kiépítéséhez igen sok példánynak kellene állandóan a levegőben tartózkodnia. A költségvetésből mindössze két példány megépítésére futotta, így a projekt hosszú távú működését leállították. A rendszer eredetiségét tekintve nem számítható forradalmi eszköznek, ugyanis a Szovjetunió már az 1980-as években kísérletezett repülőgépre szerelhető lézerágyúval. Az első ilyen rendszert (Almaz/Beriev A60) 1981-ben építették, ahol a széndioxid lézert egy IL-76MD repülőgépre szerelték fel. [11] A forgatható célzó tükörrendszer a repülőgép orrába van elhelyezve. Az 5. képen a BERIEV A60 lézerfegyver látható.



**5. kép:** A Beriev A60 szovjet lézerfegyver az IL-76MD repülőgépen [11]

#### *Tactical High Energy Laser – THEL rendszerek*

A THEL egy harcászati nagyenergiájú lézer, melyet 1996-ban fejlesztettek ki. A rendszernek létezik mobil és stabil változata is. Ezeket a lézerrendszereket elsősorban azért fejlesztették ki, hogy az alacsonyabb röppályán repülő aknagránátokat, tüzérségi lövedékeket és rakétákat a levegőből megsemmisítsék. A rendszer a lézerből, egy fázisvezérelt rácsantennás radarból és az energiaellátó berendezésből áll. [11] Az alábbi képen a THEL radarja és a lézertükör látható.



**6. kép:** A THEL radarja és a lézertükör [11]

A tesztelések során bebizonyosodott, hogy a rendszer hatásfoka közel 100%-os több száz aknagránát, illetve rakéta levegőből történő megsemmisítése során.



Külön lézerrendszereket fejlesztettek a felszálló repülőgépek védelmére is, a Northrop Grumman cég keretein belül, melyet Skyguard-nak neveztek el és működési elve a THEL rendszerével analóg.

Szintén hasonló rendszer a német Rheinmetall cég által fejlesztett 30 kW-os és 20 kW-os lézerágyú. A rendszert Svájcban tesztelték le 2011-ben. Ekkor még csak 1 és 10 kW közé esett a teljesítménye, de a későbbi változat már elérte az 50 kW-ot is. A 2012-es tesztek során 1 km-es távolságból vágta ketté egy 15 mm átmérőjű acélrudat és megsemmisítették egy pilóta nélküli repülőgépet is (UAV) 2000 méteres távolságból a Skyguard radarjának segítségével. A következő kísérlet során egy 82 mm átmérőjű acélgolyót semmisítették meg, mely 50 m/s-os sebességgel haladt egy adott röppályán. [12] A 7. képen a Rheinmetall cég által fejlesztett 30 kW-os és 20 kW-os lézerágyú látható.



**7. kép:** A Rheinmetall cég 30 kW-os (balra) és 20 kW-os (jobbra) lézerágyúja [13]

#### *Robotokra szerelhető, aknamentesítésre alkalmazható szilárdtest lézer*

Különösen fontos katonai feladat az aknamentesítés, melyre már számos gyakorlat létezik, ugyanakkor biztonságukat illetően egyikük sem veszélytelen. Az amerikai hadseregben 2002-ben egy új eljárást demonstráltak az aknamentesítésben, ahol egy Humvee-ra felszerelt szilárdtest lézert alkalmaztak az aknák távolról történő megsemmisítésére. Ugyan itt még csak Humvee-n való alkalmazásról van szó, azonban a kutatások egyértelműen mutatják, hogy kisebb méretű robotokon is felhasználhatóak ezek a lézerrendszerek. A vezérlő személy vagy robot először egy 532 nm-es hullámhosszon működő zöld lézerrel megjelöli a célpontot (aknát), majd ezt követően egy sokkal na-

gyobb teljesítményű (500-2000 W) szilárdtest lézerrel ugyanazon az optikai rendszeren keresztül rávetítik a sugárnyalábot az aknára, mely a rá eső teljesítménysűrűség hatására felrobban. A rendszer természetesen alkalmas fel nem robbantott tűzérési lövedékek és bombák megsemmisítésére is. A Humvee-re szerelhető lézerrendszerrel a kísérlet a demonstráció alapján 25 és 250 m közötti távolságban valósítható meg sikeresen. [14] [15] Ha teljesen eltemetett aknákról van szó, akkor az adott lézerrendszer hatékonysága rohamosan csökken, mivel a lézersugár nagyobb távolságból nem tud áthatolni a talajon megfelelő mélységig.

### ***1.1.5. Lézeres felderítő, képalkotó eszközök - LIDAR***

A Light Detection and Ranging (LIDAR) magyarul fény alapú távérzékelés, amely technológiának számos változata létezik. Ennek lényege, hogy a lézernyaláb irányának pásztázásával határozzuk meg a belső térben, illetve a szabadban a környezetben előforduló objektumok (tereptárgy, gázfelhő, részecskék) elhelyezkedését, eloszlását, esetenként minőségét. A LIDAR alapját képező lézerrendszer által kibocsátott koherens fény a terjedés irányában lévő objektumokról visszaverődik, általában diffúzan szóródik (Rayleigh, Mie), vagy elnyelődik és - mint fluoreszcencia - más hullámhosszon kisugárzódik, illetve rugalmatlanul szóródik (Raman szórás).

A legkevesebb információt a mintáról a Rayleigh szórás szolgáltatja, amely ún. rugalmas szórás a gerjesztővel megegyező hullámhosszon  $4\pi$  térszögben (némi irányfüggéssel), a molekulák indukált dipól momentuma bocsájt ki. Ezzel legfeljebb a levegő sűrűségének a terjedési irányában való változását mérhetjük vele. A Rayleigh szórás erős frekvenciafüggést mutat, a frekvencia negyedik hatványával arányos.

A molekulák dipól momentuma függ a molekularezgésektől és forgásoktól, amely a molekula szerkezetre (vonzó erők, atomtömegek) jellemző. Ezek a saját frekvenciák ráülnek a gerjesztő frekvenciával változó dipól momentumra, és az összeg és különbségi frekvencia is megjelenik a szórt fényben. Ez a Raman szórás.

A légkörben gyakran találhatók nagyobb aggregátumok, ködsemcsék, vízcseppek, szabálytalan alakú porszemek, melyek jellemző nagysága összemérhető, vagy nagyobb a fény hullámhosszánál. Ekkor a fényszórás lényegesen nagyobb és az irányfüggése is megváltozik. Ez a Mie szórás.

A fenti szórásokra az jellemző, hogy a szóró közeg nem nyeli el a gerjesztő fényt, vagyis nem lép kölcsönhatásba az atom, vagy molekula elektronfelhője a fénnel.

Ha az atom, vagy molekula olyan frekvenciájú sugárzással találkozik, amely megfelel a valamelyik elektronátmenetnek, akkor a gerjesztő fényt abszorbeálja, elnyeli. Ha nem túl bonyolult a molekula, vagy atomi állapotban van jelen (pl. nemesgáz), akkor a gerjesztett állapotból az atom, vagy molekula fénykibocsátással jut vissza alapállapotba. Ez a fluoreszcencia, amely atomok esetében azonos frekvenciájú a gerjesztővel (rezonancia fluoreszcencia), molekulák esetében általában a vörös felé eltolódott (kisebb energiájú) spektrummal rendelkezik a gerjesztőhöz képest. Ennek a jelenségnek a legjobb a hatásfoka, a legérzékenyebb LIDAR technika (pl. ózon kimutatása az ionoszférában).

Egy esetleges sürgős környezeti megfigyelés, analízis és kármentesítés gyakran szükségessé teszi a vizsgált felszínen lévő anyagok tömeges mennyiségének gyors felismerését és azonosítását is. Az optikai spektroszkópiai módszerek alkalmasak erre a feladatra, lézeres indukált fluoreszcencia, infravörös abszorpció és Raman szórás spektrumai alapján tudunk minőségi (kvalitatív) elemzést is végezni.

A LIDAR rögzíti az egyes fényimpulzusok kibocsátása és visszaverődése között eltelt időt, így a kibocsátás és az adott objektumokról visszavert jel visszaérkezési idejének különbségéből meghatározható a tárgyaknak a műszertől való távolsága. A távolságmérés a kibocsátott és elnyelt hullámok fáziskülönbségének a meghatározásával is lehetséges (traffipax). A LIDAR alkalmazása ugyan az 1960-as években elkezdődött, de a köztudatba az APOLLO 15 küldetése során került be, amikor is a Hold felszínén dolgozó űrhajósok lézeres feltérképezést végeztek 1971-ben.

A hadseregben a leggyakoribb a Raman LIDAR (RL) és a Differenciál Abszorpciós LIDAR (DIAL) használata. Ezekkel az objektumnak (molekuláris felhő, pl. harcigáz) Raman szórását detektáljuk a látható tartományban, vagy a direkt infravörös extincióját mérjük meg. Lényegében mind a kettő a molekulák rezgési-forgási spektrumát adja. Az egyik feladatra megoldást kínáltak a Brookhaven Nemzeti Laboratóriumban, ahol az előállított műszer (Mini Raman LIDAR (MRLS)) kifejezetten a talaj / felület szennyeződésének észlelésével és azonosításával kapcsolatos probléma kezelésére szolgál. A 8. képen a Brookhaven Nemzeti Laboratórium (Brookhaven National Laboratory) által előállított Mini Raman LIDAR rendszer látható (MRLS).



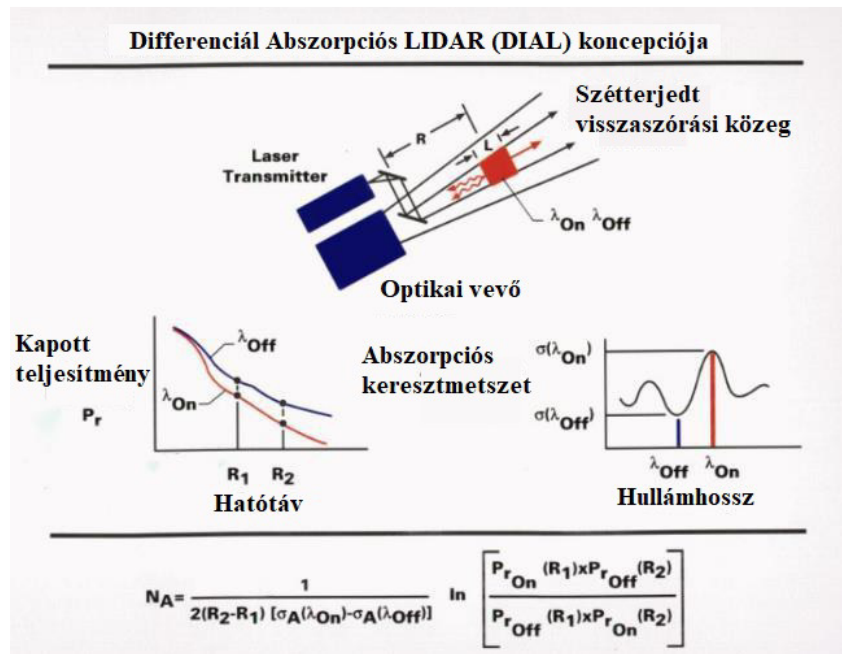
**8. kép:** A Mini Raman LIDAR rendszer (MRLS) [16]

Az MRLS és a hagyományos Raman LIDAR-ok közti alapvető különbség, hogy az MRLS a célzott szilárd anyagok felületét néhány méteres távolságtól pár tíz méteres távolságig azonosítja anélkül, hogy megérintené őket, míg a hagyományos Raman LIDAR-t viszonylag távoli, akár több km-es távolságban lévő gázfelhők azonosítására használhatjuk. [16] Ez a technológia alapvetően különbözik attól, miszerint más eszközök esetében mintát veszünk, vagy az érzékelő egy részét az anyag azonosítása előtt az anyag közelébe helyezzük, mint például a száloptikás érzékelők esetében. Az a képesség, hogy távolról mérje a levegőben lévő szennyező anyagok nyomainak szintjét, meglehetősen problematikus. Alapjában véve a Raman LIDAR hátránya, hogy a Raman szórás hatáskeresztmetszete nagyon kicsi ( $10^{-12}$  cm<sup>2</sup>), szemben a fluoreszcencia  $10^{-6}$  cm<sup>2</sup> hatáskeresztmetszetével. Viszont rövid távolság esetén a jel detektálás határfokának óriási emelkedését eredményezi az  $1/R^2$  hatás, ami a Raman detektálást praktikussá teszi.

A DIAL módszertanát az 1960-as években dolgozták ki, majd 1966-ban alkalmazták először. A DIAL esetén egyidejűleg (vagy közel egyidejűleg) két különböző frekvenciájú, hangolható kimenő nyalábunk van, amelyeket egy viszonylag nagy intenzitással reflektáló tereptárgyra (kémény, fa, fal...) irányítunk. A forrás és a tereptárgy közötti útvonalon található gázok, gőzök anyagi minőségétől és koncentrációjától függő mértékben, a két hullámhosszon eltérő mértékben abszorbeálják a lézerfényt. A viszonylag nagy reflektált intenzitású, két különböző frekvenciájú nyaláb különbségét heterodyn technikával detektálják. Egy időben ehhez széndioxid lézert használtak, melyet viszonylag nagy hullámhossz tartományban lehetett meghatározott gázok forgási (rotációs) rezonanciájára hangolni. Újabban hangolható dióda lézereket is használnak erre a célra, rövid távolságban akusztó-optikai detektálással. Az első légi méréseket



Schotland valósította meg DIAL-al 1974-ben. [17] Az elmúlt évtizedek során a rendszer rengeteget fejlődött és ebből kifolyólag elsősorban légi járműveken alkalmazták őket vízgőz, ózon és aeroszolok mérésére. [18] [19] A DIAL rendszert már az űrben is kipróbálták. Először 1994-ben tesztelték a LITE kísérlet keretében, ahol a Discovery űrsikló fedélzetén alkalmazták 9 napon keresztül. [20] Az egyik legfrissebb űrbéli fejlesztés a CALIPSO műholdakhoz kapcsolható, melyek LIDAR rendszerrel globálisan mérik a felhőket és az aeroszolókat. [21] Az 1. ábrán a DIAL rendszer működésének koncepciója látható.



**1. ábra:** A DIAL rendszer működési koncepciója [19]

Az egyik hullámhossz az adott gáz erős elnyelő állapotára ( $\lambda_{On}$ ), míg a másik ahhoz közel a gáz gyenge elnyelésére ( $\lambda_{Off}$ ) van hangolva. Az átlagos gázkoncentráció ( $N_A$ ) értéke  $R_1$ -től  $R_2$ -ig terjedő tartományban meghatározható a visszazórt LIDAR jelek arányából a  $\lambda_{On}$  és  $\lambda_{Off}$  hullámhosszokon. Az  $\Delta\sigma = \sigma_{on} - \sigma_{off}$  egyenlet a különbséget fejezi ki az elnyelési keresztmetszetek között az  $\lambda_{On}$  és  $\lambda_{Off}$  hullámhosszokon. A  $P_{rOn}(R_1)$  és  $P_{rOff}(R_2)$  a jelerősség  $R$  távolságból  $\lambda_{On}$  és  $\lambda_{Off}$  hullámhosszokon. Ez lényegében a Beer-Alambert törvény alkalmazása egy elnyelő közegre vonatkozólag. A visszatérő  $\lambda_{off}$  hullámhossz LIDAR jel fontos információt nyújt a légkör molekuláris és aeroszol szórásai tulajdonságairól. [19] [22] A differenciál megközelítés egyszerűsíti a számítást a mérési folyamat után. [19]

A második fejezetben foglalkozom a témán belüli távanalízis részletes tárgyalásával.

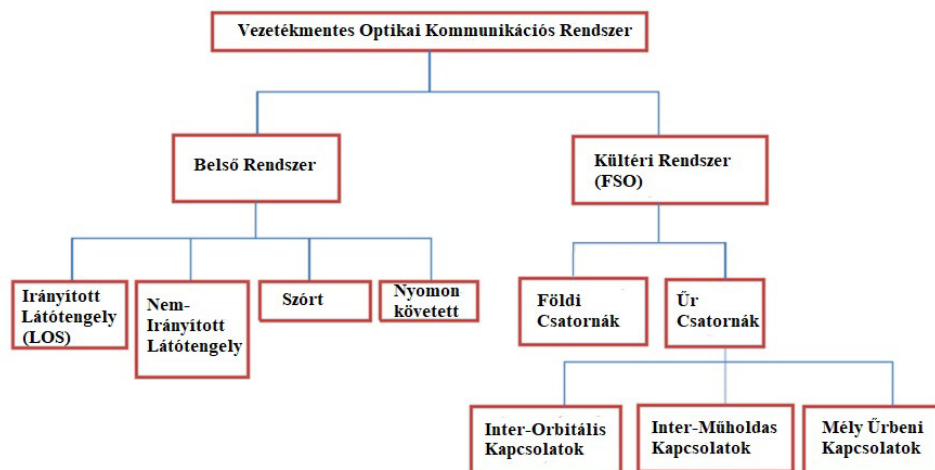
## **1.2. A lézeres kommunikáció területei**

Az utóbbi években óriási növekedés és fejlődés valósult meg az információs és kommunikációs technológiákban. A nagysebességű internet, a videokonferencia, az élő közvetítés használatának növekedésével a sáv szélesség és a kapacitásigények drasztikusan nőnek. Az adat- és a multimédiás szolgáltatások növekvő igénye a szokásos rádiófrekvenciák túlterheltségéhez vezetett, és emiatt szükségessé vált az optikai hordozókra történő áttérés. A lézerek katonai alkalmazása során a kommunikációban rejlő lehetőségek is terítékre kerültek. Az optikai, azon belül a lézeres hírközlés, illetve kommunikáció során  $10^{17}$  Hz-ig terjedő frekvenciájú fényt alkalmaznak. A lézeres kommunikációnak számos előnye van. A csekély divergencia és a megfelelő fókusztávolság által a zavarvédelem szintje magasan tartható a nagy hatótávolságú energiakonzentráció megtartásával párhuzamosan. A kommunikációhoz felhasznált lézertérkép monokromatizmusa és koherenciája az optikai sáv teljes kihasználásával lehetővé teszi a fény modulációját. Nem elhanyagolható tény az sem, hogy a rádiófrekvenciás sáv közel telített, míg az optikai majdnem üres. Ebből kifolyólag egyedülálló tulajdonságok közé sorolható a nagy sáv szélesség, a nagy adatsebesség, könnyű, illetve gyors telepíthetőség, alacsony tömegigény, kisebb méret (1/10-e a rádiófrekvenciás antennának) és csökkentett energiafogyasztás (1/2-e az RF rendszereknek). A szabadtéri optikai (Free Space Optical-FSO) kommunikáció optikai hordozót használ a közeli infravörös és a látható sávban, hogy összeköttetéseket hozzanak létre két vagy több pont között a légkörben, műhold / mélyinterfészek között, műholdak között, vagy a Föld és műhold között.

### ***1.2.1. Atmoszférikus lézeres kommunikációs csatorna***

Az atmoszférikus optikai kommunikációs rendszer egyértelműen párhuzamosítható az FSO rendszerekkel. Az FSO kommunikációnak ugyan nagyszerű lehetőségei vannak, de teljesítményét korlátozza az atmoszférikus csatorna hatásai. Ilyenek az abszorpció, szóródás és turbulencia. A szórás és abszorpció veszteséget részletesen a Beer-törvény írja le. [23] A látható és az infravörös hullámhosszon a fő légköri elnyelő tényezők a víz, a szén-dioxid és az ózon molekulái. [24] [25] E három hatás közül a légköri turbulencia nagy kihívás, amely komoly romláshoz vezethet a rendszer bit hiba-

arányát tekintve. Jelen kutatások eredményeképpen az FSO rendszer keretein belül olyan technikát fejlesztett már ki, amely orbitális impulzusmomentumot (orbital angular momentum) alkalmaz légköri turbulencia hatásának leküzdésére. Az FSO rendszerek elsősorban a közeli és a közepes infravörös tartományban használatosak 750 nm és 3000 nm között, ahol az 1530 nm és az 1560 nm a legdominánsabb nagy távolságú lézeres kommunikáció esetén. [26] A szabadtéri lehetőségek közül a vezetékmentes optikai kommunikáció (Wireless Optical Communication - WOC) egy olyan technológia, amely optikai hordozót használ az információ átvitelére egyik pontról a másikra egy nem irányított csatornán keresztül, amely lehet a légkör vagy maga a világűr. Az FSO-t szabadtéri WOC-nak is nevezik. A WOC rendszer a nagysebességű, szélessávú kommunikációs kapcsolatoknak a következő mérföldköve. [26] A 2. ábrán láthatók összefoglalva a Vezetékmentes Optikai Kommunikációs Rendszer területei.



**2. ábra:** A Vezetékmentes Optikai Kommunikációs Rendszer [26]

A beltéri WOC rendszer infravörös vagy látható tartományú fényt használ. Az FSO kommunikációs rendszereit földi és térbeli összeköttetések közé sorolják, amelyek magukban foglalják az épületről épületre, műholdról műholdra, műholdról a Földre, Földről a műholdra, vagy műholdról légi platformra (pl. pilóta nélküli légi járművek (UAV-k, léggömbök) történő adatátvitelt. [27] [28] [29] Az FSO rendszerekben ultra rövid lézerpulzusok használatával akár 10 Gbps-os kapcsolat is megvalósítható száloptikai kábelek lefektetése nélkül. Jelen megállapítások azt mutatják, hogy a hibrid szá-

las koaxiális rendszerek helyett a hibrid szál-FSO rendszer kielégítheti a végfelhasználók nagy sávszélesség- és adatátviteli igényeit. [26]

### ***1.2.2. Optikai kábeles lézerrendszerek, illetve földi kapcsolatok***

A száloptikás kommunikációs rendszerek elve hasonló az FSO rendszer elvéhez azzal a különbséggel, hogy itt a modulált adatokat irányított csatorna útján juttatják el. Ennek a rendszernek óriási előnye, hogy gyakorlatilag minden légköri jelenségtől védett, viszont komolyabb kihívás annak lefektetése és jelentős hátrányához sorolható az esetleges sérülés is. A száloptikai kommunikációban elsősorban az éppen látható, illetve közeli infravörös tartományban használnak lézereket (750 nm - 1450 nm). [26] Maga az optikai szál egy hengeres keresztmetszetű, dielektromos anyagból készült hullámvezető. Az üvegszálból kialakított hullámvezető részei az üvegszál és az azt körülvevő kisebb optikai sűrűségű üvegburok. A kezdeti optikai szálak az 1970-es években nagyon erős csillapítási tényezőkkel bírtak (több 100 dB/km), melyek ma az elfogadhatónak tekinthető 0,2 dB/km-re redukálódtak.

Az első kísérletek során gázzal töltött csőben gondoskodtak a fényhullám terjedéséről egymástól egyenlő távolságra elhelyezett gyűjtőlencsék segítségével. A fényterjedés biztosítása érdekében igen pontosan kellett szerelni hosszútávon a vezetőt. A nagy energia-befektetést igénylő telepítések miatt kezdetben csak nagy mennyiségű információ átvitele esetén volt gazdaságos ez a módszer.

Az 1960-as évek közepén született az ötlet, miszerint üvegszálakat kell alkalmazni a lézeres információtovábbító rendszerekben. Az optikai szálak természetesen még nem optikai kábelek. Az évek során az elektromos paraméterek javítása mellett a burkolás, a szigetelés és a mechanikus szilárdság igen sok problémáját kellett megoldani. Világossá vált, hogy a lézeres információtovábbító rendszerek optikai kábeles változatai eredményesen felhasználhatók minden olyan helyen, ahol nagy mennyiségű információ továbbítása szükséges.

A rendszer előnyei a következők:

- gazdaságosabb a fémkábelek mennyiségének csökkentése miatt;
- az optikai kábelek az elektromágneses zavarokra nem reagálnak;
- hőingadozásokra, beázásokra érzéketlenek;
- helyigényük és súlyuk a hagyományos kábeleknek csupán töredéke. [30]

A kábelekhöz illeszkedő csatlakozások, csatolók és a megfelelő modulációs módszerek kifejlesztése szükségessé vált.

Az optikai kábeleket alkalmazó lézeres kommunikációs eszközök katonai célú felhasználásáról szóló hírek először a 1970-es években jelentek meg. A kábelek zavarvédeltsége, kis tömege, gyártástechnológiájuk fejlődése széles körű alkalmazásukhoz vezetett, lehetővé vált a tábori körülmények között üzemelő, a harcászati követelményeket kielégítő kábelek gyártását. Kezdetben csak hadihajók, anyahajók és repülőgépek belső hírhálózatában használták őket. [30]

### ***1.2.3. Lézerek a kozmikus hírközlésben***

A lézerek kozmikus hírközlésben való elterjedését az igen nagy frekvencia és teljesítmény tette lehetővé, illetve segítette elő. Az első ilyen megvalósított kísérletre 1965-ben került sor a Gemini 7 űrhajó küldetése során a fedélzeti vevőállomás és a földi irányító központ között. A kísérlet nem volt teljesen sikeres, ugyanis csak az űrhajósok tudták a jeleket venni a Földről, de visszafelé nem működött a kommunikáció. [30]

Az 1970-es és 1980-as évek folyamán lefolytatott kísérletek azt bizonyították, hogy a földkörüli pályákon keringő híradástechnikai és szinkron műholdak számára a látható és az infravörös tartományban működő gázlézerek a legalkalmasabbak a kommunikációra. Ezek hatásfoka a szilárdtest lézerekét nagyságrendekkel meghaladja. Ennek megfelelően az ATS-F műholdat CO<sub>2</sub> lézerrel, míg az ATS-G műholdat He-Ne lézerrel szerelték fel és próbálták ki. Az ATS-F műhold esetén egyoldalú lézeres összeköttetést valósítottak meg, miszerint a földi rádiófrekvenciás állomás jeleit sugározták a műhold fedélzetére, majd az átalakítva juttatta vissza 400 mW-os teljesítményen folytonos (CW) üzemmódban, amelyet 5 MHz sávszélességű információval moduláltak. [30]

Az ATS-G műhold esetén már kétoldalú (műholdak közötti) lézeres összeköttetést valósítottak meg.

A végrehajtott kísérletek során a lézeres kommunikációban sok műszaki probléma merült fel. Ide tartozik többek között a CO<sub>2</sub> lézerek hűtésének biztosítása, melyből kifolyólag méretük és tömegük megnő, alkalmazhatóságuk korlátozottá válik. Mindezek mellett a CO<sub>2</sub> lézerek a villamos energia 20%-át jó hatásfokkal fényenergiává alakítják és koherenciájuk folytán is jól alkalmazhatóak a kozmikus lézeres kommunikációban. A hűtésre fejlesztették ki a gázáramlásos lézereket, ahol maga az áramlás jól hűti a lézert. A megfelelően kialakított rendszerek akár több ezer órán át is üzemelhetnek.

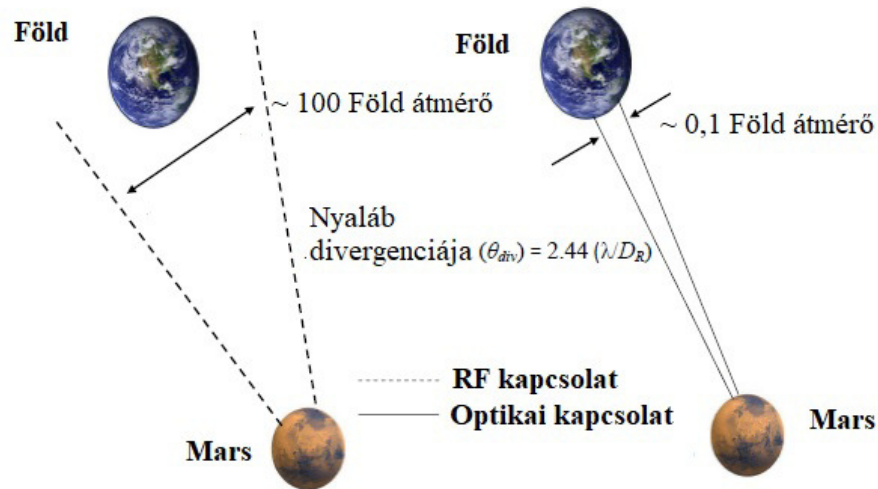
A NASA keretein belül már a 80-as években is kísérleteztek szilárdtest lézerrel. Az adóberendezésekben egy elektrooptikai kristályt alkalmaznak, amely a lézernyalábot az információt tartalmazó bináris jelsorozatokkal modulálja. A vevőkészülékekben az impulzus üzemű rendszereknél a jelhordozó fotonokat úgy detektálják, hogy kiszűrik a háttérzajt képező fotonokat, amelyeket a Föld, a felhők és az égbolt szórt fénye okoz.

A távoli kozmikus hírközlésben a CO<sub>2</sub> lézernél határt szab a hullámhossz, ugyanis az elegendően kis divergenciájú nyaláb előállításához óriási optikai rendszer szükséges. Számításokkal igazolták, hogy a naprendszerünk bolygói közötti lézeres kommunikációs összeköttetésre 1 μm hullámhosszon működő, optikai kvantumerősítővel kiegészített lézerek jó hatásfokkal alkalmazhatóak. Ez esetben 12 MW teljesítménnyel, és 10 cm átmérőjű optikával a Föld-Merkúr közti távolság áthidalható. A Föld-Hold távolság esetén (orbitális pályáról) 500 nm-en 1 W teljesítményű adó is elegendő lenne. [30]

Ma már számos más előny, lehetőség mutatkozik az atmoszférikus, illetve a mély űrbéli lézeres kommunikációban (FSO) a rádiófrekvenciás kommunikációval szemben (RF). A kettő között a legnagyobb különbség a hullámhosszban rejlik. Az FSO rendszer, tiszta időjárási körülmények között akár 20 km-re is működhet 700 nm és 1600 nm között. Ezt a hullámhossz tartományt hívjuk transzmissziós ablaknak. Ez az ablak RF rendszer esetén 30 mm és 3 m között van. [26] Ez a nagy eltérés a két rendszer között néhány érdekes különbséghez vezet:

*Hatalmas modulációs sávzélesség:* Jól ismert tény, hogy a vivőfrekvencia növelése növeli a kommunikációs rendszer információs kapacitását. Az RF és a mikrohullámú kommunikációs rendszerekben a megengedett sávzélesség a vivőfrekvencia legfeljebb 20%-a lehet. Optikai kommunikációban a megengedett sávzélesség 100 THz lesz még abban az esetben is, ha a sávzélesség a vivőfrekvencia 1%-a. Ezáltal a használható sávzélességet THz-es optikai frekvencián végezzük, ami közel 105-szöröse a tipikus RF vivőjének. [26] [31]

*Keskeny sugárnyaláb divergencia:* A nyaláb divergenciája arányos  $\lambda/DR$ -el, ahol  $\lambda$  a hordozó hullámhossza és DR a lézerforrás nyílásának az átmérője. Az optikai hordozó által nyújtott divergencia keskenyebb, mint az RF hordozóé. Ez a vevőnél növeli a jel intenzitását egy adott továbbított teljesítménynél. A 9. kép szemlélteti az optikai és RF jelek sugárnyaláb divergenciájának összehasonlítását, amikor azokat a Marsról a Föld felé küldik.



**3. ábra:** Az optikai és RF jelek sugárnyaláb divergenciájának összehasonlítása a Marsról a Földre irányítva [26]

*Kevesebb energia- és tömeg követelmény:* Egy adott adóteljesítmény szintnél a keskeny nyaláb divergencia miatt az optikai intenzitás nagyobb a vevőnél. Így az optikai hordozó rövidebb hullámhosszúsága lehetővé teszi az FSO tervező számára, hogy egy olyan rendszert alkosson, amely kisebb antennával rendelkezik, mint az RF rendszer, mégis ugyanolyan legyen a hatásfoka. Az optikai rendszerre az űreszköz antenna tipikus mérete 0,3 és 1,5 m között van.

Az 1. táblázatban néhány példa látható az eddig megvalósított űrbéli lézeres kommunikációs kísérletekről.

**1. táblázat:** Megvalósított űrbeni kommunikációs kísérletek [26]

| <b>Küldetés</b>  | <b>Lézer</b>                        | <b>Hullámhossz</b>          | <b>Egyéb paraméterek</b>  | <b>Alkalmazás</b>   |
|--|-------------------------------------|-----------------------------|---|---|
| Félvezető inter-szatellit kapcsolati kísérlet (SILEX)    | AlGaAs lézer dióda                  | 830 nm                      | 60 mW, 25 cm teleszkóp méret, 50 Mbps, 6 $\mu$ rad divergencia, direkt detektálás               | Inter-szatellit kommunikáció  |
| Föld/Orbitális lézer-kommunikációs demonstráció          | Argon-ion lézer/GaAs. Lézer         | Fel: 514,5 nm<br>Le: 830 nm | 13 W, 0,6 m és 1,2 m tx. és rx. teleszkóp méret, 1.024 Mbps, 20 $\mu$ rad divergencia           | Föld-műhold csatorna  |
| Aurora Rf optikai rendszer (ROSA)                        | Dióda pumpált Nd:YVO4 lézer         | 1064 nm                     | 6 W, 0,135 m és 10 m tx. és rx. teleszkóp méret, illetve 320 kbps                               | Mély űrbéli küldetések  |
| Mély űrbéli optikai csatorna kommunikációs kísérlet      | Mester oszcillátor erősítő (MOPA)   | 1058 nm                     | 1 W, 10-20 Mbps   | Inter-szatellit/mély űrbéli küldetések  |
| Mars orbitális lézeres magasságmérések                   | Dióda pumpált Q kapcsolt Cr: Nd:YAG | 1064 nm                     | 32,4 W, 420 $\mu$ rad divergencia, 10 Hz pulzusszám, 618 bps, 850 $\mu$ rad vevő látómező (FOV) | Magasságmérés   |
| General Atomics Aeronautikai Rendszerek (GA-ASI) & TESAT | Nd:YAG                              | 1064 nm                     | 2.6 Gbps  | Távírányítással vezetett légi járművek (RPA) - alacsony orbitális pálya (LEO) |

Az első fejezetben áttekintettem a lézerek katonai alkalmazásának és a lézeres kommunikációnak alapjait. A következő fejezetben a lézerek osztályozása után a robotokon alkalmazható lézerekről és az analitikai módszerekről értekezek.



## 2. FEJEZET

### A KUTATÁS ALAPJÁT KÉPEZŐ LÉZERFIZIKAI ESZKÖZÖK SZAKIRODALMI ÁTTEKINTÉSE

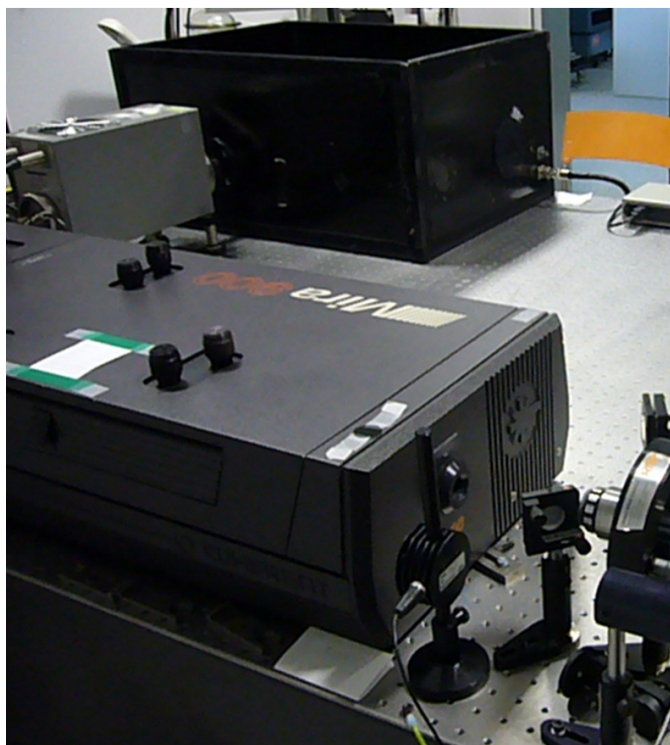
#### 2.1. Lézerek osztályozása és jellegzetes alkalmazási területei

Számos szakirodalom foglalkozik a lézerekkel, illetve a lézerfizika alapjaival. [32] [33] [34] [35] [36] [37] [38] [39] A lézer felfedezése óta (1960) több ezer lézer típust fejlesztettek ki, ezek közül azonban csak pár tucat az, amelynek gyakorlati jelentősége van. Ezek azok, amelyek viszonylag jó hatásfokkal működnek, illetve teljesítményük, hullámhosszuk alkalmas anyagmegmunkálásra, analitikára, egyéb alkalmazásokra.

Röviden összefoglalom a számunkra is releváns lézertípusokat.

##### *Szilárdtest lézerek*

A szilárdtest lézereknél a közös vonás az, hogy az aktív közegük valamilyen kristályos anyag. A Maiman által megépített első lézer (1960) szintén ilyen, rubinlézer volt. A szilárdtest lézerek működhetnek folytonos és impulzus üzemmódban, minthogy szigetelők, (kristály, üveg) csak optikailag gerjeszthetők. Ehhez általában egy folytonos kriptonlámpát, illetve xenon töltésű villanólámpát, vagy újabban másik lézert használnak. Az impulzusüzemű szilárdtest lézerekre jellemző a nagy impulzus energia, lefokuszálva extrém nagy intenzitás (felületi teljesítmény sűrűség). A legismertebb szilárdtest lézerek a következők: rubin lézer (694,3 nm), Nd:YAG lézer (1064 nm), NdCr:Yag lézer (1064 nm) Alkalmazásaik: anyagmegmunkálás, sebészeti alkalmazások, fúziós reakciók beindítása, a katonai alkalmazások területén a távmérő és a LIDAR. Külön kell megemlítenem a Titán Zafír (Ti:Sa) lézert, amely a nagy sáv szélessége miatt alkalmas ultrarövid, femtoszekundumos lézerimpulzusok keltésére. Ezzel lehet a világon a legrövidebb fényimpulzust előállítani. Az épülő szegedi ELI szuperlézer is Ti:Sa alapú lézerrendszer lesz. A 9. képen egy MIRA 900 típusú Ti:Sa lézer látható.



**9. kép:** MIRA 900 Ti:Sa lézer (A szerző felvétele)

#### *Félvezető lézerek*

Az indukált emisszió alapuló fényforrások megvalósíthatóságát ugyan a félvezető lézerek sok lézertípust megelőzve az elsők között demonstrálták, mégis évtizedeket kellett várni a széleskörű elterjedésükhöz. A hatvanas évek második felében a kettős heterostruktúrák alkalmazása lehetővé tette a töltéshordozók és a fotonok együtt tartását, térbeli korlátozását, így a folytonos üzemű működés (CW) szobahőmérsékleten is megvalósíthatóvá vált.

Olyan fontos technológiai fejlesztések valósultak meg, amelyek lehetővé tették a különböző összetételű félvezetők együttes felhasználását. Ennek következtében a növesztési és a megmunkálási technikák finomodásával, továbbfejlődésével a félvezető lézerek hosszú várható élettartamú, megbízható, hatékony eszközként foglalták el helyüket a hétköznapi alkalmazásokban. A kis veszteségű, nagytávolságú kommunikációban használható optikai szálak megjelenése segítette kihasználni a félvezető lézerek természetes előnyeit: a kimenet közvetlen modulálásának lehetőségét és az elektronikával való természetes integrálhatóságát.

A félvezető lézereknek több előnyös tulajdonsága van:

- gerjesztésük elektromos árammal történik;
  - a gerjesztő áram változtatásával a kimenet modulálható;
  - magas, akár 50%-ot meghaladó energia átalakítási hatásfok;
  - robusztus, megbízható kivitel;
  - kis méretek, tipikus beépítési sűrűség  $> 1000/\text{cm}^2$ ;
  - tömeges mennyiségben automatizáltan előállíthatók;
  - számos paramétere az alkalmazások igényeinek megfelelően optimalizálható.
- [40]

Alapjában véve a legelterjedtebbek a világon. Alkalmazásaik: gyógyászat, CD, DVD, Blu-Ray, lézermutatók.

*Kémiai lézerek:* Energiájukat kémiai reakcióból nyerik. Általában igen nagy teljesítményű berendezések, melyek magukba foglalják a gáztároló rendszert, egy szuper-szonikus áramoltató rendszert (reakció tér) és egy optikai rezonátort. Ha a kémiai reakció kedvező (exoterm), a populáció inverzió megvalósítható. [41] [42] Hullámhosszaik leginkább az infravörös tartományban vannak 1315 nm és 3800 nm között. Ismertebb vegyi lézerek: Jód lézer (Agil), oxigén-jód lézer (Coil), Deutérium-fluorid lézer, Hidrogén-fluorid lézer. Alkalmazásaik: anyagkutatás, fegyveralkalmazás.

*Folyadéklézerek (festéklézerek):* A festéklézerek aktív közege folyékony halmazállapotú, ahol a populáció inverziót elsősorban optikai gerjesztéssel lehet megvalósítani. Ennek technikai megvalósítása során a kristály helyett most egy zárt kvarc küvettába helyezünk a festékoldatot. Ezt többnyire UV fénnel gerjesztjük. Ez lehet villanólámpa, de lehet egy másik lézer is (Pl. TEA Nitrogén lézer). A lézeres pumpálással működő festéklézerek működhetnek impulzusos vagy folytonos üzemmódban is. A festéklézer elsősorban abban különleges, hogy a rezonátorban erősített hullámhosszt ki lehet választani, így a lézer hullámhossza hangolható. Alkalmazásaik: alapkutatások, spektroszkópia.

#### *Gázlézerek*

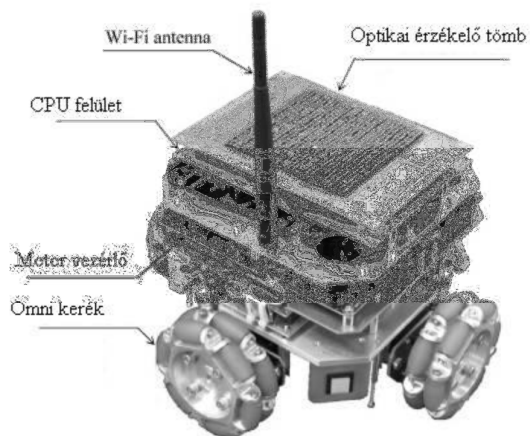
Gázlézereknél általában kis nyomású gázban hozunk létre populáció inverziót nagyfeszültségű kisülés (plazma) segítségével, ahol a gerjesztés általában rádiófrekvenciás vagy elektromos úton valósul meg. A gázlézerek (főleg a folytonos, pl. HeNe, Ar<sup>3+</sup>)

általában nagyon jó optikai tulajdonsággal rendelkeznek. A gázlézerek széles hullámhossz tartományt fognak át, a lágyröntgen lézertől (46,9 nm) a távoli infravörösig (12,8  $\mu\text{m}$ ). A legnagyobb teljesítményű (műhold-megsemmisítő) lézerek is ide tartoznak (gázdinamikai  $\text{CO}_2$  lézer). A leginkább ismert gázlézerek a következők: excimer lézer, szénmonoxid lézer, széndioxid lézer, nitrogén lézer, xenon ion lézer, krypton lézer, argon lézer, hélium neon lézer. A fémgőz lézerek is ide tartoznak, melyek nemes gázzal adalékolt fémgőzt tartalmaznak. Az ismertebb fémgőz lézerek hullámhosszaik 224,3 nm és 627 nm között vannak. Ide tartoznak az aranygőz lézerek, rézgőz lézerek, stroncium gőz lézerek, neon-réz (NeCu) fémgőz lézerek, hélium-ezüst fémgőz lézerek, a hélium-kadmium, hélium-szelén, hélium-higany lézerek és a mangán lézerek. Alkalmazásaik leginkább tudományos kutatásokra korlátozódnak, de előfordul alkalmazásuk az optikai kommunikáció területén, illetve előfordulnak bőrgyógyászatnál, nagysebességű fényképezésnél, fotodinamikus terápiánál és festéklézerek pumpálásánál. [43] Alkalmazásaik: fegyver, színeképelemzés, holográfia, gyógyászat, anyagmegmunkálás, biológiai ágensek detektálása.

## **2.2. Robotokon alkalmazható lézertechnikai eszközök**

Az automatikusan vezérelt szárazföldi robotoknál különösen fontos feladat, hogy minél gyorsabban érzékelje a maga körül lévő akadályokat. Erre napjainkban 3D-s lézer szkennerek berendezéseket alkalmaznak. A lézerrel való navigálás és tájékozódás a 90-es évek elejére nyúlik vissza, ahol forgó tükrökkel terítették a lézerfényt, ezáltal  $360^\circ$ -ban lehetett a készülékkel tájékozódni. [42] [44] Sanjiv Singh és Jay West kutatók a Carnegie Mellon egyetemen, Pennsylvaniában egy lézer szkennert szereltek fel az általuk készített robotra és ennek köszönhetően a készülék az útjába eső akadályokat képes volt felderíteni, illetve meg tudta határozni annak helyzetét az adott térképen. Az optikai távolságmérő 3-50 m távolságig tudott mérni +/- 15 cm-es pontossággal. A lézer maga 900 nm-es hullámhosszon üzemelt 7200 Hz-es ismétlési rátával.

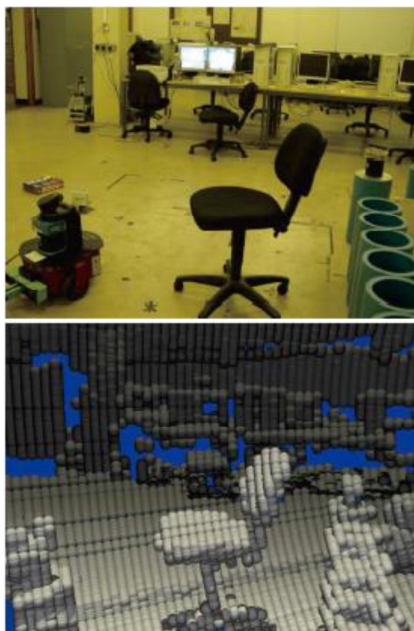
A szárazföldi robotoknál a roboton kívül elhelyezett lézeres navigációs eszközzel is megvalósítható a térben történő tájékozódás. [42] [45] A 4. ábrán egy ilyen robotot láthatunk. Ez esetben bizonyított a megvalósíthatósága annak, hogy a robot kövesse a szkennelő lézerpontot a robotra szerelt optikai érzékelő tömb segítségével.



**4. ábra:** Optikai érzékelő tömbbel felszerelt robot [42] [45]

A rendszer kétdimenziós mozgást vezérel a lézerforrás segítségével.

A 3D-s lézeres felderítésnek már sokkal több előnye van és egyben sokkal nagyobb figyelem is irányul ma rá. Újabb kutatások azt mutatják, hogy az ilyen lézerrendszer sokkal gyorsabban vissza tudja juttatni az információt a különböző akadályokról, illetve részletes 3D-s feltérképezést tud nyújtani a környezetről. [42] [46] A 10. kép két részből áll. A felső részen egy hagyományos fénykép látható egy teremről, az alsón pedig annak 3D-s, lézeresen feltérképezett változata.



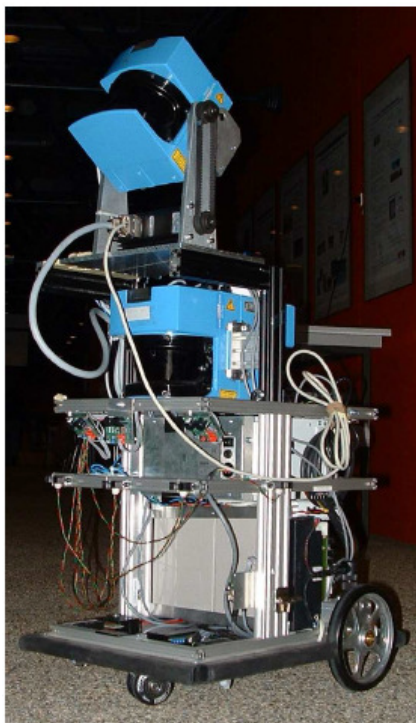
**10. kép:** Egy terem és annak 3D-s lézer szkennelrel leképezett változata [42] [46]

Manapság a lézerrel vagy lézerekkel történő 3D képalkotás egyre tágabb lehetőségeket kínál adott, elsősorban belső terek felderítésére, illetve különböző objektumok azonosítására. A lézeres érzékelő rendszerek pontmérésekből alkotnak 3 dimenziós képeket. Egy ilyen kép megalkotása általában úgy működik, hogy a nézőpontból irányítjuk a lézersugarat a tükrök és a prizmák mozgatásával, illetve forgatásával. A lézersugár orientációja könnyen mérhető és könnyedén számítható a kép koordinátáiból. A képalkotáshoz egy másik lehetőség az egész berendezés környezetben történő mozgatása, ahol a 2D-s lézerrel hajtjuk végre a méréseket a mozgás pályájára ortogonálisan. [15] [47] Ez az eljárás egy tipikus alkalmazás a mozgó robotokon. Ha ezeket a rendszereket robotokon alkalmazzuk, akkor nagyon fontos, hogy legyen rajta egy lokalizációs modul, melynek segítségével meghatározhatjuk a robot saját pozícióját a környezetében létrehozott térkép alapján. Ha a felhasználó tudja, hogy hova szeretné irányítani a robotot, akkor joggal merül fel a kérdés, hogy hogyan juttatja el az eszközt a célterületre. Erre a kérdésre egyértelműen a navigációban és az útvonaltervezésben kaphatjuk meg a választ. Az egyre magasabb szintű mesterséges intelligenciának köszönhetően előre programozott útvonalakat, illetve a környezeti viszonyokhoz mérten kialakított útvonalakat is képesek már bejárni ilyen rendszerrel a robotok. Erre hazánkban is egyre több helyen láthatunk példát. A környezeti viszonyok feltérképezésére használt lézerszkennelőkkel felszerelt robotokat alkalmaznak Budapesten, az Állami Egészségügyi Központban is, mely nagy hasznos teher hordozására is felhasználható. [15] [48] A robotok hasznos teher vizsgálata előkelő helyen áll a kutatásban, mellyel már számos szakirodalomban foglalkoztak [49] [50] [51] [52]. A 11. képen egy ilyen lézerszkennelős robot látható, mely akár 500 kg terhet is képes hordozni.



**11. kép:** A Swisslog LTC2-FTS robotrendszer egyik példánya a Budapesti Állami Egészségügyi Központban [15] [48]

Manapság a mozgó robotoknál a kutatás leginkább arra összpontosul, miszerint megoldást találjanak a problémára, hogy miként tudják a robotok a lehető legpontosabban saját magukat automatikusan lokalizálni és térképet készíteni a környezetükről. Ahhoz, hogy a robot környezetéről teljesen egységes térképet kapjunk, feltétlenül szükséges az eszközünk mindenkori helyzetének meghatározására, mialatt adatokat regisztrál az új térképek készítése folyamán. [47] Természetesen különböző helyzet áll fenn beltéri és kültéri lézerszkennelvel felszerelt robot alkalmazása esetén. A beltéri robotok néhány érzékelővel és forgó lézerszkennelvel vannak felszerelve, hogy 3D képet alkossanak a beltéri környezetről. Külső terepen alkalmazott robotoknál két darab egymásra merőlegesen szerelt lézeres távmérőt alkalmaznak a 3D térképezéshez. A 12. képen egy BIBA nevű robot látható egy SICK típusú forgó lézerszkennelvel felszerelve 3D feltérképezéshez.

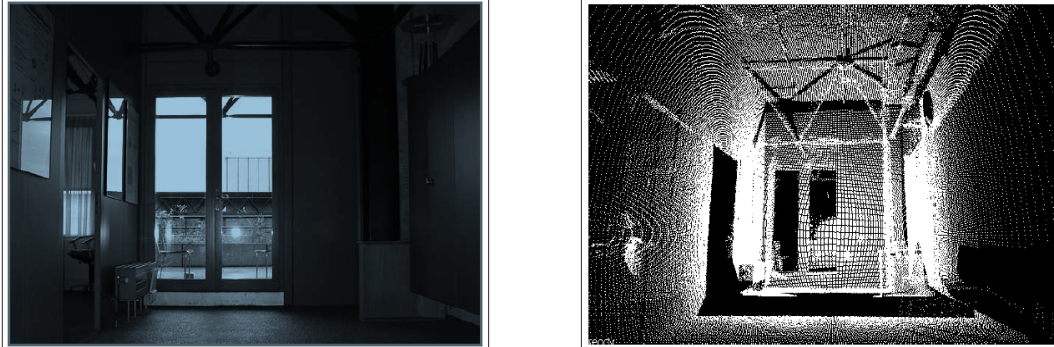


**12. kép:** A BIBA robot SICK típusú lézerszkennelvel [15] [47]

Az ilyen és ehhez hasonló robotot, valamint lézerrendszert beltéri alkalmazásra használják. Végsebessége eléri a 3,6 km/h-t és a rendszer működtetéséhez, illetve az adatgyűjtéshez egy XOberon típusú valós idejű operációs rendszert használ. A robot két darab SICK LMS 200 típusú lézeres távmérővel van felszerelve, melyek 0,55 m magasságban mérnek vízszintes síkban. Beltéri mérésekhez magas precizitású módban mű-



ködnek a lézerek (8 m, 0,5° felbontással, 1 mm pontossággal). A robotra egy forgó lézeres távmérő is fel van szerelve, mely biztosítja a megfelelő információmennyiséget a 3D képalkotáshoz, míg a horizontális lézerszkennerek biztosítja a robotnak 360°-ban történő tájékozódást. Az 13. képen egy beltéri helységről készült fénykép és az ugyanarról a helységről készült lézerek segítségével alkotott pontfelhős feltérképezés látható.



**13. kép:** A kísérlethez használt laboratórium folyosójáról készült fénykép, illetve ugyanarról a helységről készült pontfelhős kép [15] [47]

A rendszerben a szkennelés 37 Hz-en működik és a soros kimenetén akár 500 kBaud adatsebesség is elérhető, mely lehetővé teszi az automatikus navigációt és a valós idejű akadály kikerülést. [15] [47]

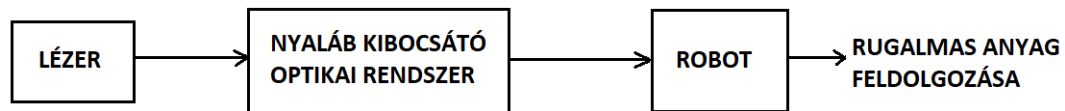
### ***2.2.1. Robotokon alkalmazható nagy teljesítményű lézerek***

A robotokon alkalmazható nagy teljesítményű lézerek nem is olyan régen még a tudományos-fantasztikus filmekben és regényekben fordultak elő. Napjainkra azonban széles körben elterjedtek elsősorban a száloptikai rendszereken alapuló nagy teljesítményű, anyagmegmunkálásra is alkalmas lézerek berendezések. Ezen berendezések az elmúlt 30 évben nagy fejlődésen mentek keresztül. A fejlődés egyik oka, hogy a lézerek nagysebességű anyagmegmunkálásra képesek, a másik oka pedig az, hogy nem kell közvetlen a feldolgozandó anyaggal érintkezniük. Természetesen az orvostudományban is alkalmaznak relatíve nagy teljesítményű lézereket elsősorban műtéti beavatkozásokra, mindenesetre ezek teljesítménye jóval kisebb, mint az iparban alkalmazott lézervágó rendszerek teljesítménye.

Az értekezésnek nem tárgya az anyagmegmunkálás, viszont fémfelületek átvágása szempontjából az anyagmegmunkálásra használatos lézerek is egyértelműen felhasználhatók katonai alkalmazásokra (pl. aknák megsemmisítésére, felületek átégetésére). A lézeres feldolgozás, megmunkálás potenciálját tekintve rugalmas technológiának



tűnik a folyamat automatizálás területén, a lézer paraméterek egyszerű irányításának köszönhetően. A robotok és a lézerek kombinálásának köszönhetően új lehetőségek nyíltak meg az anyagmegmunkálás pontosságának területén. A robotoknak köszönhetően lehetővé vált a feldolgozandó anyag és a lézerrendszer közötti távolság és fókusztávolság automatikus szabályozása, ezzel térbeli rugalmasságot biztosítva a feladat elvégzéséhez. Mindemellett lehetővé vált a lézer működési folyamatának szabályozása is. A 5. ábrán egy általános diagram látható a robotokra szerelhető lézerrendszerek anyagfeldolgozásának folyamatáról.



**5. ábra:** Általános diagram a lézer/robot rendszerek által történő anyagfeldolgozás folyamatáról [15] [53]

A rendszer fő összetevői: egy nagy teljesítményű lézer, egy lézernyaláb kibocsátó optikai rendszer és egy robot. Különböző lézerek segítségével a rendszer rugalmassá tehető (a feldolgozandó anyagok számára a megfelelő kimenő teljesítményt és hullámhosszt kell választani). Fontos feladat a lézernyaláb megfelelő optikán történő kibocsátása, a munkadarabra való fókusztávolság és a megfelelő energiasűrűség biztosításához, illetve az energiasűrűség a munkafelület egyik pontjából a másikba való átvitele. Ezen opciók szinkronizálásához programozott vezérlés szükséges.

A lézer robot rendszereknek két alapvető konfigurációjuk van. Az egyik konfigurációban a munkadarabok egyes részeinek manipulációjára van szükség, ahol a robot folyamatosan kapcsolatban van a stabil lézerrendszerrel. Ebben a konfigurációban a robot az adott munkadarab sebességét és helyzetét irányítja. A másik konfigurációban a lézersugarat manipulálja a robot. Ebben az esetben a feldolgozandó anyag vagy munkadarab mozdulatlan marad, és a robot lézerrel biztosítja a megfelelő teljesítménysűrűséget a munkadarab megfelelő helyére. [15] [53] Ez utóbbi módszer különösen fontos és hasznos lehet, ha elég nagy tömegű anyag vagy anyagötvözet feldolgozásáról van szó, hisz azok állandó mozgására jóval több energiára van szükség. Ebben az esetben az is fontos szempont, hogy a nagy tömegű feldolgozandó munkadarabokat nem lehet olyan nagy sebességgel mozgatni, hogy ki lehessen használni megfelelően a lézer magas szín-

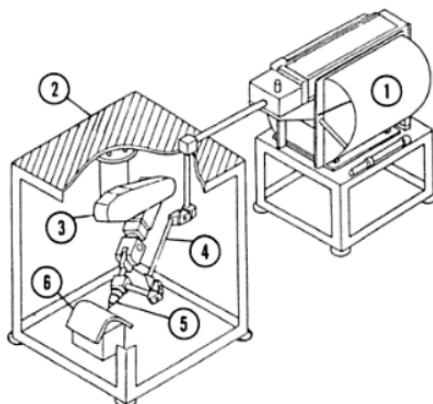
tű anyagmegmunkáló képességét. Ez a fejezet leginkább a második konfigurációba ad betekintést. A nagy teljesítményű lézerrendszerek robotokba való beintegrálása oly módon kell, hogy megvalósuljon, hogy biztosítva legyen a lézersugárzás biztonságos átvittele egy kimeneti foglalatba, mely a robot külsején, karján helyezkedik el. A kimeneti foglalat, illetve a benne rejlő optika formálja és irányítja a kimenő lézersugarat. A robot karjának rugalmas mozgásával biztosítani lehet a különböző munkadarabok (acélok, műanyagok, kerámiák, ötvözetek) 3D-s lézeres feldolgozását.

A különböző anyagok feldolgozására két fajta lézert alkalmaznak széles körben, a szén-dioxid lézert (CO<sub>2</sub> lézer) és a szilárdtest Nd:YAG lézert, azon belül is újabban a diódalézerrel pumpált Nd:YAG lézert (DPSS).

### ***2.2.2. Robotokon alkalmazott CO<sub>2</sub> lézerek***

A CO<sub>2</sub> lézerek által kibocsátott lézersugárzás hullámhossza 10, 6 μm. Ezeknek a lézereknek az előnye a nagy hatásfok mellett a nagy folytonos teljesítmény. A kereskedelemben is beszerezhető, megvásárolható CO<sub>2</sub> lézerek teljesítménye az 50 W-tól a 20 kW-ig is terjedhet. A robotokon alkalmazott lézerrendszerek teljesítménye tipikusan 0.4 kW-8 kW. A lézersugarat általában 0,1 és 0, 2 mm közé eső átmérőjű foltba fókuszálják le, ezzel átlagosan 50- 1000 kW/cm<sup>2</sup> közötti teljesítmény sűrűséget létrehozva. [53]

A robotokon alkalmazott, 3D-s anyagmegmunkálásra használatos CO<sub>2</sub> lézerrendszerekre számos koncepció létezik már. A 6. ábrán az egyik legelterjedtebb koncepció vázlata látható. A lézerrendszer a feldolgozandó munkadarabtól egy adott távolságra van elhelyezve. A sugarat a forrástól egy sugárvezérlő rendszer juttatja el a munkafelületre és a lézerfejet a robot karja mozgatja. Ma már a legtöbb rendszerben a lézerfej és a munkafelület közötti távolság finoman, és biztonságosan állítható a felszerelt távolságérzékelőnek köszönhetően.



