

**Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem**  
Villamosmérnöki és Informatikai Kar  
Szélessávú Hírközlés és Elméleti Villamosságtan Tanszék

Schranz Ágoston

**ALACSONY TELJESÍTMÉNYŰ  
SZABADTÉRI OPTIKAI  
ÖSSZEKÖTTETÉS VIZSGÁLATA**

KONZULENS

Fekete Gábor,  
Dr. Kis Zsolt,  
Gerhátné Dr. Udvary Eszter

BUDAPEST, 2016

# Tartalomjegyzék

<b>Bevezetés .....</b>	<b>4</b>
<b>1 Elméleti áttekintés.....</b>	<b>5</b>
1.1 Kvantum alapú kulcsszétosztás .....	5
1.1.1 A BB84 protokoll.....	6
1.2 Felületsugárzó lézerek .....	7
1.3 Foton számlálók .....	9
1.3.1 Fontosabb paraméterek .....	11
1.3.2 Szilícium- és InGaAs-alapú detektorok különbségei.....	12
1.4 A szabadtéri optikai csatorna .....	13
1.4.1 Csillapítás, turbulencia és időjárásfüggés.....	13
1.4.2 Háttérsugárzás.....	15
1.4.3 Csatornamodell-különbségek eltérő összeköttetések esetén.....	16
<b>2 A kísérleti elrendezések elemei .....</b>	<b>17</b>
2.1 A fényforrás .....	17
2.1.1 Hullámhosszválasztás .....	17
2.1.2 További szempontok.....	18
2.2 Optikai csillapítók.....	18
2.3 A szabadtéri összeköttetés elemei.....	21
2.3.1 Kollimátor.....	22
2.3.2 Polarizációs osztó .....	22
2.3.3 Felhasznált detektorok .....	23
<b>3 Az összeköttetés tulajdonságainak mérése .....</b>	<b>25</b>
3.1 Lézerkarakterisztikák, időbeli stabilitás.....	25
3.1.1 Áram–optikai teljesítmény karakterisztika .....	25
3.1.2 A teljesítmény időbeli stabilitása .....	27
3.1.3 A VCSEL spektruma .....	27
3.2 A lézerfény polarizációs állapota.....	29
3.2.1 Szabadtéri élsugárzó lézer polarizációs állapotának vizsgálata.....	33
3.3 Módszer a fotonstatisztika becslésére .....	36
<b>Összefoglalás, további lehetőségek .....</b>	<b>40</b>
<b>Rövidítésjegyzék.....</b>	<b>41</b>

<b>Ábrajegyzék.....</b>	<b>42</b>
<b>Köszönetnyilvánítás .....</b>	<b>43</b>
<b>Irodalomjegyzék.....</b>	<b>44</b>

# Bevezetés

A kvantumkommunikáció az egyik leginkább kutatott terület az utóbbi években. Fontos, és a gyakorlatban leginkább fejlett alkalmazási területe a kvantumtitkosítás, aminek jó példája az információelméletileg bizonyíthatóan biztonságos megoldásokat kínáló kvantumalapú kulcsszétosztás (QKD). Ezen protokollok egy része olyan kvantumcsatornára támaszkodik, mely képes egy-egy foton továbbítására a két végpont között. Az egyik megvalósítási lehetőség nagyon alacsony teljesítményű koherens fényforrások használata, ahol a küldött bitek értékét a fotonok polarizációs állapota hordozza.

Munkám során egy szabadtéri kvantumalapú kulcsszétosztást – a BB84 protokoll megvalósítását – megalapozó alacsony teljesítményű optikai összeköttetést terveztem meg, majd mértem be annak tulajdonságait. Céljaim között szerepelt a lehetőségeken belül olyan eszközökkel dolgozni, melyek egyszerűen beszerezhetőek vagy hozzáférhetőek, nem speciálisan kvantumkommunikációs célokra készültek. Fontos megjegyezni, hogy jelenleg még nem beszélhetünk tényleges kvantumkommunikációról, hanem egy azt megalapozó előzetes kutatási munkáról.

A dolgozat felépítésében törekedtem arra, hogy hangsúlyt fektessek mind az elméleti alapok megismertetésére, mind az összeköttetés elemeinek a bemutatására és a kiválasztásuk megindokolására, mind pedig a mérési eredmények prezentálására.

Az első részben szó esik a kvantumalapú kulcsszétosztásról és néhány kiválasztott protokollról, a felületsugárzó lézerekről, a szabadtéri optikai csatorna jellegzetességeiről, valamint a hagyományos fotodiódák és a fotonszámlálók közti különbségekről. A dolgozat második része az összeköttetés elemeinek megválasztásáról, harmadik fejezete pedig az elemek karakterizálásáról és tulajdonságaik beméréséről szól. Bemutatásra kerül a fényforrásként használt lézer, a hullámhosszválasztás kérdése, a lézerefény polarizációs állapotával kapcsolatos mérések és a fény fotonstatistikájának meghatározása; az összeköttetés vezetett szakaszán található optikai szálak, polarizátorok, az alacsony teljesítmény eléréséhez szükséges optikai csillapítók, valamint a szabadtéri szakasz elemei (kollimátor, vevő oldali polarizációsosztó).

# 1 Elméleti áttekintés

A dolgozat első fejezetében bemutatom azokat a koncepciókat illetve hardverelemeket, melyek kevésbé ismertebbek. Ilyen a kvantum alapú kulcsszétosztás, a szabadtéri optikai csatorna jellemzése, valamint a felületsugárzó lézerek és a fotonszámlálók.

## 1.1 Kvantum alapú kulcsszétosztás

A kvantum alapú kulcsszétosztás (quantum key distribution, QKD) a kvantumkommunikáció és kvantumtitkosítás egy részfeladata, melynek segítségével lehetőség nyílik privát titkosítási kulcsok tökéletesen biztonságos megosztására QKD-protokollok használatával. A terület fejlesztésének alapvető motivációja, hogy a ma rendkívül elterjedt nyilvános kulcsú titkosítási módszerek jelentős részének biztonságossága a számítási nehézségen alapul, de megfelelően erős kvantumszámítógépek megjelenésével könnyen és gyorsan feltörhetővé válnak. Ilyen például az RSA-algoritmus, amely feltöréséhez prímfaktorizáció szükséges. Léteznek ugyan privát kulcsokat használó titkosítások, amik elméletben feltörhetetlenek, ám a kulcsok megosztása jelenleg nehézkes, a lehallgatás megelőzésére általában fizikailag kell elszállítani őket a kommunikálni kívánó felekhez.