**6. ábra:** CO<sub>2</sub> lézerrel felszerelt robot 3D anyagfeldolgozásra. (1) Lézer oszcillátor, (2) munkaterület kerete, (3) csuklós robot, (4) a CO<sub>2</sub> lézer sugárvezérlő rendszere, (5) lézerfej, (6) munkadarab [15] [53]

### **2.2.3. Robotokra szerelhető Nd:YAG lézerek**

Ma már számos lehetőség kínálkozik arra, hogy különböző, nagy teljesítményű lézereket szereljünk fel az adott robot karjára. A Nd:YAG alapúak kisebbek, kevésbé komplikáltak és geometriailag rugalmasabb feldolgozó rendszerük van, mint a robotokon alkalmazott CO<sub>2</sub> lézerrendszereknek. Az Nd:YAG lézerek alkalmazásánál a lézerforrást a munkafelülettől akár 50 m-re is el lehet helyezni, és el lehet szigetelni a különböző rezgésektől, szennyeződésektől, és a fényt üvegszálon vezetik a munkaterületre. Ebben a fajta integrált lézer/robot rendszerben a lézer energiáját relatíve kis és hozzáférhetetlen helyekre is rugalmasan lehet továbbítani. [15] [53] Néhány alkalmazásra való tekintettel gazdasági szempontból optimálisabb a száloptikás Nd:YAG lézerrel felszerelt robot alkalmazása, mint a CO<sub>2</sub> lézeres roboté. Erre a legjobb példa a rozsdamentes acéldarabok apró kötegekben való vágása.

### **2.2.4. Robotokra szerelhető CO lézerek**

A lézer-robot rendszerek tervezőinek új lehetőségeket biztosított a kW-os teljesítmény szintű CO lézerek forgalmazása. A CO lézerek hullámhossz tartománya 5-7  $\mu\text{m}$  közé esik, és teljesítményük elérheti a 3 kW-ot. 1990-ben egy ilyen prototípust teszteltek, mellyel egy 8 cm vastag lágyacél lapba 1 perc alatt 5 cm mély lyukat fúrtak. Összehasonlításképpen egy ugyanolyan teljesítményű CO<sub>2</sub> lézer csak 2 cm vastag acélt tud átfúrni a nagyobb hullámhossza miatt. [15] [54]

A kutatások alapján a nagy teljesítményű CO lézersugár optikai kábelben keresztül történő továbbítása megvalósítható (szemben a CO<sub>2</sub> lézerrel). Erre az alacsony veszteségű kalkogenid üvegszálak alkalmasak. [15] [55] Csakúgy, mint a Nd:YAG lézerek számára a sugárnyaláb továbbító optikai szálaknak, a kalkogenid üvegszálak kereskedelmi szintre történő emeléséhez is komoly fejlesztésre, beruházásokra van még szükség. A lézerrel felszerelt robotoknál a Nd:YAG DPSS lézer alapú robotrendszerek jellemzőit figyelembe véve (beleértve a CO<sub>2</sub> lézerekhez viszonyított négyszeres hatásfokot is) számos új alkalmazás előtt nyílik meg az út.

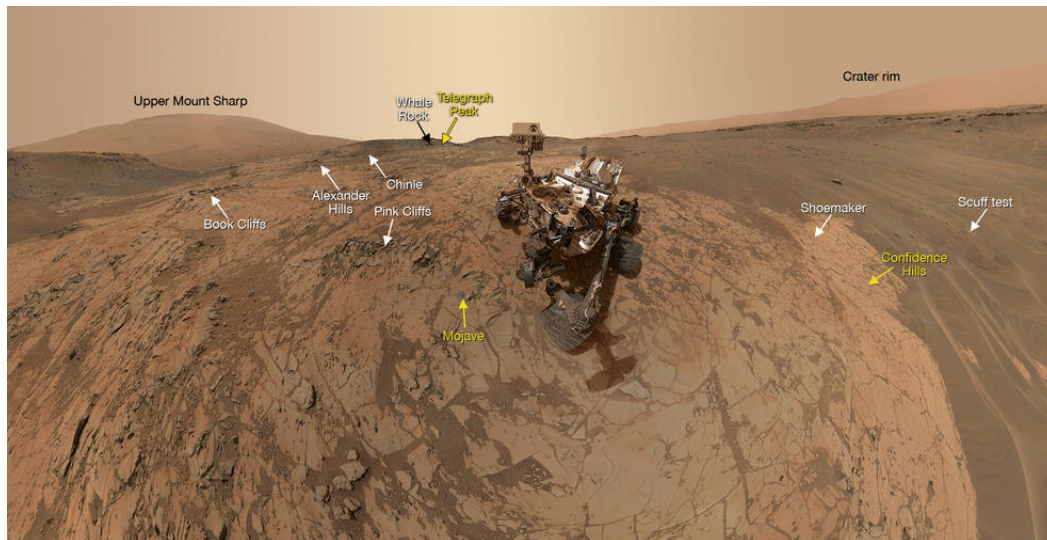
### ***2.2.5. Lézerek alkalmazása a világűrben alkalmazott robottechnikai eszközökön***

Már évtizedek óta folynak kísérletek a lézerfizikai eszközök űrkutatásban történő alkalmazására [15] [56] [57], de az elmúlt évtizedben a világűrben történő lézeres kommunikáció is megvalósult több millió km-es távolságból is [15] [58] [59] [60], mely roppant mód kiszélesítette a titkosított kommunikációban rejlő lehetőségek skáláját.

A világűrben alkalmazható lézerek, illetve azon földi lézerrendszerek, melyek képesek sugárnyalábot a világűrbe juttatni egy speciális cél megvalósítása érdekében, már a 60-as években megjelentek. Az elsők között volt az a nagy teljesítményű, világűrbe kijuttatott lézernyaláb is, mellyel megmérték a Hold Földtől való távolságát 1962-ben. [15] [61] Természetesen ennél a berendezésnél még nem volt cél az, hogy azt robotokra szereljék. Hasonlóképpen jártak el az APOLLO 11-14-15, illetve a Lunohod 1-2 küldetések során a Holdra lehelyezett lézertükrök esetében is. Még a hidegháború folyamán felmerült, hogy a műholdakra szerelhető nagy teljesítményű lézerek alkalmazása megvalósítható és fegyverként lehetne alkalmazni őket. Ronald Reagan amerikai elnök Stratégiai Védelmi Kezdeményezés (SDI) program bejelentésére a szovjetek válasza egy olyan koncepció volt, melyben egy lézerrendszerrel felszerelt műholdrendszert telepítettek volna az űrbe az amerikai rakétavédelmi rendszer hatástalanítása céljából. [15] [62] Az űrbe telepítendő lézerrendszer egy 1 MW-os CO<sub>2</sub> lézer volt, melyet meg is építettek és a POLYUS nevű űrrakétával juttatták volna az űrbe. A POLYUS-t 1987. május 15-én bocsájtották fel Bajkonurból az ENERGIA rendszer első repülésének részeként, de nem sikerült elérnie az orbitális pályát. [63] A lézert eredetileg egy BERIEV A-60 repülő programra tervezték, azonban a számítások alapján az ENERGIA rendszer képes volt 60 t terhet az űrbe juttatni, így a lézert be lehetett integrálni a rendszerbe. [15] [56]

A világűrben alkalmazott lézerek nem csak távolságmérési és pusztítási funkciót láttak el, hanem fontos szerepet töltek be a kommunikáció területén is. 2004 májusában a NASA útnak indította a Messenger űrszondáját a Merkúr felszínének feltérképezésére. Alig több mint egy évvel később (ekkor 25 millió km-re volt már a Földtől) a tudósok letesztelték az űrszonda fedélzetén lévő Mercury Laser Altimeter (MLA) be rendezést, melyet a Merkúr felszínének feltérképezésére használtak. Ennek segítségével lézerimpulzusokat küldtek vissza a NASA tulajdonában lévő Goddard Geophysical and Astronomical Observatory nevű csillagvizsgálóba. Ez volt az igazán első oda-vissza működő űrbéli lézeres kommunikációs kísérlet. [15] [64]

Az idegen égitestek felszínén végzett vagy tervezett lézeres kísérletek új távlatokat nyitottak meg az űrkutatás történetében. A Mars kutatás a közelmúltban egyértelműen bekerült mind a NASA, mind az ESA fókuszába. 2012 augusztusában a NASA a bolygó felszínére juttatta Curiosity nevű robotját, melynek tömege 899 kg és a leszállása az eddigiektől eltérően fékezőrakéták és lift kombinációs alkalmazásával valósult meg. A 14. képen a Curiosity rover látható a Marson, mely képet a saját körpanorámás kamerája készített magáról.



**14. kép:** A Curiosity robotjármű a Mars felszínén [15] [65]

Csakúgy, mint a Viking-1 és Viking-2, a Curiosity energiaellátása is egy rádióizotópos termo elektromos generátorral (RTG) működik. [15] [66] [67] A robotba egy olyan lézerrendszert is integráltak, mely segítségével lézerindukált bontási spektroszkópia eljárással (LIBS) a felszínen található kőzetmintákat analizálják. A rendszer célja az adott szikla, illetve talaj elemi összetételének vizsgálata. [15] [68] [69] A rendszer egy

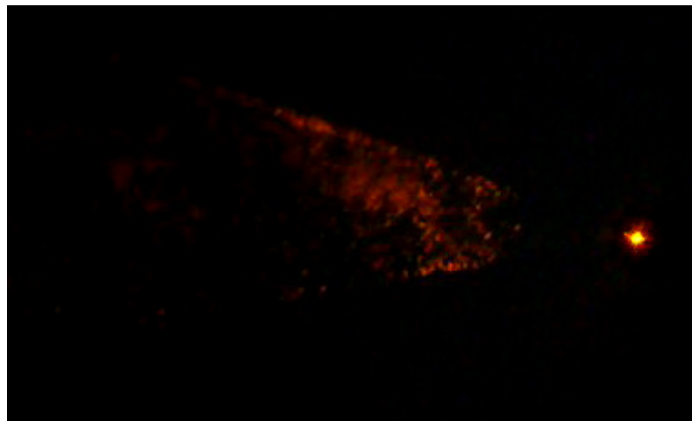
1067 nm-es hullámhosszúságú lézernyalábot vetít az adott mintára (jelen esetben sziklá-  
ra vagy talajra) 7 méteres távolságból és adott hosszúságú impulzusokkal elpárologtat  
egy részt belőle. Az elpárolgott mintából visszaverődő fény spektrumát a roboton lévő  
speciális távérzékelőkből álló eszközrendszer (ChemCam) analizálja, mely segítségével  
lehet következtetni az adott minta anyagi összetételére. Ennek a rendszernek része a  
LIBS. [70] A LIBS rendszer nagy teljesítményű lézerimpulzusokat használ fel az ato-  
mok és ionok elektromosan gerjesztett állapotba való lebontására, melyek csillapításuk  
során fényt kibocsátó plazma keletkezik. A LIBS-hez szükséges teljesítmény sűrűség 10  
MW/mm<sup>2</sup>, mely 0,3 és 0,6 mm átmérőjű fókuszált foltban keletkezik. A lézer 14 mJ-on  
5 ns-os impulzushosszakkal működik. A plazmát egy 110 mm átmérőjű teleszkóp gyűjti  
be, melyet egy száloptikai kábel végébe lefókuszál. A ChemCam rendszer másik része  
ez a teleszkóp (RMI). [15] [68] A ChemCam rendszer képes 6144 különböző hullám-  
hosszon működni az ultravioleta, a látható és az infravörös tartományban is. A világító  
plazmagömbök kimutatása a közeli UV, a látható és a közeli infravörös tartományban  
működik 240 és 850 nm között. [15] [71]

A lézerfizikai eszközök magyar részről történő űrbéli felhasználására is történ-  
nek egyre komolyabb erőfeszítések. 2015 márciusában a Hunveyor programban sor  
került egy olyan elméleti koncepció kidolgozására, ahol a Husar robotra felszerelt lézer-  
rendszerrel mérjük meg a Hold felszínén lebegő porfelhő sűrűségének változását a helyi  
naplemente után és a helyi napfelkelte előtt. A Nap a Hold felszínén lévő por részecské-  
it statikusan feltölti, ezért lebegés figyelhető meg. Ezt először a Surveyor-5 holdszonda  
figyelte meg 1967-ben. A kísérlet földi szimulációs elvégzéséhez a Hunveyor-Husar  
oktatási szondarendszert használtuk fel, mely képes a Földön a lebegő port detektálni,  
illetve megfigyelni. A Hunveyor leszálló egységnek az alapvető tartozéka egy lézerfor-  
rás és egy megfigyelő kamera, mely kapcsolatban van a Husar holdjáró robottal. A kí-  
sérlet célja a megvilágított poros felületek elektrosztatikus hatásainak tanulmányozása  
és további kísérletek megalapozása, miszerint hogyan figyelhetjük meg a lebegő por  
sűrűségében a változásokat, illetve hogyan vizualizálhatjuk azt az űrben azon keresztül  
haladó űrszonda sebességének figyelembe vételével. Az optikai mérés alapja, hogy egy  
lézerrel a lebegő por részecskéit megvilágítva megmérjük az arról visszavert szórt fény  
intenzitását. Ebben az esetben a szórt fény intenzitása feltérképezi a vertikális porsűrű-  
ség profil keresztmetszetét. [15] [72] A szimulációhoz egy 589 nm hullámhosszú (mely  
a legtöbb fény és időjárési viszonylatban is jól látható), 50 mW átlagteljesítményű CW  
lézerberendezést használtam fel, melynek csúcsteljesítménye eléri a 96 mW-ot és a kez-

deti divergenciája 1,6 mrad. A lézernyaláb útjába egy optikai rácstól szereltem fel, mellyel függőleges sávban szkennelhető az adott porfelhő. Ezzel a vízszinteshez képest  $9,37^\circ$ -os nyílásszögű lézervonalat hoztunk létre. A 15- és a 16. képen a földi szimulációhoz alkalmazott kísérleti lézerberendezés, illetve a vele végrehajtott próbamérés látható. [15]



**15. kép:** Az 589 nm-es 50 mW-os lézerberendezés földi szimulációs kísérlet elvégzésére (Készítette: a szerző) [15]



**16. kép:** Az 589 nm-es lézerberendezés mesterséges por megvilágítása közben sötét szobában földi szimuláció alatt (Készítette: a szerző) [15]

A világűrben történő lézeres kommunikáció több ízben is megvalósult az elmúlt időkben. 2014 novemberében megvalósult az első gigabites lézer alapú kommunikáció az ESA keretében és 2014 decemberében a NASA egy igazi áttörést vitt végbe az űrből a Földre történő kommunikációban az OPALS kísérlet keretében. [15] [58] [73]

## 2.3. Analitikai módszerek

### 2.3.1. Lokális módszerek

Az analitikai módszereken belül a lokális módszerek alatt olyan eljárást értünk, ahol a kísérlet elvégzéséhez a felhasználandó lézernyaláb lefókuszálását kis távolságból valósítjuk meg. Ebben az alfejezetben erre a módszerre alkalmazott kísérleti eljárásokba végeztem szakirodalmi áttekintést.

#### *Lézer indukált plazma spektroszkópia*

Napjainkban egyre nagyobb teret hódítanak a lézertechnológián alapuló bio- és kémiai szenzorok, detektorok, felderítő rendszerek a környezeti biztonság ellenőrzése céljából. A biológiai harcanyagok komoly veszélyt jelentenek mind a polgári lakosság, mind a katonai szervezetek számára. A biológiai ágensek legvalószínűbb terjesztési módja az aeroszolokon keresztül, belélegezhető részecskék formájában történhet. Az aeroszolban lévő részecskék méretei jellemzően 1-10  $\mu\text{m}$  közé is esnek. A környezetben lévő légúti patogének és egyéb szennyező anyagok, biológiai hulladékok, égéstermékek felismerése tehát nagy jelentőséggel bír. A katonai alkalmazásban élő, biztonsági és környezetvédelmi szempontból hasznos technológiák hazai, civil életbe történő átvitele is különösen fontos és célszerű feladat. Komoly kihívást jelent az egyes felhők megkülönböztetése, mert az ártalmatlan környezeti baktériumok és más élőlények, illetve a veszélyes virulens mikrobák összessége rendkívül finom különbségeket mutatnak detektálásukat illetően molekuláris összetevőikben. Mivel ezek a finom változások, különbségek a molekuláknak igen kis százalékát érintik, ezért csak csekély hatással vannak a megfigyelhető optikai jelekre. Mindezek mellett külön nehézséget jelenthet a közeg térfogatának, sűrűségének változása, különböző szennyező anyagok jelenléte, amelyek befolyásolhatják a közegekben levő biológiai ágensek optikai „lenyomatát”. [74]

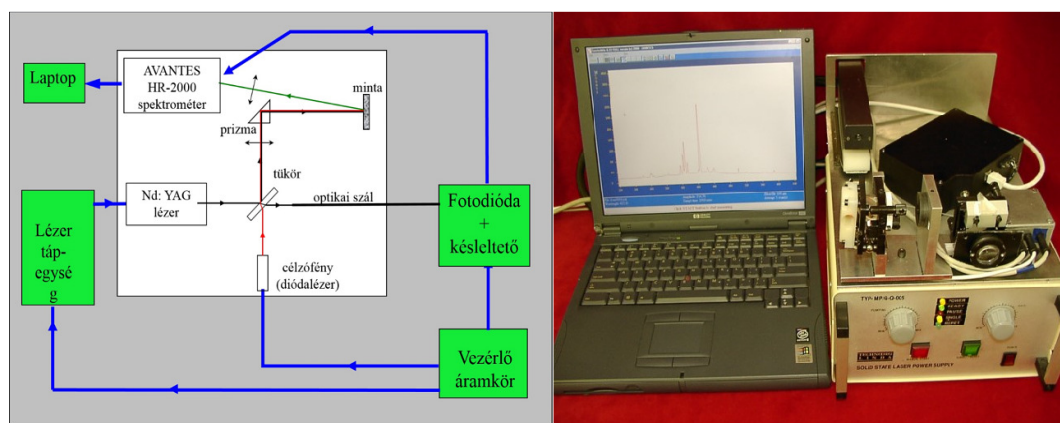
Néhány új technológiai eljárásnak köszönhetően azonban mégis megvalósítható az egyes biológiai ágensek megkülönböztetése a levegőben, illetve a környezetben. Ilyen technológiák és eljárások közé tartozik az ultraviola lézer indukált fluoreszcencia (UV-LIF) különböző gerjesztő hullámhosszakkal, a lézer indukált bontási spektroszkópia (LIBS), az infravörös depolarizáció és a hosszúhullámú infravörös (LWIR) differenciál-szórás (DISC). Mindegyik technológiának megvannak a maga erősségei és a vele



járó kihívások is, de már mindegyikkel sikerült demonstrálni biológiai aeroszol felhők detektálását és megkülönböztetését.

A Lézer indukált plazma spektroszkópia (LIPS) technológiai eljárás alapján egy lézer impulzust kis térrészre fókuszálunk, hogy mikro plazmát hozzunk létre. A plazmaköteg belsejében az anyag atomi összetevőire bomlik és ionizálódik. A plazma sugárzása részint átlaghőmérsékletének megfelelő hőmérsékleti sugárzásból, részint az elektromosan gerjesztett állapotú atomok és ionok vonalas, rezonáns, spontán sugárzásából áll. A sugárzás spektruma alapján meghatározhatjuk a minta atomi összetételét.

Egy tipikus LIPS kísérleti berendezés ábrája és fényképe a 7. ábrán látható.



**7. ábra:** A kísérleti LIPS berendezés optikai sematikus ábrája (bal oldalt) és fényképe (jobb oldalt) [75]

LIPS technikával leggyakrabban kondenzált anyagot vizsgálnak, jellemzően 50  $\mu\text{m}$  átmérőjű és nagyjából ugyanolyan mélységű krátert robbant ki a lézerimpulzus. Ez hozzávetőlegesen  $10^{-4} \text{ mm}^3$ ,  $10^{12}$  db atom.

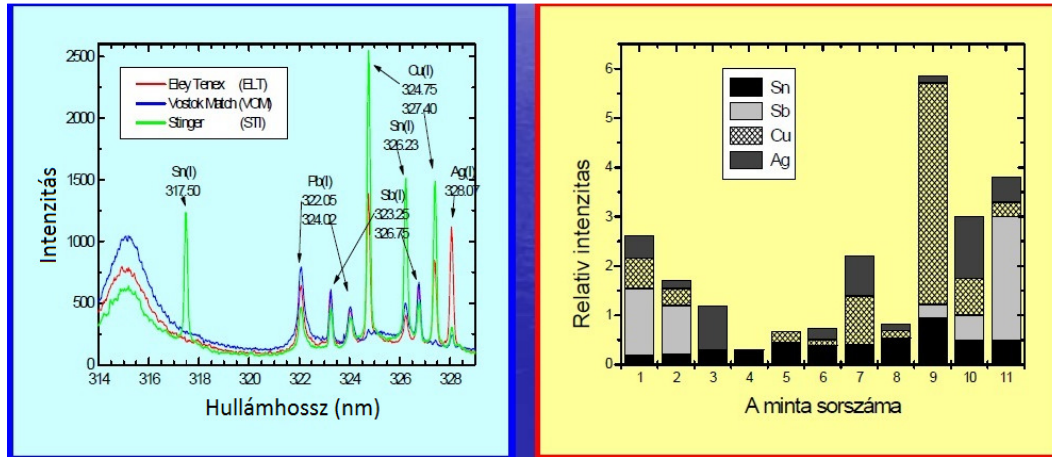
Az ily módon vizsgálható anyagmennyiség alsó határa a spektrométer detektálási határa, zajszintje, jellemzően  $10^2$ - $10^5$  db atom.

A legnagyobb térrész, amelyben plazmát tudunk létrehozni, a becslések szerint 2,5 mm és 10 mm közé esik, ez természetesen függ a részecske összetételétől és elsősorban lézer teljesítményétől, impulzuslézer használva, annak energiájától, pontosabban az energiasűrűségtől ( $\text{J}/\text{cm}^2$ ).

Közepes lézer energiánál (100 mJ, 10 ns) a plazma a minta legkülső 50 mikrométeres rétegére lesz jellemző, ezért a LIPS felületvizsgáló eljárást, gyakran roncsolásmentesnek is tekintik.

A LIPS analitikának rendkívül széles irodalma van, a kriminalisztikában is gyakran használják. A lőszer típusának meghatározását (akár a lövedék felkenődéséből)

célzó mérésekről olvashatunk a [75] számú cikkben. Az 8. ábrán különböző gyártmányú lövedékek LIPS spektruma látható.



**8. ábra:** Különböző lövedékek LIPS spektrumai [75]

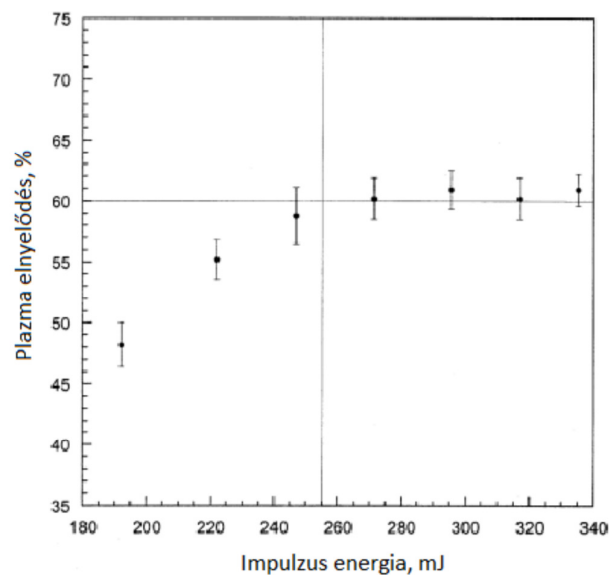
Megfelelően nagy lézer csúcsteljesítménynél ( $>100 \text{ MW/mm}^2$ ) már a levegő is ionizálódik, plazmarobbanás történik, „lézer szikra” jön létre, így a levegő atomi összetétele is vizsgálható, illetve a levegőben lévő szennyezések, aeroszolok. Alább ismertetem egy biológiailag szennyezett aeroszol vizsgálatának részleteit.

LIPS technikával a bioaeroszolban lebegő egyetlen részecske is detektálható. Egy baktérium spóra általában kisebb méretű, mint egy tipikus bioaeroszol részecske. A baktérium leginkább egy henger alakú parányi test  $2,5 \mu\text{m}$  hosszúsággal,  $1,5 \mu\text{m}$  átmérővel, melynek sűrűsége  $1 \text{ g/cm}^3$ . [74] A biológiai organizmusok sokféle szerves elemet tartalmaznak, melyek könnyen detektálhatók. Ilyenek a kalcium (Ca), magnézium (Mg), mangán (Mn), vas (Fe), foszfor (P), kálium (K) és a szilícium (Si). [76] Másoknak is sikerült hordozható LIBS technológiával a nátrium, kalcium, magnézium és alumínium kimutatása és mérése a környezeti aeroszolokban. [77] Az abszolút tömegüket  $0,5$  (Ca),  $1,2$  (Mg), és  $3,3$  (Na) fg-ra ( $10^{-15} \text{ g}$ ) is meghatározták. Egyes esetekben ezen elemek relatív mennyisége a különböző osztályú organizmusokban változhat. Az jól ismert, hogy a spóráképződés folyamán a bakteriális spórák kalcium dipicolinátumba koncentrálnak. [78]

A szénabacillus (*Bacillus subtilis*, Bg) a talajban általánosan fellelhető Gram-pozitív, kataláz-pozitív baktérium. Ez pálcika formájú és képes a kedvezőtlen környezeti körülmények közti túlélést biztosító, szívós endospórákat létrehozni. [79] Bár a Bg mintákon belül a szerves fajok tömegszázalékos aránya változik, a relatív arányok meglehetősen hasonlóak maradnak. További érdekesség a Bg minták és a gomba spórák

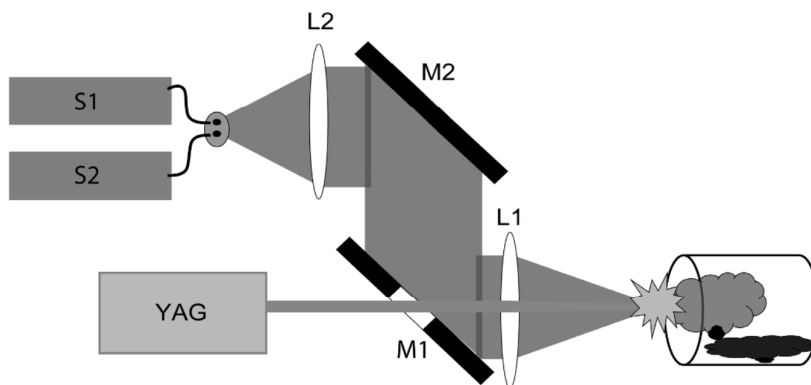
között a P, Ca, K és Na arányai közti jelentős különbségek. Ez arra utal, hogy az elemi analízis széles körű osztályozási lehetőséget kínál a biológiai aeroszolok területén. Ezekre alapozva ki lehet mutatni az egyes elemeket egyetlen bioaeroszol részecskében 0.1%-os tömegkoncentrációval. Ismerve a Bg-ben szereplő elemek koncentrációját arra lehet következtetni, hogy a LIBS képes detektálni őket egyetlen spórában is. [79] Az értekezésnek nem tárgya a biológiai harci anyagok mély részletezése, ugyanis ez a terület a leírtakhoz képest sokkal összetettebb és bonyolultabb.

Fontos kiemelni, hogy a plazma a felelős a mintában lévő anyag párolgásáért és a gáz halmazállapotú atomok és ionok gerjesztéséért is. Ebből kifolyólag a kedvező jelzaj arány és reprodukálhatóság szempontjából a plazma stabilitása kritikus tényező a LIBS technológiai eljárás folyamán. A lézer teljesítményének növelésével a levegőben lévő plazmák telítettségi hatást mutatnak. Korábban már megfigyelték, hogy a plazma a beeső lézertény energiájának egyre nagyobb százalékát nyeli el. Ha az impulzus energia közel 200 mJ, akkor a plazma a bemenő impulzus energiájának közel 50%-át nyeli el. Ezen érték felett, az elnyelt energia százalékos aránya folyamatosan növekszik maximum 60% körüli értékre 250-260 mJ impulzus energia szintig. [80] A 9. ábrán ez a folyamat jól megfigyelhető.



**9. ábra.** A lézer indukált plazma által elnyelt beeső impulzus energia százalékos aránya a lézer impulzus energia függvényében. A folytonos vonalak jelentik a látszólagos telítettségi értéket 60%-on 255 mJ impulzus energiával. [80]

A későbbiekben a mérések elvégzéséhez egy szélessávú 200-825 nm-es hullámhossz tartományban működő LIBS berendezést alkalmaztak a sűrűbb aeroszolok spektrumának felvételéhez. Ez azért is volt fontos, hogy minél jobban ki tudják mutatni a különbséget a különböző aeroszolok között. Mivel a szélessávú rendszer nem volt képes egyedi részecskék detektálására, ezért egy sokkal érzékenyebb, képerősítőt is tartalmazó CCD detektort alkalmazó spektrométer segítségével egy keskeny spektrális ablakban demonstrálták a szimpla Bg részecske detektálását. A 10. ábrán egy olyan berendezés látható, melyet a multi-részecske LIBS spektrum rögzítésére használtak. [74]



**10. ábra.** A kísérleti LIBS rendszer. A plazma előállítására a Big Sky Ultra CFR-GRM Nd: YAG lézer (YAG) szolgál. [74]

Egy 75 mm-es fókuszáló lencse (L1) szolgál mind a lézer impulzus fókuszálására és mind a plazma kisugárzás begyűjtésére az ellenkező irányban. Egy átfúrt alumínium tükör segítségével a plazmakisugárzás a gyűjtő optika irányába terelődik. Egy 100 mm fókusz távolságú lencse (L2) segítségével a kisugárzás egy kettéosztott szálkötegbe (BF) terelődik. A szálak a sugárzást két Ocean Optics HR2000 spektrométerbe (S1: 613-825 nm és S2: 200-650 nm) vezetik.

#### *Felharmonikus keltésen alapuló analitikai eljárás*

Egy másik felületi analitikai eljárás a felületi szerkezet analízise a frekvenciakétszerezés, felharmonikus keltés detektálásával. Ez olyankor használható, ha tudjuk, hogy a szennyezés mikrokristályokat tartalmaz, amelyben számottevő hatásfokkal lehet felharmonikust keltetni. Ez az eljárás alkalmazható abban az esetben, ha drónt, vagy bármilyen elektronikai eszközt egy adott helyszínen, térben megsemmisítenek.

#### *A frekvenciakétszerezés alapjai*

A frekvenciakétszerezés (SHG) egy nemlineáris optikai folyamat, ahol az adott elektromágneses hullámok egy nemlineáris közegbe érkező felharmonikust generálnak

kétszer akkora energiával és frekvenciával, ugyanakkor fele akkora hullámhosszal az eredeti hullámokhoz viszonyítva. Az SHG a nemlineáris optikának egy speciális területe és azon belül egy speciális esete az összefrekvencia keltésnek.

Ahhoz, hogy megértsük az SHG alapjait, tekintsünk egy elektromágneses síkhullámot, melyben az elektromos térerősség amplitúdója  $E$ . Amennyiben a síkhullám anyagi közegben halad, ott polarizálja a közeg atomjait, molekuláit.

Egy izotróp, dielektromos, lineáris és homogén közegben a polarizáció azonos irányú és arányos az  $E$  elektromos térrel, mely a következő egyenlettel írható le:

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (1)$$

ahol:  $\epsilon_0$  - az elektromos állandó;

$\chi$  - a közeg elektromos szuszceptibilitása. [81]

Egy anizotróp közegben a polarizáció és az elektromos tér nem feltétlenül azonos irányúak. Ebben az esetben a polarizáció  $i$ -edik komponense a következő egyenlet szerint függ az elektromos mező  $j$ -edik komponensétől:

$$P_i = \sum_j \epsilon_0 \chi_{ij} E_j \quad (2)$$

ahol:  $\epsilon_0$  - az elektromos állandó;

$\chi_{ij}$  - a közeg elektromos szuszceptibilitás 2 dimenziós mátrixa.

A reláció alapján egy anyag képes polarizálni az  $x$  irányba  $z$  irányú mező hatására és így tovább. Nagy intenzitásoknál azonban a közeg polarizációja az  $E$  elektromos mező intenzitásától nem lineárisan függ. [82] [83]

$$P = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \cdot E(\omega) + \chi^{(2)} : E(\omega)E(\omega) + \chi^{(3)} :: E(\omega)E(\omega)E(\omega) + \dots] \quad (3)$$

ahol:  $P$  az anyag nemlineáris elektromos polarizációja;

$\epsilon_0$  - a tér elektromos permittivitása (F/m);

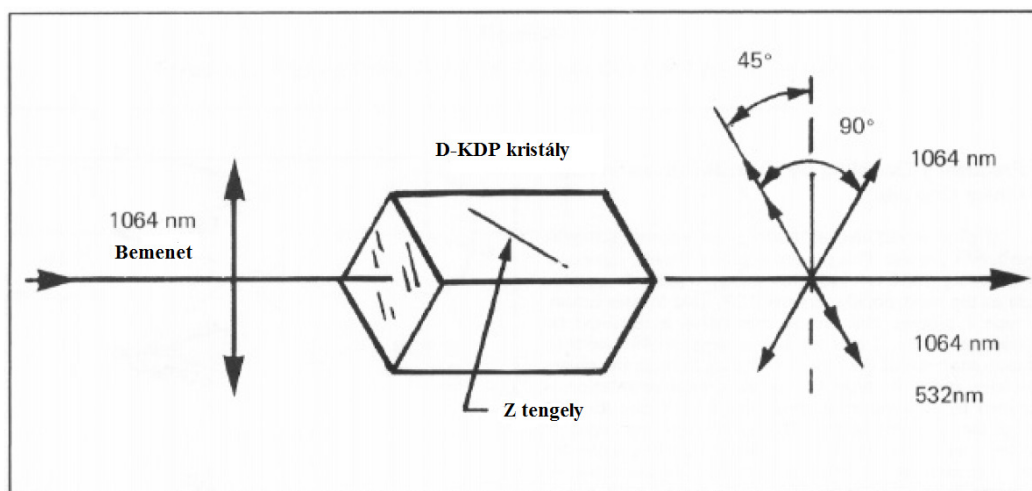
és  $\chi^{(i)}$  - a közeg  $i$ -edik rendű szuszceptibilitási együtthatója. [82] [83]

A különböző nemlineáris optikai jelenségekért az elektromos térerősség különböző hatványai felelősek. A frekvencia kétszerezésért a  $\chi^{(2)} : E(\omega)E(\omega)$  másodrendű komponens a felelős.

A beérkező elektromágneses tér tehát indukált (a fény frekvenciájával periodikusan változó dipól momentumot hoz létre) minden egyes oszcilláló részecske (dipól) - a klasszikus fizika szerint- elemi hullámforrás. A nemlineárisan oszcilláló dipól sugárzásának spektruma (Fourier-sora) a kényszerítő frekvencia egész számú többszöröséből áll, ezért nevezzük ezeket felharmonikusoknak.

### A frekvenciakétszerezés típusai

A nemlineárisan oszcilláló dipól sugárzása tehát különböző frekvenciájú, hullámhosszú komponensekből áll. Ezek a komponensek – a közeg diszperziója miatt szükségképpen – különböző sebességgel terjednek. Emiatt a különböző helyeken keletkező elemi hullámok általában nem erősítik egymást. Csak akkor kapunk mérhető intenzitású felharmonikust, ha valamilyen módon el tudjuk érni, hogy a kényszerítő hullám és a felharmonikus (pl. SHG) azonos sebességgel terjedjen, vagyis a közeg törésmutatója a két különböző hullámhosszra legyen azonos. Ezt hívjuk fázisillesztésnek. Közönséges, izotróp közegben ez lehetetlen. Viszont kettősen törő kristályban elérhető, hogy a különböző polarizációjú fény, a kristálytani tengelyhez képest különböző szögben érkeve azonos sebességgel terjedjen. Kétféle frekvenciakétszerezéses eljárásról olvashatunk a szakirodalomban, melyet I-es és II-es típusnak neveznek. Az I-es típusban a beérkező elektromágneses hullám ordinárius polarizációval rendelkezik és az adott kristályon áthaladva a felharmonikus (kétszeres frekvenciával) extraordinárius irányú polarizációval haladva erősödik. A II-es típusban a bejövő gerjesztő vagy kényszerítő hullám a kristálytani tengelyekhez képest  $45^\circ$ -ban polarizált és a keletkező felharmonikus szintén extraordinárius irányban lép ki, de mellette keletkezik egy ordinárius idler (alapfrekvenciájú) hullám is, rá merőleges polarizációval. A II-es típus folyamatát a 11. ábra szemlélteti.



**11. ábra.:** Polarizáció vektorok a II-es típusú D-KDP kétszerező esetén [84]

Egy adott kristályorientációra ezen SHG típusok közül csak az egyik valósul meg. Az SHG alapelveinek vizsgálatára azért van szükség (beleértve a PMT-k és foton

számláló rendszerek vizsgálatát), hogy megértsük magát a jelenséget. Összefoglalva elmondhatjuk, hogy az SHG egy olyan jelenség, ahol egy adott anyagban a bemeneti jel kétszeres optikai frekvenciával bíró jelet tud kelteni. [77] [78] Az SHG intenzitásának mérésével lehetővé válik nagyon magas axiális és laterális felbontás megvalósítása a nanoszerkezetek felszínén. [82] [85] Az SHG-ban a polarizáció-függőség tanulmányozása is egy fontos cél, ugyanis ennek segítségével információhoz juthatunk a felszíni molekulák orientációjáról.

Az SHG nagy jelentőséggel bír a fém nanorészecskék területén is. Minthogy az SHG egy felszín érzékeny optikai eljárás, a fém nanorészecskék (mint az arany) nagyon jó aljzatot, felületet biztosítanak egyatomi vagy molekuláris réteg kialakulásához. [82] [86] Centroszimmetrikus rendszereknél az SHG ugyan tiltott (nagyon kis valószínűséggel megy végbe), de az SHG erősen függ a szimmetriaformák apró eltéréseitől csakúgy, mint az érintési felület tört szimmetriáitól is. Fontos tudni, hogy a fém alapú nanorészecskék lokalizált felületi plazmonikus rezonanciát (LSPR) mutatnak. Ez erős elnyelődéshez, szóródáshoz, illetve az ilyen fajta struktúrák mellett a helyi elektromos tér erősödéséhez vezet. [82] [87] Ezek a nanorészecskék lineáris optikai tulajdonságokkal rendelkeznek, melyeket a konduktív elektronok kollektív rezgései határoznak meg leginkább. Spektroszkópiai tanulmányokra alapozva arany nanorudakon már korábban kimutatták, hogy az SHG erősen függ a beeső fény polarizációs irányától is.

Az SHG szakirodalom tárházában számos kutatási eredmény látott napvilágot különböző mintákon. Egy egyszerű kísérleti módszert alkalmazott I. Aramburu és J. Ortega az SHG hatékonyságának kis mennyiségű kristályporon való meghatározása céljából.

A módszerük lehetővé teszi annak megállapítását, hogy egy adott kristály fázisilleszhető-e avagy sem. Nyolc releváns anyagnak a másodrendű szuszeptibilitási együtthatóját határozták meg, és az egykristály adatok meglehetősen jók. Polikristályos ZnSe minták esetén az úgynevezett random kvázi fázisillesztést evidensnek találták. Egy alternatív technikát javasoltak kristályporokról történő felharmonikus keltés határfokának növelésére. Maga a módszer az ún. Kurtz-Perry módszerre alapul, mely egy korábban megjelent publikációban látott napvilágot és ebben a por részecskékről történő fényszórást részletesen kidolgozták. [88] [89] Ezzel szemben más olyan eljárásoknál, ahol a minták kristálypor monoréteg formájában kerülnek vizsgálatra, az adott felületen a por részecskék lehetséges preferenciális orientációja nincs hatással a módszerre. Nem szükséges semmilyen törésmutató illesztő folyadékot használni. Az eljáráshoz egy

nagyon kis mennyiségű anyagra volt csak szükség. A módszer tehát alkalmas felületen vékony rétegben elhelyezkedő nemlineáris optikai (NLO) anyagok paramétereinek gyors meghatározásához. Ha poron akarjuk végrehajtani a kísérletet, akkor az optikai SHG-t következőképpen írhatjuk fel:

$$I_2 = fG(r)S(r, f)I_1^2 \quad (4)$$

ahol:  $I_2$  a teljes integrált SHG fluxus;

$I_1$  - az alap sugár intenzitása;

$f$  - egy geometriai faktor;

$r$  - a kristály por gömbnek tekintett részecskéinek sugara.

$G(r)$  a másod rendű szuszceptibilitási  $d_{ij}$  együtthatók és törésmutatók függvénye, és  $S(r, f)$  a fényszórás hatásokat írja le. [88] Az  $S(r, f)$  egy bonyolult függvény, amely magában foglalja a szemcseméretet, a geometriai faktort, a minta vastagságát, a kristály törésmutatóit és a közeget, ahol a por van (levegő- vagy indexillesztő folyadék). Az előre vagy hátra irányba emittált SHG fényt analóg módon lehet kifejezni  $S(r, f)$ -nek az előre és hátra szórással kapcsolatos megfelelő függvényeivel. A módszer lényege azon a tényen alapul, hogy bármely detektálási geometria esetén (előre, hátra vagy integrált) az SHG jelet részben a szórásról és részben a  $G(r)$  függvényről lehet venni, ahol minden NLO paraméter jelen van.

Néhány évvel ezelőtt hasonló gondolat fogalmazódott meg, csak részleges sikerrel. [90] Aramburu-ék mintaként különböző méretű részecskékből álló port vizsgáltak és egyenletesen keverték össze alacsony koncentrációban egy NLO mátrixban, ami 100  $\mu\text{m}$  átmérőjű üveggömbökből állt. Az ilyen fajta mintákban a nemlinearitás a vizsgálandó anyagból keletkezik, míg a fényszórás lényegében az üveggömböknek tulajdoníthatók, amelyek könnyen kalibrálhatók.

Az SHG jelből adódóan:

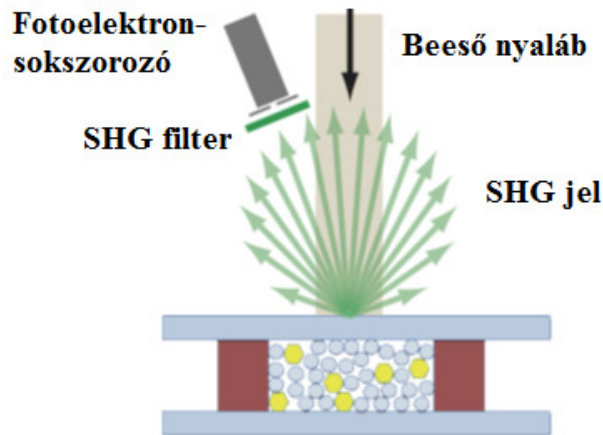
$$I_2 = f_m G(r) S(r_g, f_g) I_1^2 \quad (5)$$

ahol:  $f_m$  és  $f_g$  az aktív anyag és üveg térfogat geometriai faktorai;

$r_g$  - az üveggömbök sugara. [88]

Az NLO kristályt egy achát mozsárban őrölték és a részecske átmérőjét sziták segítségével határozták meg. A kristályos port és az üveggömböket, szférákat a mintatartóban összekeverték és összepréselték. Ezt a 12. ábra szemlélteti:

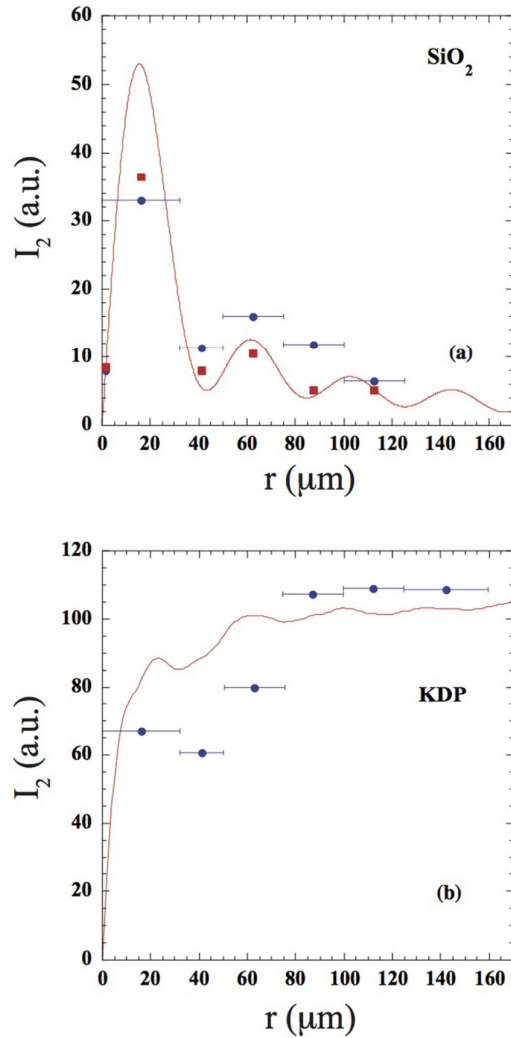




**12. ábra:** A kísérlet sematikus ábrája. A teszt anyag osztályozott részecskéi (sárga hexagonok) egy kis mennyiségű, 100  $\mu\text{m}$  átmérőjű üveggömb részecskéikkel van keverve. A keverék két üveglap között van nyomás alatt. A visszavert SHG fényt közelről detektálták. [88]

Mivel a gömb alakú részecskék üveg részecskék, a különböző mintáknál azt találták, hogy a geometriai faktor meglehetősen állandó ( $f_g \sim 0,55$ ). Ez biztosítja a szórási hatások reprodukálhatóságát a különböző mintákon.

A kísérlet végrehajtásához kollimált Q-kapcsolt Nd:YAG lézert használtak 1064 nm-en. A detektort körülbelül 50 mm-re helyezték el a mintától. A lézerfolt átmérője 5 mm volt. A relatíve nagy folt biztosította, hogy a vizsgált vegyület szemcséi reprezentatív módon, teljesen meg legyenek világítva. A mérési statisztikákat is sikerült tovább javítaniuk azzal, hogy a minta mindkét oldalát letesztelték és a lemezeket a lézer sugár irányára merőlegesen fordították annak érdekében, hogy a minta különböző régióit megvilágítsák. A végső SHG jel a 6 különböző régió megvilágításából származó intenzitások átlaga volt. A  $G(r)$  függvény az összes információt tartalmazza a vizsgált minta NLO viselkedéséről. A gyakorlatban két típusa van a  $G(r)$  függvényeknek, melyek a vizsgált anyag jellegétől (nem-fázis illeszthető vagy fázis illeszthető) függ. Nem fázis illeszthető anyagoknál a numerikus számítások azt mutatják, hogy  $G(r)$   $r$  függvényeként oszcillál, az átlagos koherencia hosszánál kétszer nagyobb periódussal. Ez a viselkedés hasonló ahhoz, amelyet Kurtz és Perry fedezett fel szórás hiányában SHG jelnél. [90] Az oszcillációs viselkedésre támaszkodva van egy  $r^{-1}$  függés nagy  $r$  esetén, mely a 13. ábra 'a' részén jól látható.



**13. ábra:** Kék pontok: SHG intenzitások az  $r$  szemcse méretek függvényében Kvarc (a) és KDP (b) porokra. A folytonos vonalak teoretikus illesztések a skála faktor felhasználásával, mely az egyetlen illesztési paraméter. A vörös négyzetek az 'a' ábrán az elméleti jóslatok átlagai  $r$  tartományok felett, melyet a kísérleti  $r$  diszperziójából határoztak meg. [88]

Ha a részecskék méreteloszlásának van diszperziója, az oszcillációk csillapodnak az átlagolási hatás miatt. A  $G(r)$  alakja egy fázis illeszthető anyagban teljesen különböző (folytonos vonal a b ábrán). Különböző eshetőségek vannak a törésmutatók pontos értékeitől függően, de általában a  $G(r)$  gyorsan nő a nullától kis  $r$  esetén és stabilizálódik egy állandó értékhez néhány tíz mikron átmérőjű részecskék esetén. Egyengetlyű anyagok esetén a  $G(r)$  aszimptotikus értékét analitikusan le lehet vezetni. [88] [89]

Számos kristályon végeztek vizsgálatot. Az 2. táblázatban azokat a kristályokat válogatták össze, amelyek kereskedelemben beszerezhetők, technológiai érdeket szolgálnak. Kvarc kristály kivételével mind fázis illeszthető és a  $d_{ij}$  együttthatókat az SHG

intenzitás aszimptotikus értékének segítségével levezették. A táblázat néhány releváns kristálynak a másodrendű szuszceptibilitási együtthatóját mutatja be 1064 nm-en SHG-re vonatkozólag. [88]

**2. táblázat:** Releváns kristályok másodrendű szuszceptibilitási együtthatója SHG-re vonatkozólag 1064 nm-en [88]

| Material   | Point group | $\frac{r_{ij}^{eff}}{r_{ij}^{eff}(KDP)}$ | $d_{ij}$ (pm/V) <sup>a</sup> | $d_{ij}$ (pm/V) <sup>b</sup> | $d_{ij}$ (pm/V) <sup>c</sup> |
|--|-------------|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Quartz   | 32          | ...                                      | $d_{11} = 0.30$              | $d_{11} = 0.30^5$            |                              |
| KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (KDP)                | $\bar{4}2m$ | 1.0                                      | $d_{14} = 0.35$              | $d_{14} = 0.39^5$            |                              |
| Urea   | $\bar{4}2m$ | 4.9                                      | $d_{14} = 1.8$               | $d_{14} = 1.2^{6,7 d}$       | $d_{14} = 2.3^{9,10}$        |
| 3-methyl-4-nitropyridine 1-oxide (POM)               | 222         | 113                                      | $d_{14} = 9.1$               | $d_{14} = 6.0^8 e$           | $d_{14} = 10^{8 f}$          |
|  |             |  |                              |                              | $d_{14} = 9.2^{10}$          |
|  |             |  |                              |                              | $d_{14} = 10^{11}$           |
|  |             |  |                              |                              | $d_{14} = 9.7^{12}$          |
| $\beta$ -BaB <sub>2</sub> O <sub>4</sub> (BBO)       | 3m          | 9.1                                      | $d_{22} = 2.7^e$             | $d_{22} = 2.2^5$             |                              |
| NH <sub>4</sub> H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> (ADP) | $\bar{4}2m$ | 1.2                                      | $d_{14} = 0.41$              | $d_{14} = 0.47^5$            |                              |
| KTiOPO <sub>4</sub> (KTP)                            | mm2         | 36.0                                     | $d_{eff} = 2.1^h$            | $d_{eff} = 3.0^5$            | $d_{eff} = 2.0^{13}$         |
| ZnSe   | $\bar{4}3m$ | ...                                      | $d_{14} = \dots$             | $d_{14} = 30^5$              |                              |

A ZnSe külön említést érdemel. Ez az anyag köbös (43m kristályosztály). Itt a  $g(r)$  függvény a következőképpen fejezhető ki:

$$g(r) = \frac{8d_{14}^2 \sin^2\left(\frac{\Delta kr}{2}\right)}{7\varepsilon_0 c n_2 n_1^2 (n_2 - n_1)^2} \quad (6)$$

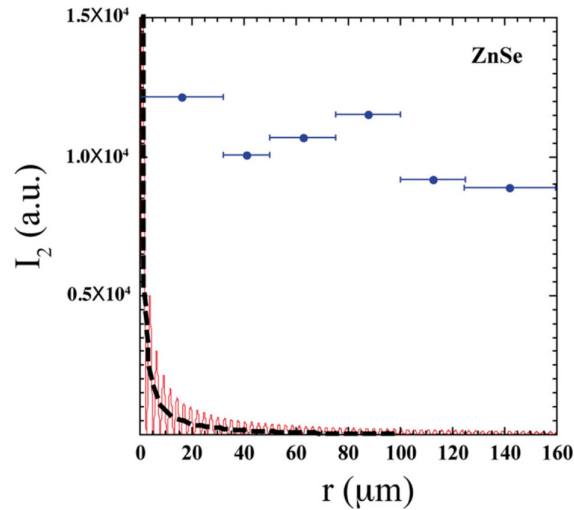
ahol:  $\varepsilon_0$  a vákuum permittivitása;

$c$  - a fény sebessége;

$n_1$  és  $n_2$  a  $\lambda$  és  $\lambda/2$ -nél a törésmutatók;

$\Delta k = \pi/l_c$ . [88]

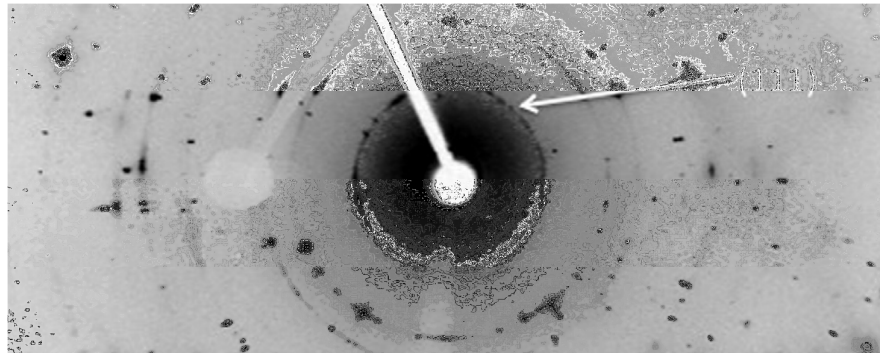
A koherencia hossz kis értéke ( $l_c = 1,3 \mu\text{m}$  1064 nm-en) rövid periódusú oszcillációkat eredményez a  $G(r)$  elméleti görbén (14. ábrán a folytonos vonal). A szemcse méretekből adódó diszperzióknak köszönhetően azt várhatnánk, hogy az oszcilláció átlagos görbáját figyelhetjük meg (szaggatott vonal a 14. ábrán). Ugyanakkor a mérések egy teljesen eltérő viselkedést mutattak, ami fázisilleszthető anyagra utal (pontozott vonal az 11. ábrán). [88]



**14. ábra:** Kék pontok: SHG intenzitások az  $r$  szemcseméreték függvényében ZnSe-re. A folytonos vonal az elméleti jóslat ( $d_{14}=30$  pm/V). A szaggatott vonal a rövid periódusú oszcillációinak átlagát mutatja. [88] [91] [92]

Ezt a fázisillesztést random kvázi fázisillesztésnek nevezzük (RQPM). [93] [94]

I. Aramburu-ék ZnSe kristály port készítettek egy adott mennyiségű, kémiaileg párolgatott ZnSe öszenyomásával. A kezdeti feltételezésükkel ellentétben azt találták, hogy maguk a porrészecskék polikristályosak voltak. [88] Ennek Röntgen diffrakciós képe látható a 17. képen.



**17. kép:** Az SHG mérésekhez felhasznált ZnSe por egy részecskéjének Röntgen diffrakciós mintázata. A részecske mérete  $150 \times 100 \times 50 \mu\text{m}^3$ . A diffrakciós gyűrűk a részecskében lévő különböző doméneknek köszönhető. [88]

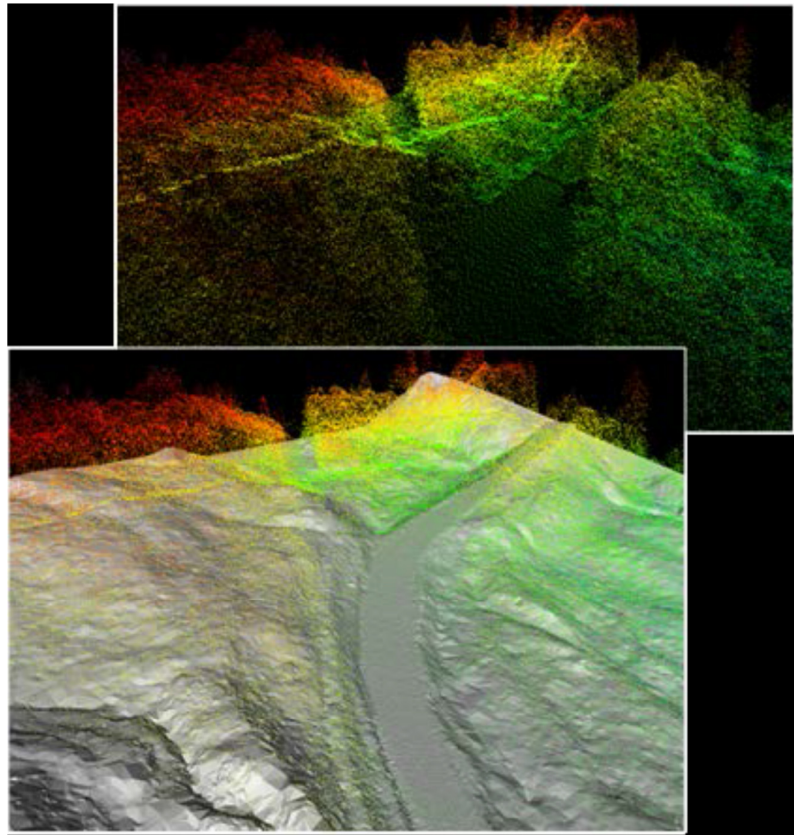
Összefoglalva bemutattak egy olyan módszert, ahol kvantitatív módon tanulmányozható volt az SHG hatásfoka porszerű kristályos anyagnál.

Maga a bemutatott módszer egyértelműen egy megfelelő alternatíva a felületek nemlineáris optikai tulajdonságainak tanulmányozására.

### **2.3.2. Lidar (Nagy távolságban lévő analízis)**

A „Light Detection and Ranging” (LIDAR) technológiák képesek mikrométeres aeroszoloikat is detektálni térben meghatározott (akár több km-es távolságból) valós idejű mérések keretében. [95] A távolságot illetően a mérés néhány km-ről több mint 10 km-re is hatásos lehet a hullámhossz, az optikai konfiguráció, a környezeti körülmények és a lézer teljesítmény függvényében.

A LIDAR rendszer a lézeres felderítés területén használatos és előnye, hogy akár sűrű, erdős területeknél is meg lehet vele vizsgálni a felszínt. A LIDAR technológiát elsősorban légi felderítésnél alkalmazzák, ugyanakkor a föld felszínén is használatos technológia elsősorban geodéziai alkalmazásoknál. A legújabb LIDAR rendszerek között már szerepelnek olyan kicsi méretben is, melyek akár egy 2 kg teherbírású drónra is felszerelhetők. [15] [96] A lézerszkennelést értelmezhetjük korszerű távérzékelési technológiaként, mely a LIDAR alapjaiból egyértelműen következik. Ezen módszerrel igen gyors adatgyűjtés valósítható meg, ahol végeredményben 3 dimenziós pontfelhőt kapunk. [15] [98] Fontos kérdés a műszaki alapoknál azon adatok ismerete, miszerint milyen távolságból és milyen hőmérsékleten szeretnénk végrehajtani a szkennelést. A 18. képen egy LIDAR technológián alapuló légi lézerszkennelés figyelhető meg egy adott területről. A terület egyenetlenségéből jól megfigyelhető a lézeres szkennelésből adódó pontsűrűség különbség.



**18. kép:** LIDAR pontsűrűség és felszíni eredmények [15] [98]

Az a képesség, miszerint hogyan is látunk a bokrok és fák alá egy rendszeresen visszatérő cél, amikor magassági adatokból távérzékelésből származó adatokat használunk fel a Föld felszínéről. Gondoljunk csak a repülőgépekre vagy akár a műholdakra! A legtöbb széles skálájú magassági adathalmaz olyan távérzékelési technológia segítségével született meg, amely alapján véve nem tud áthatolni a növényzeten. Ezen területen a LIDAR sem tud teljesen kivételt képezni, ám bár ott általában elegendő néhány, úgynevezett „egyéni pont”, amely ugyan igen kis részben éri el a felszínt a fákon és a bokrokon keresztül, de általában már elegendő ahhoz, hogy megfelelő lefedettséget eredményezzen az erdős területekről. [15] [98] A technika valójában tehát képes átlátni a sűrű növényzet résein. Ugyanakkor tény, hogy ennek működési hatáskörét is egyértelműen befolyásolja az időjárás.