A protokollok biztonságosságát alapvetően a no-cloning tétel garantálja, amelynek értelmében nem létezik olyan unitér transzformáció, amelynek segítségével tetszőleges kvantumállapotról másolat készíthető [1], ezáltal a lehallgatás és továbbküldés a kvantum-bithibaarány (QBER) növekedésével jár. Ismert és/vagy ortogonális állapotok másolása lehetséges, ezért a QKD-protokollok nem, vagy nem csak merőleges állapotokat használnak. Az első generációs QKD-megoldások (BB84, B92) általában egyfoton-küldésen alapulnak, ahol az információt a polarizáció hordozza. A tisztán egy foton kibocsátó eszközök gyártása azonban igen bonyolult és költséges, ezért a gyakorlati megvalósítások sokszor olyan gyenge lézerpulzusokon alapulnak, amelyek átlagosan egynél kevesebb foton tartalmaznak. A második generációs protokollok már fotoncsomagokat használnak, ezek tulajdonságaiba kódolják bele a szükséges információt.

A szabadtéri kvantumalapú kulcsszétosztás egyes alkalmazások esetén előnyösebb lehet az optikai szálak QKD-nél. Kisebbségi hosszúságokra eső csillapítással kell számolni, így nagyobb távolságok hidálhatóak át, valamint olyan helyszíneken is megvalósítható, ahol nehézkes vagy megvalósíthatatlan lenne optikai kábel telepítése. Az egyik ígéretes lehetőség az űrtávközlésben rejlik, műholdak közti vagy műhold-Föld kapcsolatokban.

A – jelen dolgozat szempontjából fontosabb – szabadtéri QKD távolsági rekordja jelenleg 144 km, melyet a Kanári-szigetek két tagja (La Palma és Tenerife) között valósítottak meg, először 2006-ban a kvantum-összefonódáson alapuló E91 protokoll segítségével [2], majd 2007-ben segédimpulzusokkal (*decoy states*) kiegészített BB84 protokoll felhasználásával [3]. Optikai szálban 2014 során állították fel a jelenlegi rekordot, 307 km-es távolságban sikerült kvantumalapú kulcsszétosztást megvalósítani [4].

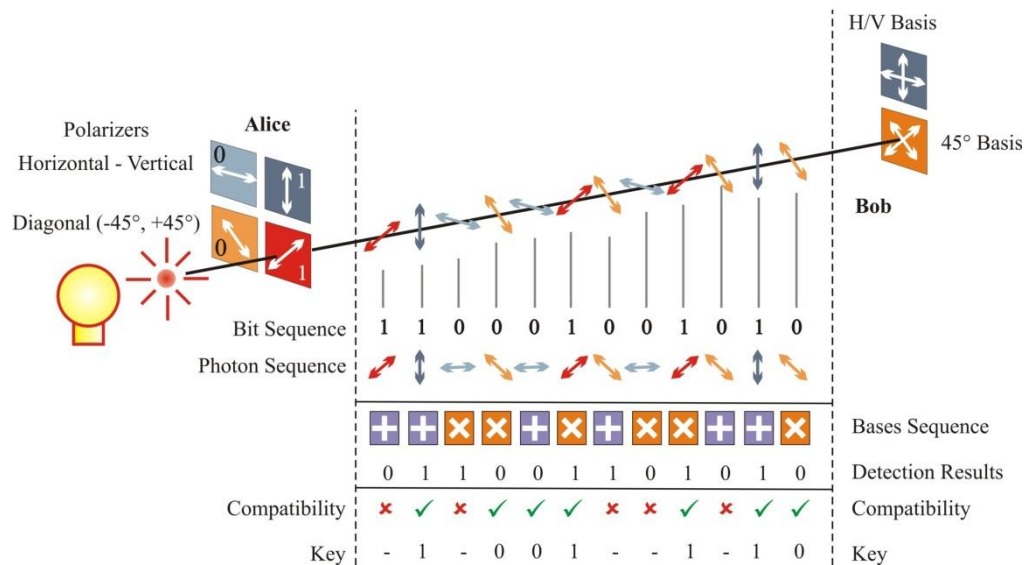
Szemléltetésként bemutatom a kvantumtitkosítás egyik első eredményeként bemutatott BB84 protokollt, amely a munkámra is jelentős hatással van

### 1.1.1 A BB84 protokoll

A BB84 az első QKD protokoll, 1984-ben alkotta meg Charles Bennett és Gilles Brassard [5]. A protokoll egy foton lineáris polarizációjába kódolja az információt: két, egymásra merőleges állapotot választ, egyik a 0-nak, másik az 1-nek felel meg. Kétféle, egymással  $45^\circ$ -os szöget bezáró bázist is felhasznál, egyik az úgynevezett rektilineáris, másik a diagonális bázis. (A gyakorlatban ez például egy vízszintesen vagy függőlegesen polarizált fotont és egy  $\pm 45^\circ$ -ban polarizált fotont jelent.) A kulcsszétosztás során a küldő (Alice) generál egy véletlenszerű, nullákból és egyesekből álló  $s_A$  sorozatot, ez az átviendő kulcs. Ezután generál egy azonos hosszú  $m_A$  sorozatot is. Utóbbi sorozat  $n$ -edik eleme határozza meg, hogy előbbi sorozat  $n$ -edik bitjét milyen bázisban kódolja le Alice.

A vevő, Bob, ugyancsak generál egy sorozatot ( $m_B$ ), ennek az  $n$ -edik eleme dönti el, hogy az  $n$ -edik küldött foton polarizációját melyik bázisban méri meg. Ha a küldő- és a mérési bázis megegyezik, Bob mindenképpen helyes bitértéket kap, ha viszont eltér, akkor Bob 50%-ban helyes, 50%-ban téves értéket kap. Ezután a két fél egy nyilvános, klasszikus csatornán megosztja egymással  $m_A$ -t és  $m_B$ -t. Amelyik pozíciókban megegyeznek, Bob megtartja a mért sorozat ( $s_B$ ) elemét, ahol viszont

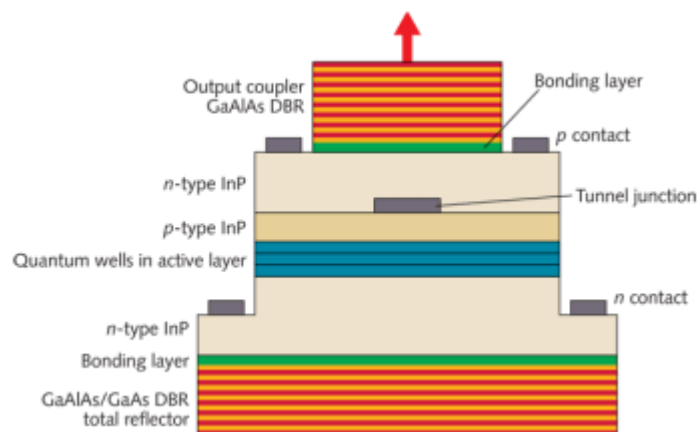
eltérnek, ott elveti azokat, így a küldött biteknek átlagosan a fele lesz felhasználva ténylegesen a kulcsban (1. ábra).