Ha LIDAR technológiát alkalmazunk, ahol fényforrásként ultraviola (UV) fényt használunk, akkor a sugárzás a fénysugár útjában indukálhat fluoreszcenciát aeroszollá alakult anyagból. Ez az úgynevezett lézer indukált fluoreszcencia (LIF), mellyel azt is ki lehet mutatni, hogy az adott felhő biológiai ágensekkel rendelkezik a természetben. Természetesen más anyagok is jelen vannak a környezetben, melyek fluoreszkáló hatást

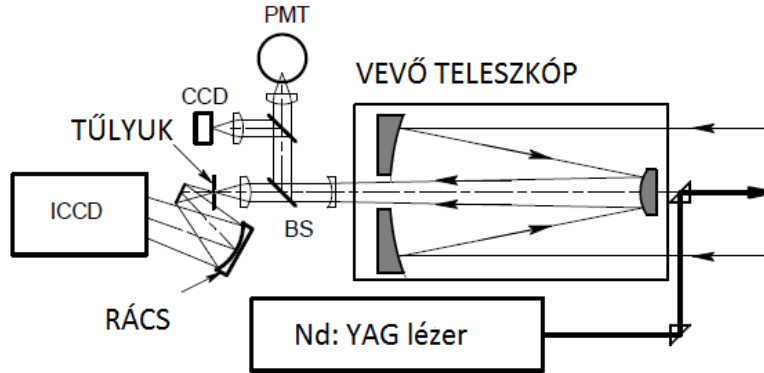
mutatnak UV fényvel való megvilágítás esetén. Ilyenek a pollenek, fűtőolajok és a mezőgazdasági vegyszerek is. Az UV fény gerjesztési hullámhosszra jelenleg a LIF LIDAR technológia a legjelentősebb eszköz az érzékelési távolságot és hatékonyságot illetően. Ezek az eszközök általában 266 nm-es és 355 nm-es hullámhosszú fényt használnak, mely Nd:YAG lézerből relatíve könnyen előállítható.

Hogy melyik hullámhosszra van szükség, az attól függ, hogy a környezetben milyen biológiai ágenseket akarunk elsősorban detektálni. A 266 nm-es UV fény elsősorban a triptofán által gerjeszt fluoreszcens hatást, mely egy aminosav a bakteriális sejtfalon belül és hasonló hatást lehet elérni a tirozin által is. NADH és flavinok esetén csak alacsonyabb mértékben érhető el ez a hatás ezen a hullámhosszon, míg 355 nm-es gerjesztési hullámhossz esetén a fluoreszcencia sokkal intenzívebb a NADH-nál, illetve flavinoknál, de triptofán esetén nem mutatható értékes eredmény ennél a hullámhossznál. [95] A fentiekből kifolyólag a 266 nm-es hullámhossz a legmegfelelőbb a triptofán gerjesztésére és mindemellett magasabb fluoreszcencia keresztmetszete van. [100] A NADH 355 nm-es hullámhosszon történő gerjesztése során a bakteriális spórák életképességéről kaphatunk információt. [101] [102] Ezek mellett nagyon fontos kiemelni, hogy a légköri ózon csillapítási tényezője a 266 nm-es hullámhosszúságú fényre vonatkozólag 10-szer nagyobb, mint a 355 nm-es fény esetén. Ebből kifolyólag a 355 nm-es LIDAR érzékenységi tartománya jóval nagyobb távolságra mutat. [103]

Utahban terveztek egy UV lézer indukált fluoreszcencia (LIF) távérzékelési rendszert, melynek célja az volt, hogy megépítsenek egy olyan LIDAR technológián alapuló rendszert, mely alkalmas a környezetben lévő biológiai aeroszolok detektálására minél nagyobb távolságból, emellett olcsó legyen és relatíve kicsi méretű. Végeredményképpen sikerült megépíteni a rendszert, mely egy kisebb teherautóra, vagy terepjáróra felszerelhető és 0,5 km-től 5 km-es távolságig alkalmazható (időjárástól függően) a biológiai ágensek érzékelésére. [102] [104]

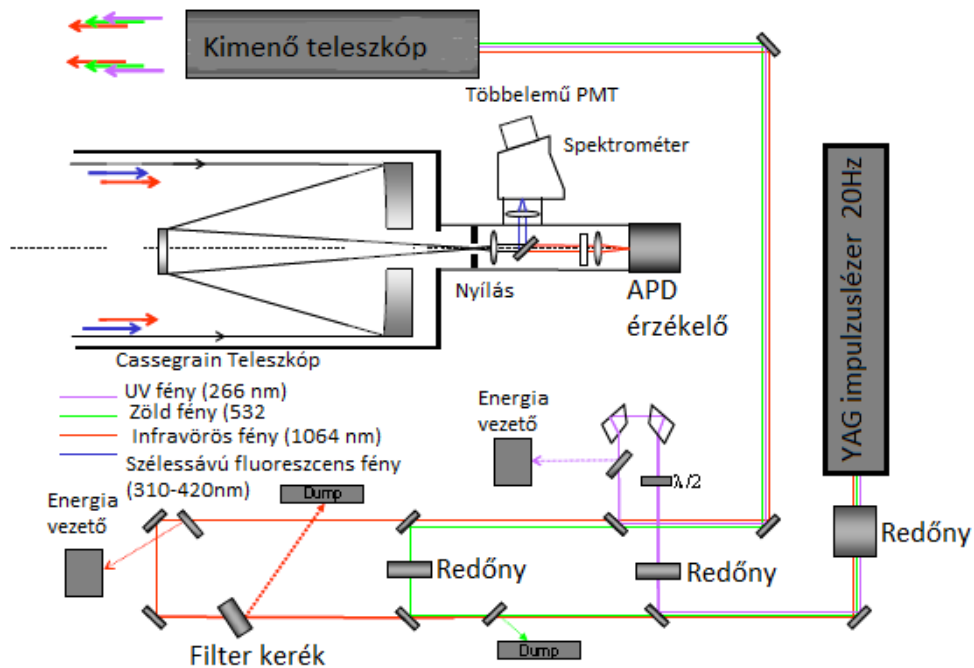
A rendszerben egy villanólámpa által pumpált, frekvenciaháromszorozott, Q-kapcsolt Nd:YAG lézer produkálja a 10 ns hosszúságú, 355 nm-es gerjesztési impulzusokat. A visszavert és fluoreszcens nyalábot egy ún. Maksutov teleszkóp gyűjti be és irányítja át egy hosszan áteresztő, kettőstörő nyalábosztón, mely a 360 nm-nél rövidebb hullámhosszúságú fényt visszatükrözi, tehát hatékonyan elválasztja a visszavert lézerfényt a LIF fénytől. A szórt fényt a rendszer belefókuszálja egy fotoelektron-sokszorozóba (PMT), mely ezt érzékeli és ezt követően a rendszer digitális jellé alakítja, hogy eredményt lehessen kapni az aeroszokról visszavert fény intenzitásáról a távol-

ság függvényében 1,5 m felbontással. A LIF-et egy teleszkóp gyűjti be, mely átmegegy egy hosszan áteresztő szűrőn és végül a képalkotó spektrométer bemeneti nyílásába van fókuszálva. A LIF spektrumot egy kapuzott, intenzív töltéscsatolású eszköz érzékeli (ICCD). [102] [104] A 15. ábrán az Ares LIDAR rendszer optikai vázlatja látható.



**15. ábra:** Az Ares UV LIF LIDAR rendszer optikai sematikus ábrája [102] [104]

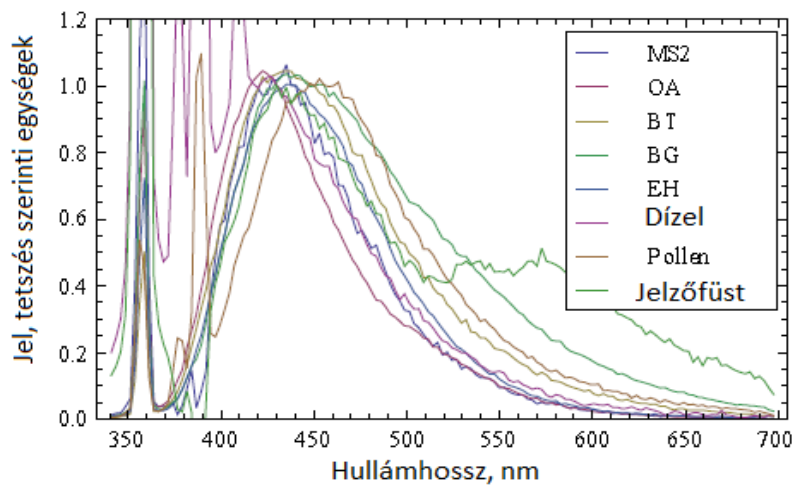
A német CBRN központban már több hullámhosszú LIDAR rendszert is teszteltek, mely működik 1064 nm-en, 532 nm-en depolarizációs mérésekhez és 266/355 nm-en, hogy a felhőkből fluoreszcenciát váltsanak ki. [99] [102] A 16. ábrán egy több hullámhosszú LIDAR rendszer ábrája látható.



**16. ábra:** Egy több hullámhosszúságú LIDAR rendszer sematikus ábrája [99] [102]



A norvég rendszer valamivel egyszerűbb, mégis igen hasznos eredményeket lehet vele elérni. A biológiai anyagokról nagy felbontású spektrumot tud készíteni és egy 355 nm-es frekvencia háromszorozott Nd:YAG lézerforrás segítségével megy végbe a fluoreszcencia gerjesztés. A lézer ismétlési sebessége 10 Hz és 150 mJ energiát eredményez mindössze 5 ns impulzus hosszal. A berendezés teljes tömege mindössze 70 kg. A rendszerben lévő PMT által érzékelt fény adja az információt az aeroszolok jelenlétéről és a LIDAR rendszertől való távolságukról. Az érzékelő rendszer spektrális felbontása 7 nm. A rendszer tartalmaz egy 300  $\mu\text{m}$  átmérőjű optikai szálát és egy 300 vonal/mm-es rácsot a spektrográfban. [99] [102] A 17. ábrán a különböző szennyezőanyagok jelerősségét figyelhetjük meg a hullámhossz függvényében 340 nm és 680 nm között.



**17. ábra:** A szennyezőanyagok jelerőssége a hullámhossz függvényében [99] [102]

Megfigyelhetjük, hogy az erős jelek 350 nm és 410 nm között vannak. Ez köszönhető a rugalmas visszaszórásnak (355 nm), az oxigénről történő Stokes-eltolt Raman visszaverődésnek (376 nm), a nitrogénnek (386 nm) és a vízpárának (408 nm). [99] [102]

### Következtetések

Ebben a fejezetben összefoglaltam, hogy milyen fajta lézereket és miért azokat használják a katonai alkalmazásokban.

Bemutattam, hogy LIPS (Lézer indukált plazma spektroszkópia) segítségével atomi szintű analízist lehet végezni, így például lövedékek anyagi összetételét lehet meghatározni egyetlen lézer impulzussal.

Irodalmi forrásokra támaszkodva bemutattam egy STP (Felületi két fotonos spektroszkópiái) módszert, ahol kvantitatív módon tanulmányozható az SHG (Második felharmonikus keltés) hatásfoka porszerű kristályos anyagnál. Maga a bemutatott módszer egyértelműen egy megfelelő alternatíva a felületek nemlineáris optikai tulajdonságainak tanulmányozására.

Bemutattam, hogy lézer indukált fluoreszcencia (LIF) segítségével kimutatható egy adott térrészben a különböző biológiai ágensek jelenléte. Megmutattam, hogy a LIF eljárás távdiagnosztikára is alkalmazható, bemutattam több LIDAR berendezést és a velük kapott eredményeket (anyageloszlás térképet).

### 3. FEJEZET

#### A SZABADTÉRI LÉZERES KOMMUNIKÁCIÓ ÁTTEKINTÉSE

Szabadtéri optikai adat- és információátvitel céljára a kis nyílásszögben sugárzó lézerek, infravörös lézerforrások használhatók a legeredményesebben. Ennek oka az, hogy egy meghatározott teljesítményküszöbön felül a lézerfény egészségkárosító hatása jelentős (rövid expozíció esetén is vakságot okozhat), másrészt azért, mert a rádióhullámokhoz hasonlóan a fény esetében is kialakulhat az interferencia, lebegés, ami zavaróan hat. [105]

Szabadtéri optikai adat-, és információátvitelre alkalmas eszközeink, időjárástól és a légköri állapotoktól függően, esetenként több tíz km távolság áthidalására is alkalmasak lehetnek, de a szakirodalmi források ennél nagyobb távolságon végrehajtott kísérletekről is beszámolnak. [106] [107]

Alapjában véve a lézeres kommunikációs módszerek között a következő típusokat különböztetjük meg:

- levegő-levegő;
- levegő-föld;
- föld-levegő;
- föld-föld.

Mindegyik területen számos szakirodalom látott már napvilágot. Ahogyan a bevezető fejezetben volt már róla szó, a katonai területen a lézeres kommunikációval már a 70-es években is foglalkoztak. Külön figyelmet érdemel a lézeralapú kommunikáció vizsgálata területén V.A. Orlov „*Új eszköz a haditechnikában a lézer*” című könyve, melyben részletesen tárgyalja az atmoszférikus hírösszeköttetést, az optikai kábeles rendszereket és a kozmikus hírközlésben alkalmazott lézereket is. [30]

Nagyon ígéretes, érdekes és egyben kihívásokkal fűszerezett feladat egy teljes egészében fénnel működő kommunikációs rendszer megvalósítása a robot és bázis között.

Az egyik kihívás a méret és a tömeg.

Ahhoz, hogy az egész rendszer méretét lecsökkentsük, különösen fontos feladat, hogy olyan lézerforrást használjunk fel, mely működtetéséhez sokkal kisebb energiaforrás is elegendő. Kis lézerteljesítmények esetén felmerülhet az egyes fotonokkal való kommunikáció.

Másik kihívás a rejtett kommunikáció megvalósítása (titkosítás).

A robotjárművek közötti kommunikációt főleg katonai alkalmazásokban célszerű titkosítani, védetté tenni. Hangsúlyoznom kell, hogy gyenge fényvel (pl. egyfotonos módszerrel) nagyon nehéz analóg módon átvinni az információt, ugyanis a jel eleve Poisson – véletlen zajjal terhelt. A digitális, pl. PCM (pulzus kód moduláció) alkalmazása ugyanezért zajos, minél lejjebb vesszük a fény intenzitását. Ezek miatt a drónok között az egyes-fotonnal való kommunikáció komoly kihívás, főleg nappal.

A hardveres megoldások mellett, természetesen a redundancia növelésével, hibajavító eljárásokat is alkalmazhatunk.

A bázis-robot kommunikációnak két iránya van.

1. A bázis irányít, parancsokat ad a robotnak.
2. A robot visszajelzést ad helyzetéről, eljuttatja a megfigyelés eredményeit a bázisra.

A bázis általában rádió (mikro-) hullámokkal kommunikálhat a robottal, de rejtetten ez nem lehetséges.

A legegyszerűbben a bázis egy lézerrel vezető sugarat bocsát ki, a drón ezt folyamatosan detektálja, és korrigálja az eltérést.

Ha moduláljuk a vezető sugár valamely paraméterét (intenzitás, fázis, polarizáció, hullámhossz), lehetőség van bonyolultabb vezérlési funkciókra. Ez természetesen felfedhető az intenzitással arányos valószínűséggel. A fotonszámlálás egyben jelentős előrelépés lehet, zajszintre lehet csökkenteni a vezető sugár intenzitását.

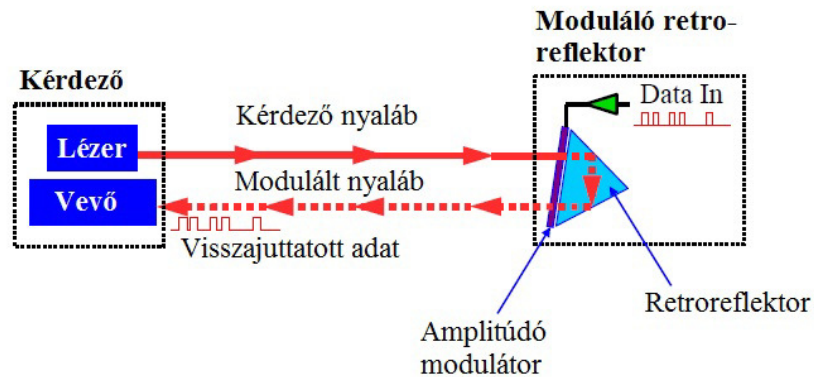
A drón is válaszolhat mikrohullámú csatornán, de ez is nyilvános, árulkodó.

A robotra telepített lézeres adó egy megoldás lehet, de egy szűk nyalábbal visszatalálni a bázisra, magas intelligenciát vár el a berendezéstől és nagyobb távolságban a titkosítás egyre nagyobb probléma, egyre szélesebb nyalábot kell alkalmazni (magától is kiszélesedik a divergenciából adódóan). Noha a dióda lézeres adó nem igényel túl nagy energiaforrást, mégis többlet súly.

Ha a bázis optikai irányítást alkalmaz (vezető sugár modulációval), felmerült, hogy nem lehetne-e ugyanezt a sugarat felhasználni a begyűjtött adatok visszaküldésre. Ehhez modulálni kell és olyan optikai rendszert használni, amely automatikusan a bázisra irányítja a fény nagy százalékát.

### 3.1. Fedett kommunikáció amplitúdó modulációval

Azután, hogy a fenti elgondolásomat kezdtem kidolgozni, rátaláltam egy US szabadalomra, (melyet W. S. Rabinovich és társai publikáltak 2014-ben) amely részben ezen az elven alapuló megoldást ír le. A 18. ábrán amplitúdó modulátor segítségével végrehajtott fénymodulációs optikai kommunikáció megvalósítása látható.



**18. ábra:** Amplitúdó modulációval végrehajtott retroreflektoron alapuló lézeres kommunikáció [108]

Hátránya, hogy amplitúdó modulációval dolgozik, emiatt a visszaküldött jel Rayleigh szórásából- akár oldalról- a kommunikáció tartalma is felderíthető. Később megmutatom, hogy az általam kidolgozott módszer ettől a hibától mentes.

Rabinovich-ék ugyan nem csak a modulációval foglalkoztak, hanem optikai szcintillációkat mértek retroreflektor sorokkal. Saját kutatásaim esetében mind a fluktuációs mérésekhez, mind a modulációs kísérletekhez egyetlen retroreflektort alkalmaztam.

A retroreflektorral végrehajtott optikai kommunikációs eljárás során a kommunikációs csatornák igen magas optikai szcintillációt mutathatnak a nyaláb atmoszférán keresztül történő kettős áthaladása miatt. A magas szcintilláció elhalványuláshoz és csomag hibákhoz vezethet. Rabinovich-ék megmutatták, hogy a szcintilláció nagyban lecsökkenthető különböző technikák kombinációjával (retroreflektor különbözőség, apertúra átlagolás, bistatikus optikai lekérdezés). Szabadtéri optikai (FSO) csatornák lehetővé teszik a nagy sávzélességű kommunikációt, amely nem igényel frekvencia elosztást, és amely ellenáll a lehallgatásnak, illetve zavarásnak. A hagyományos, közvetlen FSO csatornának mindkét oldalon van egy lézerforrása, amely olykor túl nagy lehet kis platformokhoz. Az esetükben egy FSO kommunikációs csatorna egy modulá-

ciós retroreflektort (MRR) használ, mely több szempontból előnyös lehet. Ezek a kommunikációs csatornák csak a csatorna egyik végén igényelnek aktív terminált. A másik végén egy kisméretű retroreflektor terminált alkalmaznak, amely alacsony erőforrású és nem követel pontos célzást vagy másik lézert. Az ő esetükben az MMR-ben a modulátort egy elektromos jelhordozó adat (electrical signal carrying data) működteti. Ezt az adatjelet a modulátor integrálja a retroreflektált optikai nyalábba és aztán visszajut a lekérdezőhöz. MRR-ek a sarokprizmákon, illetve macskaszem retroreflektorokon alapszanak és az optikai modulátorok számos variációját alkalmazzák. [108] [109] Az MMR-eket számos alkalmazásban demonstrálták, mint pl. szárazföldi, tengeri és földlevegő kommunikációs csatornák esetén. [108] [110] [111] [112]

A visszatérő optikai teljesítmény retroreflektor csatornáknál –az idézett cikk szerint  $1/R^4$  arányban esik vissza, ahol  $R$  a kommunikációs csatorna hossza. Ennek eredményeként nehéz fenntartani magas kommunikációs csatorna határt nagy távolságokban. A fő korlátozó tényező az optikai szcintillációs tényező. A szcintillációt légköri turbulencia okozza, amely mindössze néhány milliszekundum erejéig változtatja az optikai teljesítményt. Az alacsony hibaarány fenntartása az optikai csatornán belül elegendő határsávot követel ahhoz, hogy az árnyékolás a detektor érzékenysége alatt legyen. Nagy turbulencia esetén az intenzitás fluktuációk elérhetik a 40 dB-t. Ilyen körülmények között a csatorna távolság lecsökkentése a határszféra megnövelése és a szcintilláció lecsökkentése érdekében gyakran az egyetlen mód ahhoz, hogy elérjük a kívánt hatásfokot.

A szcintillációs index erőssége a következőképp határozható meg:

$$\sigma_1^2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \quad (7)$$

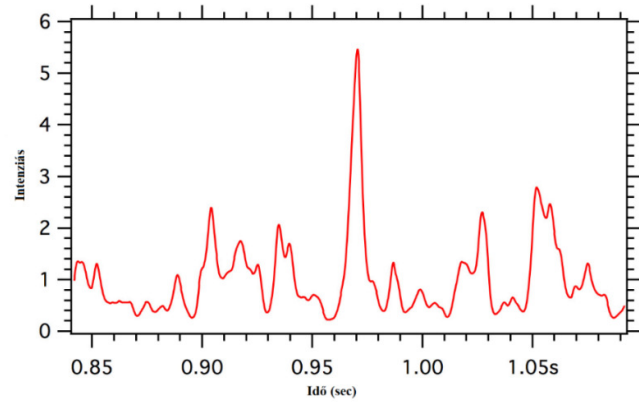
ahol:  $I$  az intenzitás,  $\langle I^2 \rangle$  az intenzitás négyzet várható értéke, míg a  $\langle I \rangle^2$  pedig az intenzitás várható értékének a négyzete. [108]

Rabinovich-ék különböző módon elrendezett retroreflektorokkal hajtották végre az intenzitás fluktuáció meghatározását. A 19. ábra (a) részén egy intenzitás minta látható, amely egy retroreflektorról visszatükrözött nyaláb eredménye. Az intenzitást úgy normálták, hogy az átlag legyen egyenlő eggyel. Ezzel meghatározták, hogy  $\sigma_1^2=0,34$ .

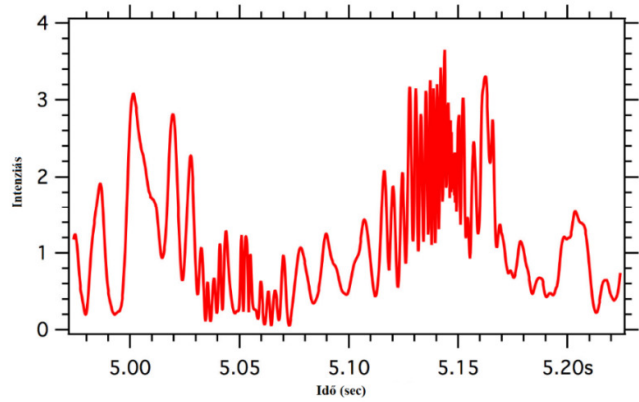
A 19.(b) ábra három retroreflektorból álló sorról visszavert intenzitást mutatja  $\lambda/4$ -es lemez nélkül. Ebben az esetben a  $\sigma_1^2=0,51$ , tehát magasabb, mint egy db retroreflektor alkalmazása esetén. A válaszjel a retroreflektor sorról jel variációkat mutat két idő skálán. A lassabb variációk hasonlóak ahhoz, amely az egy retroreflektor

esetén volt látható. A gyorsabb variációk szinuszosak és a retroreflektor sorában a vibrációnak köszönhetőek.

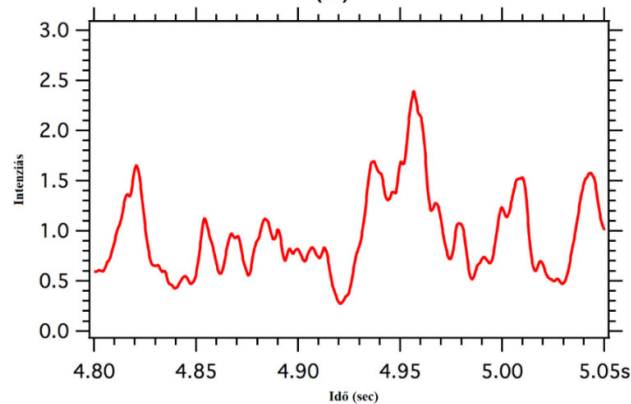
A 19.(c) ábra szintén három retroreflektorból álló sorról visszavert intenzitást mutat, csak a középső prizmán  $\lambda/4$ -es lemez van. Ebben az esetben a  $\sigma^2=0,24$ , tehát alacsonyabb, mint mindkét esetben, ahol  $\lambda/4$ -es lemezt nem alkalmaztak. A jelváltozások csak a lassabb időskálán vannak, mely a légköri turbulenciához köthető. A két külső retroreflektor és a középső közötti interferenciát a  $\lambda/4$ -es lemezzel elnyomták, mert azok 10 cm-re való szétválasztása elegendő volt ahhoz, hogy a fogadó nyíláson keresztül egy rojtot képezzenek. [108]



(a)



(b)



(c)

**19. ábra:** Normalizált intenzitás fluktuáció 1,7 km-es kommunikációs csatornánál egy db 2,5 cm átmérőjű retroreflektor esetén (a), 3 db 2,5 cm átmérőjű, egymástól 5 cm távolságra lévő retroreflektor sor esetén (b), 3 db 2,5 cm átmérőjű, egymástól 5 cm távolságra lévő retroreflektor sor esetén, ahol a középső prizmat  $\lambda/4$ -es lemez fedí. [108]

A szcintilláció igen magas szintjét, melyet terepi moduláló retroreflektorok alkalmazásánál, tiszta, nappali idő alatt figyeltek meg, súlyosan korlátozni tudják a kommunikációs csatornák szolgáltatását és a minőségét. Különböző technikák kombinálásának alkalmazása azonban nagyban csökkenteni tudja a szcintillációs indexet.



Ezek a technikák nincsenek nagy befolyással a rendszer egyszerűségére, az alacsony energiafogyasztásra és az MMR rendszerek laza célzó követelményeire. Ez azért fontos, mert ezek azok a tulajdonságok, amelyek az MMR-eket vonzóvá teszik.

A bemutatott adatok mellett a retroreflektor sorokkal további méréseket hajtottak végre 7 cm apertúrával 5 km-es távolságból. A telített szcintillációs index némi növekedést mutat nagyobb távolságokban, 1 és 1,5 közötti érték közt csúcsosodva. A szcintilláció ezen értékei hasonlóak azokhoz, amelyeket nagy távolságban lévő közvetlen terepi optikai csatornák közt születtek. Egy retroreflektorról a választ egy monostatikus terminállal valósították meg 2,8 cm apertúrával, ahol telített szcintillációs indexet 10-nél nagyobb értékkel mutattak nagyjából 2 km-es kommunikációs csatornánál. Ebben a konfigurációban több mint 24 dB tűréshatárra van szükség egy 1%-os hiba arány megvalósításához. Egy 3 retroreflektorból álló sort alkalmazva a szcintillációs indexet lecsökkentették 5-re. Mindezen technikák kombinációja lecsökkenti az 1%-os hiba arányhoz szükséges optikai teljesítményt közel 20 dB-el. [108]

A fenti kutatási irány alkalmasnak látszik az FSO kommunikáció megvalósítására, részletesen tárgyalta a lassú fluktuációk hatását (szcintilláció) és egy lehetséges korrekciós eljárást mutatott be (prizmasor), viszont nem vizsgálta a nagyfrekvenciás fluktuációk, zajforrások hatását, ami fontos lehet a nagysebességű adatátvitelnél.

### **3.2. A kvantumtitkosítás**

A kvantumoptika fejlődéséhez nagyban hozzájárult, hogy Glauber megadta a koherencia kvantumos leírását [113] és később a parametrikus erősítés kvantumos leírását is Mollow-al egyetemben. [114] A parametrikus jelenségek zajviszonyait és fluktuációit elsősorban Yariv és Lousiell vizsgálták. [115] [116]

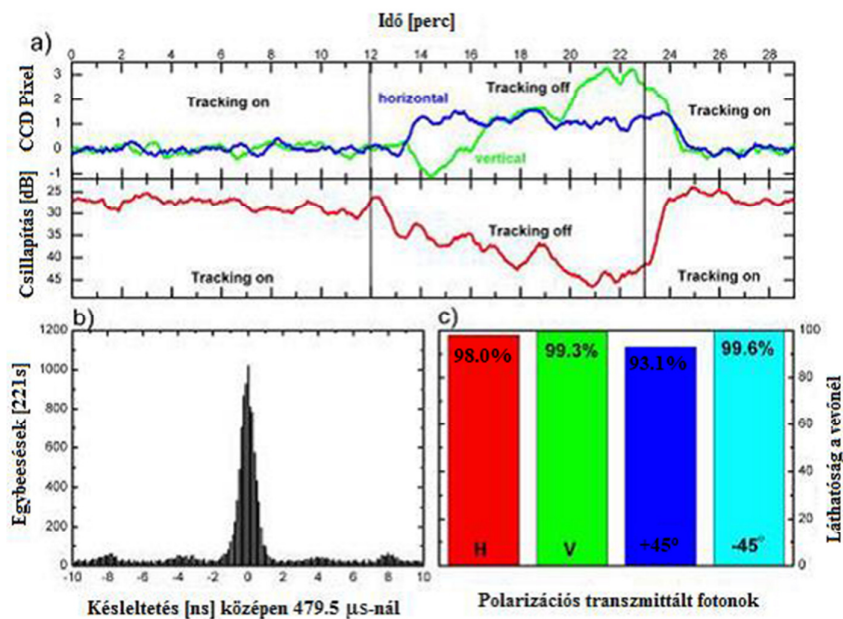
A kvantumkriptográfia, vagyis az egyes fotonokkal történő információátvitel jelenleg az egyik legígéretesebb titkosítási eljárás. A Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Karán diplomamunkám során ezzel foglalkoztam, ahol a nem-csomósodó fotonnyaláb előállítására volt a végső cél. Ennek elméleti alapjait lentebb később részletesen tárgyalom.

Egy korábban megvalósult kísérletben már bemutatták, hogy az egyes fotonokkal történő szabadtéri kommunikáció megvalósítható akár több mint 100 km-es távolságból is. [117] [118] [128] [152] Ez a távolság több mint egy teljes nagyságrenddel meghaladja az összes eddigi szabadtéri kísérletet és kihasználja a földi nyílt téri kom-

munikáció lehetséges határait. A távolság emellett demonstrálja a kvantum kommunikáció jövőbeni lehetőségét a Föld körül keringő objektumok között, mely magában foglalja az egyes műholdakkal, vagy a Nemzetközi Űrállomással történő kommunikációt is.

A kvantumelmélet azt mutatja, hogy a kvantum összefonódáson alapuló összefüggések tetszőleges távolságra fenntarthatók. Mindaddig a kvantummechanikának ezen jóslatát 13 km-es távolságra tudták ezelőtt igazolni szabadtéri léghőri összeköttetések révén polarizált fotonokkal. [117] [119] [120] [121]

Az egyes fotonokkal történő kommunikációs kísérletet 100 km-es távolság felett a Kanári szigetek La Palma és Tenerife szigetein valósították meg, melyeken az egyes kommunikációs kísérleti berendezések egymástól pontosan 144 km-re helyezkedtek el. [117] [118] A 20. ábra a kvantumkommunikáció szabadtéri megvalósításának eredményét mutatja.



**20. ábra:** A kvantumkommunikációs átvitel teljes statisztikai jellemzése [117] [118]

Főbb megállapítások:

1. A 20. ábra egyrészt egy 808 nm-es tesztelő lézersugárnak a teljesítményét mutatja, melyet Tenerife szigetén mértek. Másrészt az adó teleszkópban a nyomkövető lézertől vett minta eltérést mutatja, mint az idő függvényét. Az átlag érték lassú változása a léghőri hőmérséklet változásának tudható be.

2. Az ábra az események eloszlásának egybeesését mutatja a két sziget között. A két detektálási helyszín között a terjedési idő kb. 487  $\mu$ s. A tiszta csúcs a beérkező kevert fotonoknak köszönhetően jelenik meg az egybeesési időablak 0,8 ns-os időintervallumában. Az oldalsó csúcsok 4 ns-os periódussal jelennek meg a foton forrás pulzáló természetének köszönhetően (249 MHz).

3. A 20. ábra a láthatóságokat mutatja, mely eredményeket egy 808 nm-es polarizált tesztelő lézersugár felhasználásával kaptak, amint azt a 144 km-es útvonalon átvetítették. A polarizációt egy négycsatornás polarizációs analizátorral mérték Tenerife szigetén 10 perces időintervallumban. A polarizáció kompenzáció után a fennmaradt láthatóság jelenik meg és az állandó. Ez azt mutatja, hogy a polarizáció megmarad, a depolarizáló hatás jelen esetben elhanyagolható. [117] [118]

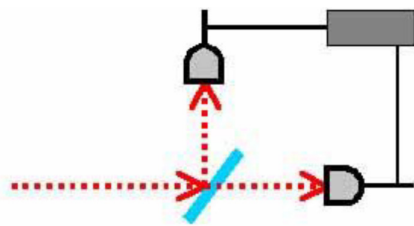
A kísérlet megvalósításához polarizált foton párokat állítottak elő úgy, hogy nagy teljesítményű UV lézerrel pumpáltak  $\beta$ -bárium-borát kristályt. Az egyik fotont helyileg La Palma szigetén mérték, míg a másikat egy 15 cm-es adóvevő lencsén keresztül továbbították 144 km-es távolságba egy 1 m átmérőjű tükör teleszkópba Tenerife szigetére. Az összekötő útvonalat egy Tenerife-ből La Palma-ba vetített 532 nm-es nyomkövető lézersugárral tartották aktívan stabil állapotba, melyet egy másik lencse lefókuszált egy CCD-re. A kísérlet megvalósításához szükség volt nyalábosztókra, félhullámlemezekre és polarizációs nyalábosztókra.

Az ebben a távolságban megvalósított sikeres kísérlet demonstrálja a kvantum kommunikáció jövőbeni lehetőségét a Föld körül keringő objektumok között, mely magában foglalja az egyes műholdak, avagy a Nemzetközi Űrállomással történő kommunikációt is, melyre már számos kísérlet megvalósult. [26] Erre példa a 2016 augusztusában Kína által felbocsátott első olyan kommunikációs műhold, mely akár 1200 km-s távolságba is tud információt kvantumoptikai úton továbbítani a Földre. [122]

Ahogy a bevezetőben már említettem, a védett kommunikáció kialakítási lehetőségeinek vizsgálata során, korábbi kutatások eredményeképpen felvetődött a már fent említett nem-csomósodó fotonnyaláb használata a lézeres kommunikáció céljaira. Ez kvantumoptikai úton valósítható meg és kvantumtitkosítási módszerekkel biztosítható az összeköttetések lehallgatás elleni védettsége. Gyakorlatilag lehetetlen a megfejtése, dekódolása illetéktelenek által, illetve lehetetlen észrevétlenül lehallgatni is. Csak azok ismerhetik a robotok közötti kommunikáció eljárásának részleteit, akik ismerik a rendszerben lévő összes optikai elem reflexiós és transzmissziós képességét, illetve az egyes késleltető egységekben a tükrök a polarizációs nyalábosztóktól való pontos távolságát.

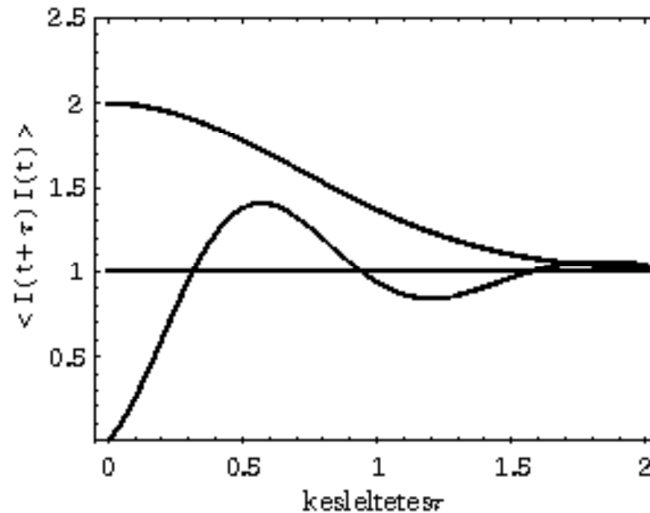
A nem-csomósodó fotonnyaláb bevezetéséhez fontos megemlítenem a foton korrelációs mérést, melynek alapjait Robert Hanbury Brown és Richard Q. Twiss brit fizikusok fektették le úttörő kísérletüknek köszönhetően. A kvantumoptika talán legjobban alkalmazott eszköze lett a foton korrelációs mérés. Egy olyan elrendezés megvalósítását tervezték meg 1956-ban, melynek segítségével meg lehet mérni a Szíriusz csillag átmérőjét. A kísérleti elrendezés alapján egymástól 6 méterre elhelyeztek két, a Szíriusz felé irányított detektort. A kísérlet várt eredménye az lett volna, hogy a két detektorba érkező fotonok teljesen különböző időpillanatokban csapódnak be. Valójában azonban a becsapódó fotonok között interferenciát sikerült észlelni, mely egy pozitív korrelációban valósulnak meg [123] [124].

*„Belátható, hogy a sugárzás fluktuációja szoros kapcsolatban van az intenzitás  $\langle I(t+\tau)I(t) \rangle$  autokorrelációs függvényével, amely végül is a fotonszám korrelációját írja le, ugyanis a kvantumelmélet szerint az intenzitás arányos a fotonsűrűséggel. A  $\langle \rangle$  csúcsos zárójel klasszikus vagy kvantummechanikai átlagképzést jelöl. Ez a mennyiség annak a valószínűségét méri, hogy a  $t$  időpontban detektáltunk egy fotont, és a  $t + \tau$  időpontban is detektálunk egy következő fotont. A beérkező jeleket a két detektorról arra használjuk, hogy elindítsanak és megállítsanak egy idő-amplitúdó konvertert, ami kimutatja az időkésést a két jel között. Ennek eredményeképpen megszámlálhatóak azok a fotonok, amelyek beérkezésük közti késés pontosan  $\tau$ . Az ilyen típusú korrelációs és koincidencia kísérletek történetében úttörő jelentőségű volt Ádám András, Jánossy Lajos és Varga Péter 1955-ben publikált koincidenciakísérlete, amelyben először használtak fotoelektron-sokszorozót, s ezzel jelentősen megnövelték a detektálás érzékenységét.”* [123] [125] A 21. ábrán az Ádám-Jánossy-Varga kísérlet vázlatát látható.



**21. ábra:** Az Ádám – Jánossy – Varga kísérlet (1955) vázlatát. [123]

A szétválasztott koherens fénnyaláb egyes fotonjai vagy továbbhaladnak, vagy függőleges irányba tükröződnek. A fotonok együttes detektálásának gyakorisága a bejövő fény intenzitásától nem függ, és gyakorlatilag nulla, tehát a foton nem bomlik részecskére. [123]



**22. ábra.** A koherens lézertény, a termikus sugárzás és a rezonancia-fluoreszcenciából eredő összenyomott, préselt fény  $\langle I(t+\tau)I(t) \rangle$  intenzitáskorrelációja a  $\tau$  késleltetési idő függvényében, Glauber elmélete alapján számolva. [123]

Az 1-ről induló vonal a koherens lézerténynek felel meg, a 2-es értékről induló a kaotikus fénynek, ez utóbbi mutatja a fotoncsomósodást. A 0-ból induló görbe a nem-csomósodó nyaláb intenzitáskorrelációja, amely a fotonritkulást mutatja. Mindhárom görbéhez jól illeszthetők Arecchi, Gatti és Sona (1966), illetve Kimble, Dagenais és Mandel (1977) mérési eredményei [123] [126]

A nem-csomósodó fotonnyaláb határeset az, amikor igen szigorúan meghatározott időpillanatban érkeznek a fotonok.

A nem-csomósodás jelenségének megértéséhez fontos definiálnunk a csomósodás jelenségét, illetve azt, hogy mi a Poisson eloszlás. Itt diszkrét valószínűségi eloszlásról beszélünk, mely a binomiális eloszlás határeloszlása. Kifejezi az adott idő alatt egymástól függetlenül megtörténő (teljesen véletlenszerű) események bekövetkezésének számát. A csomósodás jelenségét pedig leginkább a szuper-Poisson típusú fényforrással tudjuk párosítani, mely akkor valósul meg, hogyha annak a valószínűsége, hogy még egy foton detektálunk abban az időintervallumban, ahol az első foton detektáltuk nagyobb annál a valószínűségnél, hogy az első foton egy másik időintervallumban (ebben több impulzus is lehet) detektáljuk. A nem-csomósodás jelenségét leginkább a szub-Poisson eloszlással lehet definiálni. Ez a jelenség akkor valósul meg, ha az a valószínűség, hogy még egy foton detektálunk ugyanabban az időintervallumban, ahol az első jött, kisebb, mint az a valószínűség, hogy az első foton más időintervallumban detektáljuk. [42] [123]

A nem-csomósodás jelenségére több definíció is napvilágot látott. A leginkább ismert definíciók a másod rendű intenzitás korrelációs függvényre épülnek.

*I. Definíció:* Foton nem-csomósodás akkor lép fel, ha az intenzitás-korrelációs függvény  $G^2(t, t+\tau)$  kezdeti értéke  $\tau=0$ -ról:

$$G^2(t, t + \tau) > G^2(t, t), \quad (8)$$

$$\text{ahol: } G^2(t, t + \tau) = \langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t + \tau) \hat{a}(t) \rangle \quad (9)$$

Az első egyenletet fel lehet írni másképpen is:

$$g^2(t, t + \tau) > g^2(t, t), \quad (10)$$

$$\text{ahol: } g^2(t, t + \tau) = G^2(t, t + \tau) / [G(t)]^2 \quad (11)$$

A  $g^2(t, t+\tau)$  függvényében található elsőrendű korrelációs függvény nem más, mint a fotonszám  $\langle n(t) \rangle$  várható értéke:

$$G(t) = \langle n(t) \rangle = \langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle, \quad (12)$$

ahol:  $\hat{a}$  és  $\hat{a}^\dagger$  a keltő és eltüntető operátorok.

Megfigyelhetjük, hogy a normalizáció független  $\tau$ -tól. A  $G^2$ -re és  $g^2$ -re vonatkozó egyenlőtlenségek ugyanazt a hatást írják le abban az esetben, ha  $G(t) \neq 0$  [42] [125].

*II. Definíció:* Foton nem-csomósodás akkor is felléphet, ha a normalizált intenzitáskorrelációs függvény

$$g^2(t, t + \tau) = G^2(t, t + \tau) / G(t)G(t + \tau). \quad (13)$$

*III. Definíció:* A szub-Poisson fotonstatisztikát (ezt is nem-csomósodásnak hívják) kétféleképpen is definiálhatjuk. Vagy azt mondjuk, hogy  $Q(t) < 0$  vagy pedig azt, hogy  $g^2(t, t) < 1$ . [42] [127] [128]

Elmondhatjuk, hogy az egyes és kettes definícióval nem egyezik a hármaskorrelációs definíció, mert itt az egy-időre korrelált függvény különbözik a két-időre korrelált függvényektől, amelyeket az egyes és kettes definícióban használtunk. [42] [129]

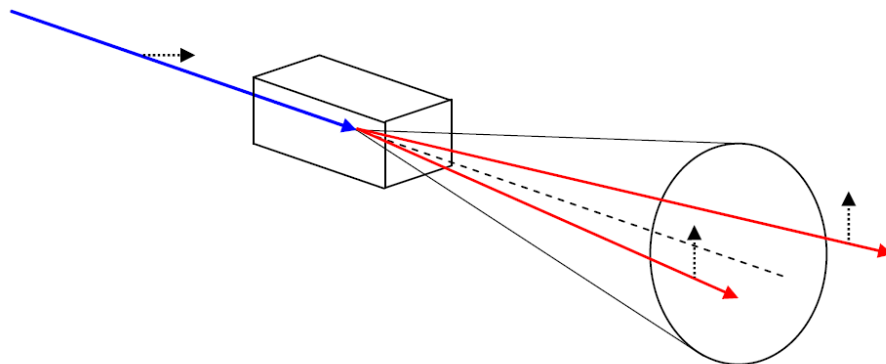
Ahhoz, hogy szub-Poisson nyalábot megvalósítsunk, az egyik lehetséges út, hogy egy Poisson forrás által kibocsátott fotonok mindegyikét optikailag késleltetjük a kívánt időbeni pozícióra.

A Poisson nyalábot egy OPO-val állítjuk elő 400 nm-en gerjesztve. A nemlineáris kristály segítségével az eredeti 400 nm-es fotonból 2 db 800 nm-es fotont állítunk

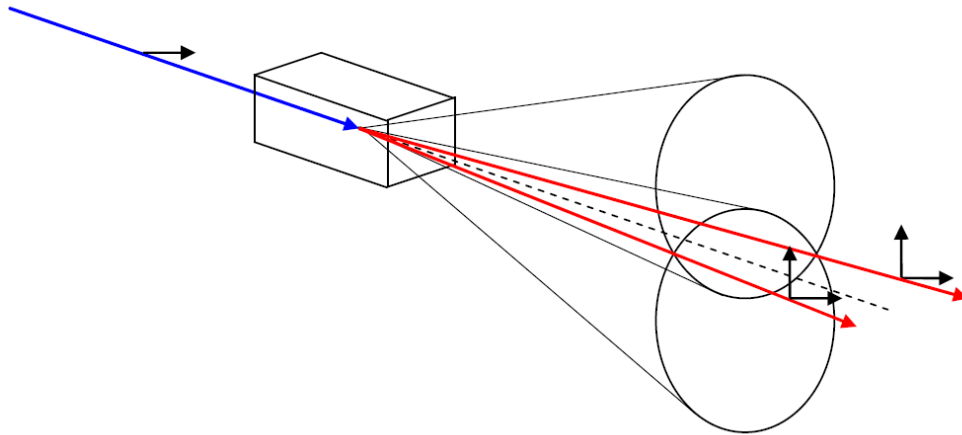
elő. Ennek a parametrikus folyamatnak az a következménye, hogy szigorúan korrelált fotonpárok jönnek létre. A korreláltság jelensége többféleképpen is megvalósulhat:

- a fotonpárok egyidejűleg (legalább is a femtoszekundumos tartományban) mindig párosával érkeznek, így időben határozottan korreláltaknak tekinthetők;
- a fotonpárok összenergiája megegyezik a pumpáló foton energiájával;
- az irányuk (a fotonok impulzus vektora) is korrelált, ha az egyik foton impulzusa adott, párjái is meghatározott és akkor az nagy pontossággal meghatározható a mrad-os tartományban.

Fontos megjegyezni, hogy a nemlineáris közegben a fázisillesztést biztosítani kell a parametrikus konverzió létrejöttéhez, ám a parametrikus átalakítás koefficiense csak  $10^{-7}$ . A leggyakrabban használt anyagok nemlineáris kristálynak a KTP, BBO és KDP kristályok, míg a frekvenciaviszonyok tekintetében pumpálásra általában folytonos UV lézert használnak és így egy UV vagy közel UV foton bomlik két, közel-infravörös fotonra. A konvertált fotonok az optikai tengellyel megegyező szimmetriatengelyű kúp felületén hagyják el a kristályt egytengelyű kristály alkalmazásának esetén. A kilépés szögéről tudnunk kell, hogy az a konvertált fotonok energiájának függvénye. Ez az elrendezés az ún. I. típusú frekvencia átalakítás, vagy frekvencia konverzió. Ebben az esetben a generált fotonpárok polarizációja megegyezik egymással, de a belépő foton polarizációjára merőleges: a beeső nyaláb extraordinárius, míg a parametrikusan generált nyalábok ordinárius polarizációjúak. Megfelelően keskeny sáv szélességű szűrővel és diaframmával kiválasztva a fotonpárok egyikét, következtetni tudunk a párjának energiájára és helyzetére. [130]



**23. ábra:** I. típusú frekvencia átalakítás, ahol a szaggatott fekete nyilak a polarizációs viszonyokat jelölik. [130]



**24. ábra:** II. típusú frekvencia átalakítás, ahol a kúpfelületek metszéspontjaiban kilépő fotonok polarizációját minden esetben a mérés határozza meg, de egymásra merőlegesek. [130]

A kúpok egymáshoz viszonyított helyzete a felhasznált kristály megfelelő hangolásával változtatható. Elérhető, hogy a kúpok egy vagy két pontban metszék egymást, vagy ne metszék egymást. A két kúp metszésében lévő fotonpárok közt az összefonódottság kimutatható. Ebben az esetben a két különböző kúp felületén kilépő párok polarizációja merőleges egymásra, míg az I. típusú átalakításnál a kilépő fotonpárok polarizációja megegyezik. Jelen esetben az egyik kúpé ordinárius, a másiké extraordinárius. A két kúpfelület találkozásánál kilépő páros fotonok polarizációja így csak abban az értelemben meghatározott, hogy mindenképpen merőleges egymásra. Minden esetben a mérés dönti el, hogy az adott foton éppen ordinárius, vagy extraordinárius polarizációjú, s természetesen ekkor a párja épp az ellenkező. [130]

Fontos leszögezni, hogy a kölcsönhatás Hamilton operátorából kiindulva és első fokú perturbáció számítását végezve adódik, hogy a konverzió során generált fotonpárok kvantumállapota egy kétfotonos, összefonódott állapot. [130] [131] [132] [133]

A nem-csomósodó fotonnyaláb előnyei és hátrányai a védett kommunikációban:

- nem lehetséges észrevétlenül lehallgatni;
- megfelelő eljárással dekódolhatatlan (BB 84-es protokoll [134]);
- mivel nagyon gyenge fénynyalábokat alkalmaz, rendkívül érzékeny a háttérzajra (csillagfény);
- jó kvantumhatásfokú, kis zajú detektor (>90%) szükséges;
- jó hatásfokú egyfoton forrás szükséges (még nem találtak igazán jó forrást).



Az utóbbiak miatt - mivel a robot vezérlését és kommunikációját könnyű lenne megzavarni, illetve az ilyen kvantumkommunikáció sebessége még mindig nagyon alacsony (kbit/s nagyságrend) – a javasolt rendszeremben (OPTODRÓN) magas jelszintű optikai vezérlést terveztem alkalmazni.

### **3.3. A lézeres kommunikációban használatos detektálási eljárások**

Egy ilyen kísérleti eljárás megvalósításához a szimpla fotonos lavina dióda (SPAD) alkalmazása az egyik legpraktikusabb módszer az egyes becsapódó fotonok detektálásához. Ennek a PMT-khez viszonyítva magasabb a kvantumhatásfoka. A gyártótól függően egy SPAD kvantumhatásfoka akár 80% is lehet. Az SPAD-nak ugyanakkor van néhány hátránya is, mint például a detektálni kívánt fényt precízen be kell fókuszálni a dióda roppant kicsi átmérője miatt és ugyanakkor alacsony hőmérsékleten kell tartani a megfelelő működés és hosszú élettartam érdekében. A hűtési eljárás kis-méretű Peltier elemekkel megoldható, ahogyan már korábban alkalmazták InGaAs lavina fotodiódák felhasználásakor. [82] [135]

Az SPAD-nak és a PMT-nek is van előnye, illetve hátránya. A PMT-nek sokkal nagyobb a bemeneti nyílása, mint az SPAD-nak, ebből kifolyólag a fény bevezetése, illetve a fényforrással való betalálás sokkal könnyebb a PMT esetében. Ugyanakkor a legtöbb PMT detektálási hatásfoka 400 nm körül csúcsosodik ki, míg a legtöbb SPAD-nak ugyanez 600-700 nm körül van. Nagy távolságban történő szabadtéri lézeres kommunikáció esetén ebből a szempontból az SPAD előnyösebb a Rayleigh szóródásnak köszönhetően. Az SPAD detektálási nyílása viszont annyira kicsi, hogy nagyobb távolságból igen csak bonyolult az abba való betalálás. Erre megoldást jelenhet egy megfelelő optikai giroszkóp alkalmazása. Abból kell kiindulnunk, hogy a fény detektálása a fény elnyelődésének következtében kialakuló elektromos jelek méréséből lehetséges. Sok lehetőség van arra, hogy a fényt moduláljuk kommunikációs célokra, míg a szimpla fotonos kommunikációs kísérletek a kommunikáció biztonságában és titkosításában nyújtanak nagyon sok lehetőséget. Ahogy már korábban volt róla szó, a szimpla fotonos kommunikáció megvalósítható nagyon nagy távolságból is szabadtéri környezetben nagyon körülményes technikai eljárással. Jelen esetben nem feltétlen a nagy távolságban kell gondolkodnunk, hanem abban, hogy megfelelő optikai giroszkóp segítségével egy robotra szerelt SPAD alapú detektor rendszer a detektor fejét mindig a fényforrás

felé irányítsa. Az SPAD alapú rendszerekről már bebizonyosodott, hogy számos előnyük van. [136] [137]

Az impulzusok követési idejének a méréséből és az egységnyi idő alatt megfigyelt impulzusok számából azt találták, hogy a fotoelektronok számát valószínűségi változónak lehet tekinteni. Ez valószínűség számítással és matematikai statisztikával leírható. A detektálás során észlelt elektromos impulzusok - látszólag nyilvánvaló feltételezésen - megfelelnek az egyes fotonoknak. Ezt összehasonlítva a klasszikus fény intenzitásával arra lehet következtetni, hogy egy adott  $r$  helyen, egy adott  $dA$  felületen egységnyi idő alatt a foton detektálás valószínűsége  $P(r)$  arányos a fény  $I(r)$  intenzitásával a klasszikus értelemben:

$$P(r) \cdot dA \approx I(r) \cdot dA \quad (14)$$

Az egyes elektronok detektálása a kísérleti fizika szempontjából egy technikai kérdés, melyet megfelelően kell kezelni az esetlegesen közrejátszó több fotonos, több elektronos impulzusok, illetve a zaj és a holtidő miatt. [134] [136]

A PMT-ben a fotoelektronok a fotokatódról felgyorsulva emittálódnak és ráfókuszálva becsapódnak az első dinódára, aminek hatására másodlagos elektronok keletkeznek. Fontos megjegyezni, hogy ezen elektronok közül nem feltétlenül csapódik mindegyik rá az első dinódára, ugyanis egyesek eltérhetnek az eredeti pályájukról, így azok nem lesznek megsokszorozva. A fotoelektronok összegyűjtésének hatásfokát kollektív hatásfoknak nevezzük (CE). A beeső fotonok számérték arányát (a kimeneti impulzusok száma) detektálási hatásfoknak (DE) vagy számítási hatásfoknak nevezzük. Ezt a következő egyenlettel fejezhetjük ki:

$$DE(\%) = \left( \frac{N_d}{N_p} \right) \cdot 100\% = \eta \cdot \alpha \cdot 100(\%) \quad (15)$$

ahol:  $N_d$  - a számítási érték;

$N_p$  - a beeső fotonok száma;

$\eta$  - a fotokatód kvantumhatásfoka;

$\alpha$  - a kollektív fotonok hatásfoka. [82] [138]

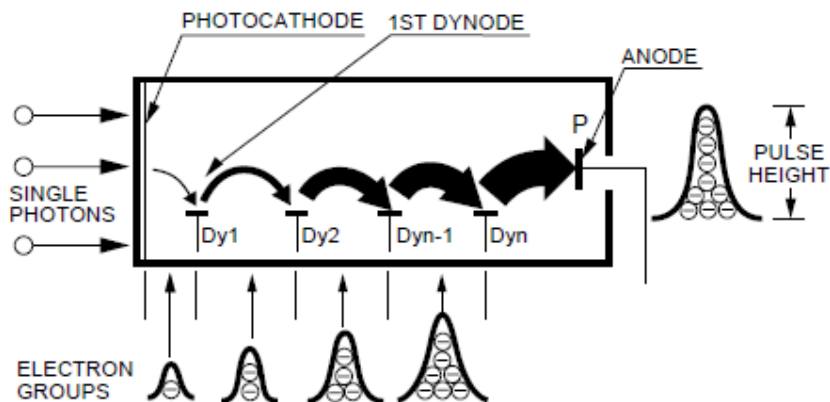
A kvantumhatásfok egy fotonnak a fotokatódba való becsapódása során kibocsátott fotoelektronok termelési valószínűségének a mértéke. Az én esetemben a használt PMT-nél a  $\eta=25\%$  400 nm-es hullámhosszon és a PMT nyeresége (G)  $10^7$ . A detektálási hatásfok attól a küszöbértéktől is függ, ahol a kimenő impulzusok bináris jelekké alakulnak. A PMT zaja (dark count, DC) a PMT belsejében lévő anyagok radioaktív bomlásából, és a kozmikus sugárzásból maradó tényezőknek az eredménye. Az elsődleges

zajforrás pedig nem más, mint a fotokatódról származó elektronok termikus emissziója. Hogy drasztikusan le tudjuk csökkenteni a zajt, a PMT termoelektromos hűtése elengedhetetlen. Egy Standard PMT körülbelül  $-20^{\circ}\text{C}$ -n működik jó hatásfokkal. Ezen a hőmérsékleten a zaj arány néhány kHz-s frekvenciáról lecsökkenthető néhány Hz-re. A zaj mértéke függ a katód típusától is, ami a hosszúhullámok alkalmazásánál magas érzékenységű katódoknál a legintenzívebb. [82] [139] [140] A PMT-k a zajukat a kimeneti impulzusok arányának szempontja alapján határozzák meg. Mondhatjuk úgy is, hogy a zaj az anód sötétáramaként (dark current, DCu) van meghatározva. Tegyük fel, hogy a sötétáram elsődleges forrása a fotokatódról származó termionikus emisszió. Ez esetben a zajarány a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$\text{DC (kHz)} = \frac{6 \cdot \text{DCu (nA)}}{G} \quad (16)$$

ahol:  $G$  - a PMT nyeresége. [82] [140]

Az első dinódáról emittált másodlagos elektronok száma körülbelül 20, a fotokatódról származó egyetlen elsődleges elektron eredményeként. Általában ezeket Poisson eloszlással lehet meghatározni és a másodlagos elektronok száma lesz a másodlagos elektron emissziós aránya  $\delta$ . Az elsőt követő dinódák valósítják meg az igazi multiplifikációs folyamatokat. A fotokatódról származó egyetlen fotoelektron hatására  $\delta^2$  mennyiségű elektron jön létre, ami az anód kimeneti impulzusaiból származtatható köszönhetően annak a ténynek, hogy a PMT-n belül  $n$  db dinóda van. Az anódnál kapott kimeneti impulzusok magassága a folyamatban lévő fluktuációktól függ a már fent említett másodlagos elektronsokszorozási arányból kifolyólag, ami impulzusról impulzusra eltér. [82] [138] A 25. ábrán a PMT működésének folyamata látható egyetlen fotoelektron hatására.



**25. ábra:** A PMT működésének folyamata egyetlen fotoelektron hatására [82] [138]

Az egyes elektron válasz (Single Electron Response, SER) szintén egy nagyon fontos definíció, melynek tisztázása fontos az egyes fotonok detektálási alapjainak a megértéséhez. Ha abból indulunk ki, hogy a maximális folytonos kimenő áram ( $I_{\max}$ ) sokkal alacsonyabb, mint a csúcsáram (ISER), a PMT közel teljes nyereséggel üzemel. Ez azt jelenti, hogy a PMT véletlenszerű impulzusokat produkál. Minden egyes impulzus egyetlen foton kimutatását reprezentálja. A detektor katódjánál a jel impulzussűrűsége szolgáltatja a fényintenzitás mértékét. A PMT SER-je az nem más, mint az a kimenő impulzus, ami egyetlen fotoelektron hatására jött létre. [82] [141:6]

A csúcsáram a következőképpen határozható meg:

$$I_{\text{SER}} = \frac{G \cdot e}{T_{\text{SER}}} \quad (17)$$

ahol:  $T_{\text{SER}}$  - a SER impulzus félértékszélessége;

G - a PMT erősítése (egy Standard PMT-nek  $10^7$ );

e - az elektron töltése ( $1,6 \times 10^{-19}$  C). [82] [141:223]

### 3.4. Digitális jelfeldolgozó eljárások, foton számlálás és a foton számláló detektorok jellemzői

Az egyetlen fotoelektron sokszorozásából keltett impulzust digitális jelként kezelhetjük. Sajnos azonban az az elvárás, hogy a szokásos digitális eszközrendszerrel kezelhessük, még nem teljesül.