1. ábra: A BB84 protokoll szemléltetése [6]

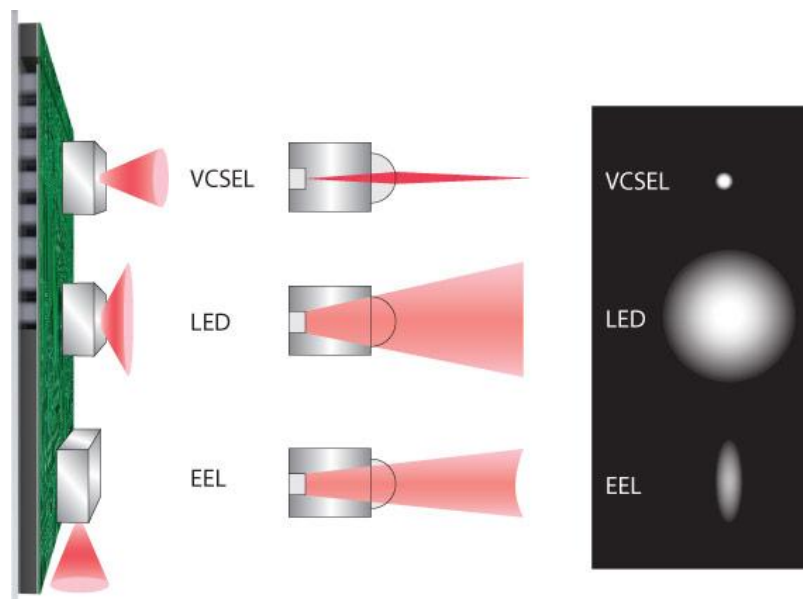
## 1.2 Felületsugárzó lézerek

A felületsugárzó lézer (vertical cavity surface-emitting laser, VCSEL [ejtsd: vikszel]) olyan félvezető lézer, mely a felületére merőlegesen bocsát ki fényt, ellentétben az általánosabban elterjedt élsugárzó lézerekkel (edge-emitting laser, EEL). A gallium-arszenit szeleten kialakított aktív réteg két nagy reflektivitású elosztott Bragg-reflektor között helyezkedik el, melyek többrétegű, periodikus törésmutató-változással rendelkező struktúrák. Az alsó tükör rendszerint n-típusú félvezetőből készül, a felső tükör pedig p-típusúból. Utóbbi áteresztőképessége kissé magasabb, így a fény ebben az irányban lép ki az eszközből (2. ábra) [7][8].



2. ábra: Egy VCSEL-struktúra keresztmetszeti képe [9]

A VCSEL-eknek számos előnyös tulajdonsága van az élsugárzó lézerekkel szemben, mind teljesítményben, mind pedig gyártástechnológiai szempontból. A kialakításnak köszönhetően a VCSEL által kibocsátott nyaláb kör keresztmetszetű és kis nyílásszögű (3. ábra), ennek köszönhetően a fényt jó hatásfokkal lehet optikai szálba csatolni [7][8]. Ugyancsak pozitívum, hogy nagyon alacsony a küszöbáramuk (akár 1 mA-nél is kevesebb), így nem szükséges nagy teljesítmény a lézerműködés eléréséhez. Ezzel együtt jár ugyanakkor a relatív kis kibocsátott teljesítmény, ami hosszabb összeköttetésekben nem feltétlenül elégséges [8].



3. ábra: Félvezető fényforrások nyalábkeresztmetszetének összehasonlítása [10]

Az előállítás terén alacsony költségek és könnyű gyárthatóság jellemzi az eszköztípust, egy szeleten akár több ezer lézer is gyártható egyszerre. További hatalmas előny, hogy míg az élsugárzó lézereket már csak a szelet feldarabolása után lehet tesztelni, a felületsugárzó lézereket még a szeleten lehet ellenőrizni, hiszen a sugárzás a felszínre merőleges. A rendkívül rövid ( $\sim 1 \mu\text{m}$  hosszú) üregrezonátornak köszönhetően a VCSEL-ek egy longitudinális módusban sugároznak, mert a módustávolság meghaladja az erősítési sáv szélességet. Megfelelő technológiával a transzverzális módusok is korlátozhatóak, létre lehet hozni nagyon keskeny vonalszélességű, egymódusú eszközöket. A legelterjedtebb ilyen eljárás egy elszigetelő alumínium-oxid réteget használ fel, amin egy kvázi apertúrát nyitva szűk,  $3 \mu\text{m}$ -nél kisebb átmérőjű felületre szorítja az áram terjedését és az optikai módust is. További kedvező tulajdonsága a VCSEL-eknek a nagy modulációs sáv szélesség, ami DC-től a GHz-es tartományig terjedhet [8].



A kvantumalapú kulcsszétosztás speciális igényei miatt szót kell ejteni a felületsugárzó lézerek polarizációs tulajdonságairól is. A tudományos eredmények alapján anizotrópiáknak köszönhetően az VCSEL-ek általában két, egymásra merőleges lineáris polarizáció egyikében sugároznak (jelölje ezeket  $x$  és  $y$ ). Felfedeztek egy polarizációváltási mechanizmust: kis áramok mellett, a példa kedvéért legyen stabil az  $x$  polarizáció, az áram növelésével viszont elérhető egy régió, ahol  $y$  a stabil. A kettő között létezik egy köztes, úgynevezett bistabil tartomány, ahol a polarizáció az előzetes állapotától függ, ezáltal a váltás jelenségében hiszterézis lép fel [11][12][13]. Azonban a tapasztalatok alapján, ha a fény bármilyen kellően erős optikai visszacsatolás révén visszajut a rezonátorba, elveszik a polarizációs stabilitás [11].

A szakirodalomban talált eredmények alapján arra a következtetésre jutottam, hogy az általánosan használt QKD-adók struktúráját érdemes lehet egyszerűsíteni. Visszacsatolás-mentes esetben a polarizációváltást ki lehetne használni merőleges állapotokat is felhasználó QKD-protokollokban, mint a BB84. Pusztán az áram változtatásával lehetne szabályozni, hogy a lézerből kilépő fény milyen polarizációjú legyen, így egy forrás is elegendő lehetne kettő helyett az adott bázisban polarizált fotonok előállítására.