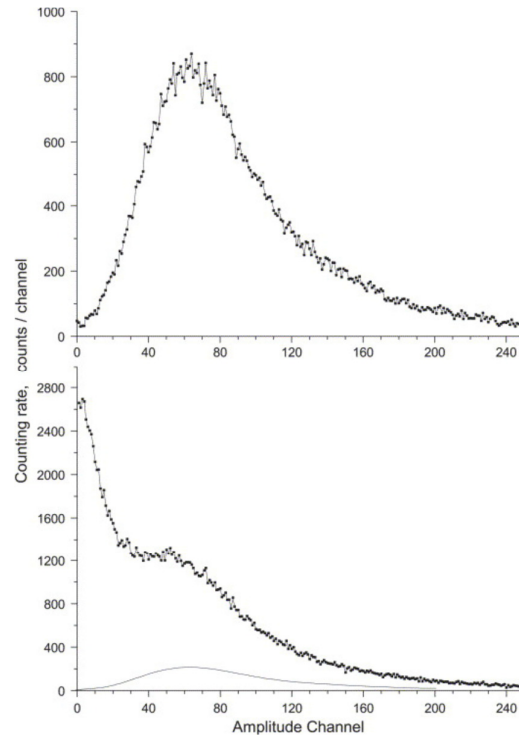
Néhány ok, amiért ez nem fog teljesülni:

- az impulzusok amplitúdója nem azonos.
- az impulzusok szélességét nagyon sok paraméter befolyásolja.
- a holtidő, a maximális ismétlési frekvencia szintén számításba jöhet.
- az időbeli viselkedésük vizsgálatához szabványosítani kell, hogy mikor tekintünk megérkezettnek egy fotonra. [134] [136]

A két alapvető foton számláló detektor – lavina fotodióda APD és PMT paramétereik különbözőek. Ha a PMT amplitúdójáról van szó, akkor tudomásul kell vennünk, hogy a zaj és az egyes fotoelektronhoz tartozó eloszlás ugyan átfedi egymást, de részben szelektálható amplitúdó diszkriminátorral (a nagyon kis amplitúdójú – de szpora – zajimpulzusok kizárásával). APD esetében Geiger üzemmódban (lavina tartomány) mind a zaj, mind a fotoelektron egyforma impulzust generál és itt nem tudunk szelektálni.

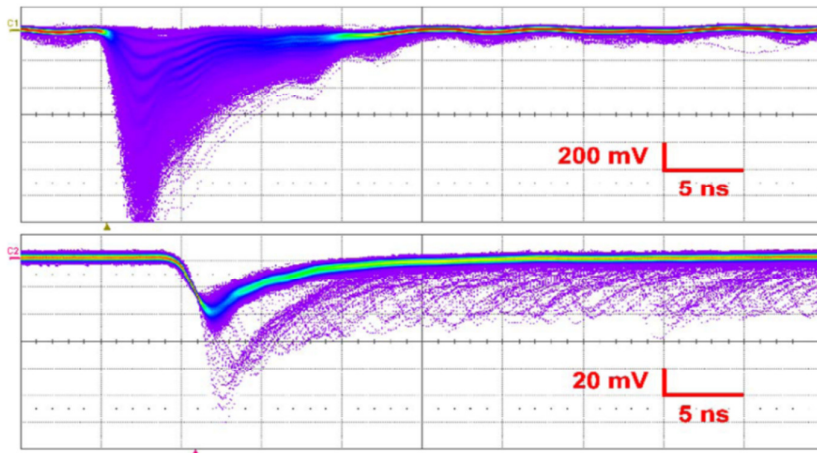
Ha az impulzus szélességről van szó, akkor ki kell emelnem, hogy a PMT 50 Ohm-os ellenállással működik annak érdekében, hogy megakadályozza a kábelről történő reflexiókat. Az impulzusok dinódakapacitás függőek, melyek 1-2 ns félérték szélességűek. APD-k esetében 5-10 ns lecsengése van a jelnek 2 ns felfutás után. [134] [136]

A 26. ábrán a PMT impulzusainak amplitúdó eloszlása látható.



**26. ábra:** Fotoelektron-sokszorozó (PMT) impulzusainak amplitúdó eloszlása (alul zajjal együtt, felül a zaj kivonásával kapott egyelektron-eloszlás) [134] [136]

A 27. ábrán oszcilloszkópos képen láthatóak a lavina fotodióda mátrix (M-APD) impulzusai. Felül a fotoelektromos impulzusok, szeparálhatóan az egy-, kettő-, három, ...pixel egyidejű megszólalásai kiváltotta impulzusok, alul pedig a sötétbeli zaj-impulzusok (dark noise pulse) figyelhetők meg.



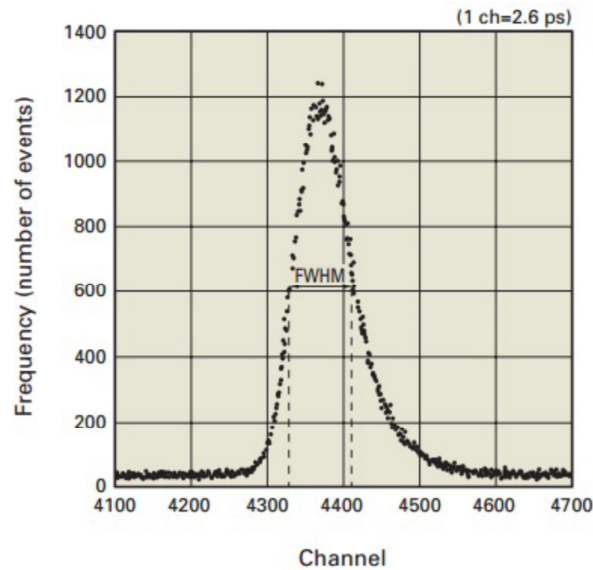
**27. ábra:** Oszilloszkópos képen a lavina fotodióda mátrix impulzusai [134] [136]

A holtidőt figyelembe véve a PMT esetében a dynóda osztólánc nagyfrekvenciás kompenzálása esetén csak az impulzusszélesség szab határt a feloldásnak, míg ADP esetén a kisülést korlátozó ellenálláson a való újbóli feltöltődési idő 100 ns nagyságrendű. Az időbeli azonosításnál az ADP viszonylag állandó amplitúdójú impulzusokat ad, de mivel lassabb a felfutása, 200 ps szélességű a bizonytalansága az impulzus időbeli megjelenésének, míg PMT esetén az impulzusok amplitúdója erősen fluktuál, de megfelelő, úgynevezett CF (Constant Fraction - állandó arányú) diszkriminátorral a fotoelektron impulzusok időbeli eloszlása 50 ps-nál kisebb lehet. [134] [136]

Ahhoz, hogy megemeljük egy PMT alapú szimpla foton számláló rendszer számolási sebességét, több diszkriminátort célszerű használni. [134] A PMT-k különböző fajtáit és működési elveit már bemutatták vákuumcsöves technológiákon belül számos alkalmazásban. A PMT-k ezen osztálya szűkebb magasságú disztribúciót mutat, mint a fém-dinóda alapú PMT-k. [136] [142]

A lavina fotodiódák nagyon gyorsan működő eszközök (jellemzően 1-2 ns), és ezek is alkalmasak a fotoelektronok regisztrálására, melyeket az egyes fotonok keltenek. Ennek proporcionális tartománya is van a nagyfeszültségtől függően, de leginkább a foton számlálási (Geiger-Müller) módban használjuk. Ez azt jelenti, hogy egy elektron-lyuk pár keletkezése egy teljes rövidzárt eredményez. Hasonlóan az ionizációs detektor működéséhez, időre van szükség az előfeszültség (holt idő) visszanyeréséhez. Ez limitálja a maximális mérési frekvenciát. Azt már korábban kimutatták, hogy egy bizonyos hullámhossz tartományban ezzel az eszközzel 90% feletti kvantumhatásfokot is elértek. [134] [136]

A 28. ábra lavina fotodióda (APD) impulzusainak a fényimpulzushoz viszonyított időbeli csúszkálása (jitter), a szórás félértékszélessége (FWHM) 210 ps.

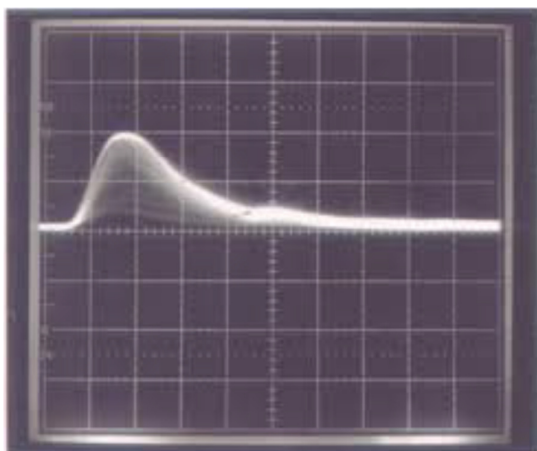


**28. ábra.** APD impulzusainak a fényimpulzushoz viszonyított időbeli csúszkálása [134] [136]

Az idő korrelált szimpla foton számlálás alapja az, hogy kevesebb, mint egy foton detektáljunk ciklusonként sokszor egymás után. A szimpla foton számlálás egyik legnagyobb előnye, hogy a fény intenzitás nagyon széles tartományában lehet alkalmazni. A 190-200 MHz-es felső határt az impulzus szélesség vagy holt idő adja, az alsó határ pedig nevezetesen a zaj fluktuáció, ami megközelítőleg 20 impulzus/s.

Ennek a két határnak a hányadosát hívjuk dinamikus tartománynak:  $D = I_{\max}/I_{\text{zaj}}$ , 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). [134] [136]

A 19. kép egyetlen fotoelektron jel amplitúdó fluktuációját és az eloszlás függvényét mutatja.



**19. kép:** Az amplitúdó fluktuációja és az eloszlás függvénye egy fotoelektron jelnek [134] [136]

A foton számlálás alapjairól már korábban szó volt, de ennél továbbhaladva célszerű betekintnünk a kapuzott foton számlálásba, hogy megértsük az összefüggéseket az egyes módszerek között.

### 3.5. A kapuzott foton számlálás

Ahhoz, hogy digitálisan sikeresen feldolgozzuk a foton számláló detektorok jelét, a szokásos logikai áramkörök jelszintjére kell hozni azokat. Itt elsősorban az integrált áramköri elemek szintjére kell gondolnunk, mely CMOS technikával készült: a +5 V-os családban  $L=0, \dots +1,5$  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 feldolgozni, ez pedig már hullámjelenségeket mutatva fog terjedni a kábeleken, az eszközök között. Ha nem a hullámimpedanciájának megfelelő tisztán ohmos impedanciával találkozunk, visszaverődés jön létre. Emiatt a detektor általában 50 Ohm ellenállásra dolgozik mint áramgenerátor, így az elektronika terhelése nem számottevő. A gond az, hogy a detektoraink csak 10-100 mV amplitúdójú impulzusokat bocsátanak ki. Ahhoz, hogy ezek a logikai áramkörök standard szintjeit elérjék, vagy erősíteni kell, vagy – egy komparátorral - négyszögjellé alakítani. Az erősítés nem igazán járható út, mivel az amplitúdó gyakran (PMT) egy nagyságrend ingadozást mutat. Ha csak meg akarjuk számlálni a „fotonokat”, un. gyors komparátort használunk, a beállított szint feletti impulzusok egy gyors felfutású, 5 V amplitúdójú négyszögjelet ge-



nerálnak. 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 foton jele. Ezt a típust ablak diszkriminátornak nevezik. [134] [136]

Az impulzus szélességét két ellentétes szempont befolyásolja:

1. A feldolgozó elektronika – számláló – sebessége, vagyis milyen minimális szélességű impulzusra reagál. A régebbi és egyben 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 foton áramot. [134] [136]

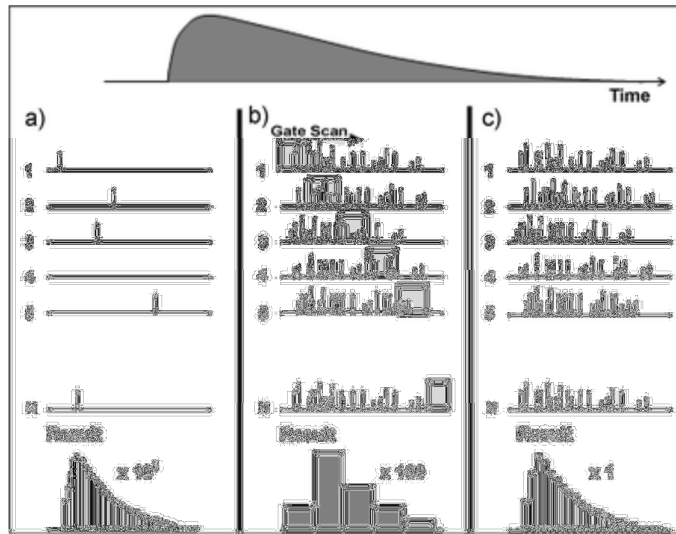
Fontos megjegyezni, hogy ha hosszabb holtidejű APD-t használunk, akkor nem kell nagyon gyors számláló, mert a detektor úgyszemint lesz képes sűrűn jelezni (max. 10 MHz).

A 29. ábrán különböző foton számlálási technikák láthatóak. A foton számlálás szemszögéből az időfelbontást igénylő tipikus optikai spektroszkópiai mérések három fő kategóriába sorolhatók:

1. A periodikus mérési ciklusokban kevesebb, mint egy foton lehet ciklusonként. Nagyobb időfelbontásra van szükség, mint ami a detektornak van (az összes időablakba 10-100 ciklus alatt egyszer kerül egy foton).

2. Egy ciklusban sok foton van és az időfelbontás jóval nagyobb léptékű a detektor felbontóképességénél. Itt egy időablakba egy cikluson belül sok foton kerül.

3. Egy ciklusban sok foton van és minden foton időbeli pozícióját is rögzíteni lehet a detektor felbontóképességének megfelelő állításával (egy időablakba egy ciklusban maximálisan 1 db foton kerül).



**29. ábra.** Különböző technikák szimpla foton számlálásra [134] [136]

Az a) változat neve időkorrelált szimpla foton számlálás. Az a) változat azt az esetet vázolja 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 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 időcsatornát 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. Ha rendelkezünk megfelelő felbontású detektorral és megfelelő elektronikával, akkor ennek az alakja (ami egy időfüggvény) megegyezik azzal az időfüggvénnyel, amelyet nagy intenzitással analóg jelként lehet mérni. A méréshez nagyon kis intenzitású válaszjelet állítunk elő, szándékosan legyengítjük, célszerűen a gerjesztés gyengítésével. Ugyanakkor 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, amely esetén a több foton együttes jelenléte elegendően (mérési hiba elvárásnak megfelelően) alacsony valószínűségű.

A b) változat neve kapuzott integrálás, ebben a változatában a kapuzélesség sokkal hosszabb, mint a detektor időbeli feloldása és ciklusonként arrébb lép időben egy kapuzélességnivel 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 csatornáknak a statisztikai feldolgozáshoz elegendő beütésszám nem gyűlik össze. [134] [136]

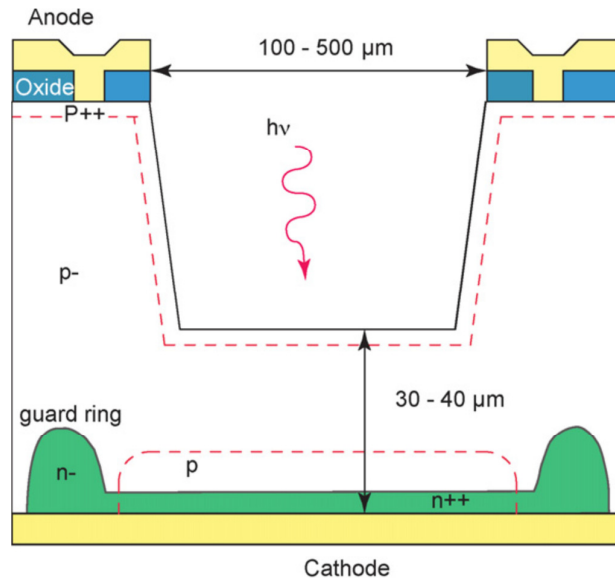
### **3.6. Az SPAD alapjai, illetve az APD-k és SPAD-ok közötti különbségek**

Az SPAD detektorok az eddigi kutatások alapján két fő csoportba oszthatók a p-n átmenet kiürítési rétegéből kifolyólag. Ez a két csoport a vékony (1  $\mu\text{m}$ ) [136] [143] [144] és vastag (20  $\mu\text{m}$  - 150  $\mu\text{m}$ ) SPAD detektorok. [136] [145] [146] [147] [148] [149] [150] A legnagyobb gyors SPAD detektorok megkövetelt aktív felülete eléri a 200  $\mu\text{m}$ -t. A vékony átmenetű SPAD-oknak fontos kiemelnünk a legfontosabb jellemzőit. Igen jó kvantumhatásfokkal bírnak a látható tartományban, ami kb. 45% az 500 nm-es hullámhosszon és 630 nm-nél leesik 32%-ra. 730 nm-nél ez már csak 15%. A közeli infravörös tartományban is működik. 830 nm-nél a kvantumhatásfok 10%, és még 1064 nm-en is van kb. 0.1%. Kicsi az aktív területük, mely nagyjából 20  $\mu\text{m}$  és 100  $\mu\text{m}$  átmérővel bír. Az átütési feszültség 20-50 V közé esik.

Mindezzel szemben a vastag átmenetű szilikon SPAD-oknál már más a helyzet. Az átütési feszültség 200 és 500 V közé esik és az aktív felülete is jóval nagyobb, mely 100 és 500  $\mu\text{m}$  közé esik. A látható tartományon belül a kvantumhatásfok is meglehetősen jó, hisz 50% feletti 540 nm és 850 nm között. A közeli infravörösben már gyorsan elkezd hanyatlani, de 1064 nm-en még mindig eléri a 3%-ot. [136] [151]

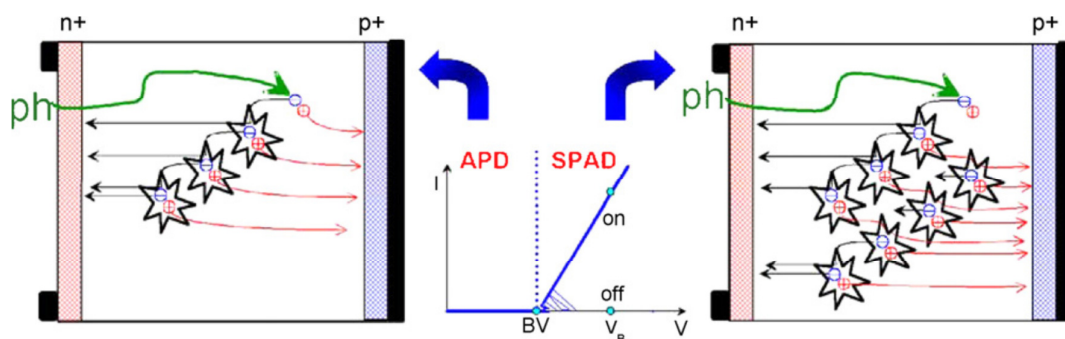
A 30. ábra egy vastag SPAD keresztmetszetét mutatja. [136] [152] Az aktív felületet egy n<sup>++</sup> foszfor diffúzió határozza meg mind a p- kvázi-belső szubsztrátum koncentráció egy p diffúzió általi növelésével és mind az alacsonyan adalékolt n- foszforos védőgyűrűk érintkezési peremeknél való készítésével. A hártya ezután tükrözött és visszavészt 30-40  $\mu\text{m}$  mélyen az aktív felülettől. Ezután a p<sup>++</sup> bór diffúziója azért van, hogy alacsony ellenállású utat biztosítson a lavina áramnak és továbbá jó ohmikus

érintkezést adjon az anód fémlerakódásánál. A hátsó érintkezés a katód. A szerkezetet úgy tervezték, hogy az egész 30-40  $\mu\text{m}$  vastagságot lebontsa, hogy biztosítsa mind a vastag kiürítési tartományt és a nagy elektromos mezőt az egész tértöltési zónában. [136] [151]



**30. ábra:** Egy vastag SPAD keresztmetszete [136] [151]

Az SPAD kifejezés magában foglalja az APD-k azon speciálisan tervezett kategóriáját, melyek igen nagy átütési feszültséggel működnek olyan módon, mely teljesen eltér a normál APD-k működési módjától, melyek az átütési feszültségnél alacsonyabb szinten működnek. A fordított p-i-n diódák szilícium alapú fotodetektorok általában. Ez azt jelenti, hogy a beeső fény elektron-lyuk párokat generál a kiürítési tartományban hozzájárulva ahhoz, hogy megfordítsa az áramot. A dióda áramának megnövelése arányos a beeső fény intenzitásával. Annak érdekében, hogy megfelelő belső nyereséggel rendelkezünk az elnyelt fotonok és a kimeneti hordozók között, igen sok fajta APD-t terveztek meg és fejlesztettek. [136] [153] Ezek többsége az átütéshez közel, de éppen alatta működnek, ami azt jelenti, hogy a foto-generált hordozók kimeneti hordozókat tudnak generálni ionizációs folyamat hatásán keresztül (31. ábra bal oldalt). Egy ilyen folyamat nem divergáló és az eredmény egy felerősített reakció a normál fotodetektorokhoz viszonyítva. [136] [153]

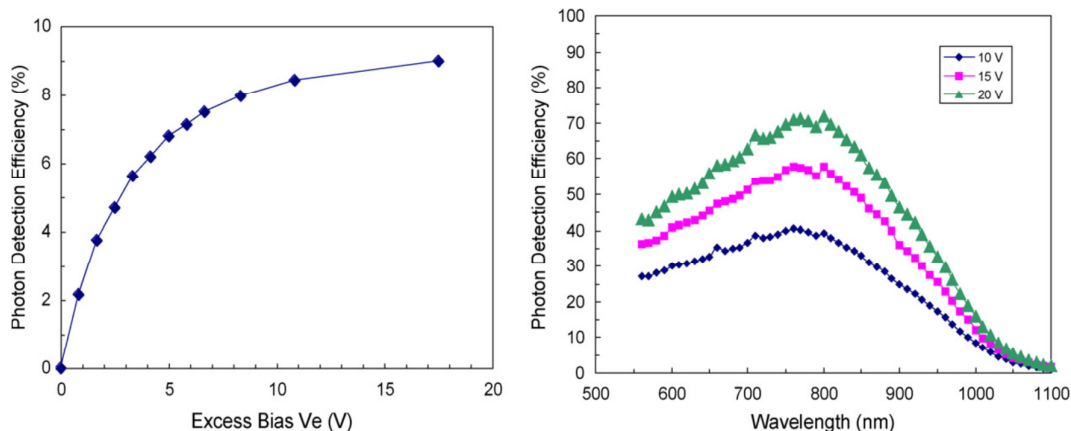


**31. ábra.** Az APD-k éppen az átütési feszültség alatt működnek, hogy a foto-generált hordozóknak nem-divergáló sokszorosítási (lineáris sokszorosítás) folyamatot biztosítsanak (bal oldalt). Ezzel szemben az SPAD-ok bőven az átütési feszültség fölött működnek, aminek következtében egyetlen foto-generált töltéshordozó ki tud váltani egy ún. lavinasokszorosítási folyamatot, mely detektálható makroszkopikus kimeneti áramot eredményez (jobb oldalt). [136] [151]

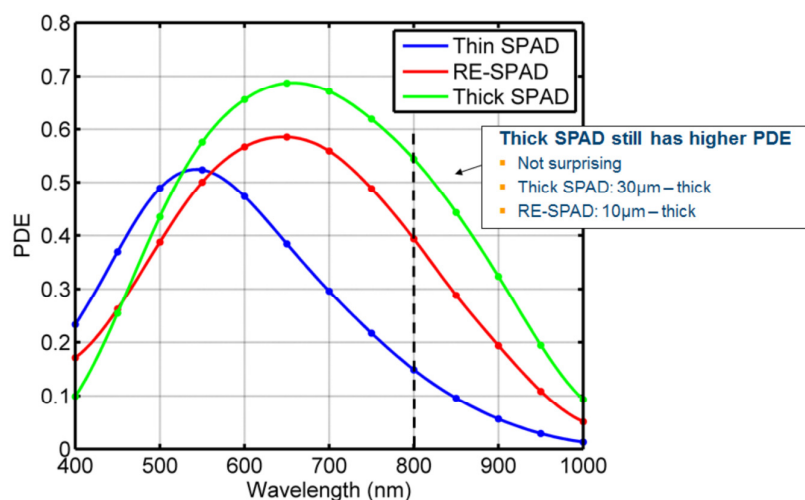
Mivel a lavina folyamat magas statisztikai fluktuációval bír (mely felesleges zajt eredményez [136] [154]), az APD-k relatíve alacsony nyereséggel működnek (legjobb esetben néhány száz), továbbá a szimpla fotonok detektálása csak néhány esetben lehetséges súlyos korlátozásokkal és alacsony detektálási hatásfokkal.

Az SPAD-ok egy másik módon eredményeznek lavina multiplikációt. Az átütési feszültségnél magasabb szinten Geiger-módban működnek. Ez látható a 31. ábrán jobb oldalt: A kiürítési régióban egy foto-generált töltéshordozó a töltéshordozók divergáló lavina sokszorosítási folyamatát eredményezheti ionizációs hatás révén. [136] [153] [155] Az ionizáció magában foglalja mind a pozitív és mind a negatív töltéshordozókat egy inherens pozitív visszacsatolással, mely azt eredményezi, hogy ha az elektromos mező elég nagy, akkor a hordozók sokszorozása önfenntartóvá válik. Ezt gyakran nevezik a multiplikációs faktor végtelenbe való divergálásának is, habár tény, hogy az áram véges a tértöltés hatás miatt, [136] [153] mely a rendszernek egy véges belső ellenállást eredményez, mely csökkenti a feszültesítést a csomópontoknál. Általános APD-knél a beeső fény blokkolásával azonnal megszűnik a sokszorosítás. Ezzel szemben az SPAD nem kapcsol ki magától a folyamat kiváltása esetén, ezért a fotodiódát vissza kell állítanunk, azaz meg kell bontanunk a lavina folyamatot annak érdekében, hogy a következő foton detektálását lehetővé tegyük. [136] [151]

A 32. ábra a teljes foton detektálás hatékonyságáról mutat példát a túlzott torzítás és a hullámhossz függvényében vékony és vastag SPAD-okra. A 33. ábra a foton detektálás hatásfokát mutatja a hullámhossz függvényében vastag, vékony és vörös ki-terjedésű (red-enchanted) SPAD-ok esetén.



**32. ábra:** A foton detektálás hatásfoka különböző eltorzításokon vékony SPAD esetén ( $W=1 \mu\text{m}$ ) 850 nm-en (balra) és vastag SPAD-nál ( $W=25 \mu\text{m}$ ) (jobbra). [132] [151] [156]



**33. ábra:** A foton detektálás hatásfoka vékony, vastag és vörös kiterjedésű SPAD esetén [136] [157]

### Következtetések

Bemutattam a mások által megvalósított, analóg, amplitúdó moduláción alapuló szabadtéri lézeres kommunikációs eljárást. Megállapítottam, hogy a fedettséggel kapcsolatban probléma lehet az oldal irányba való Rayleigh, Mie szórás, ami érzékeny detektorokkal lehallgathatóvá teszi a kommunikációt.

Bemutattam a kvantumtitkosításon alapuló egyfotonos módszer alapjait. Megállapítottam, hogy – noha szabadtéri egyfotonos (kvantum-) kommunikációt megvalósítottak a Kanári szigeteken, éjszaka, csillagászati obszervatóriumok között-, azonban a robotok irányítására nem látszik alkalmazhatónak.

Áttekintettem különböző fénydetektorok tulajdonságait az analóg és egyfotonos számlálás szempontjából. Megállapítottam, hogy az APD-k és SPAD-ok használata számos bonyodalommal jár köszönhetően annak, hogy ezeknek a detektoroknak nagy a holtidejük, és nagyon kicsi az effektív érzékelő felületük. A PMT nagyságrendekkel nagyobb felülete és a két nagyságrenddel rövidebb holtideje alkalmasabb a céljainknak. Hátránya viszont, hogy a spektrális érzékenysége a kék tartományban nagyobb, a vörösben, illetve közeli IR-ben érzéketlen.

## 4. FEJEZET

### A KUTATÁS SORÁN KIFEJLESZTETT MÉRŐESZKÖZÖK ÉS MÉRÉSI ELJÁRÁSOK

Ebben a fejezetben a saját építésű eszközöket (LIDAR adó-vevő egység, adatgyűjtő egység), azok felépítését, tesztelését, valamint az adatfeldolgozás módszereit ismertetem.

#### 4.1. Lézerek

A próbamérésekhez és a szabadtéri mérésekhez többféle lézert használtam. Az egyik egy frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer, melynek maximális teljesítménye elérte az 560 mW-ot, átlagteljesítménye mintegy 500 mW volt. A stabil működéshez a berendezést hűtőventilátorral kellett ellátni, elkerülendő a túlmelegedést és lehetővé téve a folytonos használatot. A lézer hálózati adapterrel és akkumulátorokkal is működtethető, így a szabadtéri mérés is megoldható. A lézer divergenciája 0,8 mrad, ami egy közel TEM<sub>00</sub> módusú nyalábtágítót alkalmazva lecsökkenthető 0,08 mrad-ra, lehetővé téve ezzel lényegesen jobb jel/zaj viszonyú méréseket sokkal nagyobb távolságokból is. Ez a lézer egy 810 nm-es diódalézerrel gerjesztett 1064 nm-en működő úgynevezett mikrochip lézer, amelynek a fénye a rezonátoron belül elhelyezett nemlineáris kristályban második felharmonikust kelt, ezért a lézer kimenetére helyeznek egy infravörös filtert meggátolva a 810 és az 1064 nm-es fény kijutását. Ez azonban gyakran nem elegendő jóságú, a kilépő fény infravörös tartalma elérheti a 15-20%-ot is.



**20. kép:** A mérésekhez használt 532 nm-es lézer sugárnyalábpárhuzamosítóval (beam expander) ellátva (Szerző felvétele) [158]



A másik használt lézer 405 nm-en működő, GaN alapú dióda lézer, melynek névleges teljesítménye 300 mW, divergenciája (2,5 mm nyalábátmérőnél) 0,5 mrad, közel Gauss intenzitás eloszlással. Mindkét lézert a mérésvezérlő kártyáról (DAQ-ról) távkapcsolóval működtettem, a tápfeszültségét kapcsoltam. Bekapcsolás után mindkét lézer mintegy 1 perc alatt melegedett be, akkor stabilizálódott a kimenő teljesítmény. Mindkét lézer folytonos (CW) üzemmódban működött. A 21. képen a mérésekhez felhasznált 405 nm-es lézer látható.



**21. kép:** A mérésekhez használt 405 nm-es lézer (A szerző felvétele)

#### **4.2. Detektor rendszer**

A mérésekhez elengedhetetlenül szükség volt több, speciálisan kivitelezett technikai felszerelésre. Ezek közül az egyik legfontosabb egy feszültségerősítővel, stabilizátorral és PMT-vel ellátott, hordozható detektor. Detektorként a fotoelektron-sokszorozót (PMT) választottam, alternatívaként a PIN dióda vagy lavina fotodióda (APD) jöhetett volna számításba. A választást az irodalmi áttekintésben részletesen megindokoltam. A terepi mérések miatt hordozható detektorrendszert terveztem és építettem.

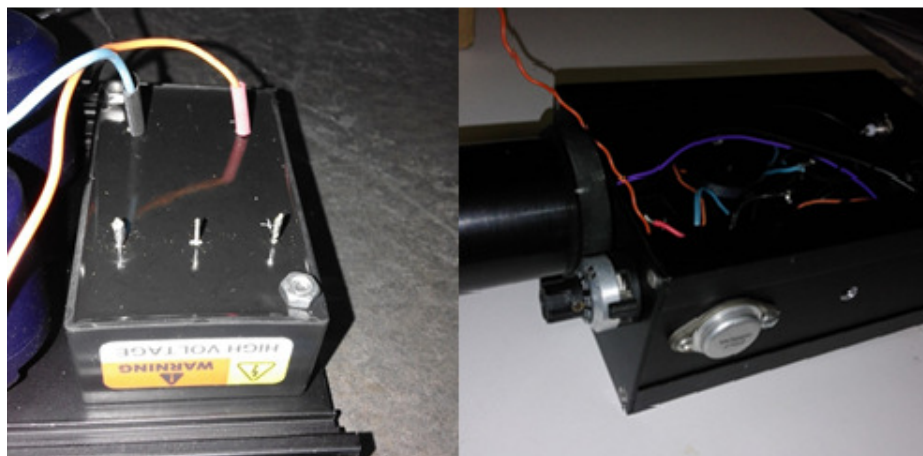
A PMT - mint ismertettem korábban - egy olyan eszköz, mely képes nagyon gyenge fényt is felerősíteni, határesetben egyes fotonokat is jelezni. Nekünk viszont viszonylag nagy intenzitást kell mérnünk, nagy dinamikus tartományon (telítődési intenzitás/zaj-ekvivalens intenzitás), jó időbeni felbontással. Ennek beállításához neutrális és keskeny sávú szűrők kombinációját állítottam be minden egyes használt hullámhosszra.

Fontos szempont volt a detektor hordozhatósága, hisz szabadtéri mérések elvégzése a cél. A PMT tápfeszültsége 700-1500 V között lehet, az érzékenysége a tápfe-

szültséggel exponenciálisan növekszik, ezzel is szabályozhatjuk az érzékenységet, illeszthetjük a konkrét fényviszonyokhoz.

A nagyfeszültséget egy EMCO E30CT típusú DC-DC konverterrel állítottam elő, melyhez két db sorba kötött 18650-es típusú, 3,7 V-os lítium akkumulátoron keresztül szolgáltatva az áramot. Az akkumulátorok hálózati töltőt is beépítettem a PMT házba, így tölthetőek anélkül, hogy kiszednénk őket a detektor egységből.

A stabil, de változtatható feszültséghez és a megbízható működéshez szükség volt még egy feszültség-stabilizátorra is. A feszültséget egy helikális potenciométerrel lehetett 1 V pontossággal beállítani (stabilizátor IC vezérlésével). A detektor bekapcsolt állapotát egy egyszerű sárga LED jelzi. A 22. képen a rendszerbe épített DC/DC konverter és a stabilizátor látható (összeszerelés közben).



**22. kép:** A detektor házba épített nagyfeszültségű DC/DC konverter és stabilizátor (Szerző felvétele) [158]

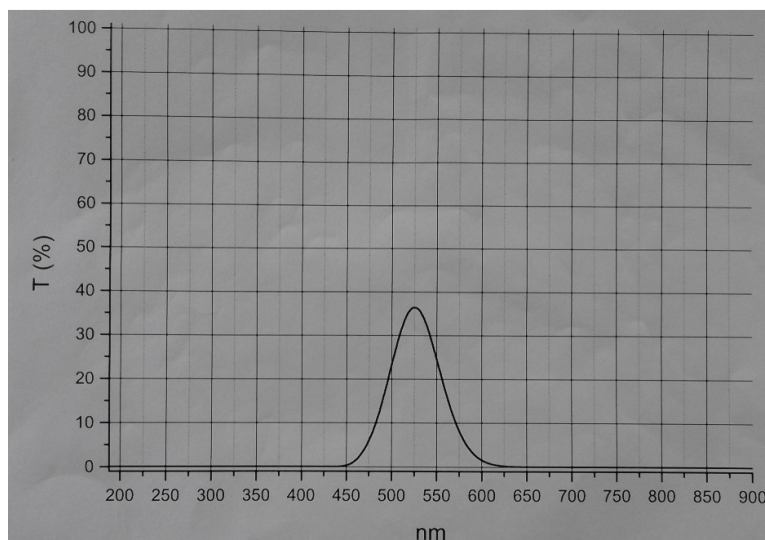
A PMT foglalatába gyárilag beépítették a feszültségosztó láncot a dinódák számára. Így viszonylag kompakt módon készíthetem el a detektor egység házát, egybeépítve a PMT foglalatot, a DC-DC konvertert a szabályzó elektronikával, valamint az akkumulátorokat a töltőikkel. A házhoz csatlakozott a PMT cső, előtte mintegy 50 mm hely maradt a fixen beépített szűrők számára. A szűrők egyszerűen cserélhetők és a detektor cső végén egy biztonsági fémkupak is van a teljes lezáráshoz. (23. kép)



**23. kép:** A mérésekhez felhasznált fotoelektron-sokszorozó (PMT) (A szerző felvétele)  
[158]

Minthogy a PMT rendkívül érzékeny eszköz, ezért a biztonságos működés érdekében szűrőket alkalmaztam a mérések elvégzéséhez. Az első szűrő egy speciális zöld szűrő, 532 nm-es lézerfény méréséhez, mellyel a nem kívánt tartományokat, így a mikrochip lézer gerjesztéséhez - gyakran a zöld fényel kollinearisan kilépő - infravörös fényt, illetve a természetes (szobai) megvilágítás nem kívánt komponenseit ki tudjuk szűrni. Természetesen a 0.5 W-os teljesítménynél további szűrőkre is szükség van, hogy a detektort ne tegyük tönkre. Ebből a megfontolásból például a tesztelés során 10 db nagy OD-jű szűrő került alkalmazásra. A szűrőket átfúrt, kör alakú alumínium lemezekre ragasztottam fel és helyeztem be őket a PMT hengerébe. Megfelelő mennyiségű és optikai sűrűségű (OD) szűrővel le lehet gyengíteni annyira a lézerfényt, hogy az ne tegyen kárt a detektorban.

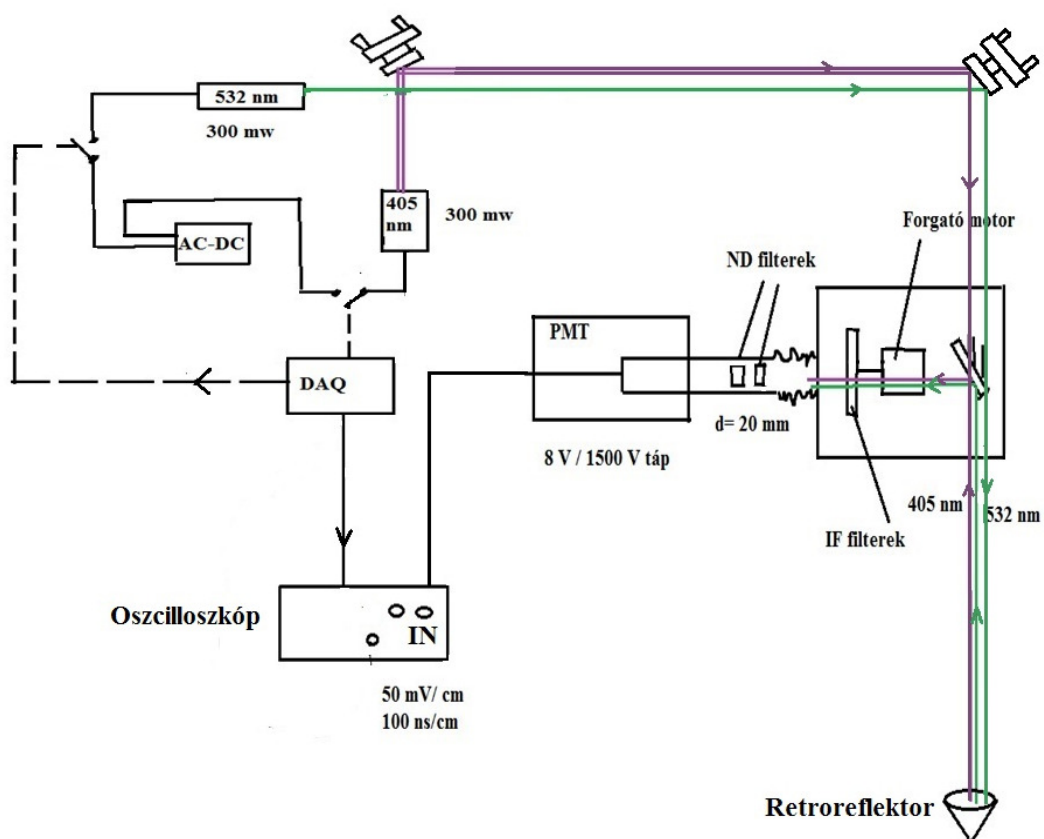
Természetesen a szabadtéri mérések esetén szürke szűrőket kell alkalmazni, ugyanis a természetes fényt is teljesen ki kell szűrni. A 34. ábrán a fent említett – interferenciás szűrő transzmissziós spektruma látható a hullámhossz függvényében.



**34. ábra:** Az alkalmazott zöld színszűrő transzmissziós görbéje (Készítette: A szerző)

A lézereket és a detektor rendszert egy egységben helyeztem el.

A rendszer optikai vázlatát a 35. ábrán látható:

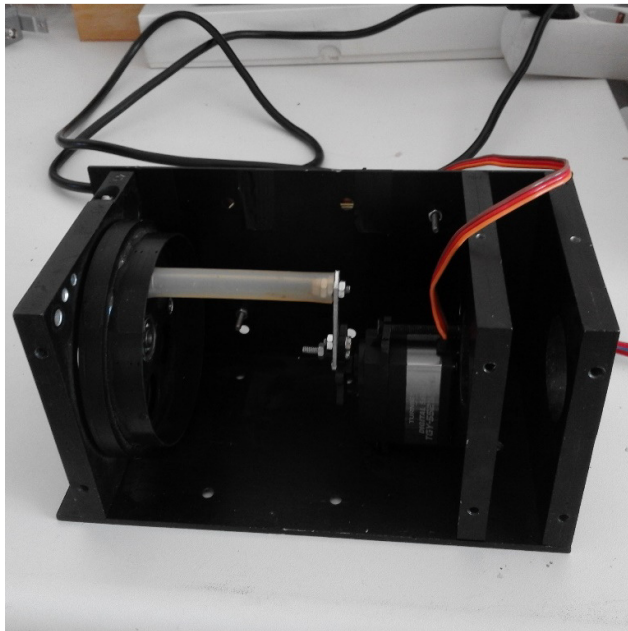


**35. ábra:** A felhasznált rendszer optikai vázlatát kiegészítve: oszcilloszkóp DAQ-oval összekapcsolva, szűrőváltó összekapcsolva DAQ-oval, párhuzamosító, célzó, 45°-os tükör (Készítette: A szerző)

A detektor mellett párhuzamosan került rögzítésre az 532 nm-es zöld lézer, melynek intenzitása a ráerősített írisszel és az oldalára épített potenciálméterrel is szabályozható. A detektorra és a szűrőrendszerre merőlegesen helyezkedik el a 405 nm-es lila lézer.

Az optikai rendszeren két finomhangolású tükröt helyeztem el, ahol az egyikkel a lila lézerfény pozícióját lehet állítani, míg a másikkal a lila és a zöld lézerfényt együtt lehet párhuzamosan irányítani. A finomhangolású tükrök segítségével lehetővé vált nem csak a nyalábok párhuzamosítása, de a távoli prizma felé való betáplálás is. A két különböző hullámhosszúságú lézerfény a szűrőtányért tartalmazó dobozon kialakított résen keresztül távozik a megközelítőleg 3 km-re lévő prizmára és az onnan visszavert fény a kialakított rés alatt egy másik nyíláson keresztül hatol be a dobozba, ahol egy  $45^\circ$ -os szögben elhelyezett tükör reflektálja őket a detektor csövébe.

A detektor előtt található az interferenciás szűrők egy motorral forgatható lapra helyezve, melyet szintén a vezérlőprogram működtet. A detektor egy fekete műanyag harmonikán keresztül van rögzítve a szűrőrendszerhez. Erre azért van szükség, hogy egyrészt a detektort védjük minden más irányból jövő szórt fénytől, másrészt azért, hogy a detektorban lévő neutrális szűrőket is cserélni tudjuk.

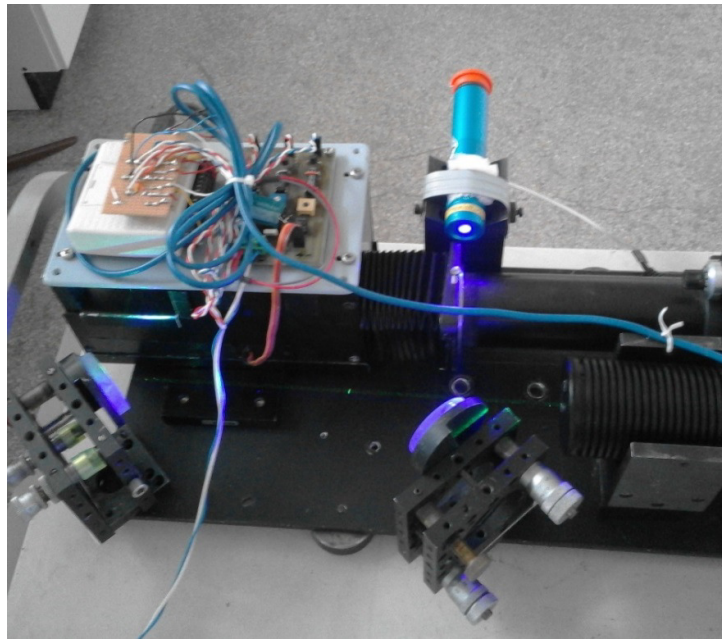


**24. kép:** A forgatható szűrőtányér (A szerző felvétele)

A lézerek kapcsolását szabályozó és a szűrőtányért forgató vezérlőelektronika a szűrőtányért tartalmazó doboz tetejére erősítettem. Az egész optikai rendszert egy alumínium lapra szereltem fel, mely alá három darab mágneses talpat erősítettem. A



szabadtéri méréseknél mindezt még egy megközelítőleg 50 kg-os vasasztalra helyeztem, melynek szintén három állítható magasságú lába volt. Mindezzel együtt sikerült maximális stabilitást biztosítani a rendszernek a mérések elvégzéséhez. A rendszert számos alkalommal teszteltem laboratóriumi körülmények között is, ahol referencia méréseket hajtottam végre. A 25. képen a szabadtéri mérésekhez is használt több hullámhosszú lézeres optikai detektor rendszer látható.



**25. kép:** A szabadtéri mérésekhez használt lézrendszer a ráépített detektorral és szűrőrendszerrel (A szerző felvétele)

A rendszer dobozolásánál nagyon fontos szempont volt a minél precízebb zártság, hogy a nem kívánt hatásoktól kíméljük a detektort. A tapasztalat azt mutatta, hogy bármilyen szinten is szűrjük a rendszert, mindenképpen bezavarhatnak a külső fényhatások, mivel a lézerfény nyalábjának be kell jutnia. Ez fényes nappal különösen igaznak bizonyult. A mérések során megtapasztaltam, hogy hozzávetőlegesen este 19.00 és reggel 6.00 között van olyan időszak, amikor a detektor nem kerül telítésbe. Ez annak is „köszönhető”, hogy a mérések a hegycsúcsok elhelyezkedése miatt pont kelet-nyugati irányban valósulhattak meg és napkeltekor erősen bevilágít a detektor rendszer bevezető nyílásába a napfény. Felmerült, hogy a detektor csövébe még több szürke szűrőt helyezve lecsökkenthetem a külső fény intenzitását, de ezzel a bejövő lézerfény intenzitását is lecsökkentettem volna.

A 26. képen a mérésekhez felhasznált optikai lézeres detektorrendszer, az oszcilloszkóp, a számítógép és a lézereket, illetve a vezérlőelektronikát ellátó feszültségszabályozós tápegységek láthatóak terepen sátorban elhelyezve.



**26. kép:** A mérésekhez felhasznált eszközök a Hármashegyén lévő rádióállomáson sátorban elhelyezve (A szerző felvétele)

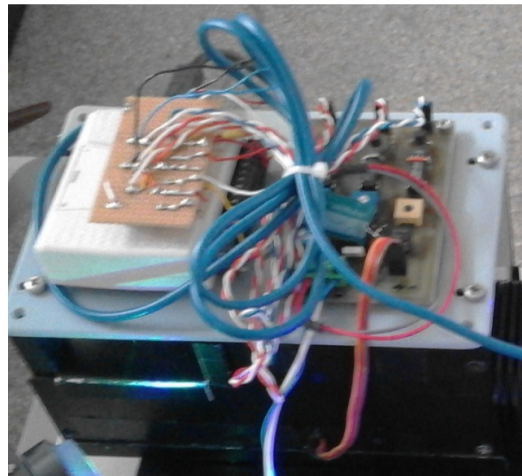
#### 4.3. Elektronikus jelfeldolgozás

Kétféle megoldást dolgoztam ki. Az egyik egy úgynevezett USB oszcilloszkóp felhasználásán alapult. Az általam alkalmazott eszköz egy 40 MHz analóg sávszélességű, 250 Msample/s mintavételezési sebességű két csatornás SainSmart DDS140 típusú USB oszcilloszkóp volt. A gyári szoftver segítségével lehetett 2000 adatot rögzíteni különböző felbontással (0,1  $\mu$ s/cm alatt 4 ns/csatorna, felette 250 ns/csatorna). A detektor egység tesztelését ezzel (is) végeztem.

A szoftver segítségével kezelhető az oszcilloszkóp mindkét csatornája, és állítható, hogy melyik csatornán mekkora bemeneti érzékenységgel akarunk dolgozni. Általában egyszerre csak egy csatornát használtam, viszont a két csatorna együttes alkalmazásával lehetőség nyílt két különböző detektor összehasonlítására, amelyet a Pécsi Tudományegyetem lézer laboratóriumában meg is valósítottam.

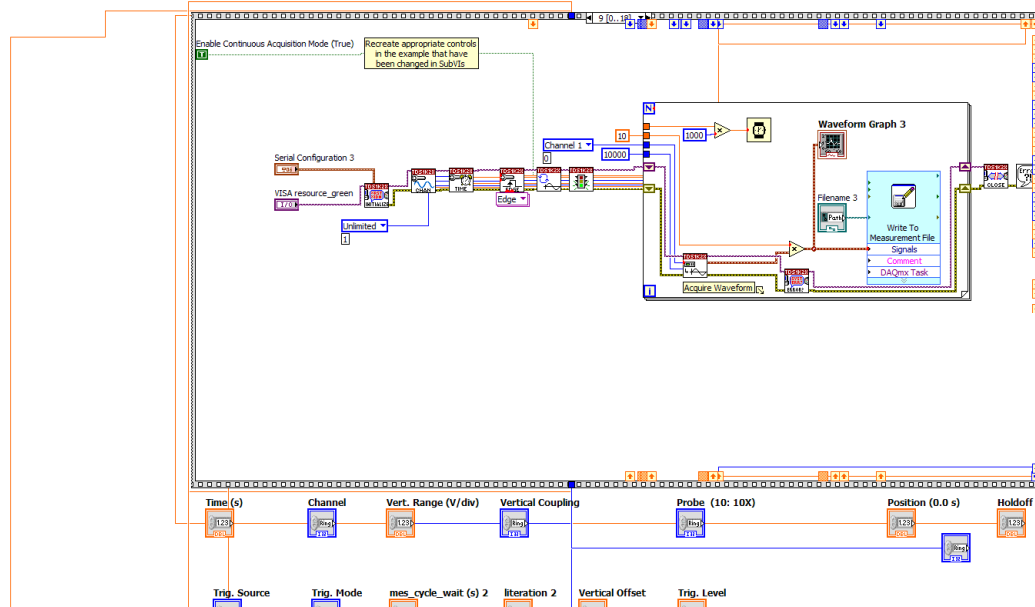
A másik jelfeldolgozó rendszer alapja egy Tektronics TDS 1012B 100 MHz-es digitális oszcilloszkóp volt. Erre azért volt szükség, mert ezt kívülről lehetett vezérelni az adatgyűjtő rendszerünkben, miközben az USB oszcilloszkóp programjával sajnos nem lehetett együttműködni. Az oszcilloszkóp analóg sávszélessége 100 MHz, mintavételezési sebessége 1 Gsample/sec volt. Általában 100 mV/cm bemeneti érzékenységgel mértem.

Mivel több hullámhosszon mértem, a detektor elé építettem egy motoros szűrőváltó rendszert, amelyet egy National Instrument-DAQ 6009-es adatgyűjtő kártya vezérelt. Az adatgyűjtő-vezérlő kártya végezte az oszcilloszkóp felparaméterezését is, a mérés időzítését, a mért adatok kiolvasását az oszcilloszkópból, valamint azok eltárolását kódolt fájlokba. A DAQ, valamint annak lézereket vezérlő jeleit felerősítő relé panel a szűrőváltó dobozán foglalt helyet. (27. kép)



27. kép: A Data Acquisition kártya (DAQ) (A szerző felvétele)

A DAQ vezérlő programja LabView-ban készült, a bloksémája a 36. ábrán látható.



36. ábra: A Labview keretben készült DAQ vezérlő programja (Készítette: Kaposvári Ferenc<sup>1</sup>)

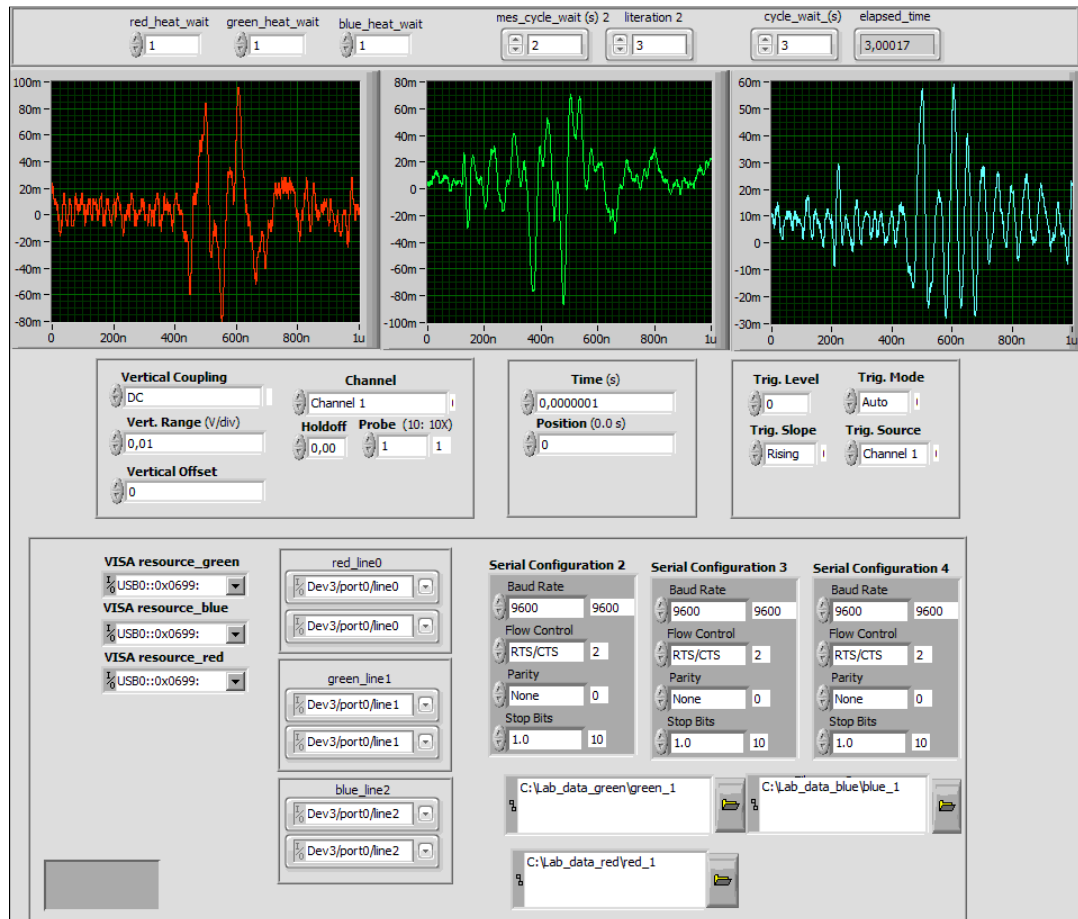
<sup>1</sup> Kaposvári Ferenc technikus, aki a szabadtéri mérésekhez a Labview vezérlő-programot készítette a Pécsi Tudományegyetemen.



Lényege, hogy a DAQ a mérési folyamat teljes időzítését vezérelte:

- bekapcsolás utáni késleltetés (lézerek bemelegítése, intenzitás stabilizálódása-10-30 s);
- a szűrőváltók működtetési késleltetése;
- a mérési idők;
- az egyes lézerek és az üres (háttér) közti várakozási idő;
- a teljes ciklus ismétlődése ideje (tipikusan 6 perc).

A kommunikációs ablakban beállítható az adatforgalom (fájlnevek, stb) és kijelzésre kerültek az oszcilloszkópról beolvasott közvetlenül mért adatok (idősorok). Az adatforgalmat (DAQ-n keresztül) egy ACER EEE laptop vezérelte. A 28. képen látható a Labview-ban írt vezérlőprogram kezelőfelülete.



28. kép: A Labview-ben írt vezérlőprogram kezelőfelülete (A szerző felvétele)

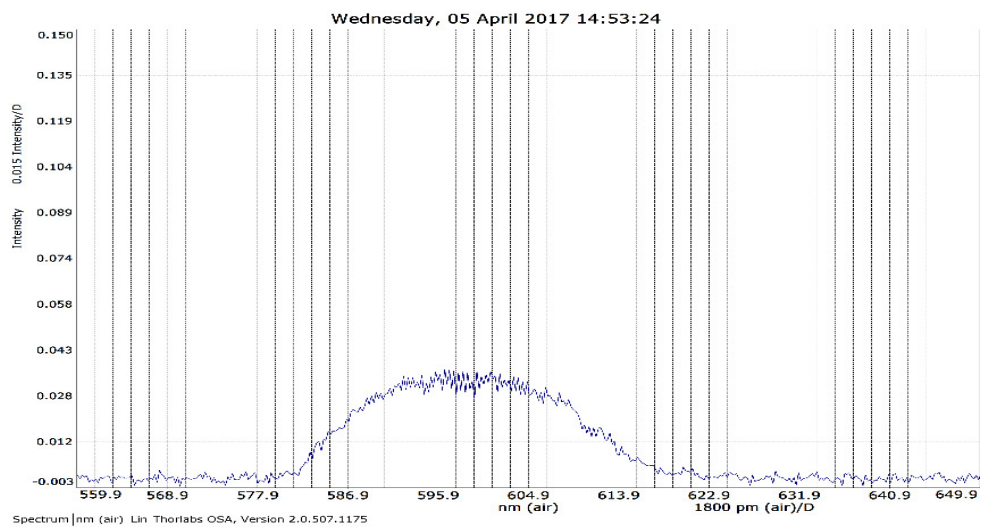
#### 4.4. A detektor rendszer tesztelése

Először laboratóriumban végeztem méréseket, hogy megbízható képet kapjak detektorunk működésének stabilitásáról és érzékenységéről. A detektor teszteléséhez többféle fényforrást is felhasználtam.

A tesztelés során, a természetes fény mellett TEA nitrogén lézerrel (337 nm) gerjesztett festéklézerrel, (Rhodamin 6G alkoholban) 590 nm körüli hullámhosszon mértem a detektor időbeli feloldóképességét. A 29. képen ennek előállítása látható.

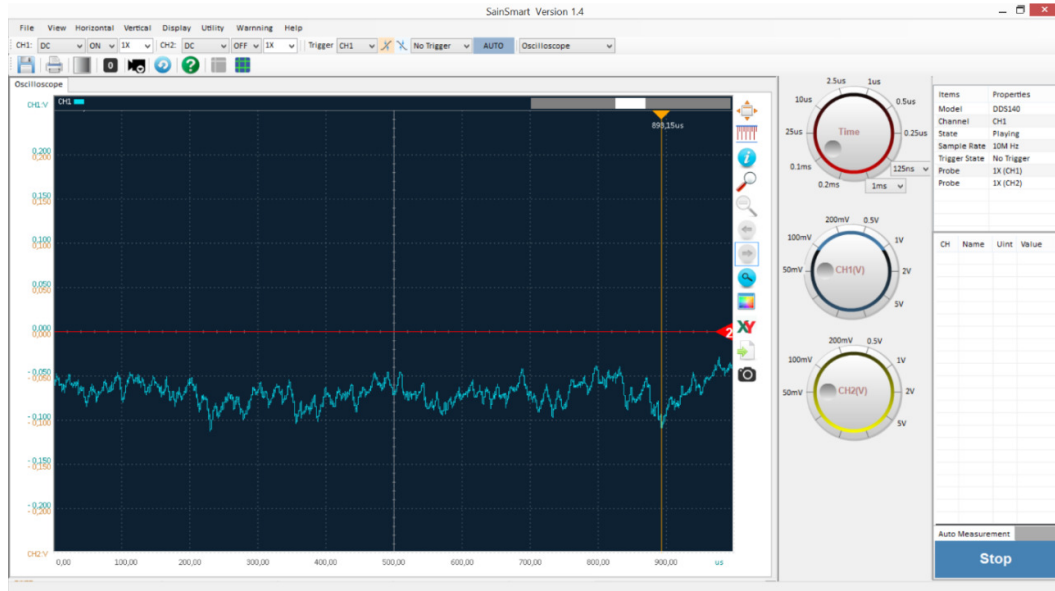


**29. kép:** A TEA nitrogén lézerrel gerjesztett festéklézer (A szerző felvétele)



**37. ábra:** A 0,8 ns félérték szélességű festéklézer impulzus spektruma

A fő teszt az 532 nm-es hullámhosszon frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer detektált elektromos jelének fluktuáció mérése volt. A 30. képen a PMT detektorral mért jel látható az USB oszcilloszkóphoz tartozó szoftverrel felvéve.