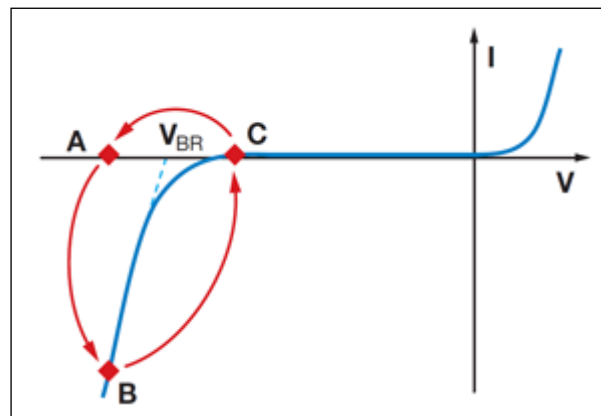
### **1.3 Foton számlálók**

A foton számlálók (egyfoton-detektorok) olyan látható illetve infravörös tartományban működő berendezések, amelyek olyan kis érzékenységgel bírnak, hogy alkalmasak akár egyetlen beérkező foton észlelésére is. Erre a célra használhatók fotoelektron-sokszorozók is, de a következőkben a félvezető-alapú eszközökre koncentrálok; praktikus okokból – mint például alacsonyabb ár, kisebb méret és egyszerűbb üzemeltetési körülmények – ezek az elterjedtebbek, ráadásul infravörös tartományban is működnek.

A hagyományosan optikai-elektromos átalakításra használt fotodiódáknak két alapvető típusa van: első a  $p$ - $n$  illetve PIN-diódák csoportja, melyek záróirányú előfeszítés hatására fotovezetőkkel alakulnak: a beeső fényteltjesítmény jelentősen megnöveli a vezetőképességüket, így áram indul meg a diódán keresztül. A teljesítmény és az áram közti konverziós tényező az érzékenység (responsivity, mértékegysége  $A/W$ ; nem összetévesztendő a magyarul ugyancsak érzékenységnek hívott sensitivity-vel, ami a minimális érzékelhető teljesítményt jelzi), ami telítés alatt közel lineáris kapcsolatot

jelent a két mennyiség között. A PIN-diódák esetében a p- és n-típusú félvezetők között egy semleges (intrinsic) réteget alakítanak ki, ezzel növelve a kiürített réteg szélességét, csökkentve a kapacitást és ezáltal megnövelve a működési sáv szélességet. A második csoport a lavinadiódáké (avalanche photodiode, APD). Ezeket a félvezetőeszközöket magas záróirányú előfeszítésre tervezik, közel a letörési feszültséghez, aminek következtében nagy térerősség alakul ki a kiürített rétegben. Emiatt az áthaladó elektronok annyira felgyorsulnak, hogy nagy kinetikus energiájuknak köszönhetően vegyértékelektronokat szakítanak le az atomokról, amelyek ugyanígy felgyorsulva maguk is újabb elektronokat szakítanak le, így hozva létre az elektronlavinát. Az APD-k lineáris üzemmódban működnek, tehát kvázi erősítőként funkcionálnak, így növelve meg az effektív érzékenységet [8][14].

A félvezető-fotonszámlálók ugyancsak lavinadiódák (egyfoton-lavinadiódák /single photon avalanche photodetector, SPAD/), ám van egy fontos működésbeli eltérés a lineáris üzemmódban használt eszközökhöz képest (4. ábra): az előfeszítő feszültség ( $V_{op}$ , „A” pont) jóval meghaladja a letörési feszültséget ( $V_{BR}$ ). A kettő közti különbség ( $V_E = V_{op} - V_{BR}$ ) a túlfeszültség, aminek változtatása eltérő hatással van a számláló különböző paramétereire; megválasztása éppen ezért kritikus attól függően, mi az alkalmazás célja. Ilyen módon egy metastabil állapot idéződik elő, ahonnan akár egy foton elnyelése is kibillentí az eszközt, az erősítés gyakorlatilag végtelen lesz és az elnyeléssel generált töltéshordozó egy önfenntartó elektronlavinát indít el („B” pont), ami végeredményben egy egyszerűen detektálható áram-impulzust eredményez. Ezt a nemlineáris működési módot Geiger-módnak is nevezik a Geiger–Müller-számláló analógiájára [15][16].



4. ábra: A fotonszámláló működésének bemutatása az áram-feszültség karakterisztikán [17]

Annak érdekében, hogy egy detekció után továbbra is használható legyen a számláló, a lavinát el kell fojtani és a rendszert vissza kell állítani a kezdőállapotba. Ezt egy külső kioltóáramkör segítségével lehet megvalósítani, ami kivitelezését tekintve lehet passzív vagy aktív is [15]. A kioltóáramkör először lecsökkenti az előfeszítést a letörési feszültség alá („C” pont), majd a lavina megszűnése után visszaállítja azt az eredeti  $V_{op}$ -értékre [16].

### 1.3.1 Fontosabb paraméterek

A foton számlálók egyik leglényegesebb paramétere a **kvantumhatásfok**, az a szám, ami megmutatja, hogy az eszköz fotoreaktív felületére érkező fotonok hány százaléka kelt szabad töltéshordozókat. Az eredő hatásfok két tényező eredménye: hány százaléka nyelődik el a beérkező fotonoknak, illetve az elnyelt fotonok mekkora hányada indít sikeresen elektronlavinát. Nagyobb túlfeszültség mellett jobb kvantumhatásfok érhető el [15][16].

Az **időzítési pontosság (jitter)** periodikusan érkező jeleknél a beérkezéseket jelző kimeneti impulzusok közt eltelt idő hosszának bizonytalanságát jellemzi. Ez a paraméter is javul a túlfeszültség növelésével [15][16].

A detektor saját zaját a sötét beütések gyakoriságával lehet jellemezni. Sötét beütésnek nevezünk minden olyan impulzust a számláló kimenetén, amit nem egy beeső foton által indított lavina okozott, hanem egyéb (termikus, alagúthatáson alapuló, stb.) folyamatok generálta lavina. Kvantitatív módon a sötét beütések maximális előfordulási gyakoriságával lehet leírni a zajt, a **sötétbeütés-rátával (dark count rate)**, amely egy frekvencia-dimenziójú mennyiség. A túlfeszültség növekedésével a sötétbeütés-ráta is megnő, ezért kompromisszumot kell keresni a zajszint és a hatásfok javítása között. A félvezető lehűtésével lehet védekezni a zaj ellen, alacsonyabb hőmérsékleten ugyanis a termikus eredetű beütések ritkábbak [15][16].

A sötétbeütések egyik típusát jelentik az úgynevezett utóimpulzusok. Ezek a beütések akkor jelennek meg, ha egy korábbi (akár tényleges foton beérkezéséből származó) lavina során „csapdába esett” töltéshordozók kiszabadulnak és egy újabb lavinát indítanak el. Az **utóimpulzus-valószínűség** annak a valószínűsége, hogy egy korábbi beütést utóimpulzus követ. Ezt megfelelő kioltóáramkörrel lehet csökkenteni, mert a valószínűség arányos azzal a töltésmennyiséggel, ami egy lavina során áthalad a p–n átmeneten. Az eszköz lehűtése megnöveli a csapdában töltött idő várható értékét,

ezért a hőmérsékletet úgy kell optimalizálni, hogy a teljes zaj (termikus eredetű sötétbeütések és utóimpulzusok összege) minimalizálva legyen. Az utóimpulzusok elleni védekezés jelenleg elterjedt módja a holtidő használata: a kioltóáramkör a beütést követően hosszabb ideig a letörési feszültség alatt tartja az előfeszítést. Ha a holtidő hosszabb, mint a csapdában töltött idő várható értéke (néhány  $\mu\text{s}$ ), a kiszabaduló töltések nem eredményeznek utóimpulzust. Fontos észrevenni azonban, hogy ezáltal tényleges fotonok beérkezése is érzékelhetetlenné válik ideiglenesen, tehát csökken a maximális beütési ráta (maximum count rate) [15][16].

### 1.3.2 Szilícium- és InGaAs-alapú detektorok különbségei

A felhasznált anyagtól függően a fotonszámlálók nagyban eltérő paraméterekkel rendelkeznek. A szilíciumalapú technológiák történetileg régiebbek, így sok tekintetben előrébb tartanak, mint az egyéb félvezetőket (főleg III-V típusúakat) használó technológiák.

A legfontosabb különbség a kvantumhatásfoknál jelenik meg, ez ugyanis erősen hullámhosszfüggő, a működési tartomány pedig anyagoként változó: a szilícium (Si) 190–1100, a germánium (Ge) 400–1700, az indium-gallium-arszenid (InGaAs) pedig 800–2600 nm között érzékeny [18][19]. Az adatokból jól látható, hogy szilíciumalapú detektorokat nem lehet a hagyományos, 1310 és 1550 nm-es távközlési ablakokban használni.

1. táblázat: Vékony és vastag kiürített réteggel rendelkező Si-fotonszámlálók összehasonlítása [15]

Kiürített réteg szélessége	Vékony ( $\sim 1 \mu\text{m}$ )	Vastag (20-150 $\mu\text{m}$ )
<b>Letörési feszültség</b>	kisebb	nagyobb
<b>Aktív felület</b>	kisebb	nagyobb
<b>Kvantumhatásfok</b>	kisebb	nagyobb; nagyobb $\lambda$ -tartományt fed le
<b>Időzítési pontosság</b>	nagyobb	kisebb

Szilíciumalapú fotonszámlálók esetén a paraméterek értékei jelentősen különbözőek, ha a kiürített réteg vékony vagy vastag (1. táblázat). A táblázatban csak a paraméterértékek egymáshoz való viszonyát tüntettem fel, mivel a forrás megjelenése

[1996] óta a technológiai fejlődés miatt az ott feltüntetett értékek mára elavultak lehetnek.

Fontos különbséget jelent a szilícium- és InGaAs-eszközök között, hogy előbbiek esetén könnyebben kezelhető az utóimpulzusok jelensége: néhányszor 10 ns-os holtidő is elég lehet a zajszint jelentős csökkentéséhez, míg az utóbbiaknál ez az érték  $\mu$ -os nagyságrendű. Ebből kifolyólag magasabb az elérhető maximális beütési ráta is. A szilíciumnak ezen felül a működési tartományán belül jobb a kvantumhatásfoka (akár 60% feletti 850 nm-en), kevésbé kell hűteni (szobahőmérsékleten is elérhető megfelelően alacsony zajszint); összességében tehát a hatásfok és a zaj közti kompromisszum kevésbé szigorú, mint InGaAs-nél. Jó összehasonlítási alapot szolgáltatnak a következő, legmodernebb eszközöket bemutató adatlapok: [20][21][22].

## 1.4 A szabadtéri optikai csatorna

A gyakorlati megvalósítás előtt fontos feltérképezni a szabadtéri optikai csatornát és tisztában lenni azokkal a jelenségekkel, amik befolyásolhatják annak minőségét. A csatorna tulajdonságainak ismerete segít az összeköttetések helyes megtervezésében és beüzemelésében, többek között a hullámhosszválasztásban és a két végpont helyzetének meghatározásában.

### 1.4.1 Csillapítás, turbulencia és időjárásfüggés

Az optikai csatorna transzmittanciája (áteresztőképessége, transzparenciája) a Beer–Lambert-törvény értelmében felírható  $\tau=I_R/I_0=e^{-\gamma l}$  alakban. Értelemszerűen úgy érdemes megválasztani az összeköttetések paramétereit, hogy az áteresztőképesség minél nagyobb legyen.  $I_R$  a mért intenzitás „l” távolságra az  $I_0$  kezdeti intenzitású ponttól,  $\gamma$  pedig a csillapítási együttható. Az együttható két hatás eredménye:  $\gamma=\alpha_m+\beta_m+\alpha_a+\beta_a$ , ahol  $\alpha$  és  $\beta$  a molekulák („m” alsó index) és az aeroszolok („a”) abszorpciós és szórás együtthatói. Az aeroszolok a molekuláris méreteknél nagyobb, levegőben lévő szilárd vagy folyékony részecskék. Eredetük lehet természetes, például a csapadék változatos formái (vízpermet, köd), vagy sókristályok, illetve mesterséges, például fosszilis energiahordozókat felhasználó erőművek vagy üzemanyag-kibocsátás melléktermékei [23][24].

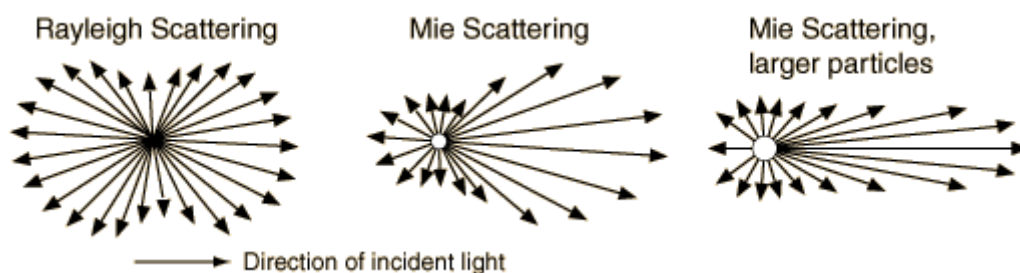
**Abszorpció** során az atom, molekula vagy aeroszol elnyeli a beérkező fotont, aminek az energiája fokozatosan hővé alakul. Az abszorpciós együttható egyenes

arányosságban áll az elnyelő részecskék keresztmetszetével és gyakoriságával. Molekuláris abszorpció során a légkörben lévő gáz halmazállapotú anyagok elnyelik a rezonanciafrekvenciájukkal egyező frekvenciájú elektromágneses sugárzást, így alakulnak ki áteresztett illetve blokkolt tartományok a spektrumban (előbbieket használhatóak távközlési optikai ablakként). A közeli infravörös tartományban leginkább a vízgőz hatása káros [23][24].