**30. kép:** A lézer és a detektor együttes fluktuációjának mérése laboratóriumi körülmények között (A szerző felvétele) [158]

A detektor+oszcilloszkóp rendszer tesztelésének további eredményeit a 4.5. „Adatfeldolgozás” alfejezetben ismertetem.

#### 4.5. Adatfeldolgozás

A Tetrionics oszcilloszkópra épített adatgyűjtő rendszerből, 2500 pontból álló adatsorokat (idősorokat) kaptam. Ezek az elektromos jelek tartalmazzák a fény teljesítmény ingadozásait, illetve a detektor saját zaját (fluktuációját) + az oszcilloszkóp zaját. Külön kérdés a fény teljesítménye ingadozásának oka: egyik lehet a lézerből kijövő fény intenzitásának ingadozása, a másik – nagyobb távolság megtétele után – a légkör fluktuációjának hatása. Végül soron ez utóbbi meghatározása volt az egyik cél.

Ehhez tekintsük a kapott feszültség-idő függvényt:

A mért jel ( $U(t)$ ), a lézer ( $U_1(t)$ ), a detektor ( $U_d(t)$ ), a légkör ( $U_a(t)$ ) és az oszcilloszkóp átviteli függvényének ( $U_o$ ) konvolúciója lesz:

$$U(t) = U_1(t) * U_d(t) * U_a(t) * U_o(t) \quad (18)$$

A lézer fluktuációjának több oka is van. Az 532 nm-es mikrochip lézerünk komerciális (nem stabilizált), maga a gerjesztő dióda is fluktuál, ezt felerősíti az exponenciális erősítés, illetve a frekvenciakétszerezés (SHG) négyzetes függése.

A detektornál abból kell kiindulnunk, hogy a PMT egy kvantum detektor. Tehát 1 db foton becsapódása 1 db elektron tovaterjedését eredményezi. Az ebből származó fluktuációt sörétzajnak nevezzük ( $\delta S$ ). Ezen kívül további zajforrás a PMT erősítésének fluktuációja, a termikus zajimpulzusok, kozmikus háttér impulzusok ( $\delta E$ ). Ebből kifolyólag a detektor jelének eredő zaja ( $\delta D$ ) első közelítésben:

$$\delta D = \sqrt{\delta S^2 + \delta E^2}, \quad (19)$$

Ehhez jönnek még további elektronikus zajok, így az oszcilloszkóp függőleges erősítőjének, és az AD konverternek a zaja.

Ezeket a komponenseket külön-külön meglehetősen nehéz meghatározni, de valójában a célunknak eléréséhez nincs is szükség rá, ugyanis a laboratóriumban - a légkör fluktuációját kivéve meg tudjuk határozni a többi hatás együttes eredőjét.

Szerencsére a konvolúció egyszerű szorzássá alakul a Fourier transzformáció segítségével:

$$\text{FFT}(U(t)) = \text{FFT}(IL(t)) \cdot \text{FFT}(UD(t)) \cdot \text{FFT}(KO(t)) \cdot \text{FFT}(AA(t)) \quad (20)$$

Ebből a tisztán atmoszférikus fluktuációt ( $A(\omega)$ ) megkaphatjuk, ha a terepen végzett mérésekből származó jelek (detektor+lézer+légkör) Fourier transzformáltját elosztjuk a laboratóriumban végzett mérésekből származó jelek Fourier transzformáltjával (detektor+ lézer):

$$\frac{\text{Terepi}}{\text{Labor}} = \frac{\text{FFT}(L*D*A)}{\text{FFT}(L*D)} = \text{FFT}(A(\omega)) \quad (21)$$

Ha a fluktuáció időfüggvényét szeretnénk megkapni (ami egy sztochasztikus függvény, és leginkább az autokorrelációs függvénye jellemzi), a fenti spektrumot inverz Fourier transzformációval időfüggvényé alakíthatjuk.

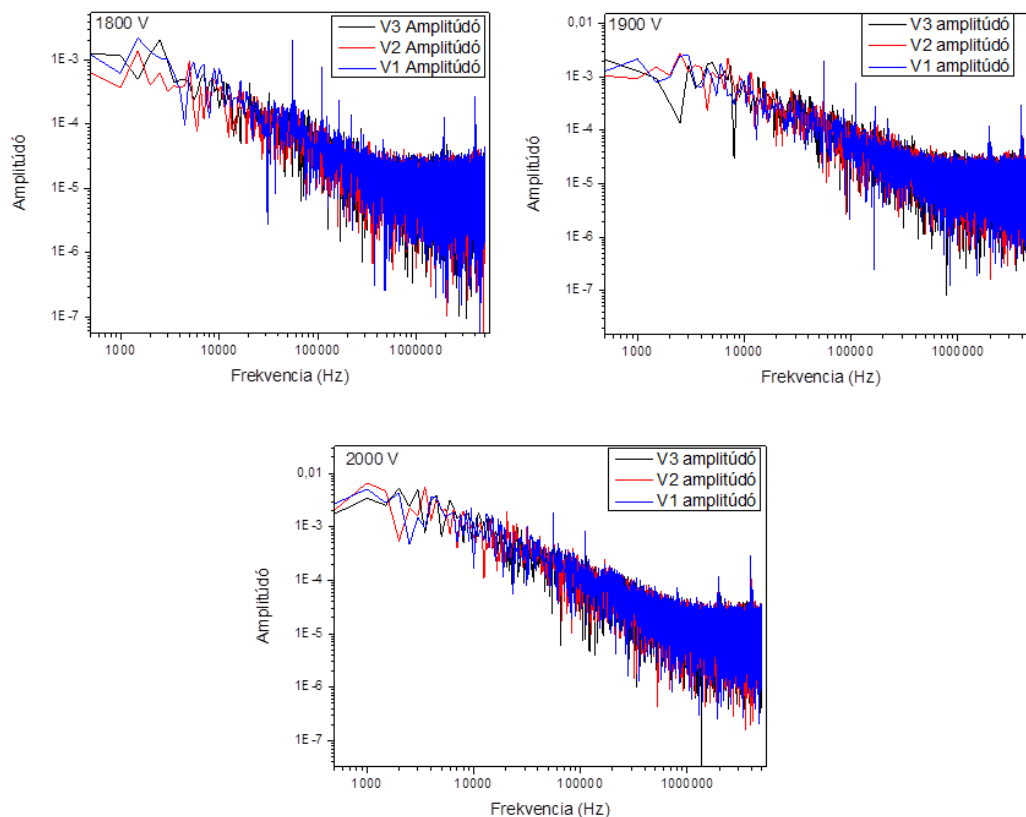
Az autokorrelációs függvényt úgy állítjuk elő, hogy az eredeti függvényt és a  $\tau$  értékkel eltolt függvényt összeszorozzuk egymással, így az  $R(\tau)$  függvényt kapjuk:

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} v(t)v(t - \tau)dt, \quad (22)$$

illetve:

$$R(\tau) = \lim_{2\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{\tau} v(t)v(t - \tau)dt. \quad (23)$$

A laboratóriumi tesztmérések során az analízist az Origin szoftver segítségével végeztem el. A próbaméréseket a PMT 3 különböző feszültségén hajtottam végre. Mindegyik feszültségen három mérést végeztem. A 38. ábrán a kiátlagolt Fourier spektrumok láthatóak 1800 V, 1900 V és 2000 V feszültségen.

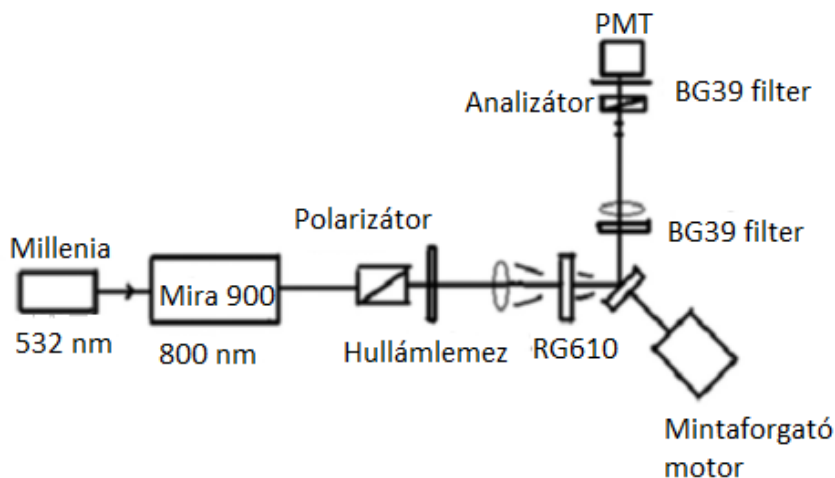


**38. ábra:** Fourier spektrum 1800, 1900 és 2000 V feszültségen (Készítette: A szerző)

Az ábrák azt mutatják, hogy a feszültség emelésével az amplitúdó emelkedik, ugyanakkor a feszültségenkénti három mérés között lényegi különbség nem figyelhető meg. Feszültségtől függően nagyjából 1 és 15 kHz között a lézer fluktuációját láthatjuk, kb 80 kHz-nél a PMT-t ellátó kapcsoló üzemi tápegység saját frekvenciáját figyelhetjük meg, 400 kHz-től az oszcilloszkóp erősítőjének a zaja látható.

#### 4.6. Az SHG kísérleti elrendezése

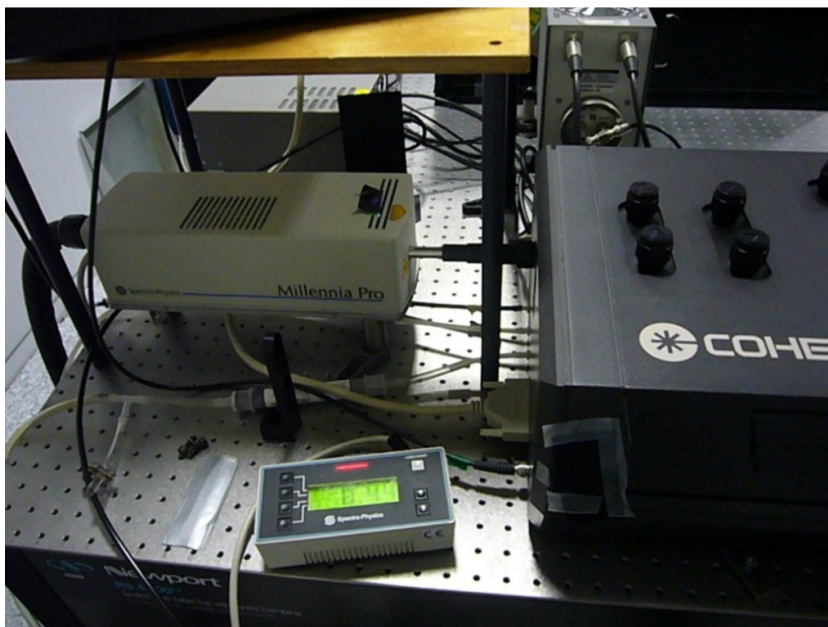
A 39. ábrán az optikai frekvenciakétszerezéshez szükséges kísérleti elrendezésnek vázlatja látható a MIRA 900 típusú Titán-Zafír (Ti:Sa) lézerrel.



**39. ábra:** Az optikai frekvencia kétszerezéses kísérleti elrendezés vázlatja (Készítette: A szerző) [82]

A MIRA 900 lézer 82 MHz-en működő impulzus modulált lézer 100 fs-os ismétlési rátával. Ez a lézer különösen érzékeny a hőmérsékleti változásokra, ebből kifolyólag sokszor újra be kell állítani. Ahhoz, hogy megtaláljuk a legtisztább és legerősebb jeleket, a lézersugarat egyrésztől pontosan kell fókuszálni a mintára és emellett ki kell zárni minden egyéb fénybehatást a környezetből. Ezt leghatásosabban egy teljesen sötét laboratóriumban és egy fekete dobozban lehet megoldani. A lézer teljesítményét szintén optimalizálni kell. A PMT hozzá van kötve egy előerősítőhöz, egy diszkriminátorhoz és végezve az SR400-as foton számláló berendezéshez. A PMT alkalmas arra, hogy nagyon gyenge jeleket is detektáljunk vele. Valójában a PMT egy fotoemissziós berendezés, ahol egy foton elnyelésével egy elektron kibocsátása valósul meg. Ezek a detektorok úgy működnek, hogy a fotokatód által generált elektronokat felerősíti, és úgynevezett foton áramot hoznak létre. A lézer polarizációját a Brewster-szög segítségével ellenőriztem. Ennek segítségével megállapítottam, hogy a lézer horizontális polarizációjú. A MIRA 900-as Ti:Sa lézert egy úgynevezett Millenia Pro 532 nm-es zöld lézer pumpálja. Ennek a lézernek az alapját egy Neodymium Yttrium Vanadate (Nd:YVO4) kristály szolgáltatja, mely lézer 1064 nm-en 5,5 W teljesítményt tud produkálni. A frekvenciakétszerezéshez az 1064 nm-es hullámhosszat 532 nm-esre alakítja át egy frekvenciakétszerező kristály segítségével. Ahhoz, hogy tisztán 532 nm-es hullámhosszhoz jussunk, az 1064 nm-es IR sugarat egy filterrel, vagy egy kettőtörő tükörrel le kell szűrni. A Milleniát két diódalézer pumpálja, melyek a tápegységben vannak.

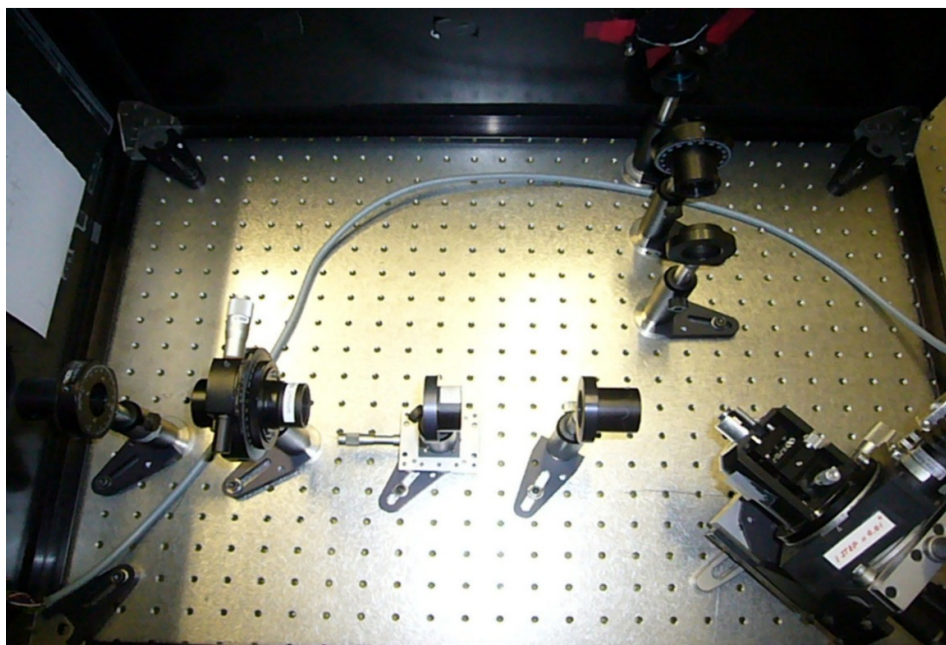
A 31. képen a teljesítményvezérlő és a Millennia Pro zöld lézer látható, ami a MIRA 900-as Ti:Sa lézerhez van csatlakoztatva.



**31. kép:** A MIRA 900-as Ti:Sa lézer teljesítményvezérlője, illetve a Millennia Pro lézer csatlakozása a Ti:Sa lézerhez (A szerző felvétele) [82]

A kísérleti elrendezés tartalmaz egy polarizátort és egy analizátort, melyek segítségével az összes polarizációs konfigurációban meghatározhatjuk a minta anizotrópiáját. Ha a polarizált fényben elektromos terének irányai párhuzamosak a beesési síkra, akkor azt mondjuk, hogy a fény P polarizált. Ha azonban a fény elektromos terének iránya merőleges a beesési síkra, akkor a fény S polarizált. A mintáról reflektálódó fény útjába felül áteresztő filtert kell alkalmaznunk, hogy a gerjesztő lézer fényét kiszűrjük. Az elrendezés tartalmaz egy ún. fél-hullámlemez is, mely elforgatja a polarizációt 180 fokkal. A minta a rá beeső fényt 45 fokban reflektálja. Miután a fény áthalad egy másik lencsén, amely párhuzamosítja a sugarakat, áthalad egy BG39 típusú kék filteren, melynek segítségével csak a 400 nm hullámhosszúságú fény jut be a PMT-be. A 32. képen látható a kísérleti elrendezés.



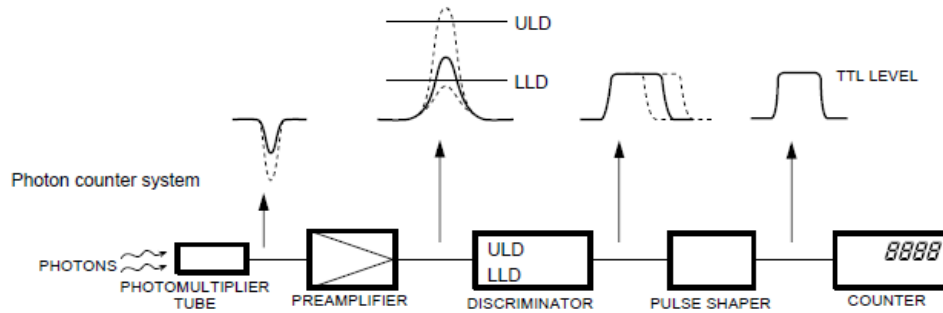


**32. kép:** A frekvencia kétszerezés megvalósításához szükséges optikai elrendezés (Készítette: A szerző) [82]

#### **4.7. Az SR400-as fotonszámláló rendszer**

A 37. ábrán látható, hogy az SR400-as rendszer magában foglal erősítőket, szűrőket, kapu generátorokat és számlálókat is egyben. A számlálóban lévő csatornák akár 200 MHz-es sebességgel is tudnak számolni. Az SR400-as rendszerben két független csatorna van. Mindnek megvan a maga kapu generátora, amelyek 5 ns és 1 s közötti számlálási kapukat biztosítanak. Az A, B és T-vel jelzett számlálók a gyors számlálók. Mindegyik számláló képes akár 200 MHz-es frekvenciával számolni. Néhány forrásból minden egyes számlálónak ki van választva a bemenet, amely magában foglal két analóg bemeneti jelet. Ezek a külső trigger bemenet és a 10 MHz-es kristály időeltérés mérő. A T számláló a mérési időtartamot, periódust határozza meg. [82] [159] A 40. ábrán az általam végzett mérésekhez használt rendszerhez egy nagyon hasonló fotonszámláló rendszer vázlatja látható.





**40. ábra.** Egy tipikus fotonszámláló rendszer [82] [138]

A 2 kapu generátoron keresztül (amelyek függetlenek) történő esemény meghosszabbításánál az A és B számlálók szinkronizáltak lehetnek impulzus üzemű kísérletekben. A kapu generátorok 5 ns és 1 s időtartam közötti kapukat generálnak egy külső trigger egységtől számított késéssel 25 ns és 1s között. Egyetlen szkennelés alatt 1 és 2000 közötti számolási periódus mehet keresztül az SR400 foton számláló segítségével, mely akár 2 mV-os feszültségű impulzusokat is képes érzékelni. [82] [159] Célszerű beállítani az impulzus szintjét 10 mV-ra, hogy jobb zaj immunitást kapjunk és lehetővé tegyünk néhány kiigazítást a diszkriminátor küszöbét illetően. 10 mV és 300 mV között az előerősítő már elegendő nyereséggel bír ahhoz, hogy megerősítsük az anód impulzusokat. A kísérletek során a 100 mV-ot találtam a legjobb célértéknek.

#### 4.8. LIPS mérőrendszer

Összeállítottam a PTE Fizika Intézetében lévő részegységekből egy LIPS berendezést annak illusztrálására, hogy milyen méretű és kapacitású mérőberendezés helyezhető el egy nem különösebben nagy teherbírású drónon. Az összeállítás a 33. képen látható.



**33. kép:** A kísérleti LIPS rendszer (A szerző felvétele)

Itt a gerjesztő lézer egy az amerikai hadseregben korábban rendszeresített SSY-1 harckocsi távmérő impulzus lámpával gerjesztett YAG lézere, a spektrométer pedig az Thorlabs CCS 200 mikrospektrométere. Ez utóbbi a 200-1000 nm-ig a tartományt 2048 csatornára bontja.

#### **Következtetések**

- A kitűzött célokhoz teljesítéséhez alkalmas berendezéseket sikerült összeállítani és tesztelni.
- Az általam összeállított PMT alapú detektorrendszer alkalmas a kitűzött feladatok végrehajtására.
- A felületi SHG detektálására összeállított mérőrendszer alkalmas SI egykristály nemlinearitásának mérésére.
- Megállapítottam, hogy a bemutatott LIPS komponensekkel megvalósított mérőrendszer alkalmas kémiai analízisre és méretei alapján elegendően kisméretű egy drónon való alkalmazásra.

## 5. FEJEZET

### LÉZERES TÁVANALÍZIS PASSZÍV ROBOTTAL

A robottal történő anyagvizsgálatnak két része van, az egyik a konkrét anyagvizsgálati eljárás, a másik pedig az adatok visszajuttatása, illetve a robottal történő kommunikáció, annak vezérlése.

Az első alfejezetben bemutatok két lézeres eljárást, ami potenciálisan robotra szerelt berendezéssel megvalósítható.

Az egyik a kristályos szilícium kimutatására alkalmas frekvenciakétszerezésen alapuló eljárás (SHG), a másik a lézer indukált plazma spektrometria (LIPS). Az első módszerrel például szétrobbant elektronikus eszközről származó törmelék kimutatása lenne lehetséges, míg a LIPS módszerrel felületi rétegek, aeroszolok atomi összetételéről kaphatunk információt.

#### 5.1. Lézeres analitikai eljárások

##### 5.1.1. A szilícium kristályban történő SHG analízis

A jelek frekvencia kétszeres háttérét úgy ellenőrizhetjük, hogy a mintának egy bizonyos pozíciójában (a forgatómotor mintatartójának egy adott rotációs szögében) az intenzitás mérése alatt lépésről lépésre változtatjuk a lézer intenzitását egy polarizátor segítségével. Ez idő alatt alkalmaznunk kell néhány rövidhullámot átengedő filtert a minta után azért, hogy minden egyéb zajt kiszűrjünk (például a két-foton lumineszcenciát). Ebben az esetben néhány mérés után egy lineáris függvényt illeszthetünk a kapott eredményekhez és a (B) kitevő értékének 2-nek kell lennie. Ha az megközelítőleg 2, akkor bizonyosak lehetünk abban, hogy a jelek valóban frekvencia kétszerezettek. Egy másik eljárás alapján monokromátor alkalmazásával is leellenőrizhetjük a jelek SHG eredetét. Mindkét esetben célszerű a háttérzajokat a lézersugár blokkolásával leellenőrizni.

A diszkriminátor összehasonlítja a bemenő impulzusokat a jelenlevő referencia feszültséggel, melyeket két külön csoportba bont: Az egyik csoport alacsonyabb, a má-

sik pedig magasabb, mint a referencia feszültség. Az alacsonyabb impulzusokat az alacsonyabb szintű diszkriminátor, a magasabb szintű impulzusokat a magasabb szintű diszkriminátor szűri ki. A detektor rendszer negatív feszültségen működik, ebből kifolyólag a diszkriminátor feszültségeinek is negatívnak kell lennie. A jeleket az A szinten -40 mV-nál és a B szinten -155 mV-nál találtam a legoptimálisabbnak. Az elvárások leellenőrzéséhez az (111) struktúrák elméleti modelljét használtam fel. Mindegyik polarizációs konfigurációhoz egy adott függvényt kell alkalmaznunk, hogy ellenőrizzük azt, amire számítunk. A következő egyenletek az (111) struktúrák teoretikai modelljéből vannak levezetve [82] [160]:

$$\text{SS konfigurációnál: } I^{2\omega}(\varphi) = (A * \sin 3(\varphi - \varphi_0))^2 \quad (24)$$

$$\text{SP konfigurációnál: } I^{2\omega}(\varphi) = (A + B * \sin 3(\varphi - \varphi_0))^2 \quad (25)$$

$$\text{PP konfigurációnál: } I^{2\omega}(\varphi) = (A + B * \sin 3(\varphi - \varphi_0))^2 \quad (26)$$

$$\text{PS konfigurációnál: } I^{2\omega}(\varphi) = (A * \sin 3(\varphi - \varphi_0))^2 \quad (27)$$

**3. táblázat:** Az m3m és 432 osztályú centroszimmetrikus kristályok felszíni nemlineáris polarizációjú komponensei. [82] [160]

|     |  | $P_i^s(2\omega) (111)$   |   |
|-----|--|--|---|
| $l$ |  | Isotropic  | Anisotropic   |
| $p$ |  | $E^2 [-\chi_{x'x'z'}^S \sin 2\vartheta_2 \cos^2 \psi \cos \varphi_2 + \{\cos^2 \psi (\chi_{z'z'z'}^S \sin^2 \vartheta_2 + \chi_{z'x'x'}^S \cos^2 \vartheta_2 + \chi_{z'x'x'}^S \sin^2 \psi) \sin \varphi_2]$ | $E^2 \chi_{x'x'x'}^S \{\cos^2 \vartheta_2 \cos^2 \psi \cos 3\varphi - \sin^2 \psi \cos 3\varphi - 2 \cos \vartheta_2 \cos \psi \sin \psi \times \sin 3\varphi\} \cos \varphi_2$ |
| $s$ |  | $E^2 (-2\chi_{x'x'z'}^S \sin \vartheta_2 \sin \psi \cos \psi)$   | $E^2 (-\chi_{x'x'x'}^S) \{\cos^2 \vartheta_2 \cos^2 \psi \sin 3\varphi - \sin^2 \psi \sin 3\varphi + 2 \cos \vartheta_2 \cos \psi \sin \psi \times \cos 3\varphi\}$             |

A pumpáló besugárzás tetszőleges polarizációja esetén meg tudjuk határozni a  $P(2\omega)$ -t az (111) felületek felszíni és térfogati rétegeire vonatkozólag. Az  $\chi_{ijk}^s$  a felszín szuszceptibilitási együttható komponensei az  $x'y'z'$  koordináta rendszerben;  $l$  a frekvencia kétszeres sugárzás polarizációs mutatója (indexe);  $E$  a pumpáló mező amplitúdója a nemlineáris közegben;  $\varphi_2, \vartheta_2$  pedig ennek a másod harmonikusnak és pumpálásnak a felületi normál és hullámvektorai közötti szögei;  $k$  pedig a pumpáló besugárzás hul-

lámvektorának modulusa (tényezője) a nemlineáris közegben.  $\psi$  a polarizációs szög,  $\varphi$  pedig a rotációs szög. [82] [160]

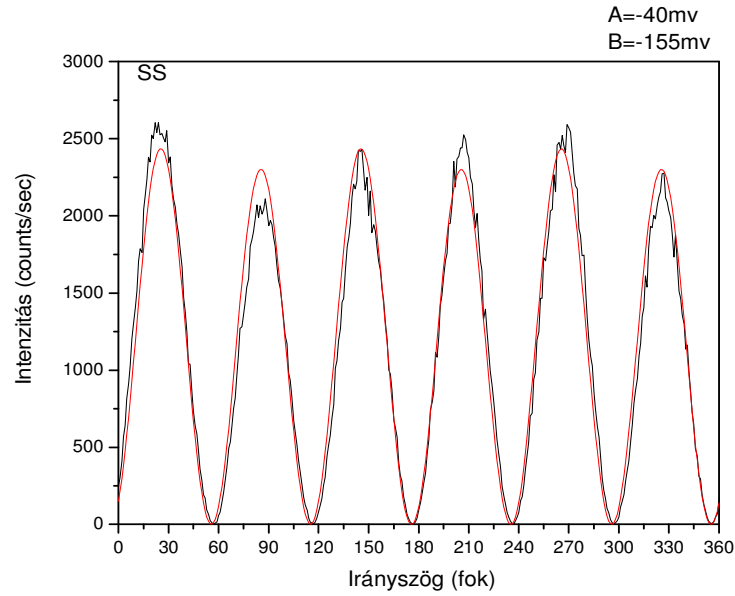
A beesési szög a mi esetünkben  $45^\circ$ . S polarizált pumpáló besugárzás esetén ( $\psi = \pi/2$ ) a nemlineáris polarizációs vektor izotrópikus S komponense nulla. Ez azt jelenti, hogy amikor nemlineáris kölcsönhatás valósul meg az S-S geometriában, annál az általunk vizsgált kristálynál nincs izotrópikus frekvencia kétszerezés ( $m3m$  és 432-es osztály). Ez érvényesül a felszíni dipól és a térfogati kvadrupól frekvenciakétszerezésre ugyanolyan mértékben.

X az első polarizációs pozíció és a második lehet P vagy S.

1, X=P  $\rightarrow \psi = 0$

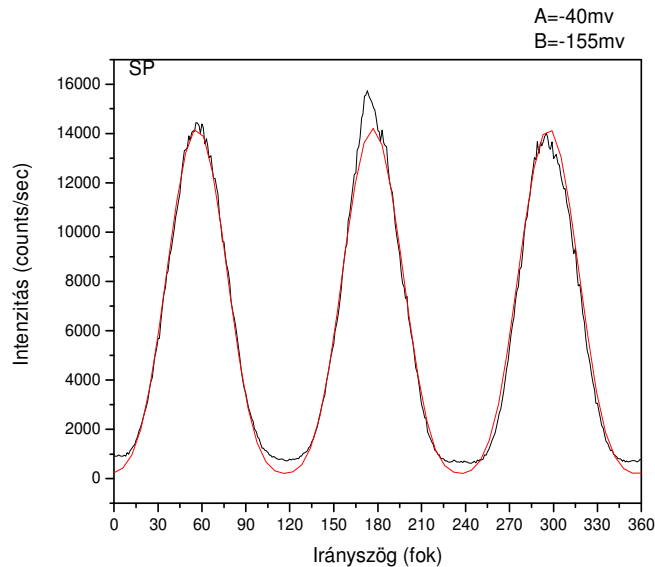
2, X=S  $\rightarrow \psi = \pi/2$

A 41. ábrán a mérési eredményekből származó SHG görbék láthatóak SS polarizációs konfigurációban. A becsapódott fotonok legmagasabb értéke eléri a 2550-et. A becsapódott fotonok száma függ a mintatartó tányér pontos irányszögétől is. Az adott csúcsok mérete és száma elsősorban a polarizációs konfigurációtól függ. Ebben az optikai konfigurációban hat, egymáshoz nagyon hasonló csúcsot figyelhetünk meg. A méréseket Si(111) mintán valósítottam meg egy MIRA 900 típusú Titán Zafír lézerrel minden polarizációs konfigurációban a Hollandiában lévő Radboud egyetem fizikai laboratóriumában. A következő SHG méréseket 1 s szkennelési idővel, és  $1^\circ$ -os lépésekkel készítettem 800 nm-es lézernyaláb felhasználásával. A teljesítmény 400 mW volt. A mérések során egyértelművé vált, hogy a jelek erősen függenek a MIRA 900 típusú Titán Zafír lézer stabilitásától. Ebből a tényből kiindulva a következő lépés számomra az volt, hogy optimalizáljam a lézer optikai hangolását abból a célból, hogy megtaláljam a lézer maximális teljesítményét úgy, hogy emellett pulzált és stabil maradjon. A lézer maximális teljesítménye ezen a hullámhosszon 400 mW és 420 mW közé esett.



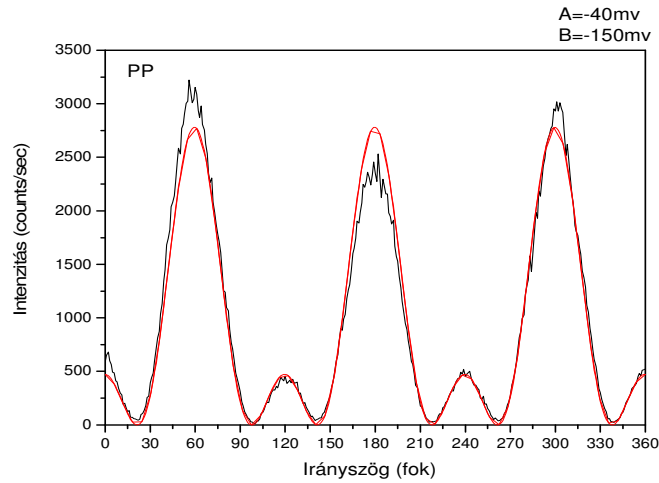
**41. ábra:** Másod harmonikus intenzitás SS polarizációs konfigurációban a forgási irányyszög függvényében az elvárási görbékkel a (24) egyenlet felhasználásával. (Készítette a szerző) [82]

A 42. ábra az intenzitás görbe SP polarizációs konfigurációban készült változatát mutatja, ahol három főcsúcs figyelhető meg. Ebben az esetben  $178^\circ$ -os irányyszög pozícióban sikerült a legtöbb foton detektálni.



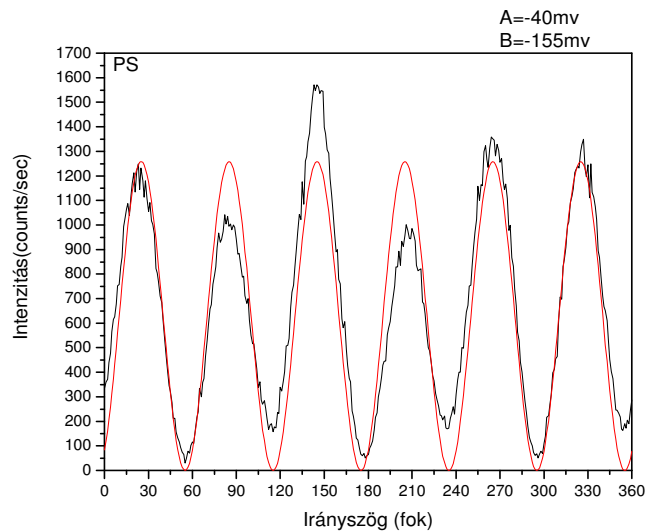
**42. ábra:** Másod harmonikus intenzitás SP polarizációs konfigurációban a forgási irányyszög függvényében az elvárási görbékkel a (25) egyenlet felhasználásával. (Készítette a szerző) [82]

A 43. ábrán PP polarizációs konfigurációban láthatjuk az intenzitás görbét. Ebben két kisebb csúcs (120°-nál és 240°-nál), illetve három nagyobb csúcs (60°-nál, 180°-nál és 300°-nál) figyelhető meg. Az érzékelt impulzusok legmagasabb száma 3200.



**43. ábra:** Másod harmonikus intenzitás PP polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárási görbékkel a (26) egyenlet felhasználásával. (Készítette a szerző) [82]

Végül az SHG intenzitást láthatjuk PS polarizációs konfigurációban a 44. ábrán. A detektált impulzusok maximális értéke 150°-os irányszög pozícióban eléri az 1600-at.



**44. ábra:** Másod harmonikus intenzitás PS polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárási görbékkel a (27) egyenlet felhasználásával. (Készítette a szerző) [82]

Ezek a vizsgálatok alkalmasak arra, hogy a kristályos szilícium orientációjára jellemző információt kapjunk.

Egy robottal történő távanalízis során általában nem orientált mintával, hanem például random eloszlású kristály törmelékkel találkozhatunk. A fenti adatokból előre megjósolható, hogy mekkora válaszjelre számíthatunk és milyen lesz a jel irányfüggése.

### **A módszer érzékenysége**

Az érzékenységen azt értjük, hogy melyik az a legkisebb tömegű anyag, amelyet be tudunk azonosítani. Ehhez a mérés körülményeiből származó adatokat használunk fel:

- a) A megvilágított folt átmérője a nyaláb divergenciájától ( $\gamma$ ) és a használt lencse fókusztávolságától ( $F$ ) függ:  $D = F \cdot \gamma$ . Gauss nyalábról lévén szó ehhez az átmérő a nyaláb intenzitás felére való csökkenésének a szintjét jellemzi.
- b) A minta igen nagy abszorpcióval rendelkezik mind a gerjesztő, mind a felharmonikus hullámhosszán, ezért azzal számolhatunk, hogy legfeljebb két hullámhossznyi mélységből kapunk felharmonikus jelet. Az aktív rész magassága tehát  $\lambda = 800$  nm esetén  $1,6 \mu\text{m}$ .
- c) A szilícium kristály sűrűsége  $2,33 \text{ g/cm}^3$ .
- d) A szilícium atomtömege  $28,0 \text{ g/mol}$ .
- e) A fentiekből kiszámolva a minta térfogata  $26,5 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^3$ , tömege  $62 \text{ ng}$ .
- f) Ebből kiszámítható a kölcsönhatásban részt vevő atomok száma:  $1,3 \cdot 10^{15}$ .
- g) Megjegyzendő, hogy a használt lézer átlagteljesítmény  $400 \text{ mW}$  volt, ez impulzusonként  $5 \text{ nJ}$ -t jelent, ami  $2 \cdot 10^{10}$  db foton.
- h) Az impulzus csúcsteljesítménye  $5 \text{ nJ}/100 \text{ fs} = 50 \text{ kW}$
- i) A nyaláb intenzitása  $50 \text{ kW}/0,017 \text{ mm}^2 = 300 \text{ MW/cm}^2$
- j) A mért felharmonikus intenzitás jel/zaj viszonya  $S/N=20$  körül volt.

A fenti feltételek mellett legfontosabb a  $300 \text{ MW/cm}^2$  gerjesztő intenzitás az  $S/N=1/1$ -es jel/zaj viszonyhoz tartozó kimutathatóság határa  $3,1 \text{ ng}$ .

### **Szelektivitás**

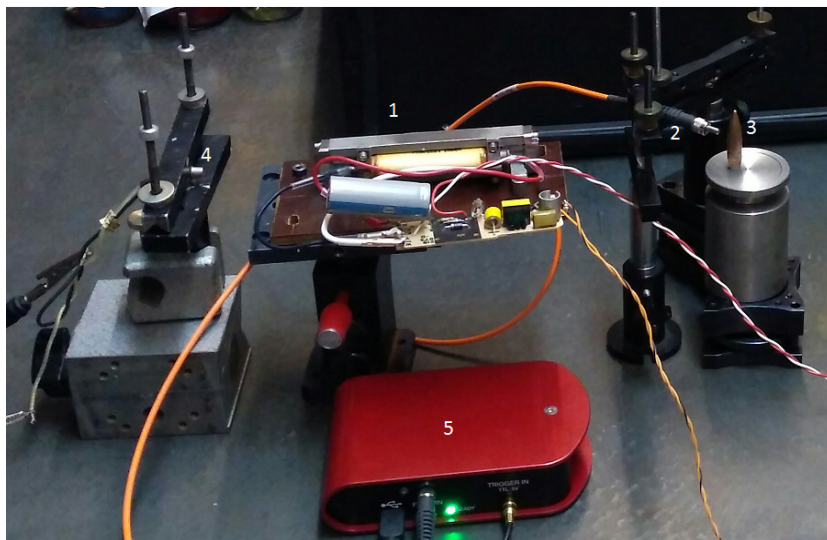
Más nemlineáris kristályokban (kristályok felületén) is lehet felharmonikust keltetni. A szilíciumnak ezektől való megkülönböztetése a polarizáció szögfüggésén alapulhatna, amit terepen, pormintán lényegében lehetetlen kimérni, ezért a minta minőségi elemzése inkább azon a feltevésen alapulhat, hogy eleve milyen egykristályt tartalmazó anyagok lehetnek a vizsgált területen (szilícium alapú, félvezető elektronika, LED fényforrások, stb).



Méréseimmel tehát bizonyítottam, hogy egykristály felületén fázisillesztés nélkül mérhető felharmonikus jel (SHG). A polarizáció változtatásával ez a jel optimalizálható, illetve információt nyújt a kristályorientációról. Noha kristálypor mintán nem végeztem méréseket, eredményeink statisztikus átlagolásával lehetőség van megbecsülni a pormintán várható jelszintet. Így például egy robbanás következtében megsemmisült, darabokra hullott elektronikai eszköz chipjének maradvékát észlelhetjük terepen, következtethetünk elektronikus eszközök jelenlétére.

### 5.1.2. A LIPS módszer

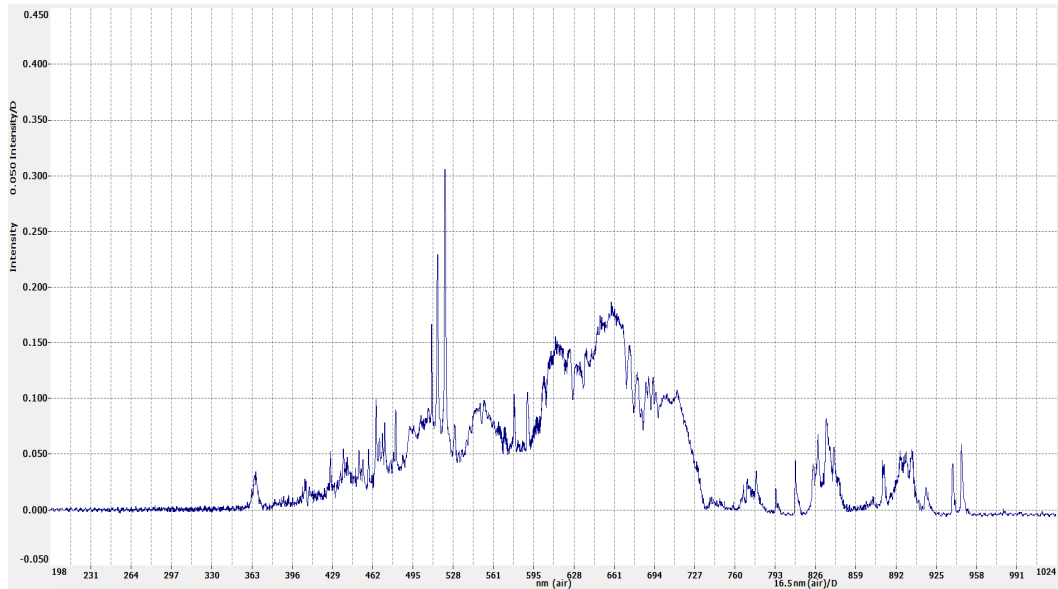
A 34. képen a lőszeranalízishez épített LIPS rendszer látható.



**34. kép:** A kísérleti LIPS rendszer lőszeranalízis alatt (A szerző felvétele)

A rendszer működése a következő: A lőszer felületén (3) keltett plazma előállításához egy Nd:YAG lézert (1) használtam fel. A keltett plazma fényét egy optikai szálon (2) keresztül vezetjük a spektrográfba (5). A fotodióda (4) a lézer villanólámpájának fényével szinkronizálja a spektrográf CCD kiolvasó elektronikáját. A lézer 350 V-ig történő feltöltése után nagy energiájú impulzust lehetett kibocsátani, mely elegendő volt a plazma keltéséhez. A spektrum felvételéhez a Thorlabs spektrográf saját programját használtam fel.

A 45. ábrán a lőszerrel keltett plazma spektruma látható.



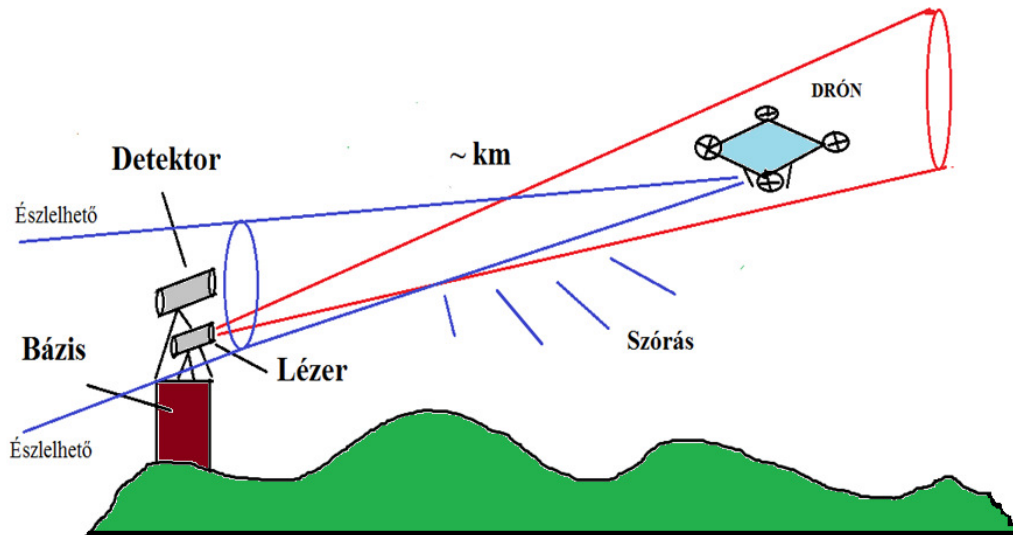
**45. ábra:** A lószeralízis során keltett plazmából adódó spektrum (Készítette: A szerző)

A három nagyobb csúcs 495 és 528 nm között a vizsgált, adott típusú lőszer réz felületére utal. Ezek nevezetesen 510, 515 és 521 nm. A 368 nm-en lévő csúcs ólomra utal.

## 5.2. Az OPTODRÓN rendszer

Az általam javasolt rendszer fő jellemzői:

- 1.) A roboton sarokprizmát helyezünk el, a roboton nincs fényforrás. (Ezért nevezzük passzívnak)
- 2.) A követő nyaláb modulálva van, ez vezérli a robotot.
- 3.) A visszavert nyalábot a robot koherens fázis modulációval kódolja.
- 4.) A vevőnél térbeli interferencia kép jelenik meg, optikai heterodyn detektálás történik.
- 5.) A követő nyaláb gyors szkenneléssel határozza meg a robot pozícióját, sebességét.



46. ábra: Az OPTODRÓN rendszer (Készítette: A szerző)

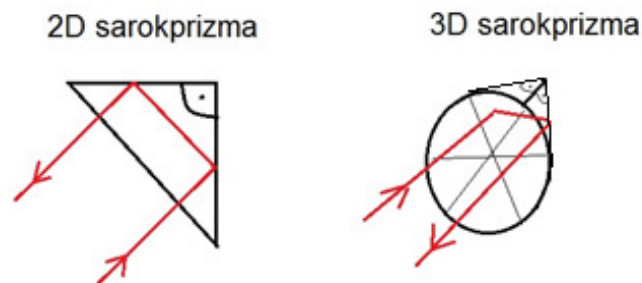
A fenti rendszer előnyei:

- 1.) A robot energiafogyasztása lényegesen kisebb.
- 2.) A robot szög szerinti stabilitását elegendő  $\pm 20$  fokon belül tartani.
- 3.) A robot által visszaküldött információ nem lehallgatható, mivel a követő nyaláb  $10 \mu\text{rad}$ -on belüli szögtartományon észlelhető csak.
- 4.) A modulációs mélység 50%-nál nagyobb lehet.
- 5.) A követő nyaláb divergenciája is redukálható, a bázis felderíthetősége nehezebb lehet.

A következőkben részletesen tárgyalom a rendszer egyes elemeit.

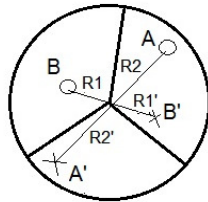
### 5.2.1. Retroreflektor a roboton

A retroreflektor (sarokprizma) működése a 47. ábrán látható:



47. ábra: 2D sarokprizma, 3 D sarokprizma (Készítette: A szerző)

A 3D retroreflektor úgy veri vissza a ráeső fényt, hogy a beeső és visszavert fénysugár mindig párhuzamosak és a prizma forgási szimmetria középpontjára közép- pontos tükörképei egymásnak.

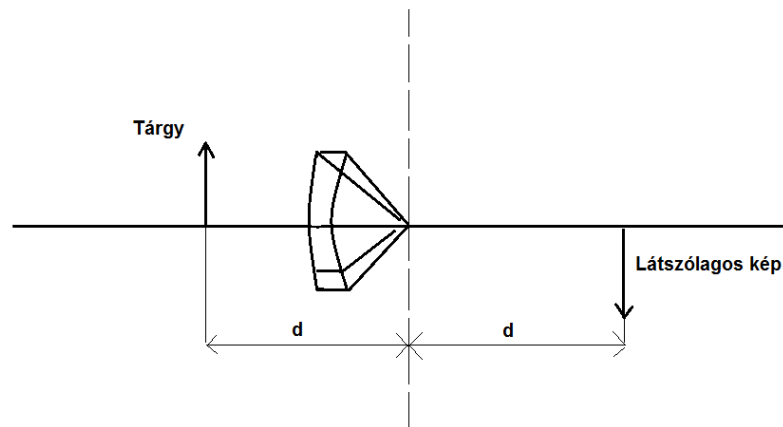


○ Bejövő fény

× Visszavert fény

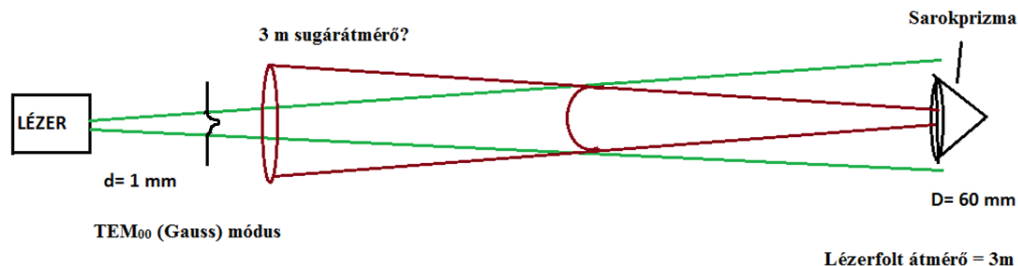
**48. ábra:** A prizmáról visszavert fény (bejövő, visszavert fény) (Készítette: A szerző)

Ha a kiterjedt tárgy képét vizsgáljuk egy retroreflektoron, az úgy jelenik meg, hogy egy fordított állású, látszólagos kép észlelhető sarokprizma mögött. Ezt a 49. ábra szemlélteti:



**49. ábra:** Kiterjedt tárgy képének vizsgálata retroreflektoron (Készítette: A szerző)

Nem nyilvánvaló, hogy nagy távolságból milyen divergenciájú lesz a visszavert nyaláb. Első gondolat (geometriai optikai megközelítés), hogy mint tükör nem változtatja meg a követő nyaláb tulajdonságait. (50. ábra)

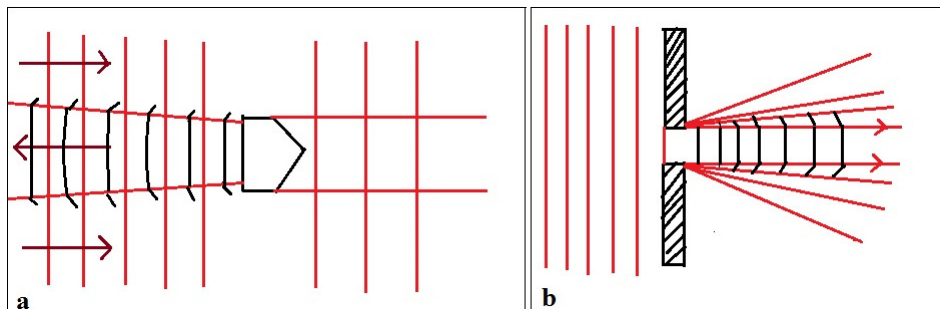


**50. ábra:** Divergencia vizsgálata retroreflektorról (Készítette: A szerző)

Például gondolhatnánk, hogy 1 mrad divergenciájú lézernyalábja 2,5 km távolságban 2,5 m átmérőjű folt, a retroreflektorról visszavert nyaláb ugyanilyen, vagyis szintén 2,5 m átmérőjűre tágul a bázisra visszaverődve.

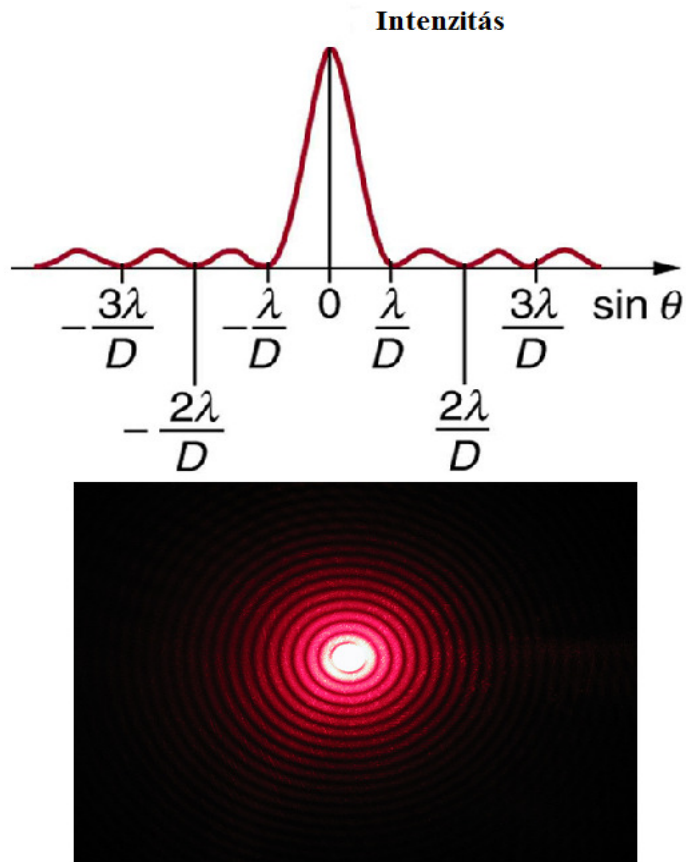
Ezzel szemben a valóság egészen más, csak hullámoptikai közelítéssel érthető meg: A lézerről (optimális esetben- $TEM_{00}$ ) Gauss nyaláb lép ki, a hullámfront a távoli zónában egy gömbfelület, melynek sugara  $R \sim l$  a távolsággal egyezik meg. A retroreflektor átmérőjének nagyságrendjében (60 mm) a 2,5 km távolságban ez lényegében síkhullám.

A sarokprizma egy 60 mm átmérőjű síkhullám nyalábot ver vissza, ami úgy viselkedik, mintha egy 60 mm-es átmérőjű kör alakú nyíláson lépett volna ki.



**51. ábra:** A visszavert nyaláb vizsgálata retroreflektorról (retroreflektor visszaveri a fényt, síkhullám, fényelhajlás, interferencia) (Készítette: A szerző)

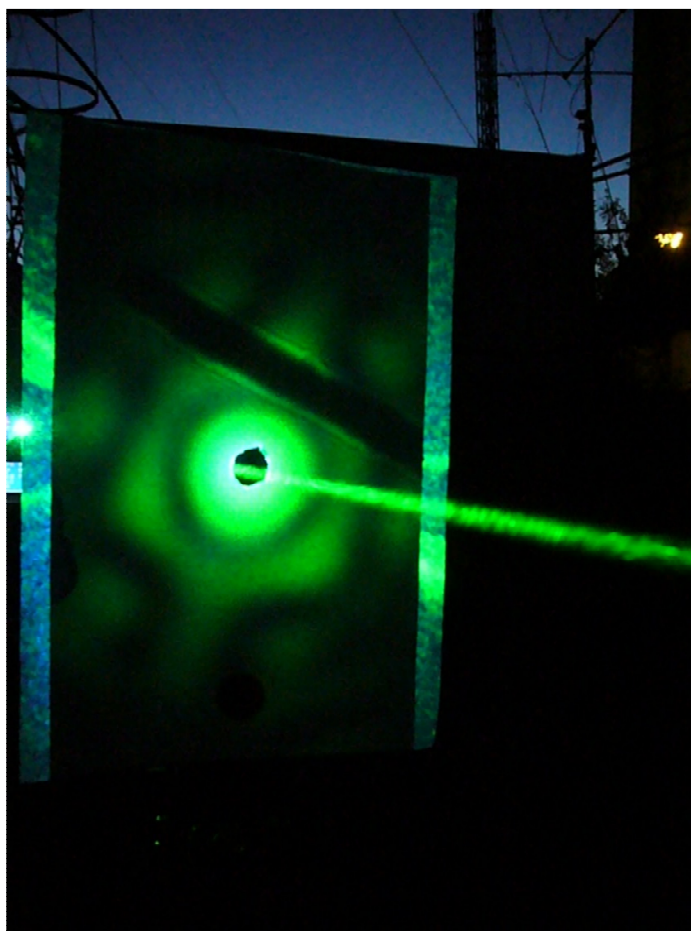
A visszavert intenzitás eloszlás egy  $D = 60$  mm átmérőjű diffrakció limitált divergenciájú nyalábnak felel meg.



**52. ábra:** Intenzitás eloszlás (Készítette: A szerző)

A visszavert nyaláb divergenciája (1/60 mrad) jóval kisebb, mint a követő lézer 1 mm átmérőjű, 1 mrad divergenciájú nyalábjáé. Az átmérő (1. rendű minimum gyűrű) mérete 0,008 mrad ~ 75 mm.

A terepi mérés során lefényképeztem a visszavert nyalábot. Ez látható a 35. képen:



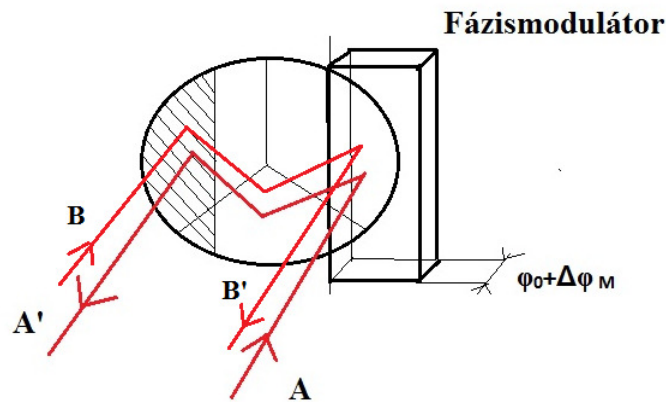
**35. kép:** A sarokprizmáról visszavert lézernyaláb intenzitás eloszlása (A szerző felvétele)

A képen egy A4 fehér lap mögé helyezett fekete karton lapon fúrt lyukon lép ki egy 300 mW-os, 532 nm-es, 1 mm-es átmérőjű, 1 mrad-os divergenciájú lézernyaláb, a visszavert igen kis divergenciájú nyaláb intenzitás eloszlása  $60^\circ$ -os szimmetriájú struktúrát is mutat. Ennek oka a sarokprizma  $120^\circ$ -os élei által okozott diffrakció, amely a másodrendű elhajlási gyűrűben jelentkezett, majd a harmadrendűben még kontrasztosabban jelent meg. A kép felső részén látható egy közeli (cca. 25 m) távolságban lévő faág árnyéka a diffrakciós rendekkel, amit sajnos nem tudtam eltávolítani. A másod- és harmadrendű diffrakciós ágakban a teljes energia töredéke ( $< 5\%$ ) található csak, vagyis a visszavert fényt más irányból lényegében lehetetlen detektálni a rejtett kommunikáció biztosítható.

### 5.2.2. Visszavert fény modulációja

Ahhoz, hogy a módszerünk alkalmas legyen fedett kommunikációra, olyan modulációt választottunk, amely ennek megfelel. A korábban bemutatott Rabinovich és társai cikkében leírt amplitúdó moduláció nem biztosítja ezt, mivel az oldalról megfigyelve a Rayleigh szórás szintén amplitúdó modulált, egyszerűen (nagyobb átmérőjű távcsővel) detektálható. Az általunk javasolt megoldásban a visszavert nyaláb egy részét tesszük ki fázis modulációnak. Magát a modulációt valamilyen elektrooptikai modulátorral lehet végrehajtani (fotorefraktív kristályok, piezo-effektus, stb.). Ha a nyaláb modulálatlan részéhez képest  $\pi$  fáziskülönbséget hozunk létre, a két nyaláb interferál a bázisállomáson lévő detektoron, a kioltás-erősítés révén elvben 100% modulációs mélység érhető el.

A modulációt a retroreflektor felületéhez közel hajtjuk végre az 53. ábrán látható módon:



53. ábra: Fázismoduláció retroreflektoron (Készítette: A szerző)

A sarokprizma teljes felületének 1/4-ed részét tölti ki a modulátor lemez, ugyanis, ha a nyaláb ekkora felületen lép be (A), a centro-szimmetrikus másik oldalon szintén 1/4-ed résznyi felületen lép ki (A') (egyszer belépéskor áthaladva a modulátoron). Viszont az a beeső nyaláb rész, amelyik a modulálatlan (tükörkép) oldalon lép be (B), a modulátoron keresztül haladva reflektálódik. Tehát a teljes beeső nyaláb 50%-a modulátoron egyszer áthaladva a reflektálódik (B').

A retroreflektor középső 50%-nyi felülete ahova beeső fénysugár ugyanezen a szabad felületen modulálatlanul verődik vissza, szolgáltatja az interferenciához a referencia nyalábot.



Ahhoz, hogy az interferencia 100%-os modulációt hozhasson létre, az interferáló nyalábok intenzitásának egyenlőnek kell lenni. Egy bizonyos irányba haladó síkhullám eredő térerőssége és intenzitása:

$$E_{\text{det}}(t) = \frac{1}{2}E_0 \sin \omega t + \frac{1}{2}E_0 \sin(\omega t + \varphi_m(t)), \quad (28)$$

$$U_{\text{det}} \sim (E_{\text{det}}(t))^2, \quad (29)$$

$$I_{\text{telj}} = \frac{1}{2}E_0(\sin \omega t + \sin(\omega t + \varphi_m(t)))^2 = \frac{1}{2}E_0(\sin^2 \omega t + \sin(\omega t + \varphi(t))^2 + 2\sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi_m(t))), \quad (30)$$

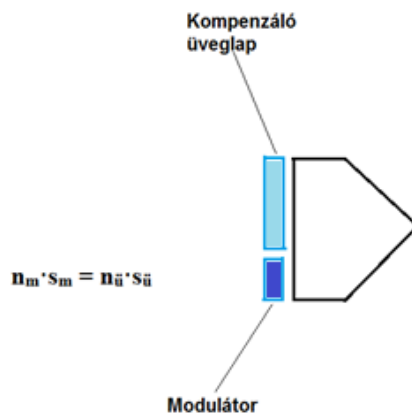
ami csak akkor lesz nulla, ha  $\Delta\varphi = \pi + k \cdot 2\pi$  ( $k=0,1,2,3\dots$ ) és az amplitúdók ( $E_0/2$ ) egyenlők.  $E_0$  az elektromágneses tér amplitúdója,  $\varphi$  a fázis,  $\varphi_m$  a modulált fázis,  $U_{\text{det}}$  a detektor feszültsége,  $E_{\text{det}}$  a detektált fény elektromágneses tere,  $I_{\text{telj}}$  a teljes intenzitás és a  $2\sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi_m(t))$  az interferencia tag. A modulátor által létrehozott  $\Delta\varphi$  fázismoduláció két részből tevődik össze.

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi_n \quad \dots(31)$$

ahol:  $\varphi_0$  - a modulátor vastagságából fakadó  $\varphi_0 = n \cdot s / \lambda$  fix érték;

$\Delta\varphi_n$  - az elektrooptikai, vagy más módon létrehozott fázistolás, ami elegendő, ha a  $\pi$  értéket eléri. Ezt az eljárást heterodyn detektálásnak nevezzük.

Mivel ily módon a modulálatlan és modulált nyalábok között számottevő (~1-2 mm) útkülönbség lesz, a moduláció mélység a használt lézer időbeli koherenciájától (sávszélesség) is függ, nagyobb sávszélességénél romlik. Ennek kompenzálására célszerű a modulátorral azonos optikai vastagságú üveglapot a modulátor mellé helyezni, ezzel a statikus fázistolást közel nullává tenni:  $t_1 \ t_2$

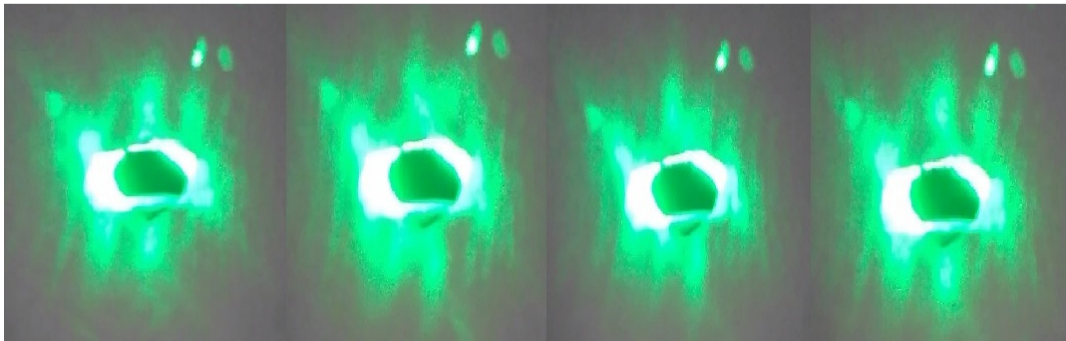


**54. ábra:** Kompenzáló üveglappal és modulátorral ellátott retroreflektor (Készítette: A szerző)

ahol:  $n_m$ ,  $n_{\bar{u}}$  - a modulátor és a kompenzáló üveglap törésmutatója;

$s_m$  és  $s_{\bar{u}}$  - rendre a vastagságuk.

A bázisra a lézer nyalábjával koncentrikusan visszaérkező nyaláb intenzitás eloszlása hasonlít a modulálatlan nyaláb eloszlásra. Noha a modulált és referencia nyaláb térben különböző helyről érkezik, a nyalábok középvonalainak távolsága olyan kicsi a tükör-bázis távolsághoz képest, hogy - szemben a Young interferométerrel - nem lép fel számottevő útkülönbség ( $< 2$  nm). Viszont a sarokprizma  $120^\circ$ -os élei okozta fényelhajlás másod- és harmad rendben érzékeny az aszimmetrikus útkülönbségre: A hat intenzitás maximum folt forog a szimmetriatengely körül az útkülönbség változtatásával.



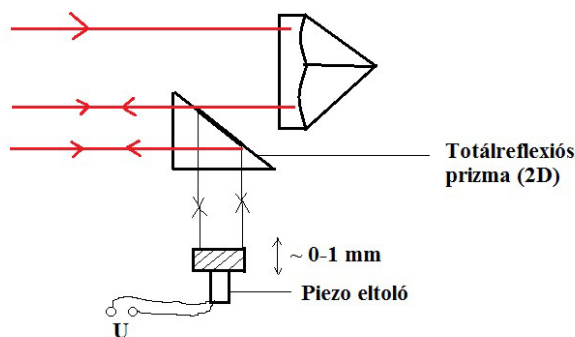
**36. kép:** Képsorozat az intenzitás maximum foltokról (Készítette: A szerző)

Kérdés, hogy a visszaérkező térbeli interferogram mely részei hordozzák a legnagyobb modulációs mélységet? A nyaláb középső részét (a nullad rendet) nem tudjuk detektálni, mivel az előremenő nyalábbal egybeesik.

A elsőrendű elhajlási kép jöhet szóba, illetve a hat másodrendű folt. Térben egy apertúrával kitakarjuk a nem kívánt nyalábrészeket és a legnagyobb kontrasztot mutató komponenst vezetjük be a detektorba. Méréseim során az egyik másodrendű foltot detektáltam.

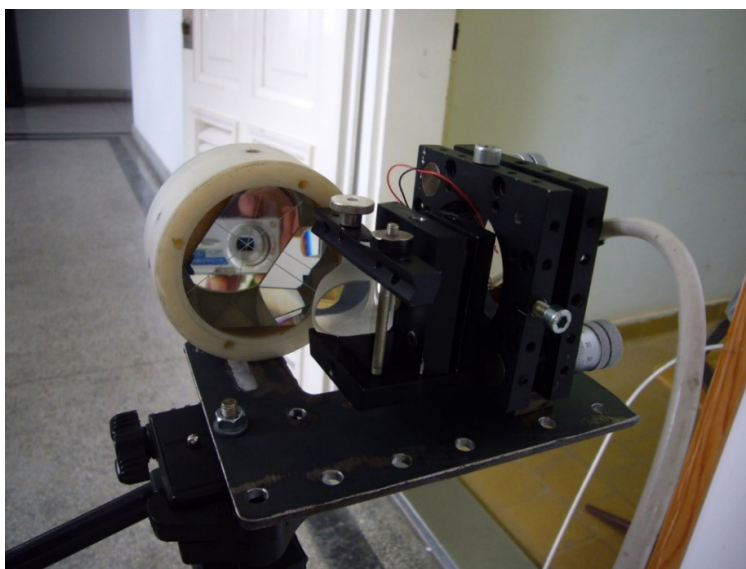
A modulációs rendszer tesztelését elektrooptikai modulátor hiányában kétféle eljárással valósítottam meg.

- a. A retroreflektor felületének egy részét egy totálreflexiós prizmával  $90^\circ$ -ban kicsatoltam és egy másik tükörrel reflektáltam a retroreflektorral párhuzamosan.



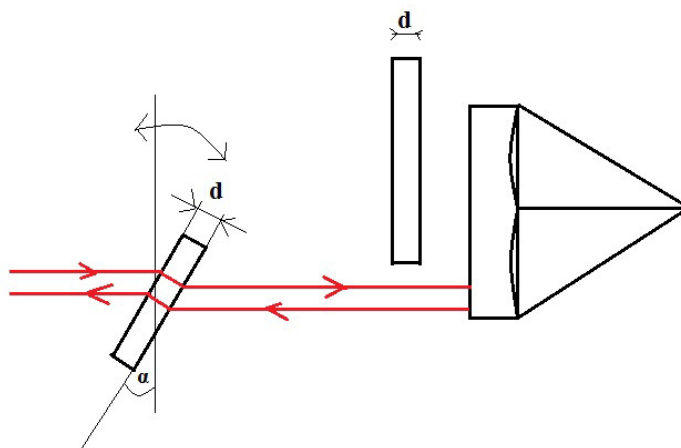
**55. ábra:** A totálreflexiós prizmával történő kicsatolás (Készítette: A szerző)

A piezo eltolásra kapcsolt 0-40 V feszültséggel az útkülönbséget  $0 \sim 3/4 \lambda$  tudtam változtatni. Kis távolságban ( $\sim 1$  m) a rendszer működött. Nagyobb távolságban sajnos a piezo eltoló kicsit görbült is az elmozdulás közben, ezért nem volt tiszta, reguláris a moduláció. Noha nagyobb frekvenciájú ( $\sim 1$  kHz) fűrészcíjjel is próbáltam, de a fenti hiba miatt a piezo (elektromechanikus) fázismodulátor gyakorlati felhasználása nem vált be.



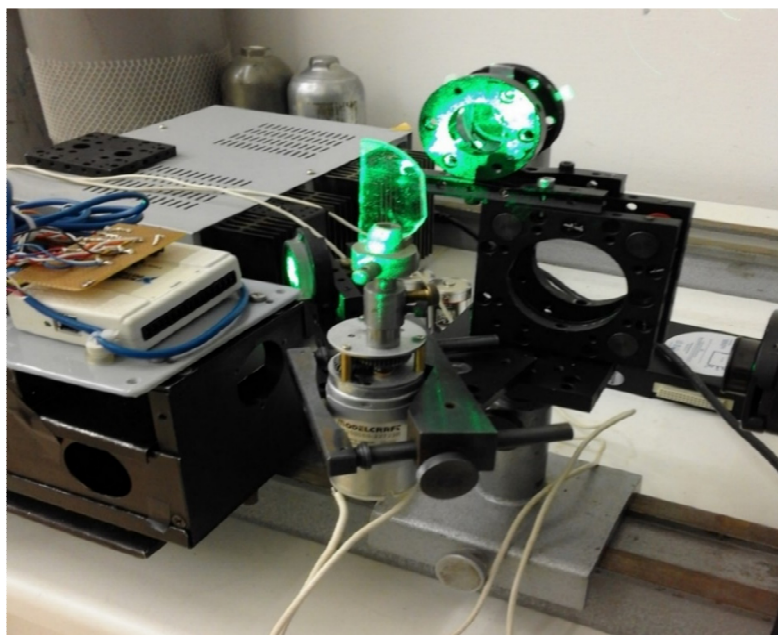
**37. kép:** A totálreflexiós prizmával történő kicsatolás (A szerző felvétele)

- b. Sikeres megoldásnak, a folytonos fázis modulációra egy függőleges tengely körül elforgatott üveglemez bizonyult. Ezt az 56. ábra szemlélteti.



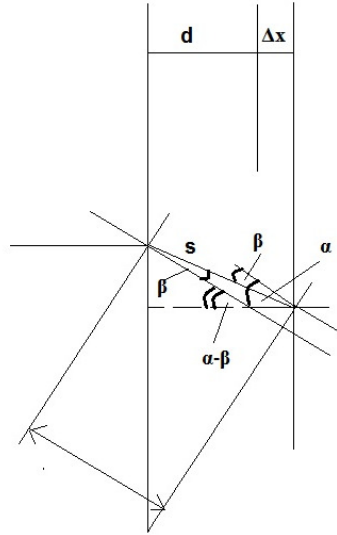
**56. ábra:** Fázis moduláció forgó üveglemezzel (Készítette: A szerző)

Ugyanabból a plánparallel üveglemezből, amiből a kompenzációs lapot készítettem a retroreflektor elé, levágtam egy darabot, amelyet egy lassan forgó áttételes motor tengelyére szereltem.



**38. kép:** Fázis moduláció forgó üveglemezzel (A szerző felvétele)

A merőleges beesésnél semmilyen útkülönbség nem lépett fel, míg elforgatva a szög függvényében jól számítható útkülönbséget kaptunk.



**57. ábra:** Az elforgatás következtében fellépő útkülönbség (Készítette: A szerző)

A  $\Delta x$  útkülönbség kiszámítása a következőképpen történik:

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \quad (32)$$

$$s = \frac{d}{\cos\beta} \quad (33)$$

$$\alpha = \omega t \quad (34)$$

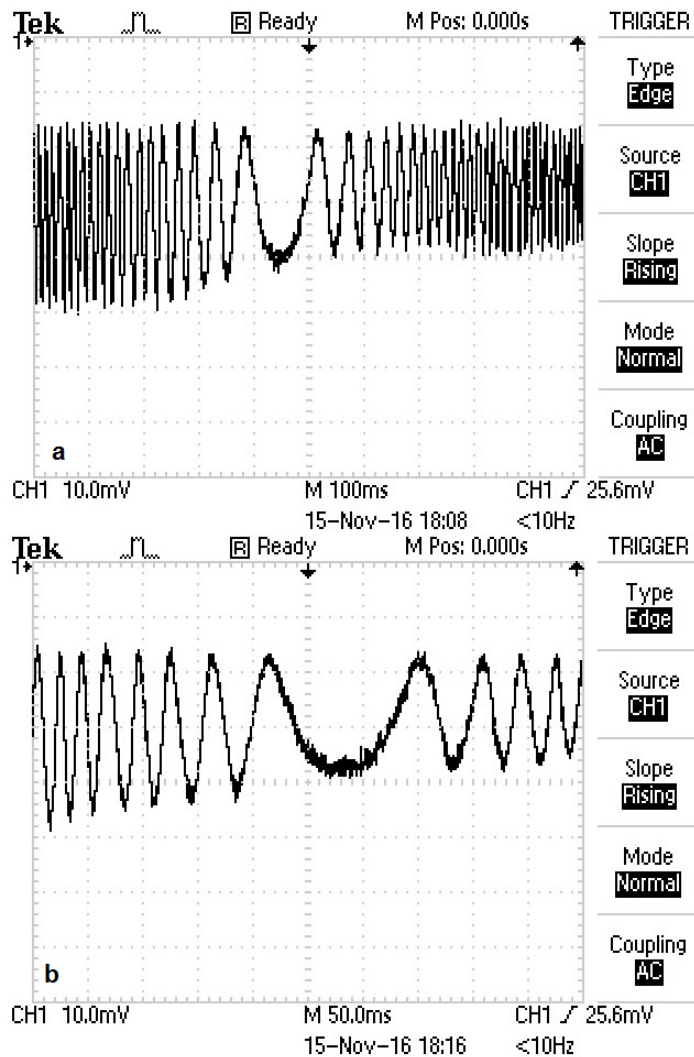
$$d + \Delta x = s \cdot \cos(\alpha - \beta) \quad (35)$$

$$n \cdot s(\alpha) - (d + \Delta x) = 2\pi \cdot \lambda \cdot \Delta\varphi \quad (36)$$

Míndezekből az útkülönbség meghatározása a következőképpen alakul:

$$\Delta x = s \cdot \cos(\alpha - \beta) - d \quad (37)$$

A kiválasztott másodrendű elhajlási folt egy diafragmán (apertúra) keresztül a PMT detektor rendszerünkbe került és az oszcilloszkópot a forgó tükör fázisához szinkronizáltam, így az 58. ábrán látható intenzitásokat mértem a forgás szög (idő) függvényében:



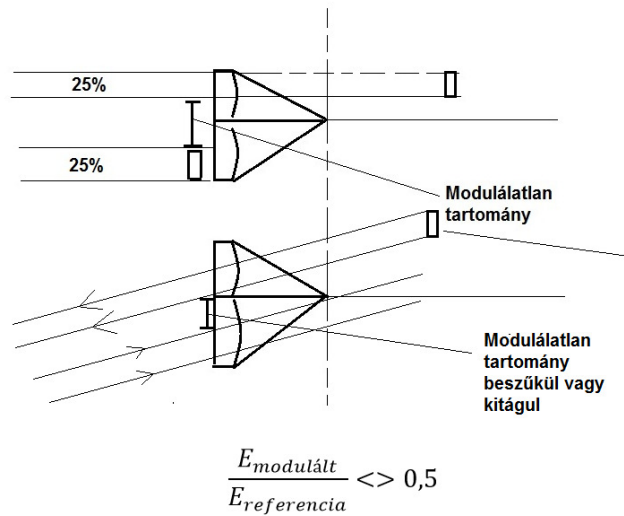
**58. ábra:** A moduláció során fellépő intenzitások a forgás szög függvényében (Készítette: A szerző)

Az ábrákon a nulla szint a felső keret, a jel negatív volt. Látható, hogy a modulációs mélység:  $M = ((U_{max} - U_{min}) / U_{max}) * 100\%$

A b ábrán látható, hogy  $\alpha = 0^\circ$ -hoz tartozó érték nem feltétlenül a maximális erősítés helye, mivel a másodrendű elhajlási kép apertúra pozíciója nem esik egybe a nulla késleltetéshez tartozó iránnyal.

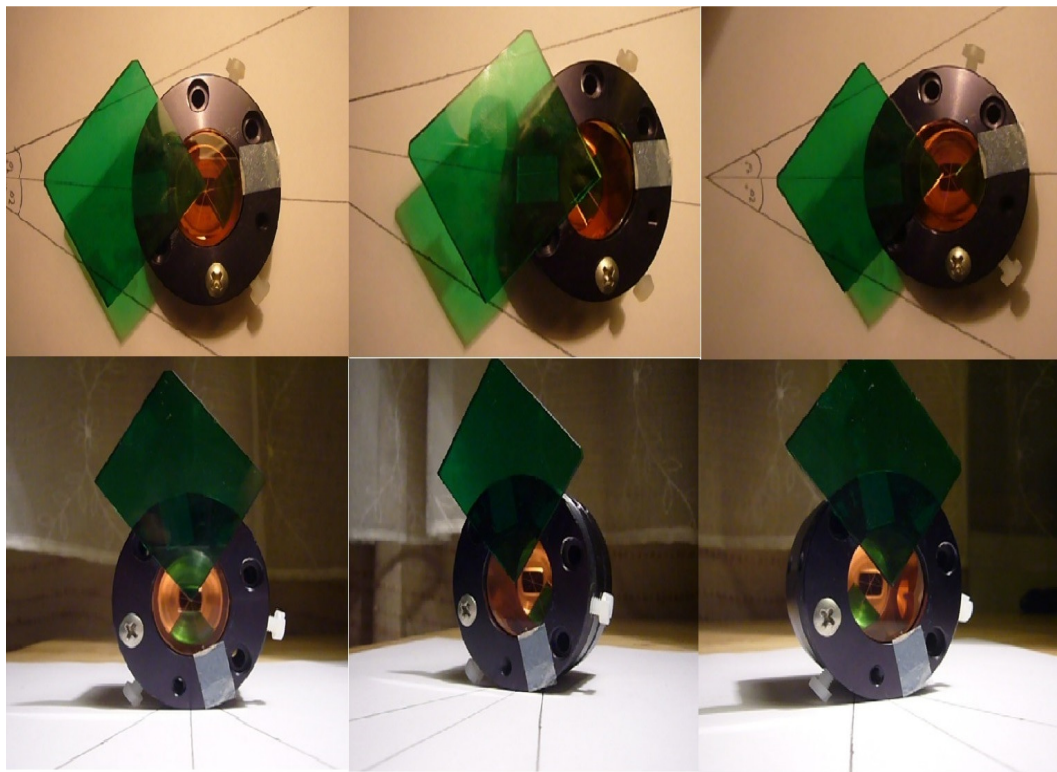
A lehetséges maximális modulációs mélység (100%) elérése a változó szögben álló retroreflektor parallaxis hibája miatt a gyakorlatban nem lehetséges, vagyis nem egyforma amplitúdójú nyalábok érkeznek vissza, így nem lehet teljes kioltás semelyik irányban sem.





**59. ábra:** Modulálatlan tartomány vizsgálata retroreflektoron (Készítette: A szerző)

A 39. kép montázon látható a parallaxis hiba: Különböző szögben fényképezve a retroreflektort a rajta lévő, ¼ rész színszűrővel, változik a direkt és a szűrőn áthaladt fény aránya.



**39. kép:** A retroreflektor működési elve (A szerző felvétele)

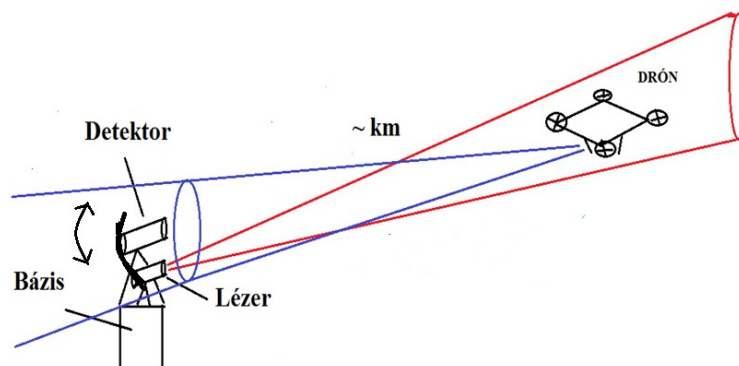
A felső soron a szűrő és a prizma tengelyében változó beesési szögnél, az alsó képsoron pedig erre merőleges dőlésnél figyelhetjük meg a felületarányok változását. Mindkét sor első eleme (a és d) a merőleges beesést mutatja, ahol az arány 50-50%.

Mivel az információ esetünkben nem a teljes visszavert nyaláb intenzitásában, hanem annak a tengelyhez igen közeli térbeli eloszlásában van, így sem oldalról (Rayleigh szórás), sem távolról nem lehallgatható.

Ebben a fejezetben tehát megmutattam, hogy lehetséges egy passzív roboton elhelyezett retroreflektor előtt megfelelő arányú referencia nyaláb meghagyásával fedett kommunikációt megvalósítani heterodyn detektálással.

### 5.2.3. Pásztázó követés

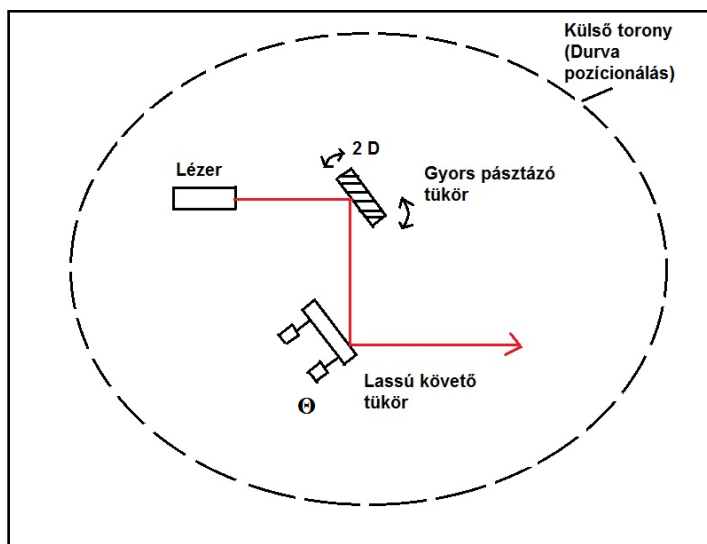
A robottal való rádiós (mikrohullámú) kommunikáció esetén általában szükséges az irány szerinti követés a megfelelő szintű jel eléréséhez.



**60. ábra:** Lézeres kommunikáció az OPTODRÓNNAVAL (Készítette: A szerző)

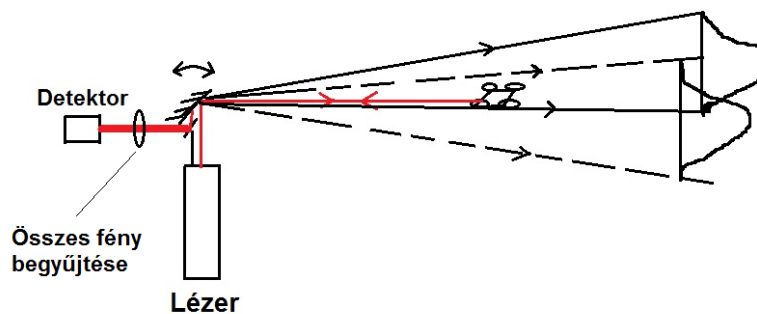
Esetünkben a követéshez használjuk ugyanazt a lézert. A követésnek két fázisa van, egy gyors 2D pásztázás, amellyel meghatározzuk a robot pillanatnyi pozícióját. A másik egy lassúbb mozgása a nyalábnak, ahol egy servo rendszer a nyaláb pásztázásának középvonalát a robot irányán tartja.





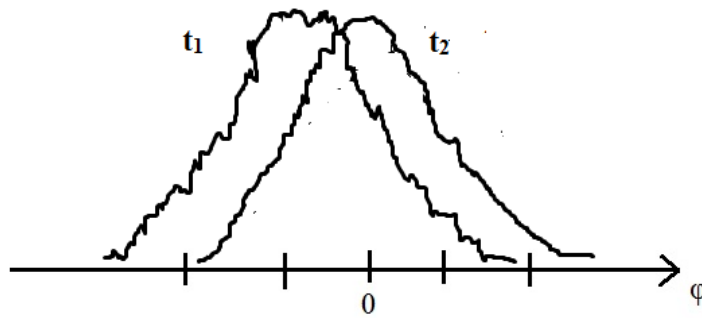
**61. ábra:** Járműre vagy bázisra szerelt durva pozicionáló rendszer pásztázó követéshez (Készítette: A szerző)

A harmadik szint az egész rendszer durva pozicionálása a hordozó járművel (torony).



**62. ábra:** Pásztázó követés (Készítette: A szerző)

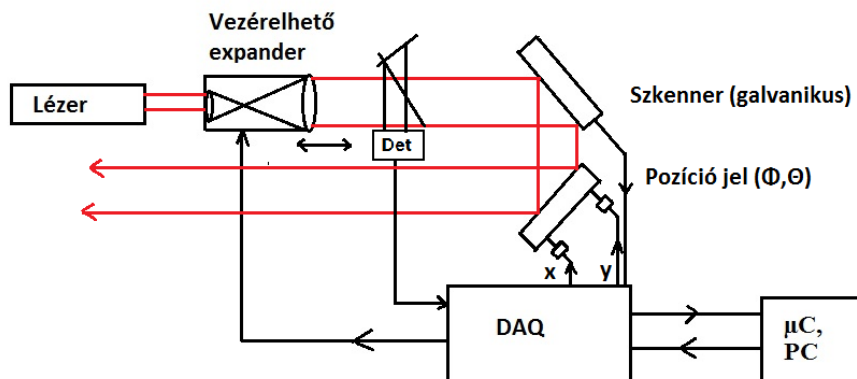
A követéshez a visszavert nyaláb egészét, vagy a modulációval legkevésbé zavart részét használjuk, azaz éppen ki kell küszöbölni az esetleges intenzitás ingadozást, hogy a nyalábburkoló Gauss eloszlás legyen a lehető legtisztábban mérhető.



**63. ábra:** Intenzitás ingadozás kiküszöbölése (Készítette: A szerző)

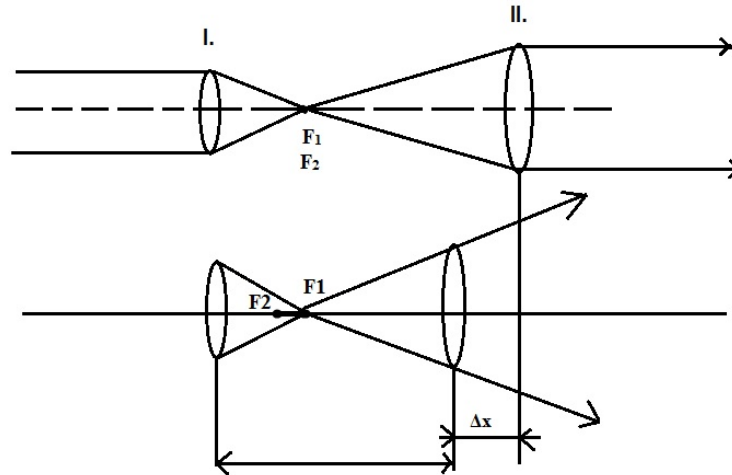
A pásztázás  $\varphi$  és  $\Theta$  szög pozíció határértékei és a nyaláb divergenciája szinkronban kell, hogy legyenek:

- 1.) A pásztázás során mindig legyen visszavert jel, a nyaláb soha ne menjen le a robotról, hiszen pásztázás közben folyik a kommunikáció oda-vissza.
- 2.) A lézer nyaláb divergenciáját a szervó (lassú) követő sebességéhez, tehetetlenségéhez a jelfeldolgozás késleltetési idejéhez kell igazítani. A követés vezérlés diagramja a következő:



**64. ábra:** A követés vezérlés diagramja (Készítette: A szerző)

A lézer nyaláb divergenciáját egy motorosan állítható nyalábtágító (beam expander) állítja be a két lencse távolságának változtatásával, egy visszajelzővel ellátott motoros eltolóval, vagy forgatóval.



**65. ábra:** Állítható nyaláb párhuzamosító a divergencia beállításához (Készítette: A szerző)

A konfokális állapotból elállítva a nyalábtágító

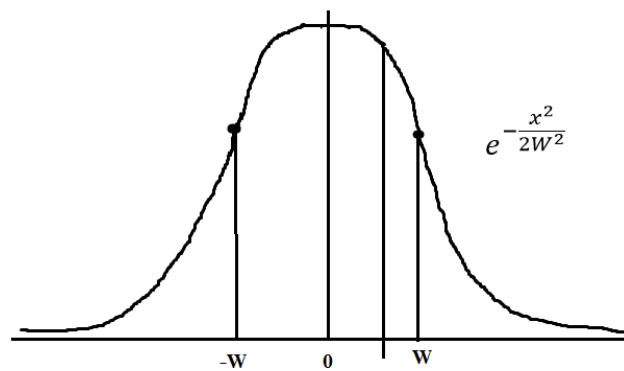
$$F^* = \left( \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{F_1 + F_2 - \Delta X}{F_1 F_2} \right) \quad (38)$$

fókuszú lencseként viselkedik, a nyaláb divergenciája

$$\delta = \frac{d}{F^*} \quad (39)$$

ahol:  $d$  a nyaláb átmérője.

A divergenciát tehát akkorára választjuk, hogy a pásztázás biztosan ne menjen le a robotról, célszerűen a Gauss nyaláb  $2 \cdot W$  tartományán belül legyen a visszavert jel intenzitása.



**66. ábra:** A visszavert jel intenzitásának Gauss eloszlása (Készítette: A szerző)

A vezérlés működése:

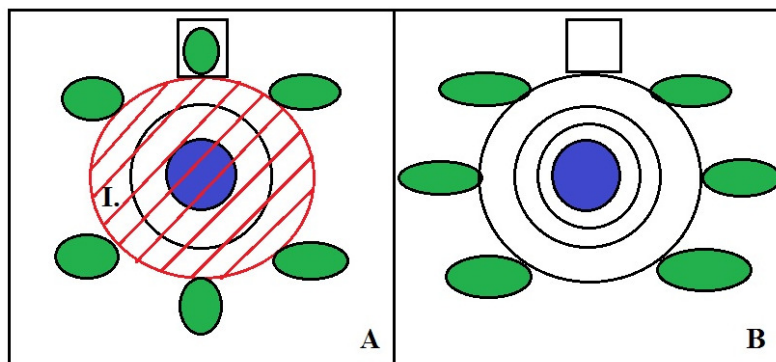
1.) A detektált jel a DAQ digitalizáló IO egységen keresztül a feldolgozó mikroprocesszorba (vagy PC-be) kerül. Megállapítja, hogy a pásztázási tartomány két szélén mekkora az aszimmetria, és hibajelet képez.

2.) A hibajelből lassú pozícionáló számára vezérlő jelet (léptetőmotor esetén előre-hátra irány+ léptető impulzusok, szervó motor esetén pozíció jelek) alakít. Mindezen folyamatokat, függetlenül 2 dimenzióban végzi.

3.) Amennyiben a pásztázás során az aszimmetria a megengedett szintnél (pl.: 10 %) nagyobb - a rendszer nem képes elég gyorsan követni - akkor növeli a lézer divergenciáját a vezérelt nyalábtágítóval. Figyelembe kell venni, hogy a nagyobb divergenciához kisebb visszavert jel tartozik, négyzetesen csökken reflektált jel intenzitása, ami ronthatja a kommunikáció jel/zaj viszonyát.

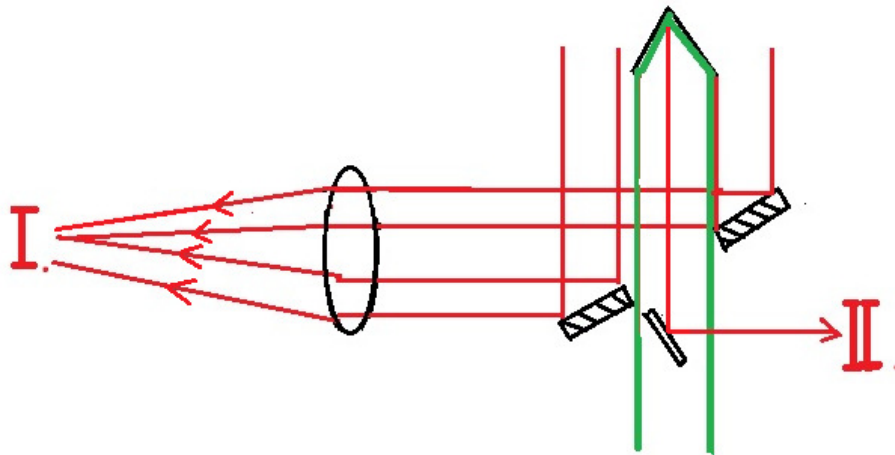
A visszavert jel detektálása két csatornán történik:

- 1.) Pásztázó követéshez teljes modulációt minimálisan tartalmazó jelre van szükség.
- 2.) Az információ vételéhez viszont a maximális modulációt tartalmazó második-harmadik elhajlási rend terében lokalizált nyalábot kell detektálni. A moduláció valójában nyaláb „helyének” változásán, vagyis az erősítés/kioltás helyfüggésén alapszik.



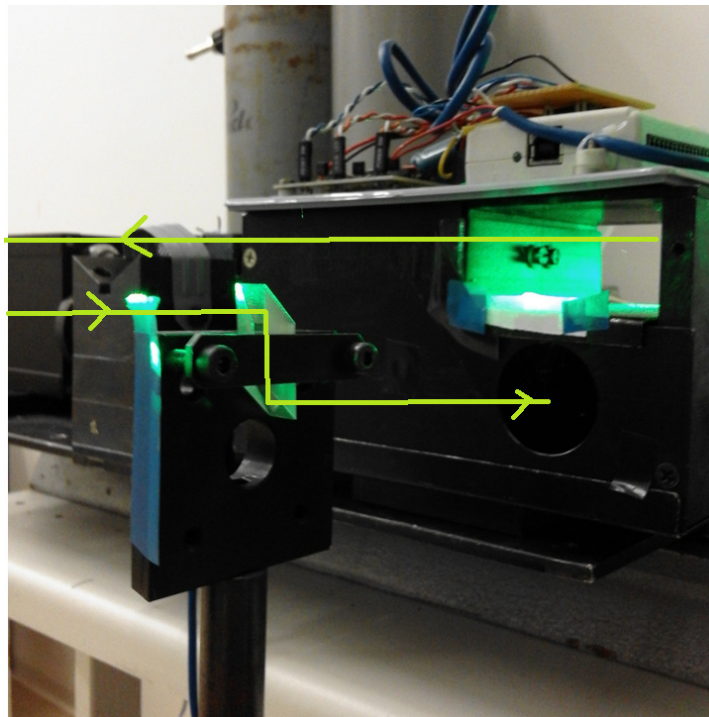
**67. ábra:** A nyaláb „helyének” változásán alapuló moduláció (Készítette: A szerző)

Ennek fizikai megvalósításának egyik módja:



**68. ábra:** A két jel ellentétes irányba való tükrözése (Készítette: A szerző)

A két jelet ellentétes irányba irányítjuk a tükrökkel két külön detektorba. A modellem során II. detektorba egy periszkóp prizmával vittem ki a heterodyn jelet. A 40. képen látható, hogy egy 8x8 mm bemeneti apertúrájú periszkóp prizmával csatoltam ki a kimenő lézer nyalábja mellől a másodrendű elhajlási foltot bevezetve a detektor rendszerbe.



**40. kép:** Periszkóp prizma alkalmazása a visszavert fény detektorba való eljuttatásához (A szerző felvétele)

A szabadtéri mérések elvégzéséhez kettő, különböző hullámhosszúságú (405 nm-es és 532 nm-es) lézer került felhasználásra annak érdekében, hogy bővebb információhoz jussunk a kommunikációt befolyásoló légköri hatásokról. Teljesítményük kissé különböző volt, de a fluktuáció szempontjából ennek nincs különösebb jelentősége.

### 5.3. Terjedés vizsgálat, a légkör fluktuációjának mérése és az ehhez szükséges technikai előkészületek

A szabadtéri méréseket 2016 szeptemberében hajtottam végre a Mecsekben, a Hármashegyén lévő rádióállomás és a Zengőn lévő kilátó között. Eredetileg több helyszínt is kipróbáltam, így a Nagy Tubes és a Hármashegy közöttit is, de a berendezések védelme érdekében a Zengőre esett a választás.



**41. kép:** Műholdfelvétel a megvalósított mérések környékéről (Készítette: A szerző)

A 42. képen megfigyelhető a kilátás a Zengőre a rádióállomásról (a) és a kilátás a zengői kilátóból a rádióállomásra (b), illetve a mérési területről készült műholdfelvétel.





**42. kép:** Átlátás a hármashegy mézőállomásról a Zengő csúcsára (bal oldalt) és Zengő csúcsán lévő toronyból a Hármashegy mézőállomásra (jobb oldalt) (A szerző felvétele)

Az a) képen látható, hogy a Zengőn lévő kilátót majdnem takarja egy kb. 30 méterre lévő fának egyik ága - amelyet nem tudtam a terepviszonyok miatt eltávolítani, és a LIDAR állomás helye is egy stabil beton lapon kötött volt, így nem igazán volt mozgástér. Szerencsére néhány cm-nyi hely maradt a gallyacska mellett.

Azért, hogy a rendszer felügyelet nélkül működtethető legyen, a 4. fejezetben leírt automatikus mérőrendszert készítettem el és használtam. A lézerek adott időközönként adott impulzusidejű lézernyalábot vetítettek a Zengőn lévő kilátóra szerelt sarokprizmára. A prizmáról visszavert fény szélesebb nyalábjának egy 30 mm átmérőjű részét vezettem a detektorba. A számítógépen futó vezérlőprogram beolvasta és eltárolta a mérési adatokat.

A 43. képen a felhasznált sarokprizma látható a kilátó külső oldalára szerelve, ahogy épp a rádióállomás irányába néz. A prizma fölé esővédő sapkát szereltem.

A mérések során lassú és gyors fluktuáció is kiértékelésre került.



**43. kép:** A sarokprizma (bal oldalt) és az felszerelve a Zengőn lévő kilátó külső oldalára (jobb oldalt) (A szerző felvétele)

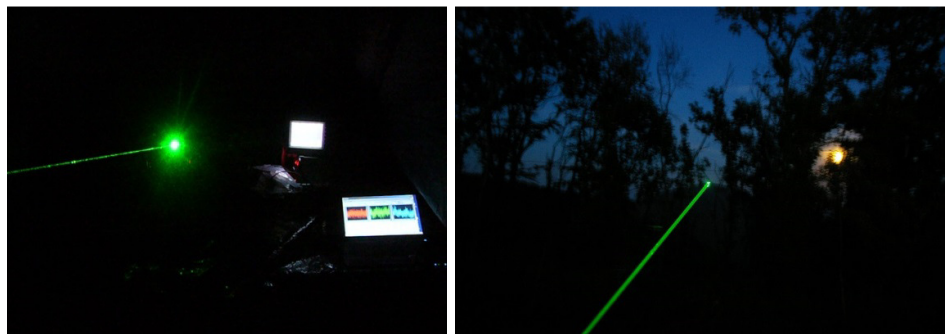
A LIDAR-t a Magyar Honvédség objektumán belül, egy meteorológiai radar torny szomszédságába telepítettem. A készülék egy sátorban került elhelyezésre egy stabil beton alapon. A sátor megvédte az esőtől, illetve a harmat hatását is csökkentette. Méréskor csak egy szűk nyílást hagytam a bejáraton.



**44. kép:** A kísérleti terep és sátor a benne elhelyezett műszerekkel (A szerző felvétele)

A lézerek és szűrőváltóval szerelt detektorok egység cca. 55 kg tömegű egyengető lapon lettek elhelyezve a megfelelő stabilitás érdekében. A pozicionálást a lap 3 állítható lábával és a precíziós tükörtartók differenciál mikrométereivel végeztem éjszakai, vagyis inkább késő alkonyi szakaszban, ahol még a terep látszott, de már a visszavert fény is jól kivehető volt szabad szemmel is.

Éjszakai képeken láthatók a sátorból jövő fények, illetve az ágak között a retroreflektor felé menő nyaláb.



**45. kép:** Balról a sátorból kilépő lézernyaláb, jobbról a retroreflektor felé és az onnan visszatérő nyaláb (A szerző felvétele)

A mérések végrehajtása több szakaszban valósult meg. Nevezetesen 2016. szeptember 18-20, 21-23, illetve 27 és 29 között a késő esti, éjszakai és hajnali órákban. Az egyes mérések között egy szakaszban hat, majd az utolsó méréssorozatnál nyolc perc



volt a várakozási idő. A lézerek futamideje felváltva 60 s volt. A megfelelő viszonyítás érdekében úgynevezett üres mérést is végrehajtottam minden egyes periódusnál, ahol lézertény vetítése nélkül kizárólag a háttérzajt (természetes fény) mértem. Egyetlen 60 s-os mérési idő alatt a méréshez felhasznált szoftver egyetlen lézernél 3x2500 db adatot raktároz el egy fájlban. Egy éjszaka alatt 80 és 120 mérési eredmény keletkezett egy hullámhosszon, tehát egy éjszaka jellemzően 2x600.000 adatot vettem fel. Fontos megemlítenem a mintavételezést. Ennek tétele azt mondja ki, hogy két mintavételezés közti idő a maximális mintavételezési periódusidő fele. Ennek kifejezési módja:

$$\Delta t = \frac{T}{2} \quad (40)$$

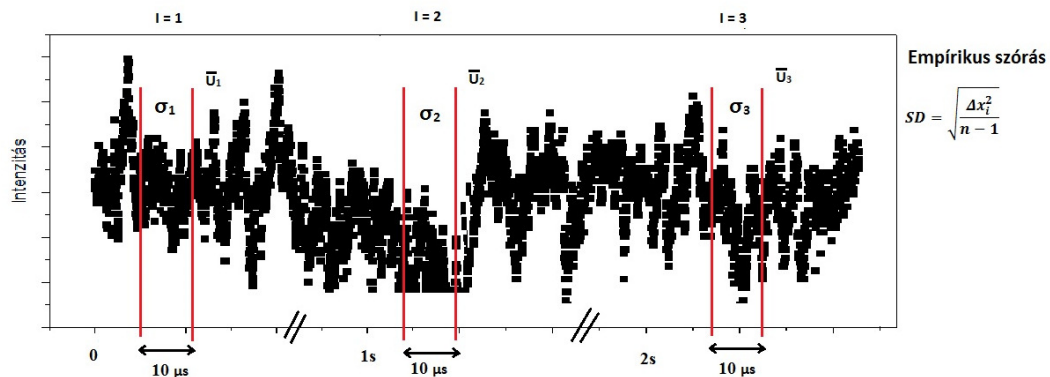
ahol: esetünkben a  $\Delta t = 4$  ns.

Az egyes időintervallumok alatt készült méréssorozat eredményeit alább ismertetem. Az adatok kiértékelésére a Mathcad, Excel és Origin nevű szoftvereket használtam.

A Hármashegyén lévő rádióállomás és a Zengőn lévő kilátó közötti távolság légvonalban mintegy 3120 m, tehát a fénynek oda-vissza összesen kb. 6240 m-t kell megtennie. Ebben a távolságban ilyen paraméterek mellett a mérés relatíve könnyedén megoldható, ugyanakkor jelentős információmennyiséget kaphatunk a két pont közötti légköri mozgásokból és állapotváltozásokból.

Az alábbiakban néhány kiválasztott ábrát elemezek abból a szempontból, hogy a mérés 10-12 órája alatt milyen légköri események voltak észlelhetők a visszavert jel idősorain.

A 69. ábrán egy virtuális idősor látható. A méréseket hármas csoportokban, öt percenként végeztem. Egy mérési idősor 10  $\mu$ s-ig tartott és másodpercenként háromszor ismétlődött. Egy ilyen idősor 2500 elemi pontból áll, vagyis 4 ns-onként vett mintát.



**69. ábra:** A mérések alapjául szolgáló virtuális idősor (Készítette: A szerző)

## 5.4. Eredmények

Az idősorokból az alábbi mennyiségeket számoltam ki:

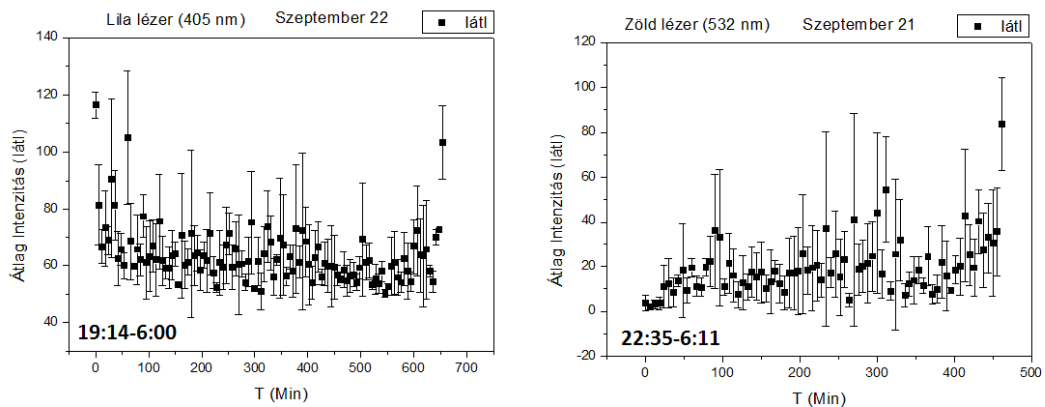
- egy elemi idősor 2500 adatának átlaga;
- egy elemi idősor empirikus szórása (SD);
- a három, másodpercenként vett idősor átlagainak átlaga;
- a három, másodpercenként vett idősor átlagainak empirikus szórása;
- az elemi idősorok 2500 adatának Fourier transzformáltja.

A három mérés átlagainak átlaga időfüggvénye (az öt perces mintavételezéssel) a lassú meteorológiai változásokra lesz jellemző.

A hosszú távú fluktuációkra az lesz jellemző, hogy a három mérés egyenkénti átlaga hogyan fluktuál, vagyis az átlagok szórása mekkora.

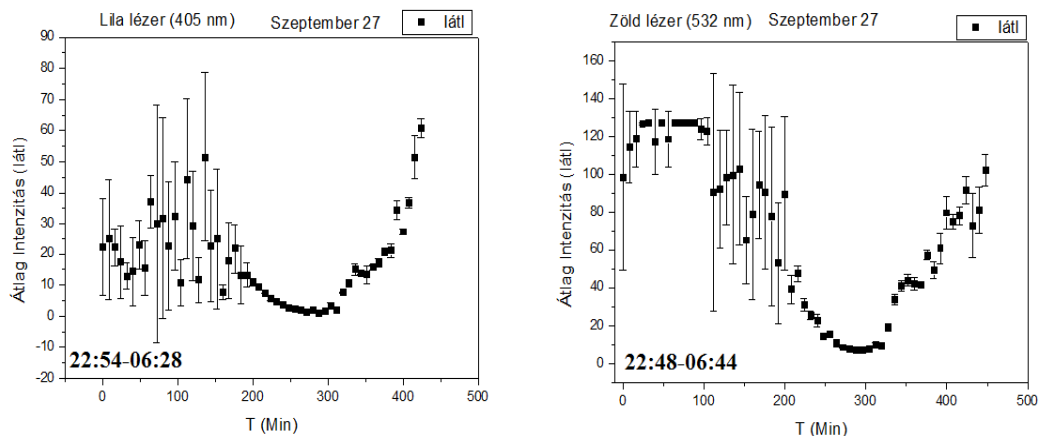
A rövid idejű fluktuációkat a 10  $\mu$ s alatti 2500 érték empirikus szórásával jellemezzük. További jellemzője ugyanennek az elemi idősoroknak a Fourier transzformáltja, amely a frekvenciafüggésről ad számot.

A 70. ábrán két relatíve tiszta éjszaka méréssorozata látható. A jel intenzitás átlagának változása bizonyos párasodásra utal, de mindvégig mérhető volt a visszavert jel (a 6 km-es út megtétele után) mind a két hullámhosszon.



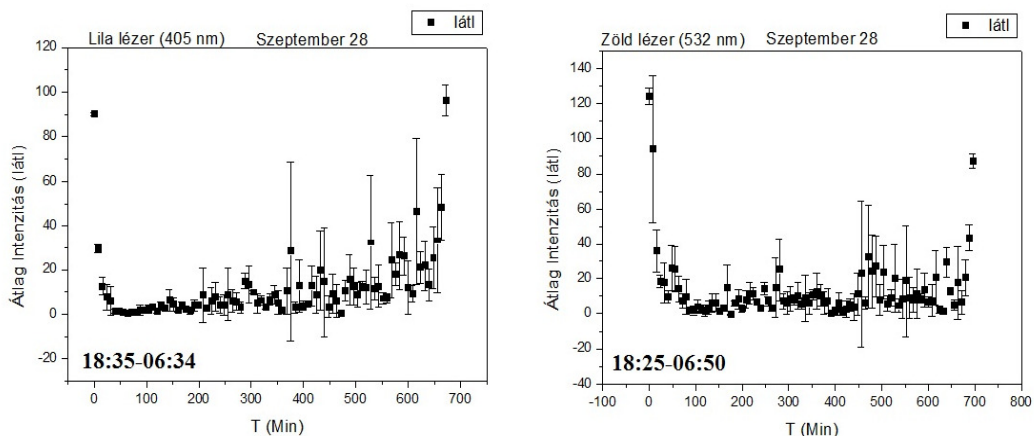
**70. ábra:** Tiszta éjszaka (Készítette: A szerző)

A 71. ábrán megfigyelhető, hogy egy másik napon, a bázistól körülbelül 200 m-re köd képződött a hajnali órákban. A mérés még relatíve tiszta időben indult. A lila fény a ködöt hamarabb „észlelte”, a rövidebb hullámhossz miatt a szórás  $(532/405)^4$ -szer nagyobb. Az intenzitás átlagértéke nullára csökkent.



**71. ábra:** Távoli köd hatása (Készítette: A szerző)

A 72. ábrán, a grafikonokon az látható, hogy a mérés első szakaszában távoli, enyhe köd volt jelen, amely fokozatosan felszállt. A nagy szórású jelek mindig a retroreflektort megjárt fénytől származnak. Jól látható a grafikonok szélein a lemenő és a felkelő nap okozta hirtelen intenzitásváltozás.

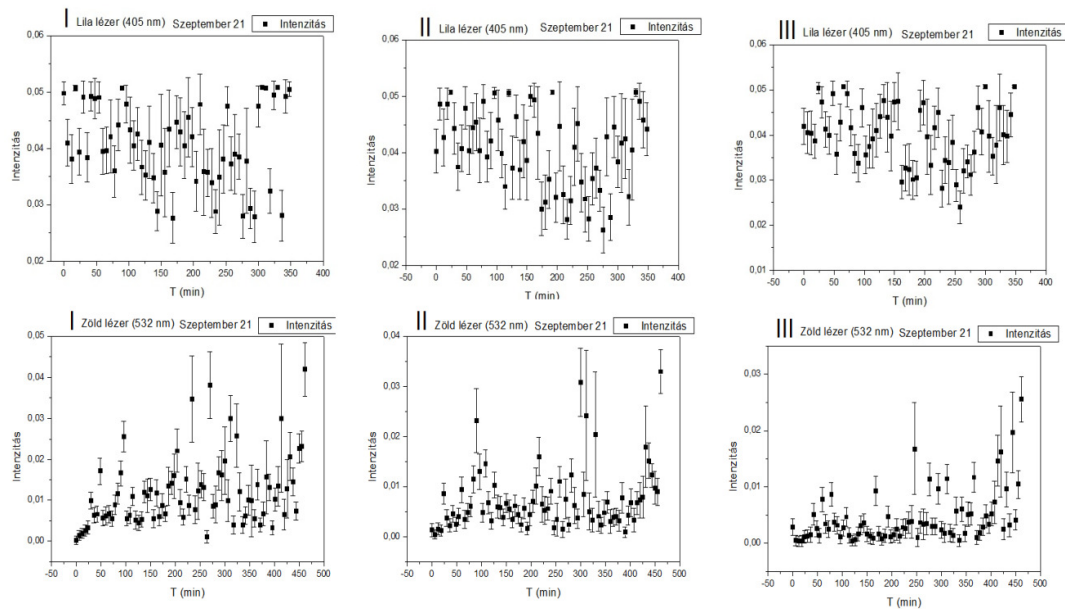


**72. ábra:** Fokozatosan felszálló enyhe köd hatása (Készítette: A szerző)

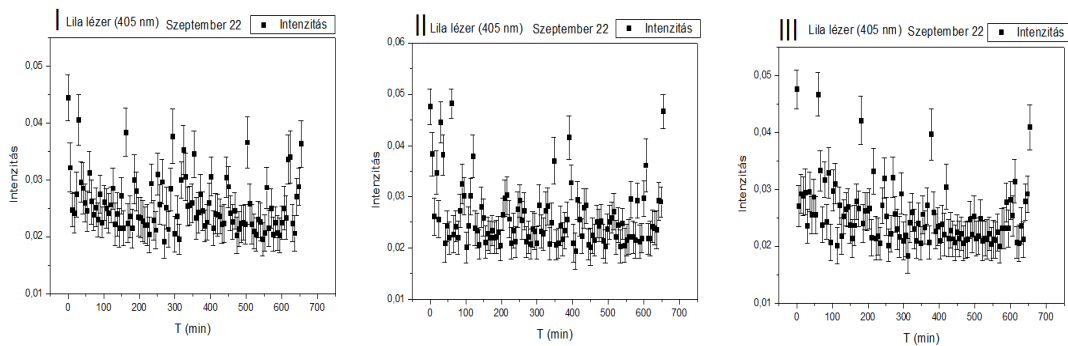
A 70-es, 71-es és 72-es ábrán lévő grafikonok minden egyes pontja három, egymástól 1 s-ra lévő mérési sorozat (2500 pont) átlaga, a jelzett szórás pedig ezen átlagok szórása, vagyis közepes idejű, 1 s skálán értelmezett fluktuációra jellemző. Megállapíthatjuk, hogy ezen a 3 km-es távon a légköri hatások jelentősek lesznek az adatok oda-vissza továbbítását jelentős redundanciával kell végrehajtani és zajcsökkentő, hibajavító algoritmusokra is szükség lehet majd.

A méréseimből a gyorsabb fluktuációkat is meghatároztam. Ez a szórás az oszcilloszkóp időskálájának tartományára (4 ns/pont, a teljes intervallum 10  $\mu$ s-on belüli (fluktuációra jellemző). A 73., 74., 75. és 76. ábrán néhány kiválasztott, jellemző idősoron feltüntetett szórás tehát nem a 3 másodpercenkénti átlagok szórása, hanem a 10  $\mu$ s belüli 2500 adat szórása. A nagyszámú adat feldolgozása azt mutatta, hogy különböző meteorológiai körülmények mellett, a relatív fluktuáció viszonylag állandó, kivéve azokban az esetekben, amikor a jel nem a retroreflektorról érkezett vissza, hanem valami közeli ködfolt Mie-szórását mérjük (III. sorozat)

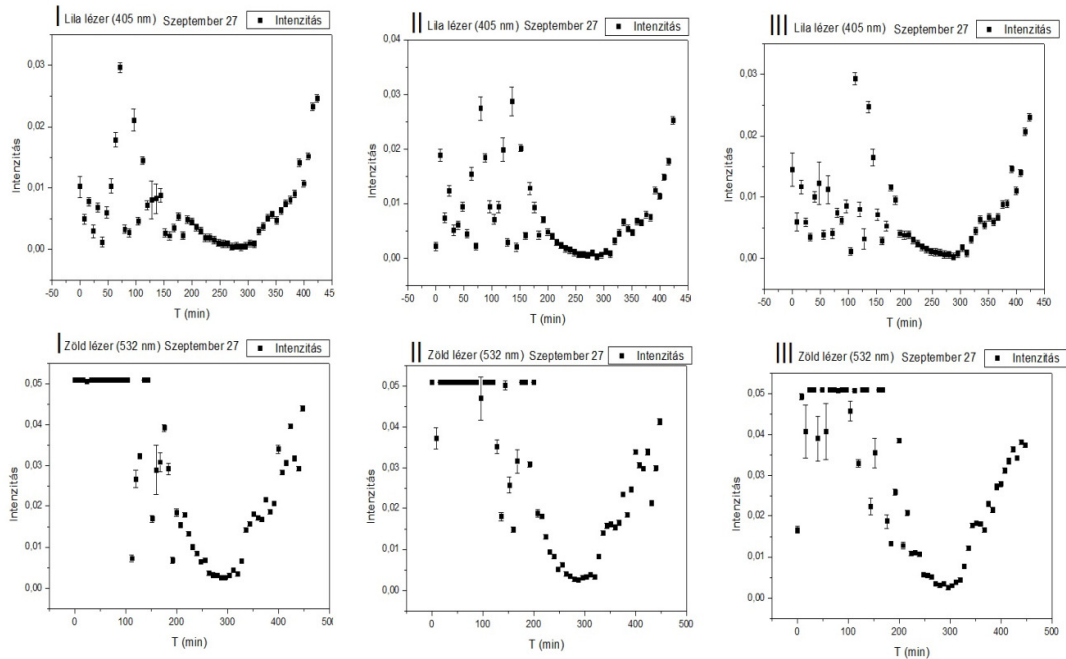
Alább a gyors intenzitás változás jellegét figyeljük. Ha a szórás kicsi, akkor a modulációt nem zavarja.



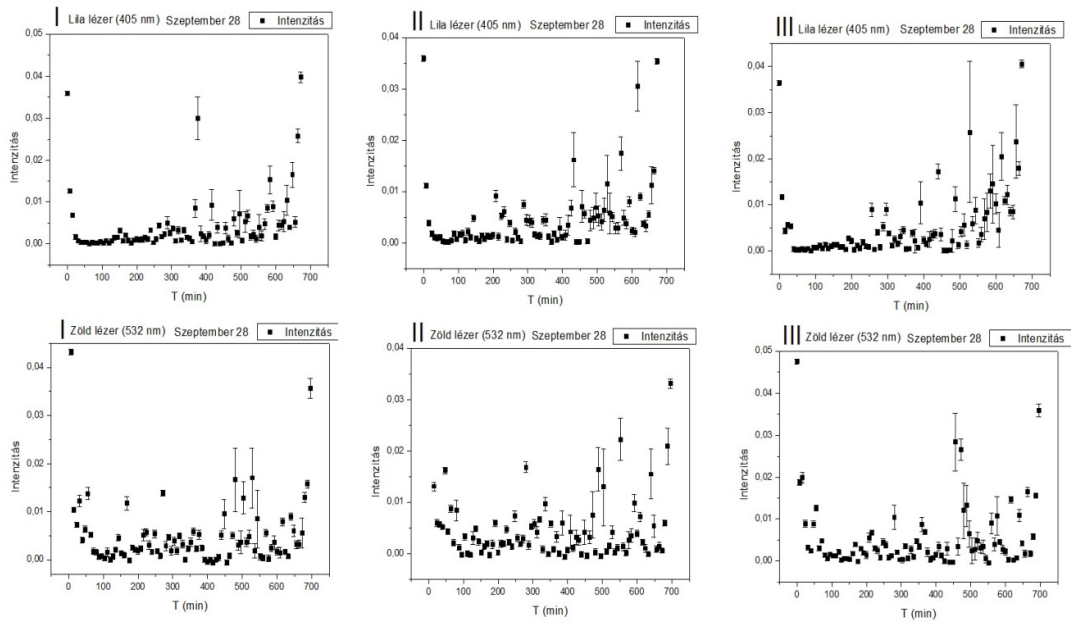
**73. ábra:** Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (I.)  
(Készítette: A szerző)



**74. ábra:** Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (II.)  
(Készítette: A szerző)



**75. ábra:** Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (III.)  
(Készítette: A szerző)



**76. ábra:** Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (IV.)  
(Készítette: A szerző)

A gyors fluktuáció relatív mértéke gyakorlatilag nem változik, kivéve a meteorológiai extrém helyzeteket. Ebből az is látható, hogy önmagában a szórásra jellemző számból nem következtethetünk az információtovábbítás korlátaira, ezért megvizsgáltam a jel-idősorok frekvenciaspektrumát, vagyis Fourier transzformáltját.