A csillapítást okozó másik alapvető hatás a **szórás**, ekkor a beérkező energia nem elnyelődik, hanem a terjedési iránya változik meg. A szórás típusa a szóró részecske mérete ( $r$ ) és az elektromágneses sugárzás hullámhosszának viszonya alapján csoportosítható. Ez alapján létezik geometriai ( $r \gg \lambda/2\pi$ ), Mie- ( $r \cong \lambda/2\pi$ ) illetve Rayleigh-szórás ( $r \ll \lambda/2\pi$ ). Az általam vizsgált közeli infravörös tartományban az aeroszokok felelősek a Mie-, a náluk kisebb (főleg légköri oxigén- és nitrogén-) molekulák pedig a Rayleigh-szórásért [23][24].

A Rayleigh-szórás erősen frekvenciafüggő. A szórt és beeső fényteljesítmény aránya a hullámhossz negyedik hatványával fordítottan arányos, így a rövidebb hullámhosszú fény jóval erősebben szóródik, 1550 nm körül viszont már elhanyagolható a hatása [23][24]. Irányeloszlása  $1+\cos^2(\theta)$ -val arányos, ahol  $\theta$  a beérkezés irányához képesti szög, tehát a szórás előre- és hátrairányban maximális, a beesés irányára merőlegesen minimális [26].

A Mie-szórás csak kismértékben hullámhosszfüggő és irányeloszlása is eltérő a Rayleigh-szóráshoz képest: jóval nagyobb az előre szórt teljesítmény aránya, ráadásul a szóró részecske méretének növekedésével egyre élesebb lesz az előre szórt nyaláb (5. ábra). Mértékét tapasztalati képletek alapján lehet megbecsülni. A Mie-szórást nagyban befolyásolják az időjárási paraméterek, mivel a csapadék részecskéi is aeroszokok. A közeli infravörös tartomány szomszédos a látható spektrummal, így arányosság áll fenn a – nehezen definiálható, de az emberi látáson alapuló – látótávolság és a csillapítás mértéke között. A legnagyobb problémát a köd okozza, de a heves esőzés és a hóviharak is jelentős csillapítást okoznak. [23][24]



5. ábra: A Rayleigh- és Mie-szórás irányeloszlása. A beeső fény balról vízszintesen érkezik [26].

Érdeemes megjegyezni, hogy a mikrohullámú tartományban rendkívül káros esőzés a nagyobb folyadékcseppek miatt az optikai összeköttetések esetén sokkal kevésbé zavaró.

A **nyalábszélesedés** ugyancsak csillapítást okozhat, ha a nyalábátmérő a vevőnél meghaladja a detektor átmérőjét. Vákuumban az adóapertúra, a hullámszám és a távolság ismeretében egyszerűen meghatározható a nyalábszélesedés mértéke, az atmoszférában a turbulencia erőssége is befolyásoló tényező [27].

A **turbulencia** a különböző hőmérsékletű és sűrűségű légtömegek mozgásával alakul ki, ezáltal véletlenszerű törésmutató-változást okozva a csatornában. A törésmutató változása ugyancsak véletlenszerű fázis- és amplitúdómodulációt okoz a nyalábon [24]. A turbulens magok méretüktől függően eltérő negatív hatásokat okoznak: a nyalábkeresztmetszethez képest kisméretű magok moduláló hatásaként torzul a hullámfront, ez gyors intenzitásváltozáshoz, szcintillációhoz vezet. A nagyobb magok lencseként működve eltérítik a fényt, ezzel nyalábvándorlást és extra nyalábszélesedést okozva. Mindkét jelenség rövidebb hullámhosszokon domináns, 1550 nm környékén gyengébben jelentkezik. A turbulencia mértékét is számos külső paraméter befolyásolja, ilyen az éghajlat, az évszak, a napszak és az aktuális időjárás (pl. szélesség) [23].

### 1.4.2 Háttérsugárzás

A csatornán komoly zajforrást jelent a környezeti sugárzás, főként a napfény hatása. A napfény a látható és a közeli infravörös tartományban is tartalmaz komponenseket, amiből a detektorra irányítottságtól függően komoly teljesítmény juthat. Ez nagymértékben meghaladhatja a QKD-linkek nagyon alacsony teljesítményét, ezzel ellehetetlenítve azok működését. További kockázatot rejt, ha a vevő közvetlenül a napra néz, ettől károsodhat a berendezés is. Labor körülmények között a mesterséges

világítás (lámpák fénye, műszerek kijelzői) is problematikus lehet, a vizsgált összeköttetést lehetőleg el kell szeparálni minden külső fényforrástól. A zajcsökkentést keskeny sáv szélességű vevőszűrővel és a vevő látószögének csökkentésével lehet elérni, de ez feltételezi, hogy ugyancsak keskeny sáv szélességben és kis divergenciájú nyalábbal működik az adó, ellenkező esetben megnövekedik a csillapítás [23].

### **1.4.3 Csatornamodell-különbségek eltérő összeköttetések esetén**

A szabadtéri kvantumalapú kulcsszétesztás egyik nagy előnye lehet a szálalapú, vezetett megoldásokkal szemben, hogy kisebb csillapítással kell számolni, így nagyobb távolságok hidalhatóak át. Ez a tulajdonsága kedvezővé teszi akár műhold-műhold, műhold-Föld vagy Föld-Föld összeköttetések esetén is. Mindhárom konfigurációban jelentősen eltérő paraméterekkel rendelkeznek a csatornák, más tényezők kritikusak a működés szempontjából.

Műholdak közti kommunikáció során atmoszférikus hatásokkal nem kell számolni, így a hibák nagy része a vákuumbeli nyalábszélesedés és a célzási hibák következménye. Földfelszíni állomások esetén, ha a csatorna teljes szakasza az atmoszférán belül halad, értelemszerűen minden eddig felsorolt probléma – abszorpció, szórás, turbulencia, nyalábvándorlás... – előfordulhat. A legérdekesebb kérdés a Föld-műhold (uplink) illetve műhold-Föld (downlink) kommunikáció kérdése, ugyanis ez a csatorna aszimmetrikus. Lefelé a nyaláb csak az utolsó szakaszon terjed az atmoszférán belül, így kisebbek a veszteségek és kevésbé jelentős a nyalábszélesedés, ráadásul a földi állomásra alapvetően egyszerűbb nagy átmérőjű vevőt telepíteni. Felfelé a csatorna első szakaszán jelentkeznek az atmoszférikus hatások, így nagyobb lesz a csillapítás [27][28][29].