A Fourier transzformációval kapott spektrum - a korábbi elméleti elemzéseknek megfelelően - a lézer + légkör + detektor + oszcilloszkóp (digitalizálás) együttes hatásától, az egyes átviteli függvények konvolúciójától függ.

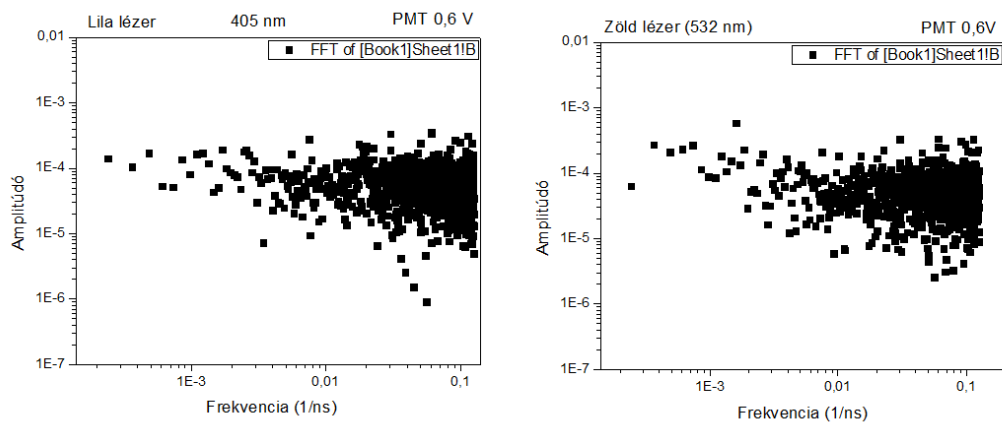
A 77., 78. és 79. ábrán láthatjuk a laboratóriumi körülmények közt végrehajtott mérések eredményeit két hullámhosszon, különböző feszültségeken, majd a fenti idősorok közül kiválasztott 10  $\mu$ s hosszú intervallumon 4 ns-onként 2500 pontból álló időfüggvény Fourier transzformáltját. A transzformációt Origin programmal végeztem, az idősort 2048 pontra zsugorítottam (cca. 8  $\mu$ s), hogy az FFT futási ideje ne legyen túl hosszú, ami az eredményt nem befolyásolta. A légköri fluktuációkra jellemző átviteli függvény kinyerésére - mint azt korábban megmutattam - a fenti spektrumokat el kell osztanunk a laboratóriumban – hasonló körülmények között felvett – csak a lézer + detektor + oszcilloszkóp behatásokat tartalmazó idősorok Fourier transzformáltjával. Ehhez mindkét lézer segítségével különböző PMT feszültségeken végeztem laboratóriumi méréseket. A hányados, illetve az autokorrelációs függvények kinyeréséhez a 0,8 V-on mért labor eredményeket használtam fel.

Az így kapott hányados spektrum jellemző a légkörre.

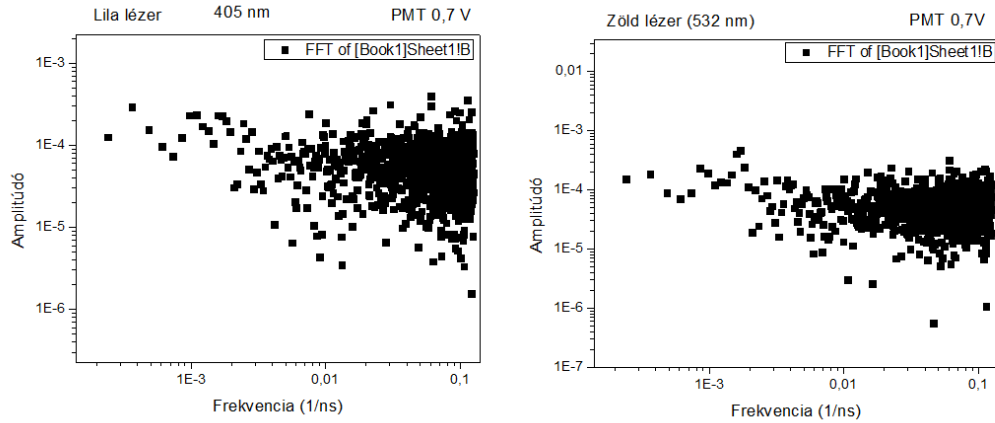
A további ötös ábracsoportok mutatják a kiválasztott 10  $\mu$ s-os intervallumon felvett idősort, annak Fourier transzformáltját, a laboratóriumi mérés Fourier transzformáltját, a hányados spektrumot, valamint annak inverz Fourier transzformáltját.

Ez utóbbi tisztán a légkör fluktuációjára jellemző időfüggvény egy autokorrelációs függvény, amely a zavarok közti korreláció időbeli lecsengését fejezi ki.

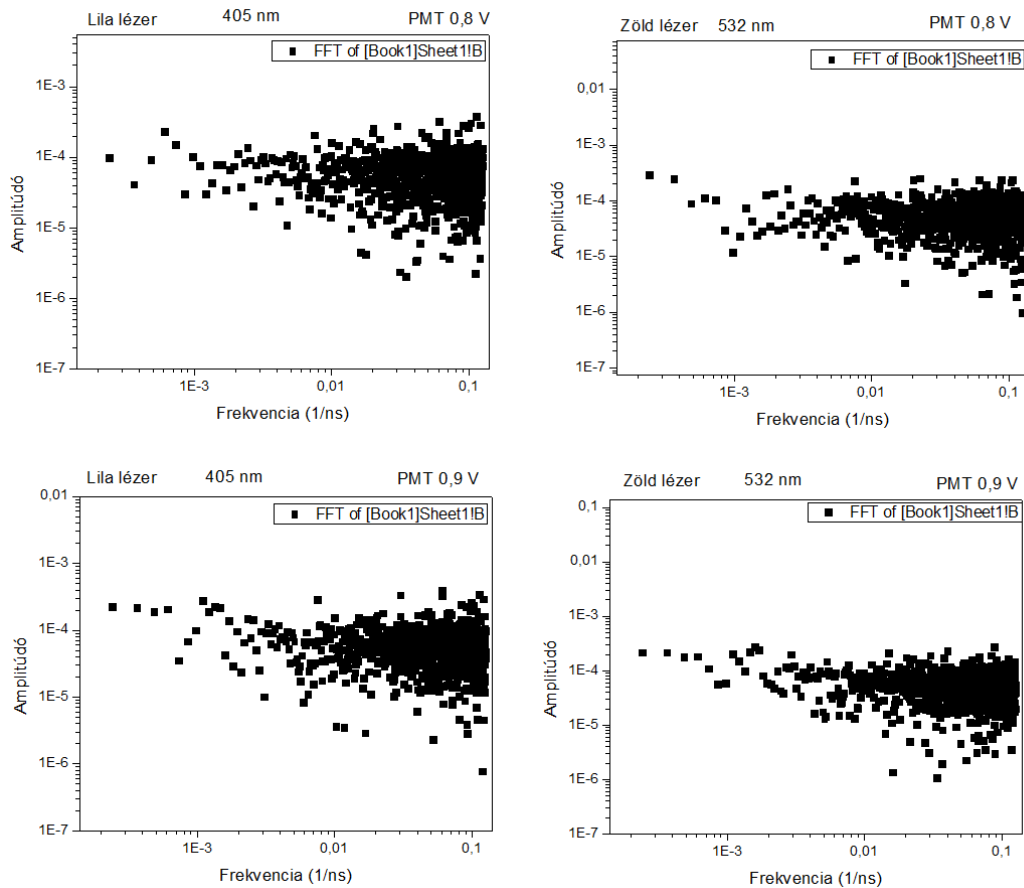
A laboratóriumi körülmények közt végrehajtott mérések eredményei 405 nm és 532 nm hullámhosszon, különböző feszültségeken:



**77. ábra:** A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon, 0,6 V PMT feszültségen (Készítette: A szerző)



**78. ábra:** A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon 0,7 V PMT feszültségen (Készítette: A szerző)

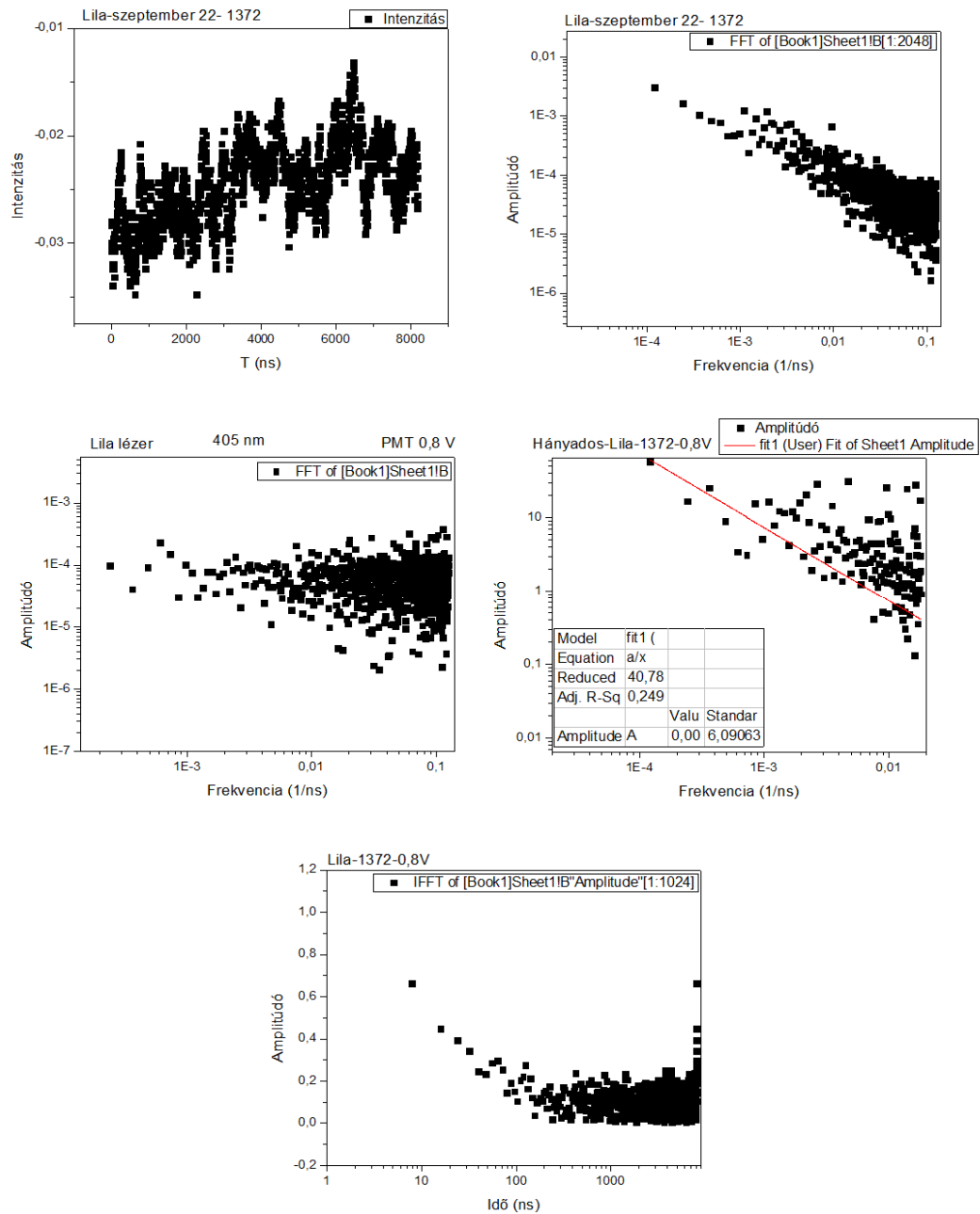


**79. ábra:** A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon 0,8 V és 0,9 V PMT feszültségen (Készítette: A szerző)

Az eredmények jobbról balra haladva - a kiválasztott 10  $\mu$ s-os intervallumon felvett idősor, annak Fourier transzformáltja, a laboratóriumi mérés Fourier transzfor-

máltja, a hányados spektrumot, valamint annak inverz Fourier transzformáltja- a követ-  
kezők:

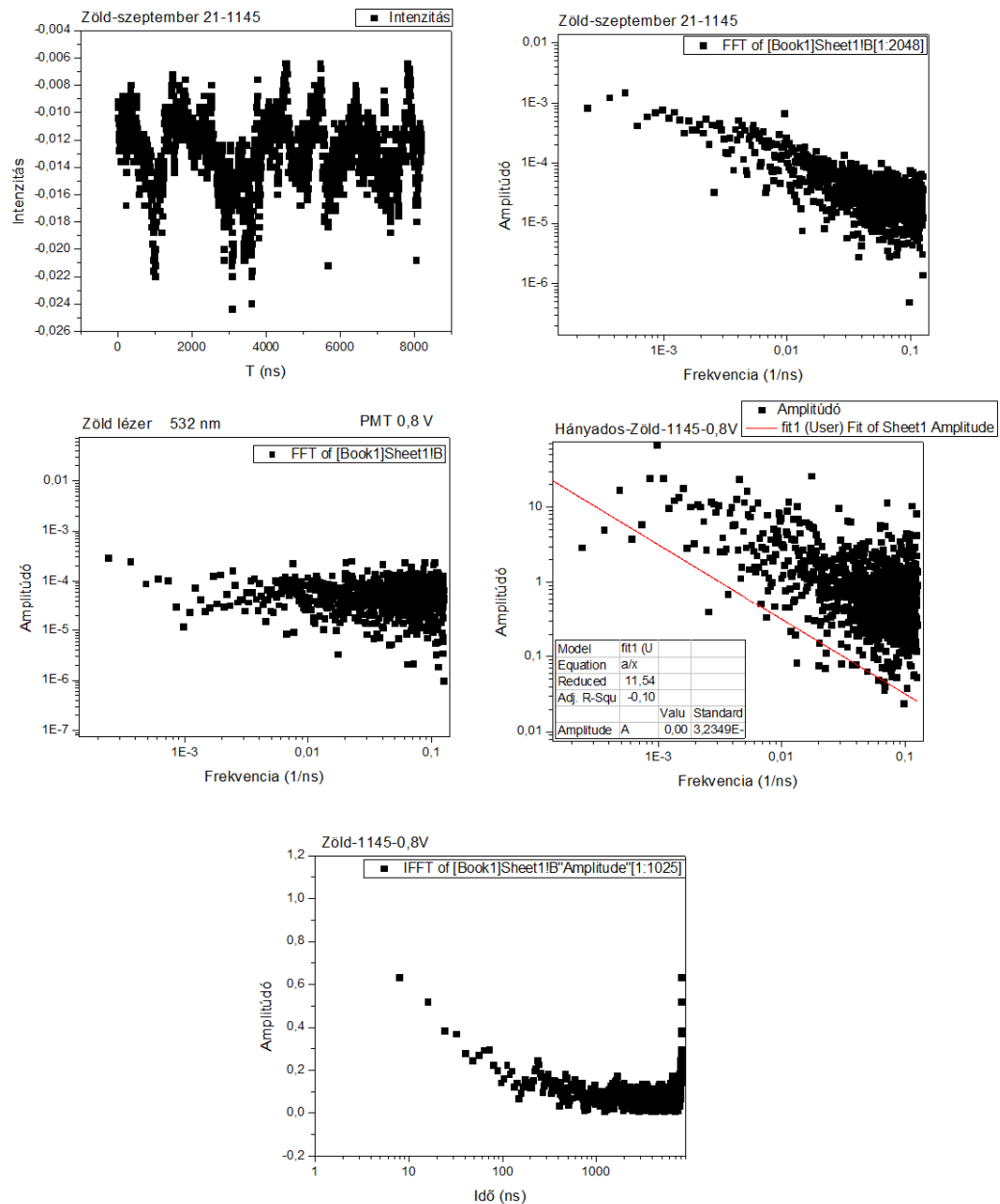
Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en (80. ábra).



**80. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en (Készítette: A szerző)

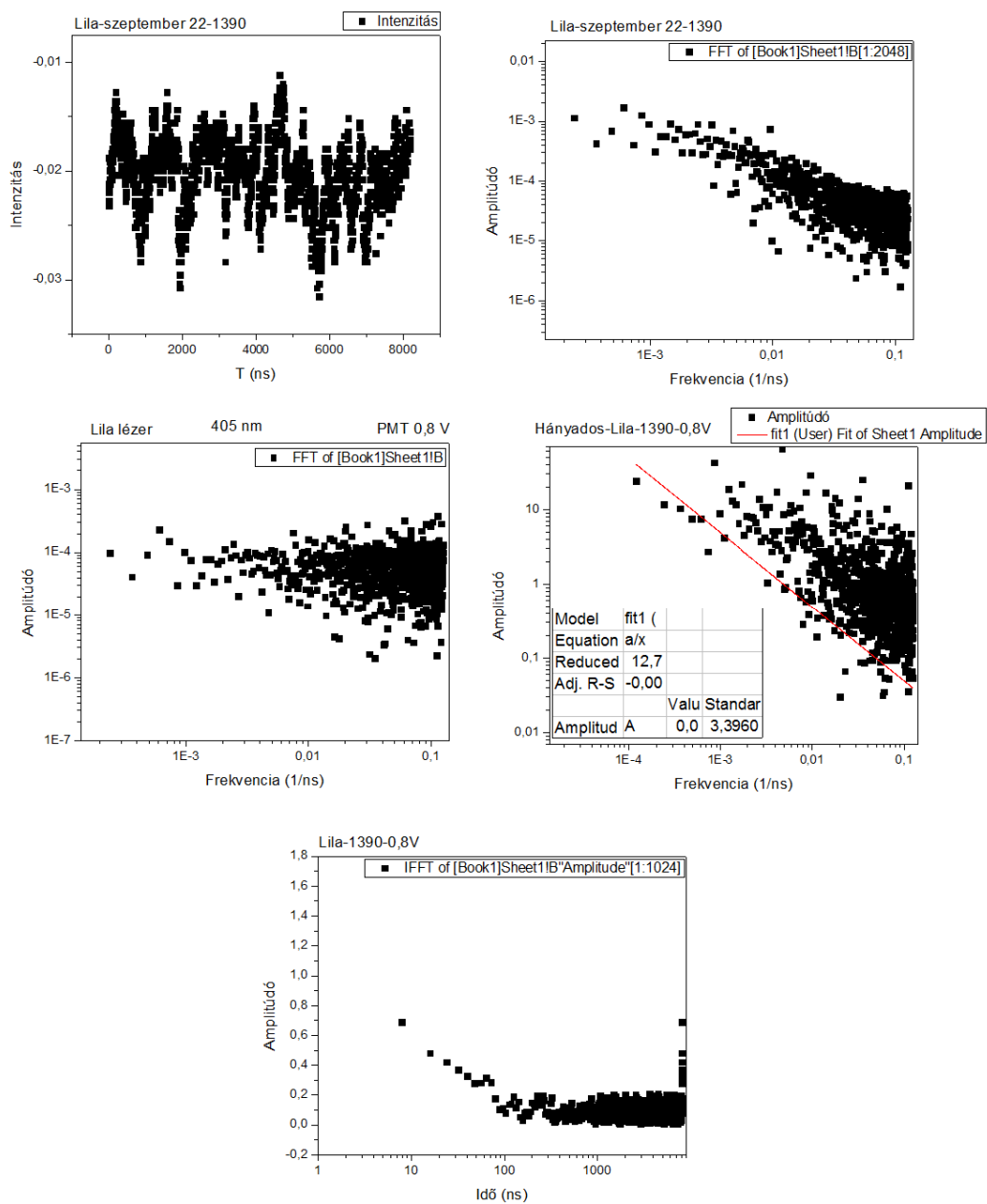


Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 05 perckor vett mérés 532 nm-en (81. ábra).



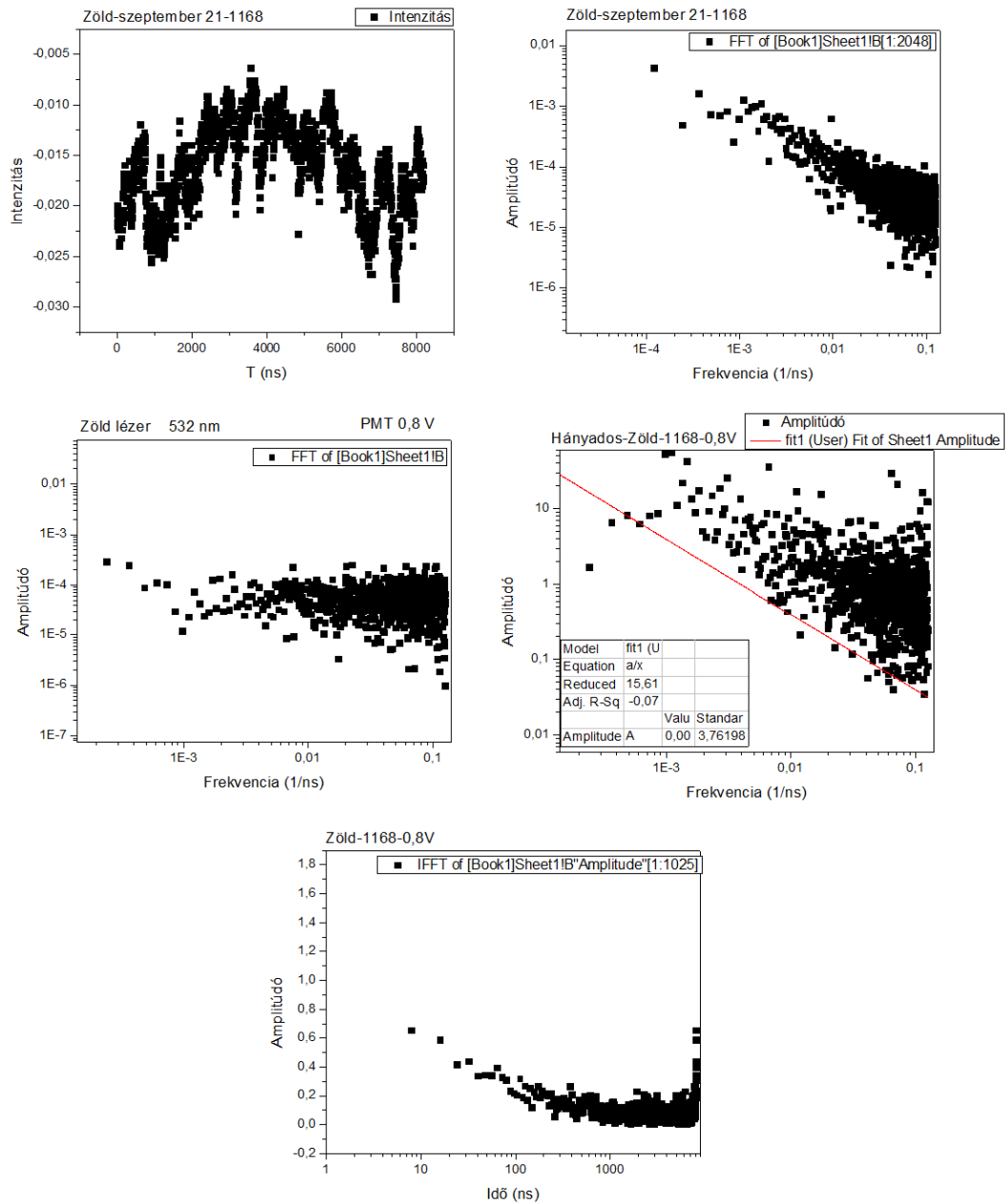
**81. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 05 perckor vett mérés 532 nm-en (Készítette: a szerző)

Tiszta éjszaka alatt hajnali 4 óra 09 perckor vett mérés 405 nm-en (82. ábra).



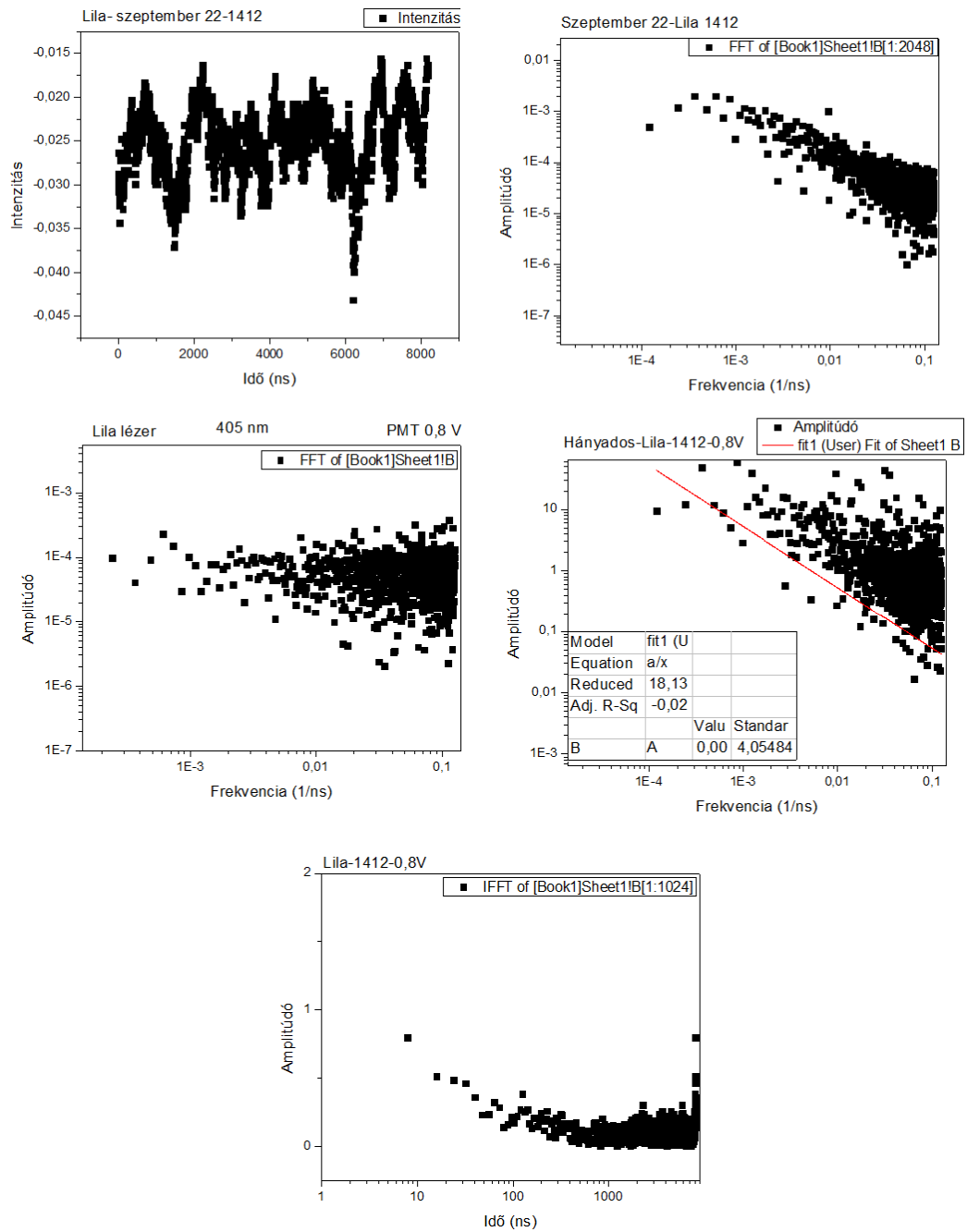
**82. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 4 óra 09 perckor vett mérés 405 nm-en (Készítette: A szerző)

Tiszta éjszaka alatt hajnali 3 óra 23 perckor vett mérés 532 nm-en (83. ábra).



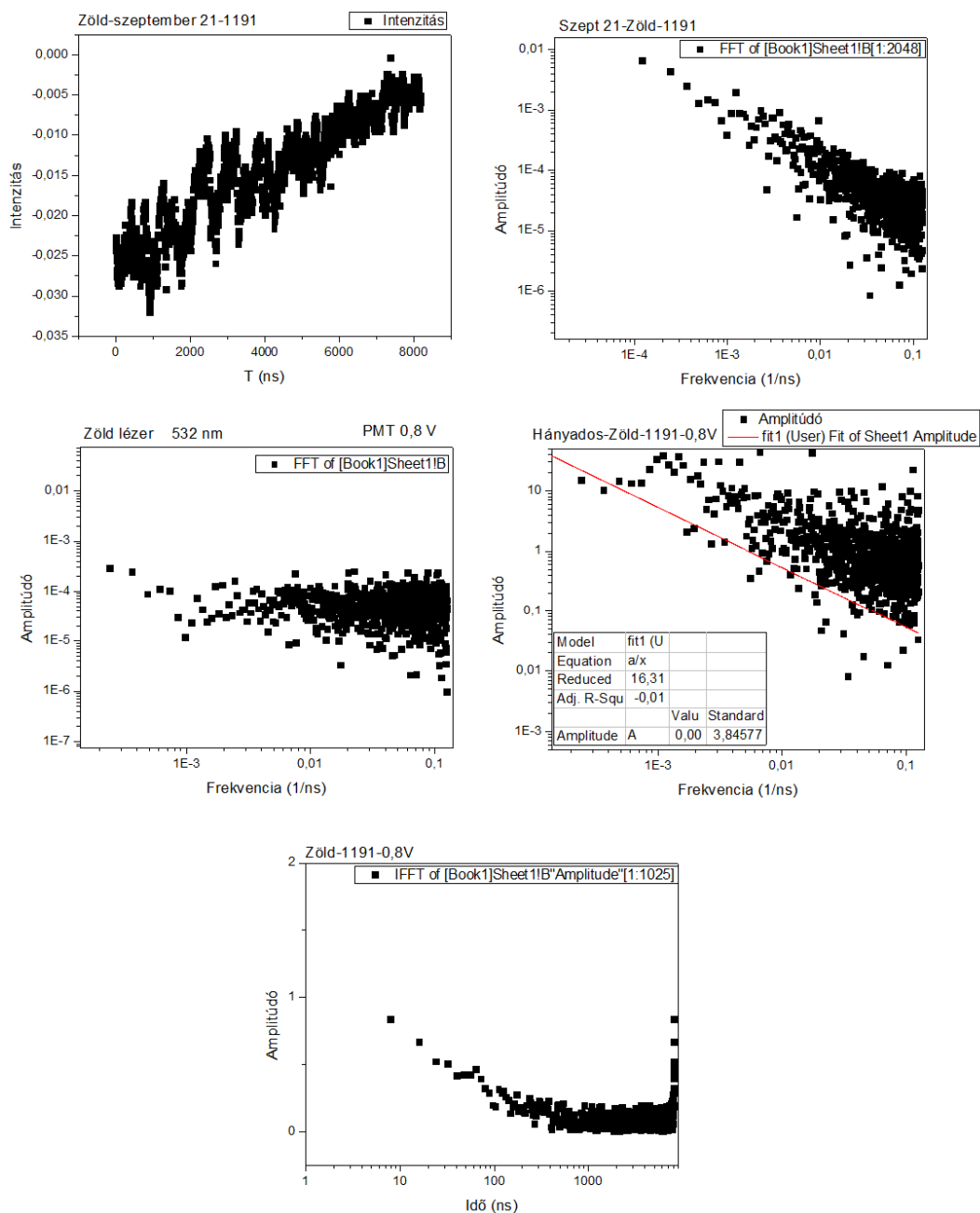
**83. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 3 óra 23 perckor vett mérés 532 nm-en (Készítette: A szerző)

Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en (84. ábra).



**84. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en (Készítette: A szerző)

Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 36 perckor vett mérés 532 nm-en (85. ábra).



**85. ábra:** Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 36 perckor vett mérés 532 nm-en (Készítette: A szerző)

A mérési eredményekből kapott hányados Fourier spektrum azt mutatja, hogy a tisztán a légkör fluktuációjára jellemző zaj „rózsaszín zaj” jellegű. Ezt úgynevezett 1/f zajnak is nevezik, ahol a teljesítményspektrum sűrűsége fordítottan arányos a frekvenciával. A rózsaszín zaj az elektronikában jellemzően rossz minőségű ellenállásokon kelet-

kezik, az anyagot alkotó domain szerkezet lassú fluktuációjából származik. A légköri fluktuációk esetében – a 4 ns-os mintavételezési intervallumot figyelembe véve – ez méteres nagyságrendű légköri képződmények, örvények, sűrűség fluktuációk következménye lehet.

Következtetve a mérési eredményekből megállapítható, hogy:

1. A cca. 6 km-es optikai úthosszon döntő befolyást a lassú meteorológia jellegű változások gyakoroltak (köd, eső).

2. A középtávú fluktuációk (másodperces) relatív szórása szintén időjárás függő, jellemzően 20-30%. Emiatt a kommunikáció redundanciáját növelni kell.

3. A gyors fluktuációk  $1/f$  „rózsaszín zaj” jelleget mutatnak és relatív értékük viszonylag független a meteorológiai viszonyoktól. Rövid távú ( $\mu\text{s}$  alatti) jelcsoportokra a hatásuk kiszámítható.

## KÖVETKEZTETÉSEK

1. A szilícium mintán végzett SHG méréseket négy különböző polarizációs konfigurációban végeztem el. Megállapítottam, hogy a PS konfiguráció kivételével a számítási görbék jól illeszkednek az egyes polarizációs konfigurációkhoz. Méréseimmel bizonyítottam, hogy egykristály felületén fázisillesztés nélkül mérhető felharmonikus jel. A polarizáció változtatásával ez a jel optimalizálható, illetve információt nyújt a kristályorientációról. Eredményeink statisztikus átlagolásával lehetőség van megbecsülni akár egy pormintán várható jelszintet is. Például egy robbanás következtében megsemmisült, darabokra hullott elektronikai eszköz chipjének maradványát észlelhetjük terepen, következtethetünk elektronikus eszközök jelenlétére.

2. Demonstráltam egy drónra szerelhető LIPS berendezést, melynél egy Nd:YAG lézerből és egy Thorlabs optikai spektrumanalizátorból áll (össztömeg 0,5 kg), mellyel egy lőszermintán keltett plazmából meghatároztam a minta atomi összetevőit.

3. Kidolgoztam egy fedett lézeres kommunikációs módszert, mely mozgó (követett) eszköz irányítására és az arról jövő jelek vételére használható. Ennek az az előnye a többi eljárással szemben, hogy a drónon csak egy könnyű prizma és egy modulátor van (passzív), relatíve nagy intenzitás verődik vissza, a visszajövő jel csak nagyon szűk tartományban, pont a bázisra érkezik (nincs információszóródás), nagy modulációs mélysége lehet ( $> 50\%$ ) és a moduláció módja miatt a Rayleigh/Mee (oldal-) szórás sem tar-

talmaz információt. Ebből pedig az következik, hogy semmilyen esetben nem lehet oldalról vagy máshonnan sem lehallgatni.

4. Megmértem a 3 km távolságban lévő sarokprizmáról visszajövő fény fluktuációját és megállapítottam, hogy a lassú és meteorológiai változások okozta fluktuációk miatt redundáns kommunikációt kell megvalósítani, ugyanakkor a gyors ( $> 1$  MHz) spektrumtartományban a zaj  $1/f$  jellegű.

## ÖSSZEGZETT KÖVETKEZTETÉSEK

A lézerek kommunikációban való felhasználását illetően számos szakirodalom látott napvilágot, amelyben a legnagyobb hangsúlyt a védettség kapja. Számos probléma merülhet fel a védett lézeres kommunikáció megvalósítása során mind technikai, mind környezeti (időjárás, légszennyezés, légköri turbulencia) szempontból. A védettség két fő eljárási módja az analóg moduláció és a kvantumtitkosítás.

Laboratóriumi és terepi méréseket végeztem a befolyásoló tényezők lekövetésére, illetve olyan modulációs eljárások kidolgozására a védettség megvalósítása érdekében, amelyek oldalról is fedetté teszik magát a kommunikációt. Ahogy korábban bebizonyosodott, az amplitúdó modulációval végrehajtott retroreflektoron alapuló lézeres kommunikációnak az a hátránya, hogy az oldalról lehallgatható. Az általam megvalósított módszer ezt a problémát orvosolta.

A fluktuációs és a modulációs mérések előkészítéseképpen összehasonlító elemzéseket végeztem a megfelelő detektor kiválasztása érdekében és teszteltem a saját fluktuáció, zaj későbbi kiszűrése érdekében.

Megépítettem egy kistömegű LIPS rendszert, ahol megállapítottam, hogy az eszköz méretéből kifolyólag drónokon, illetve különböző robotokon is alkalmazható és alkalmas kémiai analízisre.

Megépítettem a kísérleti mérőrendszert, amely egy megfelelően beállított, érzékeny, fotoelektron-sokszorozót, vezérlő elektronikát, és  $\mu$ rad felbontással állítható finomhangolású tükröket, valamint különböző hullámhosszúságú lézereket tartalmazott, amely a napokon át magára hagyva is megbízhatóan működött. Meghatároztam a légkör fluktuációjának sajátosságait különböző időskálán.

## ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK

Az értekezésben elvégzett elméleti és gyakorlati kutatások, kísérletek alapján új tudományos eredmények tekintem az alábbiakat:

1. Megterveztem és megépítettem az OPTODRÓN teljesen optikai lézerspektroszkópiai elem analízist végző egységeit, a passzív lézeres vezérlést a fedett adatforgalmat használó robot számára, valamint a drón követéséhez szükséges pásztázó eljárást és követő algoritmust.

2. Optikai kommunikációs eljárások és ehhez szükséges detektor típusok összehasonlító vizsgálataival megállapítottam, hogy ezek közül a legjobb eredményt, az analóg optikai heterodyn modulációval, detektálással és a PMT alkalmazásával lehet elérni.

3. Meghatároztam szilícium egykristályon a felületi (Si:111) frekvencia kétszerezés polarizáció- és irányfüggését, javaslatot tettem a porminták analízisével, felharmonikus keltéssel a szilícium jelenlétének kimutatására.

4. Kidolgoztam egy, a robottechnikai eszközökön is alkalmazható lézerral történő védett kommunikációs eljárást sarokprizma és interferometrikus moduláció alkalmazásával, melynek működését laboratóriumi körülmények között demonstráltam.

5. Megépítettem egy kistömegű (<500 g) LIPS lézeres elem analízátort, amellyel demonstráltam egy lövedék felületéről keltett plazmából kapott spektrum alapján a lövedék összetételének beazonosíthatóságát.

6. A 3 km-es távolságú szabadtéri mérésekből megállapítottam, hogy a nagyfrekvenciás tartományon (0.1-10 MHz) a légkör fluktuációi 1/f-es rózsaszín zaj jelleget mutatnak.



## AJÁNLÁSOK

Az értekezésemben összefoglalt elméleti és kísérleti eredmények felhasználásával ajánlom további kutatásra az alábbiakat:

- a LIPS berendezés továbbfejlesztését hagyományos Nd:YAG lézer és mini spektrográf összeépítésével;
- megfelelő lézer energiával levegőben keltett „lézerszikrával” aeroszol összetétel kimutatási határ meghatározását;
- félvezető alkatrészekből készített pormintákkal végzett SHG mérésekkel a kimutathatóság alsó határának meghatározását;
- az elektrooptikai eszközökkel fedett kommunikáció átviteli sebességi korlátainak meghatározását.

### Köszönetnyilvánítás

Tanulmányaimat és kutatásaimat a PhD doktori fokozat megszerzése érdekében a Nemzeti Közszolgálati Egyetem Katonai Műszaki Doktori Iskolában, a Védelmi elektronika, informatika és kommunikáció kutatási területen folytattam 2013 és 2016 között.

Mindenekelőtt köszönettel tartozom témavezetőmnek, Prof. Dr. Ványa László ezredes úrnak, aki nagy türelemmel állt hozzám problémáimhoz és számtalan hasznos tanáccsal indított el pályámon rögtön a képzés elején.

Nagy köszönettel és örök hálával tartozom egykori témavezetőmnek, Dr. Sánta Imrének, aki még a Pécsi Tudományegyetem Természettudományi karán vezette diplomamunkámat egyetemista koromban. Sánta Imre idejét nem kímélve rengeteget segített a szabadtéri mérések kivitelezéséhez szükséges helyszín és a tervezéshez szükséges laboratórium biztosításában, illetve az optikai műszerek megépítésében.

Köszönettel tartozom továbbá Kaposvári Ferencnek a szabadtéri mérésekhez szükséges vezérlőprogram és a vezérlő elektronika kivitelezésében.

Köszönöm az opponenseknek és mindazoknak, akik felhívták figyelmemet a hibáimra, mellyel sokat segítettek a doktori disszertációm javításában.

Köszönöm családomnak is, akik ezen időszak alatt és mindenkor mellettem álltak, támogatásukról mindvégig biztosítottak.

Budapest, 2017. szeptember

Kurilla Boldizsár

## HIVATKOZOTT IRODALOM

- [1] HELLADS Laser Achieves Acceptance For Field Testing, DARPA, 21 May 2015, URL: <http://www.darpa.mil/news-events/2015-05-21-2>, (A letöltés ideje: 2016.10.30.)
- [2] John Mchale: High energy laser from General Atomics finishes beam quality test, 15.04.2009, URL: <http://mil-embedded.com/news/high-energy-laser-from-general-atomics-finishes-beam-quality-test/> (A letöltés ideje: 2016.10.30.)
- [3] Luis Martinez: Navy's New laser Weapon Blasts Bad Guys From Air, Sea April 9, 2013, URL: <https://www.yahoo.com/news/navys-laser-weapon-blasts-bad-215808231.html?ref=gs> (A letöltés ideje: 2016.10.30.)
- [4] Tamir Eshel: US Navy to test powerful mobile laser weapon against drones, Aug 13, 2014, URL: [http://defense-update.com/20140813\\_laser-gbad.html](http://defense-update.com/20140813_laser-gbad.html), (A letöltés ideje: 2016.10.30.)
- [5] William G. Lawrence, Gyula Varadi, Gerald Entine, Edward Podniesinski, Paul K.: A comparison of avalanche photodiode and photomultiplier tube detectors for flow cytometry, SPIE Proceedings Vol. 6859, doi:10.1117/12.758958, 2008.
- [6] Jéki László: Hadviselés a világűrben: lézerfegyverek, 2008.04.15, <http://www.origo.hu/tudomany/20080414-hadviseles-a-vilagurben-lezerfegyverek-osszeszerelhető-műholdak-műholdak-megsemmisítése.html> (A letöltés ideje: 2017.07.25.)
- [7] Will Knight: US military sets laser PHASRs to stun, 2005, <https://www.newscientist.com/article/dn8275-us-military-sets-laser-phasrs-to-stun/> (A letöltés ideje: 2017.07.25.)
- [8] Tamir Eshel: Indian Selection of Future Targeting Pod in 2013, Defense Update, 2013, [http://defense-update.com/20130205\\_indian-targeting-pod-2013.html](http://defense-update.com/20130205_indian-targeting-pod-2013.html) (A letöltés ideje: 2017.07.30.)
- [9] David Crane: New Laser Dazzler Technologies for Infantry Warfare, Counterinsurgency Ops, and LE Apps, 2005, <http://www.defensereview.com/new-laser-technologies-for-infantry-warfare-counterinsurgency-ops-and-le-apps/> (A letöltés ideje: 2017.07.25.)
- [10] Bryan R. Swopes: Tag Archives: Boeing YAL-1A Airborne LASer Testbed, 2017, <https://www.thisdayinaviation.com/tag/boeing-yal-1a-airborne-laser-testbed/> (A letöltés ideje: 2017.07.15)
- [11] Carlo Kopp: High Energy Laser Directed Energy Weapons <http://www.ausairpower.net/APA-DEW-HEL-Analysis.html> (A letöltés ideje: 2017.07.25.)
- [12] Bera Bálint: Megnövelt teljesítményű lézert tesztelt a Rheinmetall, HTKA- Hadi-technikai Kerekasztal, 2012, <http://htka.hu/2012/12/23/megnoveit-teljesitmenyu-lezert-tesztelt-a-rheinmetall> (A letöltés ideje: 2017.07.30.)
- [13] David Szondy: Rheinmetall's 50 kW high-energy laser weapon successfully passes tests, New Atlas, 2012, <http://newatlas.com/rheinmetall-laser-test/25504/> (A letöltés ideje: 2017.07.30.)

- [14] Jeff Hecht: Laser-armed Humvee to blast mines. 2002, <http://www.newscientist.com/article/dn2528-laserarmed-humvee-to-blast-mines.html#.VW2mjEa7iAV>, (A letöltés ideje: 2015. 05. 27.)
- [15] Kurilla Boldizsár: Lézerfizikai eszközök alkalmazása robotokon, Hadmérnök, XI. Évfolyam 3. szám - 2016. szeptember, pp. 137-148, [http://hadmernok.hu/154\\_13\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/154_13_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)
- [16] Arthur J. Sedlacek: Short-range, Non-contact Detection of Surface Contamination Using Raman Lidar, Brookhaven National Laboratory, Proc. SPIE 4577, 95-104, 2001
- [17] R. M. Schotland: Errors in the lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption, Journal of Applied Meteorology and Climatology, Vol.13, 71–77 (1974)
- [18] E. V. Browell, S. Ismail, W. B. Grant: Differential Absorption Lidar (DIAL) measurements from air and space. Applied Physics - Laser and optics. p. 399-410 (1998)
- [19] Halász László, Lucas Grégory: Review of Airborn Laser Measurements of Chemicals and Radiations. Hadmérnök, IX. Évfolyam 3. szám - 2014. szeptember, pp. 61-79, (A letöltés ideje: 2017.08.10.)
- [20] John F. Rogers: LITE: Measuring the Atmosphere With Laser Precision, National Aeronautics and Space Administration, 1994, <http://www.nasa.gov/centers/langley/news/factsheets/LITE.html> (A letöltés ideje: 2017.08.10.)
- [21] CALIPSO: Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations, National Aeronautics and Space Administration, 2005, [http://www.nasa.gov/pdf/137028main\\_FS-2005-09-120-LaRC.pdf](http://www.nasa.gov/pdf/137028main_FS-2005-09-120-LaRC.pdf) (A letöltés ideje: 2017.08.10.)
- [22] E. V. Browell, S. Ismail and W. B. Grant: LIDAR DIAL, In Encyclopedia of Atmos-pheric Sciences, edited by James R. Holton, Academic Press, Oxford, 2003, Pages 1183-1194, ISBN 9780122270901, <http://dx.doi.org/10.1016/B0-12-227090-8/00204-9>
- [23] H. Weichel: Laser Beam Propagation in the Atmosphere. SPIE, Bellingham, WA, 1990.
- [24] R. K. Long: Atmospheric attenuation of ruby lasers. Proc. of the IEEE, vol. 51, no. 5, pp. 859–860, May 1963.
- [25] R. M. Langer: Effects of atmospheric water vapour on near infrared transmission at sea level. In Report on Signals Corps Contract DA-36-039-SC-723351, J.R.M. Bege Co., Arlington, Mass, May 1957.
- [26] Hemani Kaushal, Georges Kaddoum: Free Space Optical Communication: Challenges and Mitigation Techniques, 2015, <http://arxiv.org/abs/1506.04836>, (A letöltés ideje: 2016.05.10.)
- [27] Z. Ghassemlooy, W. O. Popoola: Terrestrial Free-Space Optical Communications, ch. 17, pp. 356–392. InTech, 2010.
- [28] H. T. Yura, W. G. McKinley: Optical scintillation statistics for IR ground-to-space laser communication systems. Appl. Opt., vol. 22, no. 21, pp. 3353–3358, Nov. 1983.

- [29] V. Sharma, N. Kumar: Improved analysis of 2.5 Gbps-inter-satellite link (ISL) in inter-satellite optical wireless communication (ISOWC) system. *Opt. Comm.*, vol. 286, pp. 99–102, 2014.
- [30] V.A. Orlov: Új eszköz a haditechnikában: A lézer. Zrínyi Katonai Kiadó, Budapest, ISBN: 963 326 301 8, 1981.
- [31] W. D. Williams, M. Collins, D. M. Boroson, J. Lesh, A. Biswas, R. Orr, L. Schuchman, O. Scott Sands: RF and optical communications: A comparison of high data rate returns from deep space in the 2020 timeframe. Tech. Report: NASA/TM-2007-214459, 2007.
- [32] Renk, Karl F: Basics of Laser Physics For Students of Science and Engineering. Springer Science & Business Media, Graduate texts in physics, ISBN: 978-3-642-23565-8, 2012
- [33] William T. Silfvast: Laser Fundamentals. 2nd edition, Cambridge University Press, New York, ISBN-10: 0521833450, 2004.
- [34] Simon Hooker, Colin Webb: Laser Physics. Oxford University Press, ISBN-10: 0198506929, 2010
- [35] Csele, M: Fundamentals of light sources and lasers. Wiley-Interscience, ISBN: 978-0-471-47660-3, 2004.
- [36] Maiman, T. H.: Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*. 187 (4736): 493–494, doi:10.1038/187493a0, 1960.
- [37] Gould, R. Gordon: The LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. In Franken, P.A.; Sands R.H. (Eds.). *The Ann Arbor Conference on Optical Pumping, the University of Michigan, 15 June through 18 June 1959*. p. 128.
- [38] Townes, Charles Hard: The first laser. University of Chicago. Retrieved May 15, 2008, [http://www.press.uchicago.edu/Misc/Chicago/284158\\_townes.html](http://www.press.uchicago.edu/Misc/Chicago/284158_townes.html) (A letöltés ideje: 2016. 10. 24.)
- [39] Nánai László: A lézerek és katonai alkalmazásaik. [http://www.szrfk.hu/rtk/kulonszamok/2005\\_cikkek/nanai\\_laszlo.pdf](http://www.szrfk.hu/rtk/kulonszamok/2005_cikkek/nanai_laszlo.pdf) (A letöltés ideje: 2013. 10. 9.)
- [40] Almási Gábor et. al: Lézerfizika. Elektronikus tananyag, Pécsi Tudományegyetem, Fizika Tanszék, <http://titan.physx.u-szeged.hu/~bubo/Lezerfizika/book.html> (A letöltés ideje: 2017.03.24)
- [41] Glen P. Perram: Chemical lasers. pp.1-7, DOI: 10.1002/047134608X.W6008.pub2 <http://www.afit.edu/en/docs/CDE/Chemical%20LasersWeb.pdf>, (A letöltés ideje: 2013.10.13.)
- [42] Kurilla Boldizsár: A lézerek alapjai, lézerfizikai eszközök és alkalmazásaik robottechnikai eszközökön, *Hadmérnök*, IX. Évfolyam 1. szám. 2014. március, pp. 217-230 [http://hadmernok.hu/141\\_21\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/141_21_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)
- [43] L. Goldman: Dye lasers in medicine, in *Dye Laser Principles*, F. J. Duarte and L. W. Hillman, Eds. (Academic, New York, 1990) Chapter 10., 1990.

- [44] Sanjiv Singh and Jay West: Cyclone: A Laser Scanner For Mobile Robot Navigation. In: The Robotics Institute Carnegie Mellon University Pittsburgh, Pennsylvania 15213, September 1991.
- [45] Keigo Hara, Shoichi Maeyama, Akio Gofuku: Navigation Using a Laser for a Mobile Robot with a Optical Sensor Array. In: Graduate School of Natural Science and Technology, Okayama University 3-1-1 Tsushima-Naka, Okayama 700-8530, Japan, 2008.
- [46] Julian Ryde, Huosheng Hu: 3D Laser Range Scanner with Hemispherical Field of View for Robot Navigation. In: Proceedings of the 2008 IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics July 2 - 5, 2008, Xi'an, China.
- [47] Björn Jensen, Jan Weingarten, Sascha Kolski, Roland Siegwart: Laser Range Imaging using Mobile Robots: From Pose Estimation to 3d-Models. ETH-Zürich, 2005
- [48] Ványa László: Alkalmazott robottechnológia a Magyar Honvédségben, Robothadviselés 7. Tudományos szakmai konferencia, 2007. november 27.  
[http://hadmernok.hu/kulonszamok/robothadviseles7/vanya\\_rw7.html](http://hadmernok.hu/kulonszamok/robothadviseles7/vanya_rw7.html), (A letöltés ideje: 2015.05.22.)
- [49] Enric Pastor, Juan Lopez, Pablo Royo: A hardware/software architecture for uav payload and mission control, Department of Computer Architecture, Technical University of Catalonia, Castelldefels, Spain, 2006, <https://www.semanticscholar.org/paper/A-Hardware-Software-Architecture-for-UAV-Payload-Pastor-Lopez/825294d97ca90e829fa64f312788b5b1936be6ac> (A letöltés ideje: 2017.05.11.)
- [50] Silviu S. Craciunas, Christoph M. Kirsch, Harald Röck, Rainer Trummer: The JAviator: A High-Payload Quadrotor UAV with High-Level Programming Capabilities. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008.  
<https://www.semanticscholar.org/paper/The-JAviator-A-High-Payload-Quadrotor-UAV-with-Craciunas-Kirsch/39a20e5476356024d183591f01e8409417d715fe> (A letöltés ideje: 2014. 12.02.)
- [51] P. Molina et. al.: Navigation and remote sensing payloads and methods of the sarvant unmanned aerial system, Institute of Geomatics, Carl Friedrich Gauss 11, Castekkkdefeksm, Spain, 2013, <http://www.int-arch-photogramm-remote-sens-spatial-inf-sci.net/XL-1-W2/275/2013/isprsarchives-XL-1-W2-275-2013.pdf> (A letöltés ideje: 2017.05.11.)
- [52] Calvin Coopmans: Architecture, inertial navigation, and payload designs for low-cost unmanned aerial vehicle-based personal remote sensing. MSc thesis, Utah State University, 2010.
- [53] Janusz A. Marszalec, Elzbieta A. Marszalec: Integration of lasers and fiber optics into Robotic Systems, ISBN-10: 0-8194-1313-5, 1994.
- [54] D. A. Belforte: Laser/robots in the 1990s. In: CO<sub>2</sub> Lasers and Applications II, ed.H. Opower, Proc, SPIE, Vol. 1276 (1990), pp.2-16.
- [55] A. Sona: Lasers for industrial material processing. In Laser Technologies in Industry. ed. D. D. Soares, S. P. Almeida, L. M. Bernardo, Proc. of SPIE, Vol. 952 (1988), pp. 528-541.
- [56] Lunar Laser Communication Demonstration, NASA's First Space Laser Communication System Demonstration. Goddard Space Flight Center, 2013.

[https://www.nasa.gov/sites/default/files/lldfactsheet.final\\_.web\\_.pdf](https://www.nasa.gov/sites/default/files/lldfactsheet.final_.web_.pdf), (A letöltés ideje: 2015.06.03.)

[57] Asif A Siddiqi: Cold War in Space: A Look Back at the Soviet Union. The British Interplanetary Society, Vol. 40 No. 2, February 1998.

[http://faculty.fordham.edu/siddiqi/writings/p10\\_siddiqi\\_spaceflight\\_1998-02\\_cold\\_war\\_in\\_space.pdf](http://faculty.fordham.edu/siddiqi/writings/p10_siddiqi_spaceflight_1998-02_cold_war_in_space.pdf), (A letöltés ideje: 2015.06.03.)

[58] Landau, Elizabeth: OPALS: Light Beams Let Data Rates Soar. Jet Propulsion Laboratory (NASA), December 2014.

<http://www.jpl.nasa.gov/news/news.php?feature=4402> (A letöltés ideje: 2015.06.03.)

[59] Space probe breaks laser record: A spacecraft has sent a laser signal to Earth from 24 million km (15 million miles) away in interplanetary space. BBC News. January 6, 2006. Retrieved June 28, 2011, <http://news.bbc.co.uk/2/hi/science/nature/4587580.stm> (A letöltés ideje: 2015.06.03.)

[60] Messier, Doug: NASA Laser System Sets Record with Data Transmissions From Moon. Parabolic Arc., 2013-10-23, <http://www.parabolicarc.com/2013/10/22/nasa-laser-system-sets-record-data-transmissions-moon/> (A letöltés ideje: 2015.06.03.)

[61] Bender, P. L.; Currie, D. G.; Dicke, R. H. et al.: The Lunar Laser Ranging Experiment, *Science* 182 (4109): 229–238, DOI:10.1126/science.182.4109.229 October 19, 1973.

[62] Amy Teitel: The laser-toting Soviet satellite that almost sparked a space arms race. <http://www.wired.co.uk/news/archive/2013-05/16/soviet-laser-satellite>, (A letöltés ideje: 2015.06.04.)

[63] Bart Hendrickx, Bert Vis: *Energiya-Buran: The Soviet Space Shuttle*. Springer Praxis Books, Praxis, ISBN: 9780387698489, 2007.

[64] Kher Than: Record Set for Space Laser Communication.

<http://www.space.com/1900-record-set-space-laser-communication.html>, (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[65] Guy Webster: Latest Selfie from NASA Mars Rover Shows Wide Context. Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, Calif. January, 2015.

<http://www.nasa.gov/jpl/msl/latest-selfie-from-nasa-mars-rover-shows-wide-context>, (A letöltés ideje: 2015.06.08.)

[66] National Aeronautics and Space Administration: Multi-Mission Radioisotope Thermoelectric Generator (MMRTG) , January 01, 2008.

[http://mars.jpl.nasa.gov/mars2020/files/mep/MMRTG\\_FactSheet\\_update\\_10-2-13.pdf](http://mars.jpl.nasa.gov/mars2020/files/mep/MMRTG_FactSheet_update_10-2-13.pdf), (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[67] National Aeronautics and Space Administration: Mars Exploration: Radioisotope Power and Heating for Mars Surface Exploration, NASA/JPL. April 18, 2006,

[http://www.jpl.nasa.gov/news/fact\\_sheets/mars-power-heating.pdf](http://www.jpl.nasa.gov/news/fact_sheets/mars-power-heating.pdf), (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[68] Roger C. Wiens: MSL Science Corner: Chemistry & Camera (ChemCam). NASA/JPL. September 9, 2009 <http://msl-scicorner.jpl.nasa.gov/Instruments/ChemCam/>, (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[69] Laser-Induced Remote Sensing for Chemistry and Micro-Imaging (ChemCam). NASA/JPL, October 2, 2006.

[http://web.archive.org/web/20061002094624/http://mars.jpl.nasa.gov/msl/mission/sc\\_instru\\_chemcam.html](http://web.archive.org/web/20061002094624/http://mars.jpl.nasa.gov/msl/mission/sc_instru_chemcam.html), (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[70] Vieru, Tudor: Curiosity's Laser Reaches 100,000 Firings on Mars, December 6, 2013. <http://news.softpedia.com/news/Curiosity-s-Laser-Reaches-100-000-Firings-on-Mars-406620.shtml>, (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[71] Guy Webster: Rover's Laser Instrument Zaps First Martian Rock, et Propulsion Laboratory, Pasadena, Calif. 2012. <http://mars.jpl.nasa.gov/msl/news/whatsnew/index.cfm?FuseAction=ShowNews&NewsID=1315>, (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[72] Gy. Hudoba, Á. Langl, Sz. Bérczi, B. Kurilla, S. Hegyi, T. P. Varga, P. Vizi, H. Hargitai: Experiment for Lunar Probe System Hunveyor-Husar Planetary Science Education Program: Observation of the changung levitating dust cloud above the lunar surface after local sunset and before local sunrise. 46th Lunar and Planetary Science Conference, held March 16-20, 2015 in the Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1832, p.2551. [www.hou.usra.edu/meetings/lpsc2015/pdf/2551.pdf](http://www.hou.usra.edu/meetings/lpsc2015/pdf/2551.pdf) (A letöltés ideje: 2015.06.07.)

[73] Knut Natvig et.al: First image download over new gigabit laser connection in space. November, 2014, <http://airbusdefenceandspace.com/newsroom/news-and-features/first-image-download-over-new-gigabit-laser-connection-in-space/> (A letöltés ideje: 2015.06.08.)

[74] John, D. et al: Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Detection and Classification of Biological Aerosols. Applied spectroscopy, Volume 57, Number 10, pp.1207-1215, 2003.

[75] Német B., Kisbán G.: A .22 LR-lőszeres lövedékeinek lézeres spektroszkópiai vizsgálata. Belügyi szemle, (7-8) 51-55 (1998).

[76] M. T. Madigan, J. M. Martinko, J. Parker: Brock Biology of Microorganisms. Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 1997, 8th ed., p. 5.