## 2 A kísérleti elrendezések elemei

A munkámnak nagyon lényeges része volt a mérések megkezdése előtt az összeköttetésben használt eszközök, műszerek körültekintő megválasztása. Fontos szempont volt, hogy amennyiben lehetséges, egyszerűen, olcsón beszerezhető, vagy akár kezdettől fogva rendelkezésre álló elemekről legyen szó. Ebben a fejezetben tételesen bemutatom és megindokolom az egyes eszközök kiválasztását.

### 2.1 A fényforrás

#### 2.1.1 Hullámhosszválasztás

Az összeköttetés hullámhosszának megválasztásakor több szempontot is figyelembe kell venni. A legalapvetőbb ezek közül az eszközök egyszerű beszerezhetősége. A klasszikus optikai távközlésben történelmileg három hullámhosszablakot használnak illetve használtak – 850, 1310 és 1550 nm körül –, így könnyen beszerezhetőek ezekben a tartományokban működő lézerek, ráadásul nincsenek kompatibilitási gondok a vezetett (szálas) kommunikációban használt eszközökkel. A gyakorlatban mára a 850 nm-es ablakot ritkán és csak kis távolságon használják, mert az optikai szál csillapítása jelentősen magasabb ezen a hullámhosszon. Ennek ellenére egyfoton-detektálást igénylő alkalmazás esetén alkalmasabb lehet ez a tartomány, mert a szilíciumalapú detektorok (lásd: 1.3 fejezet) 190–1100 nm-ig érzékenyek [19], és ezen a hullámhosszon számos előnyösebb tulajdonsággal (kisebb zaj, nagyobb kvantumhatásfok) rendelkeznek, mint az InGaAs-fotonszámlálók. Az 1550 nm-es ablak előnye a csatorna tulajdonságaiból fakad (1.4 fejezet), kisebb a Rayleigh-szórás és a turbulenciák hatása, ezáltal alacsonyabb a csillapítás és kevesebb a szcintilláció.

Tekintve, hogy az összeköttetés egyelőre laborkörülmények között működik, ahol nincs kitéve az időjárás viszontagságainak és a mérések is legfeljebb néhányszor tíz centiméter hosszú szabadtéri szakaszt tartalmaznak, illetve lehetőség volt szilíciumalapú fotonszámláló használatára, 850 nm-t választottam a fényforrás hullámhosszának.

### 2.1.2 További szempontok

Természetesen koherens fényforrást, tehát lézert használok, mint gyakorlatilag az összes optikai távközlési link (kivéve a látható fénnel történő kommunikációt, a VLC-t, ami LED-eket használ). Alapvetően rendkívül alacsony teljesítményű összeköttetést tervezek, ezért célszerű olyan fényforrást választani, ami eredendően kis teljesítményt bocsát ki, mert így kevesebb csillapítás beiktatására van szükség. Fontos továbbá a kis vonalszélesség, mert így kellően szelektív vevőoldali szűrés esetén kevesebb zajteljesítmény jut a detektorra, nem feltétlenül szükséges azonban egymódusú lézer használata. További fontos követelmény lehet a rövid lefutási és felfutási idő annak érdekében, hogy kellően rövid fényimpulzusokat lehessen generálni, ezzel növelve az átviteli sebességet.

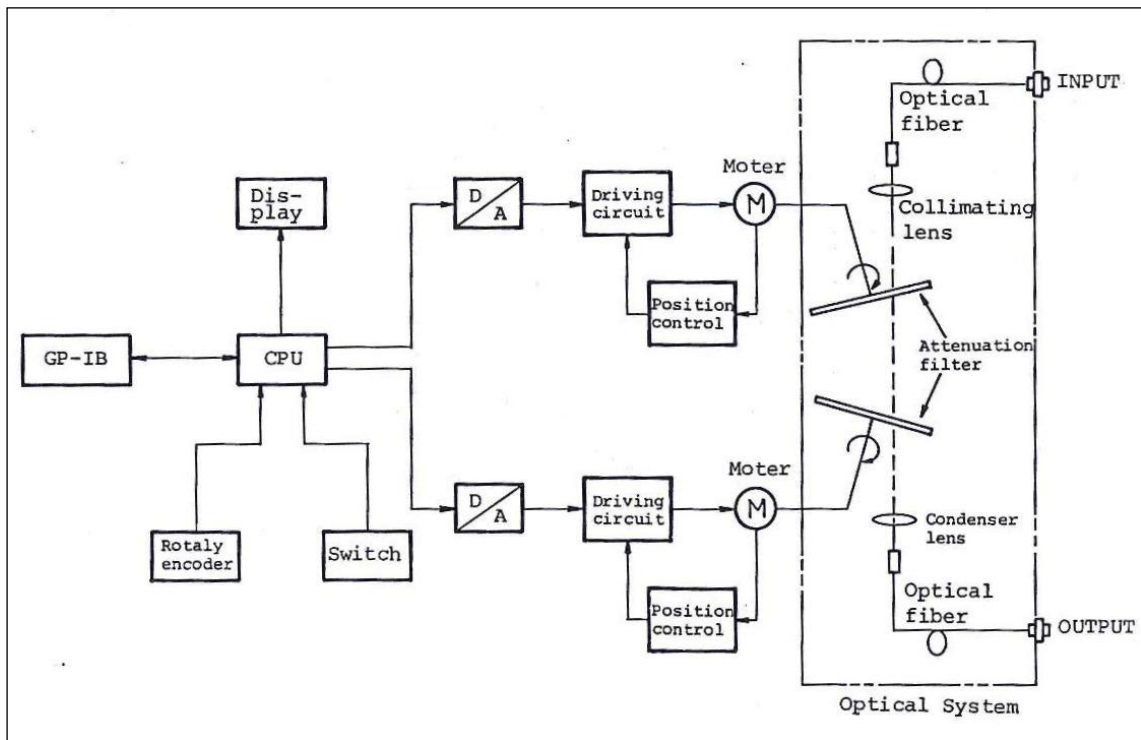
A választás egy 850 nm-es VCSEL-re esett (*LDM-850-V*), mert az adatlapi értékek alapján kellően alacsony a küszöbárama (~2 mA), kicsi a vonalszélessége (0,85 nm), rövid, 0,3 ns hosszúságú a fel- és lefutási ideje. A lézer el van látva egy SC-típusú csatlakozóval, így optikai szálon vezethető a fénye.

## 2.2 Optikai csillapítók

Tekintve, hogy a lézert a küszöbáram felett kell előfeszíteni a koherens működés érdekében, a teljesítményt utólag kell csökkentenünk az összeköttetésben. Száloptikai rendszerekben használt optikai csillapítók rendelkezésre állnak, így a csillapítást még a vezetett szakaszon be lehet iktatni. Ezek a műszerek azonban az elsődlegesen használt 1310 és 1550 nm-es optikai ablakokra lettek optimalizálva, ezért szükséges az előzetes karakterizálás és kalibrálás, hogy 850 nm-en is ismert kapcsolat legyen az eszközön beállított és a ténylegesen tapasztalható értékek között.