[77] J. E. Carranza, B. T. Fisher, G. D. Yoder, D. W. Hahn: On-line analysis of ambient air aerosols using laser-induced breakdown spectroscopy. Spectrochimica Acta, Part B 56, 851, 2001

[78] G. Gould, A. Hurst: The Bacterial Spore. Academic Press, London, ISBN 0-12-293650-7, p. 247, 1969

[79] Madigan M, Martinko J (editors): Brock Biology of Microorganisms. 11th, Prentice Hall, ISBN 0-13-144329-1, 2005.

[80] J. E. Carranza, D. W. Hahn: Sampling statistics and considerations for single-shot analysis using laser-induced breakdown spectroscopy. Spectrochim. Acta, Part B 57, 779, 2002.

[81] Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M.: Feynman Lectures on Physics. Vol. 2, Boston: Addison-Wesley, 1964.

[82] Kurilla Boldizsár: Second Harmonic Generation in the Background of Photon Counting, AARMS Vol. 13, No. 4 (2014) 557–570, [http://unike.hu/uploads/media\\_items/aarms-2014-4.original.pdf](http://unike.hu/uploads/media_items/aarms-2014-4.original.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

[83] Doluweera, S.: The Role of Electric Polarization in Nonlinear optics. Cincinnati: University of Cincinnati, 2001.

[www.phys.lsu.edu/~jarrell/COURSES/ELECTRODYNAMICS/Student\\_Projects/sumith/sumith-talk.pdf](http://www.phys.lsu.edu/~jarrell/COURSES/ELECTRODYNAMICS/Student_Projects/sumith/sumith-talk.pdf). (A letöltés ideje: 2014.11.25.)

[84] Quantum technology,inc.: Type II Phase-Matching Process, 1989.  
[www.quantumtech.com/PDF/715.PDF](http://www.quantumtech.com/PDF/715.PDF) (A letöltés ideje: 2017.04.10.)

[85] Shen, Y. R.: Wave Mixing Spectroscopy for Surface Studies. Solid State Communications, Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720, USA, Vol. 102, 221(1997).

[86] McMahon, M. D., et al.: Second harmonic generation from resonantly excited arrays of gold nanoparticles. Applied Physics B, 87 (2007), 259–265.

[87] Hubert C., et.al.: Role of surface plasmon in second harmonic generation from gold nanorods. Applied Physics Letters, 90 181105 (2007).

[88] I. Aramburu, J. Ortega, C. L. Folcia, and J. Etxebarria: Second-harmonic generation in dry powders: A simple experimental method to determine nonlinear efficiencies under strong light scattering. Applied Physics Letters, 104, 071107, 2014.

[89] I. Aramburu, J. Ortega, C. L. Folcia, J. Etxebarria: Second harmonic generation by micropowders: A revision of the Kurtz–Perry method and its practical application. Appl. Phys. B 116 (published online), DOI: 10.1007/s00340-013-5678-9, 2013, <http://link.springer.com/article/10.1007/s00340-013-5678-9>. (2017.03.21)

[90] S. K. Kurtz, T. T. Perry: A Powder Technique for the Evaluation of Nonlinear Optical Materials, J. Appl. Phys. 39, 3798 (1968).

[91] I. Shoji, T. Kondo, R. Ito: Second-order nonlinear susceptibilities of various dielectric and semiconductor materials. Opt. Quantum Electron. 34, 797 (2002).

[92] K. Kato: Second-harmonic generation to 2048 Å. In beta-BaB204, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-22, 1013, ISSN 0018-9197, AA(Japan Defense Agency, Tokyo, Japan), (1986).

[93] M. Baudrier-Raybaut, R. Haidar, Ph. Kupecek, Ph. Lemasson, E. Rosencher: Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic materials. Nature 432, 374 (2004).

[94] X. Vidal, J. Martorell: Generation of Light in Media with a Random Distribution of Nonlinear Domains. Phys. Rev. Lett. 97, 013902 (2006).

[95] Measures, R.M.: Laser Remote Sensing – Fundamentals and Applications. Kreiger Publishing Company, Krieger Drive, Malabar, Florida, 32950, 1992.

[96] Iain Woodhouse, Tristan Allouis: LIDAR Drone system maps height of rainforest for the first time. Edinburgh, 24th of March, 2014, <http://www.labex-ceba.fr/assets/Tropical-forest-height-press-release.pdf> (A letöltés ideje: 2015.06.04.)

[97] Berényi Attila, Dr. Lovas Tamás, Dr. Barsi Árpád: Földi lézerszkenner laboratóriumi vizsgálata. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2010, <http://docplayer.hu/16680396-Foldi-lezerszkenner-laboratoriumi-vizsgalata.html> (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

[98] Jamie Carter, Keil Schmid, Kirk Waters, Lindy Betzhold, Brian Hadley, Rebecca Mataosky, Jennifer Halleran: An introduction to Lidar technology, data and applications. National Oceanic and Atmospheric Administration Coastal Services Center, Coastal Geospatial Services Division, Coastal Remote Sensing Program, 2012.



- [99] North Atlantic Treaty Organisation: Laser based stand-off detection of biological agents. RTO technical report, ISBN: 978-92-837-0086-9, 2010
- [100] Seaver, M., Roselle, D.C., Pinto, J.F., Eversole, J.D.: Absolute Emission Spectra from *Bacillus subtilis* and *Escherichia coli* Vegetative Cells in Solution. *Applied Optics*, 37, 5344-5347, 1998.
- [101] Laflamme, C., Verreault, D., Lavigne, S., Trudel, L., Ho, J. and Duchaine, C.: Autofluorescence as a Viability Marker for Detection of Bacterial Spores. *Front Biosci* 10, 1647-1653. 2005.  
[https://www.researchgate.net/publication/7964520\\_Autofluorescence\\_as\\_a\\_viability\\_marker\\_for\\_detection\\_of\\_bacterial\\_spores](https://www.researchgate.net/publication/7964520_Autofluorescence_as_a_viability_marker_for_detection_of_bacterial_spores) (A letöltés ideje: 2016.10.10.)
- [102] Kurilla Boldizsár: Biológiai ágensek lézeres felderítése robotokról. *Hadmérnök*, X. Évfolyam 2. szám -, pp. 89-97, 2015. június.  
[http://hadmernok.hu/152\\_08\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/152_08_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)
- [103] Halász László, Lucas Grégory: Review of Airborne Laser Measurements of Chemicals and Radiations. *Hadmérnök* IX. évfolyam, 3. szám, pp.61-79, 2014, szeptember.
- [104] R. L. Schmitt et al: Ares Ultraviolet Laser Induced Fluorescence (UV LIF) Standoff System Development and Testing. *Science for National Security Needs*, pp.6-7, 2013
- [105] LaserBit Communications Corporation: LaserBit PINTO series, Laser Based Free Space Optical Communication System, 2003,  
[www.minitran.co.uk/pdf/pinto500mtrs.pdf](http://www.minitran.co.uk/pdf/pinto500mtrs.pdf) (A letöltés ideje: 2017.08.31.)
- [106] European Space Agency: Another world first for Artemis: a laser link with an aircraft. December 18, 2006. Retrieved June 28, 2011,  
[http://www.esa.int/Our\\_Activities/Telecommunications\\_Integrated\\_Applications/Another\\_world\\_first\\_for\\_Artemis\\_a\\_laser\\_link\\_with\\_an\\_aircraft](http://www.esa.int/Our_Activities/Telecommunications_Integrated_Applications/Another_world_first_for_Artemis_a_laser_link_with_an_aircraft), (A letöltés ideje: 2016.10.24.)
- [107] Boroson, Don M. (2005): *Optical Communications: A Compendium of Signal Formats, Receiver Architectures, Analysis Mathematics, and Performance Characteristics*, retrieved 8 Jan 2013.
- [108] W. S. Rabinovich et al: Reduction of scintillation in optical modulating retro-reflector links. *OPTICS EXPRESS* 28554, 17 November 2014.
- [109] W. S. Rabinovich: Optical Modulating Retro-reflectors. In *Advanced Wireless Optical Communication Systems*, S. Arnon, J. R. Barry, G. K. Karagiannidis, R. Scherber, M. Uysal, eds. (Cambridge University, 2012).
- [110] P. G. Goetz, W. S. Rabinovich, R. Mahon, J. L. Murphy, M. S. Ferraro, M. R. Suite, W. R. Smith, H. R. Burris, C. I. Moore, W. W. Schultz, W. T. Freeman, S. J. Frawley, B. M. Mathieu, K. Hacker, S. Reese: Modulating retro-reflector lasercom systems for small unmanned vehicles. *IEEE J. Sel. Areas Commun.* 30(5), 986–992 (2012).
- [111] W. S. Rabinovich, R. Mahon, H. R. Burris, G. C. Gilbreath, P. G. Goetz, C. I. Moore, M. F. Stell, M. J. Vilcheck, J. L. Witkowsky, L. Swingen, M. R. Suite, E. Oh, and J. Koplów: Free-space optical communications link at 1550 nm using multiple quantum well modulating retro-reflectors in a marine environment. *Opt. Eng.* 44(5), 056001 (2005).

- [112] C. M. Swenson, C. A. Steed, I. A. DeLaRue, R. Q. Fugate: Low power FLC-based retromodulator communications system. Proc. SPIE 2990, 296–310 (1997).
- [113] R. J. Glauber: The Quantum Theory of Optical Coherence, Lyman Laboratory of Physics. Harvard University, Cambridge, Massachusetts Phys. Rev. 130, 2529 (1963).
- [114] B. R. Mollow, R. J. Glauber: Quantum theory of parametric amplification. I, American Physical Society, Phys. Rev. 160, 1076, doi:10.1103/PhysRev.160.1076, (1967).
- [115] W. H. Louisell, A. Yariv: Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Process. I. American Physical Society, Phys. Rev. 124, 1646, doi:10.1103/PhysRev.124.1646 (1961).
- [116] J. P. Gordon, W. H. Louisell, L. R. Walker: Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Process II. American Physical Society, Phys. Rev. 129, 481 (1963).
- [117] Kurilla Boldizsár: Lézeres kommunikációt befolyásoló légköri tényezők vizsgálata szimulációs módszerrel. In Hadmérnök, IX. Évfolyam 2. szám - 2014. június, pp. 297-310, [http://hadmernok.hu/142\\_28\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/142_28_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)
- [118] R. Ursin, F. Tiefenbacher et al.: Free-Space distribution of entanglement and single photons over 144 km. European Space Agency, 2007, [arxiv.org/pdf/quant-ph/0607182](http://arxiv.org/pdf/quant-ph/0607182), (A letöltés ideje: 2015.09.28)
- [119] Aspelmeyer, M. et al.: Long-Distance Free-Space Distribution of Entangled Photons. Science 301, 621-623 (2003).
- [120] Resch, K. J. et al.: Distributing entanglement and single photons through an intracity, free-space quantum channel. Opt. Express 13, 202-209 (2005).
- [121] Peng, C.-Z. et al.: Experimental Free-Space Distribution of Entangled Photon Pairs over a Noisy Ground Atmosphere of 13km. Phys. Rev. Lett. 94, 150501 (2005).
- [122] Mike Wall: China Launches Pioneering 'Hack-Proof' Quantum-Communications Satellite. Space.com, 2016.08.16 <http://www.space.com/33760-china-launches-quantum-communications-satellite.html> (A letöltés ideje: 2016.12.03.)
- [123] Kurilla Boldizsár: Diplomamunka, Pécsi Tudományegyetem, Fizika intézet, 2009.
- [124] Varga Péter: A Jánossy-kísérletek a fizikai optikában. Fizikai Szemle, MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Intézet, p 225, 1998.
- [125] Varró Sándor, Dombi Péter: Optikusok elismerése. A 2005. évi fizikai Nobel-díj. Természet világa, 137. évfolyam, 4. szám, 2006. <http://www.termeszetvilaga.hu/szamok/tv2006/tv0604/varro.html> (A letöltés ideje: 2015.09.10.)
- [126] Jan Perina: Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena, 1991, ISBN 978-94-011-2400-3, pp. 66, 346.
- [127] A. Miranowicz, J. Bajer, H. Matusuda, M. R. B. Wahiddin, R. Tanas: Comparative study of photon antibunching of non-stationary fields. J. Opt. B: Quantum Semiclass. In: Department of Information Science, Kochi University, 2-5-1 Akebonocho, Kochi 780-8520, Japan; Laboratory of Quantum Optics, Palacký University, 772 07 Olomouc, Czech Republic; Institute of Mathematical Sciences, University of Malaya, 50603 Kuala Lumpur, Malaysia; k Nonlinear Optics Division, Institute of Physics, Adam Mickiewicz University, 61–614; Poznań, Poland Opt. 1999

- [128] A. Miranowicz, J. Bajer, W. Leonski, R. Tanas: Various approaches to photon antibunching in second-harmonic generation. In: Clarendon Laboratory, Department of Physics, University of Oxford; OX1 3PU Oxford, U.K.; Laboratory of Quantum Optics, Palacký University, 772 07 Olomouc, Czech Republic; Nonlinear Optics Division, Institute of Physics, Adam Mickiewicz University, 61-614 Poznań, Poland, 1997.
- [129] X. T. Zou. L. Mandel: Photon-antibunching and sub-Poissonian photon statistics, *Journals. Phys. Rev. A* 41, 475–476 Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, New York 14627, 1990.
- [130] Oszetzky Dániel: Kvantumpotikai módszerek alkalmazása a mérés technikában. PhD értekezés, MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet, 2007.
- [131] P. G. Kwiat: Nonclassical Effects from Spontaneous Parametric Down Conversion, University of California at Berkeley, (1993).
- [132] Y. H. Shih: Entangled biphoton source - property and preparation, *Reports on Progress in Physics.* 66, 1009 (2003).
- [133] C. K. Hong, L. Mandel: Theory of parametry frequency down conversation of light, *Phys. Rev. A* 31, 2409 (1985).
- [134] Dr. Sánta Imre: Optoelectronics, 2013, [http://www.tankonyvtar.hu/en/tartalom/tamop412A/2011\\_0025\\_fiz\\_8/2011\\_0025\\_fiz\\_8.pdf](http://www.tankonyvtar.hu/en/tartalom/tamop412A/2011_0025_fiz_8/2011_0025_fiz_8.pdf) (A letöltés ideje: 2016.05.09.)
- [135] Zhou P. Y., et al.: Single-photon property characterization of 1.3  $\mu\text{m}$  emissions from InAs/GaAs quantum dots using silicon avalanche photodiodes, *Scientific Reports*, doi:10.1038/srep03633, 2013 [www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3887382/#!po=2.08333](http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3887382/#!po=2.08333) (A letöltés ideje: 2014.10.28.)
- [136] Boldizsár Kurilla: Single Photon Communication with Avalanche Diodes and the General Basics of Photon Counting. *Academic and Applied Research in Military and Public Management Science.* Volume 15, Issue 1, 557-570, 2016.
- [137] Panzeri F. et al.: Single-molecule FRET experiments with a red-enhanced custom technology SPAD, 2013, <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3872070/> (A letöltés ideje: 2015.11.10.)
- [138] Hamamatsu: Photon counting using photomultiplier tubes. Toyooka: Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Center, 1998. [http://123.physics.ucdavis.edu/shot\\_files/photoncounting.pdf](http://123.physics.ucdavis.edu/shot_files/photoncounting.pdf) (A letöltés ideje: 2014.10.08.)
- [139] Becker, W., Bergmann A.: *Detectors for High-Speed Photon Counting.* Berlin: Becker & Hickl GmbH, s.d. [www.becker-hickl.de/pdf/spcdetect1.pdf](http://www.becker-hickl.de/pdf/spcdetect1.pdf) (A letöltés ideje: 2014.11.04.)
- [140] SRS: Signal Recovery with PMTs. Sunnyvale: Stanford Research Systems, Inc., s.d., [www.thinksrs.com](http://www.thinksrs.com) (A letöltés ideje: 2014.11.04.)
- [141] Becker, W.: *Advanced time correlated single photon counting techniques.* Springer series in chemical physics. New York: Springer, 2005.
- [142] Perkin Elmer Optoelectronics, Channel Photomultipliers – New Technology for More Accurate and Efficient Photon Detection,

[http://optoelectronics.perkinelmer.com/content/WhitePapers/WTP\\_CPMPhotonCounting.pdf](http://optoelectronics.perkinelmer.com/content/WhitePapers/WTP_CPMPhotonCounting.pdf). (A letöltés ideje: 2015.11.14.)

[143] S. Cova, A. L. Lacaita, M. Ghioni, G. Ripamonti, T.A. Louis: 20-ps timing resolution with single-photon avalanche diodes. *Rev. Sci. Instrum.* 60 (1989) 1104–1110.

[144] A. Lacaita, M. Ghioni, S. Cova: Double epitaxy improves single-photon avalanche diode performance. *Electron. Lett.* 25 (13) (1989) 841–843.

[145] H. Dautet, et al.: Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes, *Appl. Opt.* 32 (1993) 3894–3900.

[146] SPCM-AQ Single-photon counting module data sheet, Perkin Elmer Optoelectronics, 2005. <http://opto.perkinelmer.com> (A letöltés ideje: 2015.11.11.)

[147] M. Ghioni, G. Ripamonti, Improving the performance of commercially available Geiger-mode avalanche photodiodes, *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991) 163–167.

[148] R.G. Brown, K.D. Ridley, J.G. Rarity: Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 1: Passive quenching, *Appl. Opt.* 25 (1986) 4122–4126.

[149] R.G. Brown, R. Jones, J.G. Rarity, K.D. Ridley: Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 2: Active quenching, *Appl. Opt.* 26 (1987) 2383–2389.

[150] Li, L.M. Li-Qiang, A. Davis: Single photon avalanche diode for single molecule detection. *Rev. Sci. Instrum.* 64 (1993) 1524–1529.

[151] F. Zappa, et al.: Principles and features of single-photon avalanche diode arrays. *Sensors and Actuators A Physical* 140 (2007) 103–112.

[152] R. J. McIntyre, P. Webb: Low-noise, reach-through avalanche photodiodes. *US Patent* 5, 583, 352 (1996)

[153] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*. J. Wiley and Sons, Michigan University, ISBN: 0471056618, 9780471056614, 1981.

[154] R. McIntyre: On the avalanche initiation probability of avalanche diodes above the breakdown voltage. *IEEE Trans. Electron Devices.* 20(7), (1973), 637–641.

[155] A. S. Grove: *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. J. Wiley and Sons, New York, ISBN: 0-471-32998-3, 1967.

[156] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, F. Zappa: Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Opt.* 35 (12) (1996) 1956–1976.

[157] Cova, S. et al.: SPADLab presentation, 2013. [http://home.deib.polimi.it/cova/elet/Articoli%20e%20presentazioni/2013SPADlab\\_SSN.pdf](http://home.deib.polimi.it/cova/elet/Articoli%20e%20presentazioni/2013SPADlab_SSN.pdf) (A letöltés ideje: 2015.11.15.)

[158] Kurilla Boldizsár: A szabadtéri lézeres kommunikáció megvalósításához szükséges fizikai ismeretek és technológiai előkészületek, avagy a légkör fluktuációjának méréséhez szükséges alapok. In: *Hadmérnök*, XI. Évfolyam 3. szám - 2016. szeptember, pp. 161-172, [http://hadmernok.hu/163\\_13\\_kurilla.pdf](http://hadmernok.hu/163_13_kurilla.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

[159] Stanford Research Systems: SR400 – Gated Photon Counter (2-channel). <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/Catalog/SR400c.pdf> (A letöltés ideje: 2014.10.08.)

- [160] Aktsipetrov, O. A., Baranova, I. M., Il'Inskii, Y. A.: Surface contribution to the generation of reflected second harmonic light for centrosymmetric semiconductors. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 91 (1986), 287–297. [www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e\\_064\\_01\\_0167.pdf](http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_064_01_0167.pdf) (A letöltés ideje: 2014.10.08.)
- [161] J. Badziak: Laser nuclear fusion: current status, challenges and prospect. Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion. 23 Hery St., 01-497 Warszawa, Poland, Bulletin of the polish academy of sciences, Technical Sciences, Vol. 60, No. 4, DOI: 10.2478/v10175-012-0084-8, 2012.
- [162] Bertolotti, Mario (2015): Masers and Lasers. Second Edition: An Historical Approach, CRC Press, Taylor & Francis Group, pp. 89–91, ISBN 9781482217803, March 15, 2016.
- [163] Subhash Chandra Singh, Haibo Zeng, Chunlei Guo, Weiping Cai: Lasers: Fundamentals, Types, and Operations. pp.1-3, 2012 [http://www.wiley-vch.de/books/sample/3527327150\\_c01.pdf](http://www.wiley-vch.de/books/sample/3527327150_c01.pdf), (A letöltés ideje: 2013.10.12.)
- [164] Koleszár, B.: A robothadviselés etikai kérdései II. - Katonai erkölcs, Hadmérnök, V. évf. 1. sz., ISSN: 1788-1919, 2010, [http://hadmernok.hu/2010\\_1\\_koleszar.pdf](http://hadmernok.hu/2010_1_koleszar.pdf). (A letöltés ideje: 2016.07.17).
- [165] Ványa László: Lézerfegyverek a repülőgépeken és a légi járművek ellen. Repülés-tudományi Közlemények, XXVI. évf. 2. szám, Nemzeti Közszolgálati Egyetem, HHK, 2014, [http://www.repulestudomany.hu/kulonszamok/2014\\_cikkek/2014-2-18-0128\\_Vanya\\_Laszlo.pdf](http://www.repulestudomany.hu/kulonszamok/2014_cikkek/2014-2-18-0128_Vanya_Laszlo.pdf) (A letöltés ideje: 2016.07.17).
- [166] Subhash Chandra Singh, Haibo Zeng, Chunlei Guo, Weiping Cai: Lasers: Fundamentals, Types, and Operations. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, DOI: 10.1002/9783527646821.ch1, 2012.
- [167] Čapek K.: O původu slova robot; Lidové Noviny, 1933.12.24. <http://capek.misto.cz/robot.html> (A letöltés ideje: 2016.11.20.)
- [168] Asimov I., Frenkel K.A.: Robotok: az emberformájú gépek. (Fordította Pálincás János), Akadémiai Kiadó, Budapest, ISBN: 9630562693, 1992, pp. 26-28
- [169] Isaac Asimov: Teljes Alapítvány-Birodalom-Robot Univerzuma I. kötet, Szukits könyvkiadó, ISBN: 963 9393 40 1, 2002 (Eredeti mű: Isaac Asimov: I, Robot, 1950).
- [170] László Ványa: Excerpts from the history of unmanned ground vehicles development in USA. AARMS 2003/2 ZMNE Budapest, <http://www.zmne.hu/aarms/docs/Volume2/Issue2/pdf/02vanya.pdf> (A letöltés ideje: 2016.05.28.)
- [171] Piglerné Lakner Rozália, Starkné Werner Ágnes: Ágnes-Technológia, Egyetemi tananyag, ISBN 978-963-279-527-0, 2011
- [172] Christopher Anderson: Soviet Official Admits That Robots Couldn't Handle Chernobyl Cleanup. *The Scientist*, 1990, <http://www.the-scientist.com/?articles.view/articleNo/10861/title/Soviet-Official-Admits-That-Robots-Couldn-t-Handle-Chernobyl-Cleanup/> (A letöltés ideje: 2016.06.24.)
- [173] R. W. Terhune, J. E. Anderson: Spectrophone measurements of the absorption of visible light by aerosols in the atmosphere. *Optics Letters*. DOI: 10.1364/OL.1.000070, 1977; 1.

- [174] Petzold, A., Niessner, R.: Novel design of resonant photoacoustic spectrophone for elemental carbon mass monitoring. *Applied Physics Letter*. 1995; 66: 10.
- [175] Kristin Lewis, William P. Arnott, Hans Moosmüller, Cyle E. Wold. Strong spectral variation of biomass smoke light absorption and single scattering albedo observed with a novel dual-wavelength photoacoustic instrument. *J. Geophys. Res.* Vol. 113 D16203 doi:10.1029/2007JD009699, 2008
- [176] Ajtai Tibor: Légköri aeroszolok abszorpciós spektrumának vizsgálata saját fejlesztésű fotoakusztikus mérőműszerrel. PhD értekezés, Fizika Doktori Iskola Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Kar, 2010.
- [177] M.O. Andreae, A. Gelencsér: Black carbon or Brown Carbon? The nature of lightabsorbong carbonaceous aerosols. *Atmos. Chem. Phys.* 2006; 6, 3131-3148
- [178] Csuka Antal: A fény szabadtéri terjedésének elméleti és gyakorlati vizsgálata. In *Hadmérnök*, VII. évfolyam 4. szám, pp 111, 2012. december.  
[http://hadmernok.hu/2012\\_4\\_csuka.pdf](http://hadmernok.hu/2012_4_csuka.pdf), (A letöltés ideje: 2014.02. 25.)
- [179] E. Ngo Nyobe, E. Pemha: Propagation of laser beam through a plane and free turbulent heated air flow: determination of the stochastic characteristics of the laser beam random direction and some experimental results. *Progress In Electromagnetics Research*, Pier, 53, pp31-53, doi:10.2528/PIER04073001, 2005.
- [180] Grúber J., Ifj. Szentmártony T: Gázdinamika. Tankönyvkiadó, Budapest, 1952, pp 90-91.
- [181] Ábrahám Gy.: Optika. Panem Kft. Kiadó Budapest, 1997; ISBN 963 545 144 X; p 26,29, 286, 292
- [182] James C. Owens: Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition. *Applied Optics*, Vol. 6, Issue 1, pp. 51-59,1967.
- [183] Sz.N.: A légkör kémiája. [www2.sci.u-szeged.hu/eghajlattan/fofia05.pdf](http://www2.sci.u-szeged.hu/eghajlattan/fofia05.pdf), (A letöltés ideje: 2014.04.14.)
- [184] Jonathan F. Schonfeld: The Theory of Compensated Laser Propagation through Strong Thermal Blooming. *The Lincoln Laboratory Journal*, Vol.5, Number 1, 1992  
[http://www.ll.mit.edu/publications/journal/pdf/vol05\\_no1/5.1.7.compensatedlaser.pdf](http://www.ll.mit.edu/publications/journal/pdf/vol05_no1/5.1.7.compensatedlaser.pdf), (A letöltés ideje: 2014. 03.18.)
- [185] Csuka A.: A Föld légkörének hatása a lézernyaláb terjedésére és a továbbított fényteljesítményre. *Szolnoki Tudományos Közlemények XV.*, 2011. nov. 10.  
[http://www.szolnok.mtesz.hu/sztk/kulonszamok/2011/cikkek/Csuka\\_Antal.pdf](http://www.szolnok.mtesz.hu/sztk/kulonszamok/2011/cikkek/Csuka_Antal.pdf), ISSN2060-3002, (A letöltés ideje: 2014.09.01.)
- [186] K. Horváth: Investigation of refraction in the low atmosphere. *Periodica Polytechnica*, Vol.14, Technical University, Budapest, 1970. pp 31-41.
- [187] Isaac I. Kim, Bruce McArthur, Eric Korevaar: Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications. *Optical Access Incorporated*, 10343 Roselle Street San Diego, CA 92121, *SPIE Proceedings Vol. 4214*, doi: 10.1117/12.417512, 2001.
- [188] Csuka Antal: A lézerefény terjedése nemlineáris inhomogén közegben, kísérő jelenségek, összefüggések feltárása, elemzése matematikai módszerekkel és kísérleti eszközökkel. Doktori (PhD) értekezés tervezet, 2014 hhk.uni-

- nke.hu/uploads/media\_items/ertekezes-tervezet-10.original.pdf, (A letöltés ideje: 2014.06.08.)
- [189] Jordan Werbe-Fuentes, Michael Moody, Oriana Korol, Tristan Kading: Carbon Dioxide Absorption in the Near Infrared. 2008, <http://jvarekamp.web.wesleyan.edu/CO2/FP-1.pdf>, (A letöltés ideje: 2014. 05.12.)
- [190] Katarzyna Klemm: Examination of air density fluctuations with the aid of laser beam. *Optica Applicata*, Vol. XXXVII, No. 3, January 2007.
- [191] Born M., Wolf E.: *Principles of Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, ISBN-13: 978-0521642224, 1999.
- [192] P. Brimblecombe: Aerosols and Air Pollution in Art. *Proceedings of the Symposium on the History of Aerosol Science*, Wien, ISBN: 3700129157 31, August-2 September 2000, pp. 11-24.
- [193] R. B. Husar: Atmospheric Aerosol Science before 1900. *Proceedings of the Symposium on the History of Aerosol Science*, Wien, ISBN: 3700129157, 31 August-2 September 2000, pp. 25-36.
- [194] H. C. van de Hulst: A Historical Sketch of Light Scattering by Small Particle. *Proceedings of the Symposium on the History of Aerosol Science*, ISBN: 3700129157 Wien, 31 August-2 September 2000, pp. 69-76.
- [195] R. L. Lee, W. Meyer, G. Hoeppe: Atmospheric Ozone and Colors of the Antarctic Twilight Sky. *Applied Optics*, Vol. 50, No. 28, 2011, pp. 162-171.
- [196] E. O. Hulburt: Explanation of the Brightness and Color of the Sky, Particularly the Twilight Sky. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 43, No. 2, 1953, pp. 113-118.
- [197] G. V. Rozenberg: *Twilight: A Study in Atmospheric Optics*. Plenum Press, New York, 1966.
- [198] J. V. Dave and C. L. Mateer: The Effect of Stratospheric Dust on the Color of the Twilight Sky. *Journal of Geo-physical Research*, Vol. 73, No. 22, 1968, pp. 6897-6913.
- [199] C. N. Adams, G. N. Plass, G. W. Kattawar: The Influence of Ozone and Aerosols on the Brightness and Color of the Twilight Sky. *Journal of Atmospheric Science*, Vol. 31, No. 6, 1974, pp. 1662-1674.
- [200] E. J. McCartney: *Optics of the Atmosphere: Scattering by molecules and particles*. John Wiley and Sons, New York, 1976.
- [201] C. F. Bohren, A. B. Fraser: Color of the Sky. *Physics Teacher*, Vol. 23, No. 5, 1985, pp. 267-272.
- [202] Craig F. Bohren: *Atmospheric Optics*, Pennsylvania State University, Department of Meteorology, University park, Pennsylvania, USA, 1996, [www.wiley-vch.de/books/sample/3527403205\\_c01.pdf](http://www.wiley-vch.de/books/sample/3527403205_c01.pdf), (A letöltés ideje: 2016.04.21.)
- [203] Hemmati Hamid: Deep space optical Communications. *Jet Propulsion Laboratory –California Institute of Technology*, DOI: 10.1109/JPROC.2011.2160609, ISSN: 0018-9219, p142-144, 170-202, 2011.
- [203] Frederic Zagury: The color of the sky. *Atmospheric and Climate Sciences*, DOI: 10.4236/acs.2012.24045, 2012, 2, 510-517,

<https://www.scirp.org/journal/PaperInformation.aspx?PaperID=24294>, (A letöltés ideje: 2016.12.10)

[205] A. Ångström: Techniques of Determining the Turbidity of the Atmosphere. *Tellus*, Vol. 13, No. 2, 1961, pp. 214-223.

[206] G. E. Shaw, J. A. Reagan, B. M. Herman: Investigations of Atmospheric Extinction Using Direct Solar Radiation Measurements Made with a Multiple Wavelength Radiometer. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 12, No. 2, 1973, pp. 374-380.

[207] L. Rayleigh: On the Light from the Sky, Its Polarization and Color. *Philosophical Magazine*, Vol. 41, 1871, pp. 107-120.

[208] L. Rayleigh: On the Transmission of Light through an Atmosphere Containing Small Particles. In Suspension, *Philosophical Magazine*, Vol. 47, pp. 375-384, 1899.

[209] M. Snee, W. Ubachs: Direct Measurement of the Rayleigh Scattering Cross Section in Various Gases. *Journal of Quantitative and Spectroscopic Radiative Transfer*, Vol. 92, No. 3, 2005, pp. 293-310.

[210] J. Chappuis: Etude Spectroscopique de l'Ozone. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, Vol. 11, No. 2, 1882, pp. 137-186.

[211] O. R. Wulf, A. F. Moore, E. H. Melvin: Note: The Atmospheric Ozone Absorption in the Visible Spectrum. *Astrophysical Journal*, Vol. 79, 1934, pp. 270-272.

[212] F. Zagury, F. Goutail: Spectral Analysis of Extinguished Sunlight. *New Astronomy*, Vol. 8, No. 6, 2003, pp. 537-548.

[213] W. Brunner: *Wissenspeicher Lasertechnik*, VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1982, 28-29 pp.

[214] Phyliph Dykstra: Free Space Laser Communications. [http://www.powershow.com/view/1d90bc-Y2I3N/Free\\_Space\\_Laser\\_Communications\\_powerpoint\\_ppt\\_presentation](http://www.powershow.com/view/1d90bc-Y2I3N/Free_Space_Laser_Communications_powerpoint_ppt_presentation). (A letöltés ideje: 2014.03.26.)

[215] H. Hemmati: Optical Systems for free-space laser communications. <http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/38461/1/03-1910.pdf>, (A letöltés ideje: 2014.04.12.)

[216] Cesare Barbieri, Gianfranco Cariolaro: Qspace project: Quantum cryptography in space. Springer, 1995, pp. 43-54, [http://www.utdallas.edu/~zweck/Papers/Optics/TIWDC\\_1.pdf](http://www.utdallas.edu/~zweck/Papers/Optics/TIWDC_1.pdf), (A letöltés ideje: 2014.04.15)

[217] Gyöngyösi László: Kvantumkriptográfia I. pp 21, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, <http://www.mcl.hu/quantum/foiak/kvantumkript1.pdf>, (A letöltés ideje: 2014.04.16.)

[218] H. Z. Cummins, E. R. Pike: *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*. Plenum Press, New York, (1974).

[219] B. Crosignani, P. Di Porto, M. Bertolotti: *Statistical Properties of Scattered Light*. Academic Press, (1975).

[220] L. Mandel, E. C. G. Sudarshan, E. Wolf. Theory of photoelectric detection of light fluctuations. *Proceedings of Physical Society, London*, 84, 435 (1965).



- [221] L. Mandel, E. Wolf: Coherence Properties of Optical Fields. *Reviews of Modern Physics*. 37, 231 (1965).
- [222] R. J. Glauber: *Physics of the Quantum Electronics*. eds. P. L. Kelly, B. Lax, P. E. Tannenwald, McGraw-Hill, New York, (1966).
- [223] P. L. Kelley, W. H. Kleiner: Theory of Electromagnetic Field Measurement and Photoelectron Counting. *Phys. Rev.* 136, A316 (1964).
- [224] G. Bedard: Dead-time corrections to the statistical distribution of photoelectrons. *Proceedings of Physical Society*. 90, 131 (1967).
- [225] Schott glass made of ideas, 3 és 13.o  
[http://www.schott.com/advanced\\_optics/us/abbe\\_datasheets/schott\\_datasheet\\_all\\_us.pdf](http://www.schott.com/advanced_optics/us/abbe_datasheets/schott_datasheet_all_us.pdf)  
 (A letöltés ideje: 2013.10.12.)
- [226] Paschotta R.: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology–Frequency Doubling*. New York: Wiley–VCH, 2008.
- [227] J. Soukka, A. Virkki, P. Hänninen, J. Soini: Optimization of multi-photon event discrimination levels using Poisson statistics. *Opt. Express* 12, 84-89 (2004).
- [228] T. W. Murphy Jr., R. J. McMillan<sup>b</sup>, N. H. Johnson, S. D. Goodrow: Lunar Eclipse Observations Reveal Anomalous Thermal performance of Apollo Reflectors, *Icarus*. Volume 231, 1 March 2014, pp. 183–192.
- [229] Frey Sándor: Rendetlenkednek a holdi lézertükrök, 2014.03.13.  
[http://www.urvilag.hu/a\\_holdnal/20140313\\_rendetlenkednek\\_a\\_holdi\\_lezertukrok](http://www.urvilag.hu/a_holdnal/20140313_rendetlenkednek_a_holdi_lezertukrok), (A letöltés ideje: 2016.04.15.)
- [230] NASA: The Apollo 15 Lunar laser Ranging RetroReflector, 2010.  
[https://www.nasa.gov/mission\\_pages/LRO/multimedia/lroimages/lroc-20100413-apollo15-LRRR.html#backtoTop](https://www.nasa.gov/mission_pages/LRO/multimedia/lroimages/lroc-20100413-apollo15-LRRR.html#backtoTop) (A letöltés ideje: 2016.09.12.)
- [231] Almár Iván: *Űrhajózási Lexikon*. Zrínyi Katonai Kiadó, Budapest, 1984, 414. o., ISBN: 963 05 3628 5
- [232] Max Born, Emil Wolf,: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, ISBN-13: 978-0521642224, 1999.
- [233] Arthur J. Sedlacek: Short-range, Non-contact Detection of Surface Contamination Using Raman Lidar. *Brookhaven National Laboratory, Proc. SPIE*, 95-104, 2001
- [234] Függelék: A mérésekhez felhasznált R647 PMT adatai – gyári adatlap.

## LEKTORÁLT PUBLIKÁCIÓIM JEGYZÉKE

Kurilla Boldizsár: Lézerek alapjai, lézerfizikai eszközök és alkalmazásaik robottechnikai eszközökön. Hadmérnök, IX. Évfolyam 1. szám - 2014. március. pp. 217-230 [http://hadmernok.hu/141\\_21\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/141_21_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Lézeres kommunikációt befolyásoló légköri tényezők vizsgálata szimulációs módszerrel. Hadmérnök, IX. Évfolyam 2. szám - 2014. június, pp. 297-310, [http://hadmernok.hu/142\\_28\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/142_28_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Biológiai ágensek lézeres felderítése robotokról. Hadmérnök, X. Évfolyam 2. szám - 2015. június, pp. 89-97, [http://hadmernok.hu/152\\_08\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/152_08_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Lézerfizikai eszközök alkalmazása robotokon, Hadmérnök, X. Évfolyam 4. szám - 2015. december, pp. 137-148, [http://hadmernok.hu/154\\_13\\_kurillab.pdf](http://hadmernok.hu/154_13_kurillab.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Second Harmonic Generation in the Background of Photon Counting, Academic and Applied Research in Military and Public Management Science, Volume 13, Issue 4, 557-570, 2014, [http://uni-nke.hu/uploads/media\\_items/aarms-2014-4.original.pdf](http://uni-nke.hu/uploads/media_items/aarms-2014-4.original.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Single Photon Communication with Avalanche Diodes and the General Basics of Photon Counting, Academic and Applied Research in Military and Public Management Science, Volume 15, Issue 1, pp. 557-570, 2016, [http://uni-nke.hu/uploads/media\\_items/aarms-2016-1-kurilla.original.pdf](http://uni-nke.hu/uploads/media_items/aarms-2016-1-kurilla.original.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: Az űrkutatás kialakulása és fejlődése a hadtudomány fényében, Műszaki Katonai Közlöny, XXVI. évfolyam, 2016. 2. szám, pp.167-182, [http://hhk.uni-nke.hu/downloads/kiadvanyok/mkk.uni-nke.hu/PDF\\_2016\\_2sz/013\\_Kurilla%20Boldizsar.pdf](http://hhk.uni-nke.hu/downloads/kiadvanyok/mkk.uni-nke.hu/PDF_2016_2sz/013_Kurilla%20Boldizsar.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

Kurilla Boldizsár: A szabadtéri lézeres kommunikáció megvalósításához szükséges fizikai ismeretek és technológiai előkészületek, avagy a légkör fluktuációjának méréséhez szükséges alapok, Hadmérnök, XI. Évfolyam 3. szám – 2016, szeptember, pp. 161-172. [http://hadmernok.hu/163\\_13\\_kurilla.pdf](http://hadmernok.hu/163_13_kurilla.pdf) (A letöltés ideje: 2017.05.09.)

## RÖVIDÍTÉSEK JEGYZÉKE

|       |   |
|-------|---|
| APD   | Avalanche photodiode ~ Lavina fotodióda   |
| CE    | Collection efficiency ~ Kollektációs hatásfok                                     |
| CMOS  | Complementary Metal-Oxide Semiconductor ~ komplementer fém-oxid félvezető         |
| CW    | Continuous wave ~ Folytonos hullám  |
| DAQ   | Data acquisition ~ Adatgyűjtő kártya  |
| DC    | Dark count ~ Sötét áram   |
| DE    | Detection efficiency ~ Detektálási hatásfok                                       |
| IFR   | International Federation of Robotics ~ Nemzetközi Robotszövetség                  |
| ISO   | International Standardization Organization ~ Nemzetközi Szabványosítási Szervezet |
| LCD   | Liquid Crystal Display ~ Folyadékkristályos kijelző                               |
| LIBS  | Laser Induced Breakdown Spectroscopy~ Lézer indukált bontási spektroszkópia       |
| LIPS  | Laser Induced Plasma Spectroscopy~ Lézer indukált plazma spektroszkópia           |
| LIDAR | Light Detection and Ranging ~ Lézer alapú távérzékelés                            |
| LIF   | Laser Induced Fluorescence ~ Lézer indukált fluoreszcencia                        |
| LSPR  | Localized Surface Plasmon Resonance ~ Lokalizált felületi plazmonikus rezonancia  |
| M-APD | Matrix-Avalanche Photodiode ~ Lavina fotodióda mátrix                             |
| MRR   | Modulating Retroreflector ~ Moduláló retroreflektor                               |
| NLO   | Nonlinear Optic ~ Nemlineáris optika  |
| OPO   | Optical Parametric Oscillator ~ Optikai parametrikus oszcillátor                  |
| PBS   | Polarization Beam Splitter ~ polarizációs nyalábosztó                             |
| PM    | Phase matching ~ Fázisillesztés   |
| RQPM  | Random Quasi Phase Matching ~ Random kvázi fázisillesztés                         |
| PMT   | Photomultiplier Tube ~ Fotoelektron-sokszorozó                                    |
| QE    | Quantum efficiency ~ Kvantumhatásfok  |
| SHG   | Second Harmonic Generation ~ Frekvencia-kétszerezés                               |
| SPAD  | Single Photon Avalanche Diode ~ Egyfotonos lavina dióda                           |
| Ti:Sa | Titanium Sapphire ~ Titán Zafír   |
| TTL   | Transistor-Transistor-Logic ~Tranzisztor-tranzisztor logika                       |
| UAV   | Unmanned Aerodynamical Vehicle ~ Pilóta nélküli repülő eszköz                     |

## ÁBRÁK JEGYZÉKE

|   |    |
|---|----|
| <b>1. ábra:</b> A DIAL rendszer működési koncepciója.....   | 21 |
| <b>2. ábra:</b> A Vezetékmentes Optikai Kommunikációs Rendszer.....   | 23 |
| <b>3. ábra:</b> Az optikai és RF jelek sugárnyaláb divergenciájának összehasonlítása a Marsról a Földre irányítva.....                    | 27 |
| <b>4. ábra:</b> Optikai érzékelő tömbbel felszerelt robot.....  | 33 |
| <b>5. ábra:</b> Általános diagram a lézer/robot rendszerek által történő anyagfeldolgozás folyamatáról.....                               | 37 |
| <b>6. ábra:</b> CO <sub>2</sub> lézerrel felszerelt robot 3D anyagfeldolgozásra.....  | 39 |
| <b>7. ábra:</b> A kísérleti LIPS berendezés optikai sematikus ábrája és fényképe.....   | 45 |
| <b>8. ábra:</b> Különböző lövedékek LIPS spektrumai.....  | 46 |
| <b>9. ábra:</b> A lézer indukált plazma által elnyelt beeső impulzus energia százalékos aránya a lézer impulzus energia függvényében..... | 47 |
| <b>10. ábra:</b> A kísérleti LIBS rendszer. A plazma előállítására a Big Sky Ultra CFR-GRM Nd: YAG lézer (YAG) szolgál. ....              | 48 |
| <b>11. ábra:</b> Polarizáció vektorok a II-es típusú D-KDP kétszerező esetén.....   | 50 |
| <b>12. ábra:</b> Az SHG kísérlet sematikus ábrája.....  | 53 |
| <b>13. ábra:</b> Kék pontok: SHG intenzitások az r szemcse méretek függvényében Kvarc és KDP porokra.....                                 | 54 |
| <b>14. ábra:</b> Kék pontok: SHG intenzitások az r szemcseméretek függvényében ZnSe-re.....   | 56 |
| <b>15. ábra:</b> Az Ares UV LIF LIDAR rendszer optikai sematikus ábrája.....  | 60 |
| <b>16. ábra:</b> Egy több hullámhosszúságú LIDAR rendszer sematikus ábrája.....   | 60 |
| <b>17. ábra:</b> A szennyezőanyagok jelerőssége a hullámhossz függvényében.....   | 61 |
| <b>18. ábra:</b> Amplitúdó modulációval végrehajtott retroreflektoron alapuló lézeres kommunikáció.....                                   | 65 |
| <b>19. ábra</b> Normalizált intenzitás fluktuáció 1,7 km-es kommunikációs csatorná-nál.....   | 68 |
| <b>20. ábra:</b> A kvantumkommunikációs átvitel teljes statisztikai jellemzése.....   | 70 |
| <b>21. ábra:</b> Az Ádám – Jánossy – Varga kísérlet (1955) vázlata. ....  | 72 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>22. ábra:</b> A koherens lézerefény, a termikus sugárzás és a rezonancia-fluoreszcenciából eredő összenyomott, préselt fény $\langle I(t+\tau)I(t) \rangle$ intenzitáskorrelációja a $\tau$ késleltetési idő függvényében, Glauber elmélete alapján számolva. .... | 73  |
| <b>23. ábra:</b> I. típusú frekvencia átalakítás, ahol a szaggatott fekete nyilak a polarizációs viszonyokat jelölik. ....  | 75  |
| <b>24. ábra:</b> II. típusú frekvencia átalakítás, ahol a kúpfelületek metszéspontjaiban kilépő fotonok polarizációját minden esetben a mérés határozza meg, de egymásra merőlegesek. ....  | 76  |
| <b>25. ábra:</b> A PMT működésének folyamata egyetlen fotoelektron hatására.....  | 79  |
| <b>26. ábra:</b> Fotoelektron-sokszorozó (PMT) impulzusainak amplitúdó eloszlása...   | 81  |
| <b>27. ábra:</b> Oszilloszkópos képen a lavina fotodióda mátrix impulzusai.....   | 82  |
| <b>28. ábra:</b> APD impulzusainak a fényimpulzushoz viszonyított időbeli csúszkálása.....  | 83  |
| <b>29. ábra:</b> Különböző technikák szimpla foton számlálásra.....   | 86  |
| <b>30. ábra:</b> Egy vastag SPAD keresztmetszete.....   | 88  |
| <b>31. ábra:</b> APD és SPAD működésének összehasonlítása.....  | 89  |
| <b>32. ábra:</b> A foton detektálás hatásfoka különböző eltorzításokon vékony és vastag SPAD esetén.....  | 90  |
| <b>33. ábra:</b> A foton detektálás hatásfoka vékony, vastag és vörös kiterjedésű SPAD esetén.....  | 90  |
| <b>34. ábra:</b> Az alkalmazott zöld színszűrő transzmissziós görbéje.....  | 96  |
| <b>35. ábra:</b> A felhasznált rendszer optikai vázlata kiegészítés: oszcilloszkóp DAQ-oval összekapcsolva, szűrőváltó összekapcsolva DAQ-oval, párhuzamosító, célzó, 45°-os tükör.....   | 96  |
| <b>36. ábra:</b> A Labview keretben készült DAQ vezérlő programja.....  | 100 |
| <b>37. ábra:</b> A 0,8 ns félérték szélességű festéklézer impulzus spektruma.....   | 102 |
| <b>38. ábra:</b> Fourier spektrum 1800, 1900 és 2000 V feszültségen.....  | 105 |
| <b>39. ábra:</b> Az optikai frekvencia kétszerezéses kísérleti elrendezés vázlata.....  | 106 |
| <b>40. ábra:</b> Egy tipikus foton számláló rendszer.....   | 109 |
| <b>41. ábra:</b> Másod harmonikus intenzitás SS polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárási görbékkel a (22) egyenlet felhasználásával.....   | 114 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>42. ábra:</b> Másod harmonikus intenzitás SP polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárési görbékkel a (23) egyenlet felhasználásával..... | 114 |
| <b>43. ábra:</b> Másod harmonikus intenzitás PP polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárési görbékkel a (24) egyenlet felhasználásával..... | 115 |
| <b>44. ábra:</b> Másod harmonikus intenzitás PS polarizációs konfigurációban a forgási irányszög függvényében az elvárési görbékkel a (25) egyenlet felhasználásával..... | 115 |
| <b>45. ábra:</b> A lőszerezés során keltett plazmából adódó spektrum.....   | 118 |
| <b>46. ábra:</b> Az OPTODRÓN rendszer.....  | 119 |
| <b>47. ábra:</b> 2D sarokprizma, 3 D sarokprizma.....   | 119 |
| <b>48. ábra:</b> A prizmáról visszavert fény (bejövő, visszavert fény).....   | 120 |
| <b>49. ábra:</b> Kiterjedt tárgy képének vizsgálata retroreflektoron.....   | 120 |
| <b>50. ábra:</b> Divergencia vizsgálata retroreflektorral.....  | 121 |
| <b>51. ábra:</b> A visszavert nyaláb vizsgálata retroreflektorral (retroreflektor visszaveri a fényt, síkhullám, fényelhajlás, interferencia).....                        | 121 |
| <b>52. ábra:</b> Intenzitás eloszlás.....   | 122 |
| <b>53. ábra:</b> Fázismoduláció retroreflektoron.....   | 124 |
| <b>54. ábra:</b> Kompenzáló üveglappal és modulátorral ellátott retroreflektor.....   | 125 |
| <b>55. ábra:</b> A totálreflexiós prizmával történő kicsatolás.....   | 127 |
| <b>56. ábra:</b> Fázis moduláció forgó üveglemezzel.....  | 128 |
| <b>57. ábra:</b> Az elforgatás következtében fellépő útkülönbség.....   | 129 |
| <b>58. ábra:</b> A moduláció során fellépő intenzitások a forgás szög függvényében...   | 130 |
| <b>59. ábra:</b> Modulálatlan tartomány vizsgálata retroreflektoron.....  | 131 |
| <b>60. ábra:</b> Lézeres kommunikáció az OPTODRÓNNA.....  | 132 |
| <b>61. ábra:</b> Járműre vagy bázisra szerelt durva pozicionáló rendszer pásztázó követéshez.....   | 133 |
| <b>62. ábra:</b> Pásztázó követés.....  | 133 |
| <b>63. ábra:</b> Intenzitás ingadozás kiküszöbölése.....  | 134 |
| <b>64. ábra:</b> A követés vezérlés diagramja.....  | 134 |
| <b>65. ábra:</b> Állítható nyaláb párhuzamosító a divergencia beállításához.....  | 135 |
| <b>66. ábra:</b> A visszavert jel intenzitásának Gauss eloszlása.....   | 135 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>67. ábra:</b> A nyaláb „helyének” változásán alapuló moduláció.....  | 136 |
| <b>68. ábra:</b> A két jel ellentétes irányba való tükrözése.....   | 137 |
| <b>69. ábra:</b> A mérések alapjául szolgáló virtuális idősor.....  | 141 |
| <b>70. ábra:</b> Tiszta éjszaka.....  | 142 |
| <b>71. ábra:</b> Távoli köd hatása .....  | 143 |
| <b>72. ábra:</b> Fokozatosan felszálló enyhe köd hatása.....  | 143 |
| <b>73. ábra:</b> Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (I.).....                                       | 144 |
| <b>74. ábra:</b> Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (II.).....                                      | 144 |
| <b>75. ábra:</b> Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (III.).....                                     | 145 |
| <b>76. ábra:</b> Gyors fluktuációk különböző mérési idősorokon és hullámhosszokon (IV.).....                                      | 145 |
| <b>77. ábra:</b> A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon, 0,6 V PMT feszültségen.....         | 146 |
| <b>78. ábra:</b> A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon, 0,7 V PMT feszültségen.....         | 147 |
| <b>79. ábra:</b> A laboratóriumi mérésekből kapott Fourier transzformáltak két hullámhosszon 0,8 V és 0,9 V PMT feszültségen..... | 147 |
| <b>80. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en.....  | 148 |
| <b>81. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 1 óra 05 perckor vett mérés 532 nm-en.....  | 149 |
| <b>82. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 4 óra 09 perckor vett mérés 405 nm-en.....  | 150 |
| <b>83. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 3 óra 23 perckor vett mérés 532 nm-en.....  | 151 |
| <b>84. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 20 perckor vett mérés 405 nm-en.....  | 152 |
| <b>85. ábra:</b> Tiszta éjszaka alatt hajnali 5 óra 36 perckor vett mérés 532 nm-en.....  | 153 |

## KÉPEK JEGYZÉKE

|  |    |
|--|----|
| <b>1. kép:</b> 905 nm-en működő lézeres távmérő.....   | 12 |
| <b>2. kép:</b> Az indiai Litening lézeres célmegjelölő konténer.....   | 13 |
| <b>3. kép:</b> A Saber-203 típusú lézeres vakító eszköz.....   | 14 |
| <b>4. kép:</b> A YAL-1A lézerrendszer.....   | 15 |
| <b>5. kép:</b> A Beriev A60 szovjet lézerfegyver az IL-76MD repülőgépen.....   | 16 |
| <b>6. kép:</b> A THEL radarja és a lézertükör.....   | 16 |
| <b>7. kép:</b> A Rheinmetall cég 30 kW-os (balra) és 20 kW-os (jobbra) lézerágyúja.....  | 17 |
| <b>8. kép:</b> A Mini Raman LIDAR rendszer (MRLS).....   | 20 |
| <b>9. kép:</b> MIRA 900 Ti:Sa lézer .....  | 30 |
| <b>10. kép:</b> Egy terem és annak 3D-s lézer szkennelvel leképezett változata.....  | 33 |
| <b>11. kép:</b> A Swisslog LTC2-FTS robotrendszer egyik példánya a Budapesti Állami Egészségügyi Központban.....   | 34 |
| <b>12. kép:</b> A BIBA robot SICK típusú lézerszkennelvel.....   | 35 |
| <b>13. kép:</b> A kísérlethez használt laboratórium folyosójáról készült fénykép, illetve ugyan-arról a helységről készült pontfelhős kép.....   | 36 |
| <b>14. kép:</b> A Curiosity robotjármű a Mars felszínén.....   | 41 |
| <b>15. kép:</b> Az 589 nm-es 50 mW-os lézerberendezés földi szimulációs kísérlet elvégzésére.....  | 43 |
| <b>16. kép:</b> Az 589 nm-es lézerberendezés mesterséges por megvilágítása közben sötét szobában földi szimuláció alatt.....   | 43 |
| <b>17. kép:</b> Az SHG mérésekhez felhasznált ZnSe por egy részecskéjének Röntgen diffrakciós mintázata. A részecske mérete $150 \times 100 \times 50 \mu\text{m}^3$ . A diffrakciós gyűrűk a részecskében lévő különböző doméneknek köszönhető..... | 56 |
| <b>18. kép:</b> LIDAR pontsűrűség és felszíni eredmények.....  | 58 |
| <b>19. kép:</b> Az amplitúdó fluktuációja és az eloszlás függvénye egy fotoelektron jelnek.....  | 84 |
| <b>20. kép:</b> A mérésekhez használt 532 nm-es lézer sugárnyalábpárhuzamosítóval (beam expander) ellátva .....  | 92 |
| <b>21. kép:</b> A mérésekhez használt 405 nm-es lézer.....   | 93 |
| <b>22. kép:</b> A detektor házba épített nagyfeszültségű DC/DC konverter és stabilizátor ..  | 94 |
| <b>23. kép:</b> A mérésekhez felhasznált fotoelektron-sokszorozó (PMT) .....   | 95 |



|   |     |
|---|-----|
| <b>24. kép:</b> A forgatható szűrőtányér.....   | 97  |
| <b>25. kép:</b> A szabadtéri mérésekhez használt lézerrendszer a ráépített detektorral és szűrőrendszerrel.....                               | 98  |
| <b>26. kép:</b> A mérésekhez felhasznált eszközök a Hármashegyén lévő rádióállomáson sátorban elhelyezve.....                                 | 99  |
| <b>27. kép:</b> A Data Acquisition kártya (DAQ).....  | 100 |
| <b>28. kép:</b> A Labview-ben írt vezérlőprogram kezelőfelülete.....  | 101 |
| <b>29. kép:</b> A TEA nitrogén lézerrel gerjesztett festéklézer.....  | 102 |
| <b>30. kép:</b> A lézer és a detektor együttes fluktuációjának mérése laboratóriumi körülmények között.....                                   | 103 |
| <b>31. kép:</b> A MIRA 900-as Ti:Sa lézer teljesítményvezérlője, illetve a Millennia Pro lézer csatlakozása a Ti:Sa lézerhez.....             | 107 |
| <b>32. kép:</b> A frekvencia kétszerezés megvalósításához szükséges optikai elrendezés...   | 108 |
| <b>33. kép:</b> A kísérleti LIPS rendszer.....  | 110 |
| <b>34. kép:</b> A kísérleti LIPS rendszer lőszeralízis alatt.....   | 117 |
| <b>35. kép:</b> A sarokprizmáról visszavert lézernyaláb intenzitás eloszlása.....   | 123 |
| <b>36. kép:</b> Képsorozat az intenzitás maximum foltokról.....   | 126 |
| <b>37. kép:</b> A totálreflexiós prizmaival történő kicsatolás.....   | 127 |
| <b>38. kép:</b> Fázis moduláció forgó üveglemezzel.....   | 128 |
| <b>39. kép:</b> A retroreflektor működési elve.....   | 131 |
| <b>40. kép:</b> Periszkóp prizma alkalmazása a visszavert fény detektorba való eljuttatásához.....  | 137 |
| <b>41. kép:</b> Műholdfelvétel a megvalósított mérések környékéről.....   | 138 |
| <b>42. kép:</b> Átlátás a hármashegy méreőállomásról a Zengő csúcsára és Zengő csúcsán lévő toronyból a Hármashegyén lévő méreőállomásra..... | 139 |
| <b>43. kép:</b> A sarokprizma (bal oldalt) és az felszerelve a Zengőn lévő kilátó külső oldalára.....   | 139 |
| <b>44. kép:</b> A kísérleti terep és sátor a benne elhelyezett műszerekkel.....   | 140 |
| <b>45. kép:</b> Balról a sátorból kilépő lézernyaláb, jobbról a retroreflektor felé és az onnan visszatérő nyaláb .....                       | 140 |

## TÁBLÁZATOK JEGYZÉKE

|  |     |
|--|-----|
| <b>1. táblázat:</b> Megvalósított űrbeni kommunikációs kísérletek.....   | 28  |
| <b>2. táblázat:</b> Releváns kristályok másodrendű szuszceptibilitási együtthatója SHG-re vonatkozólag 1064 nm-en.....               | 55  |
| <b>3. táblázat:</b> Az $m\bar{3}m$ és 432 osztályú centroszimmetrikus kristályok felszíni nemlineáris polarizációjú komponensei..... | 112 |

## FÜGGELÉK

### A mérésekhez felhasznált R647 PMT adatai [234]

| Specifications                                  |                             |
|---|-----------------------------|
| Type  | Head-on type                |
| Tube Size                                       | Dia.13 mm                   |
| Photocathode Area Shape                         | Round                       |
| Photocathode Area Size                          | Dia.10 mm                   |
| Wavelength (Short)                              | 300 nm                      |
| Wavelength (Long)                               | 650 nm                      |
| Wavelength (Peak)                               | 420 nm                      |
| Spectral Response Curve Code                    | 400K                        |
| Photocathode Material                           | Bialkali                    |
| Window Material                                 | Borosilicate glass          |
| Dynode Structure                                | Linear-focused              |
| Dynode Stages                                   | 10                          |
| [Max. Rating] Anode to Cathode Voltage          | 1250 V                      |
| [Max. Rating] Average Anode Current             | 0.1 mA                      |
| Anode to Cathode Supply Voltage                 | 1000 V                      |
| [Cathode] Luminous Sensitivity Min.             | 40 $\mu\text{A}/\text{lm}$  |
| [Cathode] Luminous Sensitivity Typ.             | 110 $\mu\text{A}/\text{lm}$ |
| [Cathode] Blue Sensitivity Index (CS 5-58) Typ. | 10                          |
| [Cathode] Radiant Sensitivity Typ.              | 80 mA/W                     |
| [Anode] Luminous Sensitivity Min.               | 30 A/lm                     |
| [Anode] Luminous Sensitivity Typ.               | 110 A/lm                    |
| [Anode] Radiant Sensitivity Typ.                | $8.0 \times 10^4$ A/W       |
| [Anode] Gain Typ.                               | $1.0 \times 10^6$           |
| [Anode] Dark Current (after 30min.) Typ.        | 1 nA                        |
| [Anode] Dark Current (after 30min.) Max.        | 15 nA                       |
| [Time Response] Rise Time Typ.                  | 2.1 ns                      |
| [Time Response] Transit Time Typ.               | 22 ns                       |