A rendelkezésre álló műszerek közül egy programozható, GPIB-n keresztül számítógépesen vezérelhető eszköz (*Anritsu MN939C*) bizonyult a legmegfelelőbbnek. A vezérelhetőség mellett számos előnyös tulajdonsággal bír: a beállított csillapítás nagy felbontással, 0,01 dB-enként változtatható; nagy a dinamikataromány (0–60 dB); a beállítás könnyedén megismételhető – ez utóbbi egyes tekerőgombos műszereknél problematikus. A bemeneten érkező fény egy rövid szálszakaszon eljut egy kollimátorhoz, ami párhuzamosítja a fénysugarakat és elvégzi a szabadtérbe csatolást. A fény ezt követően áthalad a csillapítólemezekon, amelyeket a beállítás alapján motorok

forognak a szükséges pozícióba, majd egy gyűjtőlencsén keresztül ismét optikai szálon jut el a kimenetre (6. ábra) [30].



6. ábra: A vezérelhető optikai csillapító blokkvázlata [30]

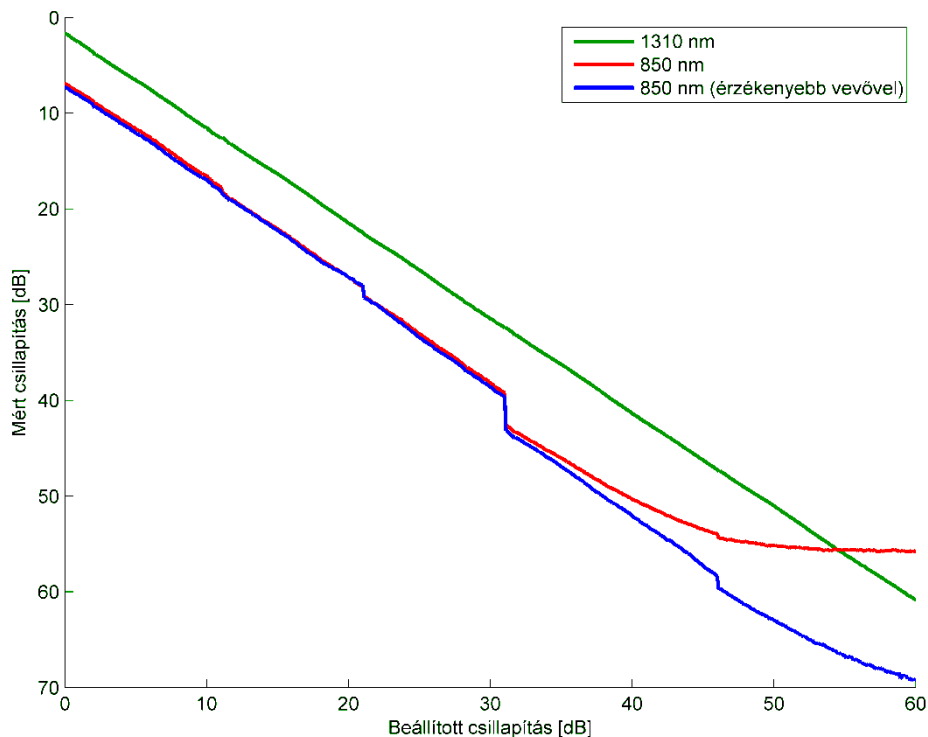
A karakterizálás előtt elvégeztem egy kalibrációt, aminek kettős célja volt: 0 dB-es referenciapont szolgáltatása és a lézerhez illetve az optikai teljesítménymérőhöz hozzávezetést biztosító rövid optikai szálak és csatlakozók (többé-kevésbé elhanyagolható) csillapításának kiküszöbölése a mérésből.

Mivel az MN939C egy GPIB-n keresztül programozható műszer, könnyen készíthető jó felbontású adatsor a karakterisztikájáról. A csillapítást 601 különböző pontban, 0 és 60 dB között, konstans 0,1 dB-es lépésközzel mértem meg 4,5 mA munkaponti áram mellett, a lézer hőmérsékletét 25 °C-ra stabilizálva. A műszeren választható két hullámhossztartomány (1310 és 1550 nm-es távközlési ablak) közül az előbbit választottam, mert ez közelebb áll hullámhosszban az általam használt lézerfényéhez, így vélhetően nagyobb a hasonlóság a beállított és a mért értékek között, mintha az utóbbi beállítást használnám.

Referenciaként felvettem a csillapítási görbét 1310 nm-en. Két különböző, eltérő érzékenységű optikai multimétert is felhasználtam a méréshez (*HP 8153A multiméter 81532A és 81536A vevőkártyákkal*, előbbi érzékenysége -110 dBm, utóbbié -70 dBm).

35 dB beállított csillapítás felett már észlelhető, hogy a kevésbé érzékeny eszköz megközelíti a zajszintjét, a görbe meredeksége fokozatosan csökkenni kezd. Kiseb csillapítás esetén a két műszer által szolgáltatott eredmény gyakorlatilag azonos.

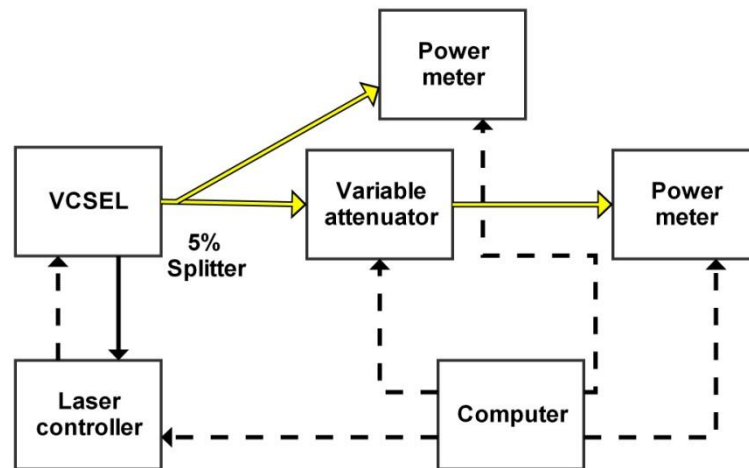
A referenciagörbe és a 850 nm-en mért karakterisztika között két jelentős eltérés van. A beiktatási csillapítás (0 dB-es beállítás mellett mért csillapítási érték) jelentősen nagyobb, 6,9-7,3 dB értékű 1,7 dB helyett. A második különbség hirtelen ugrások megjelenése; tekintve, hogy ezt két független mérés is alátámasztja, nem mérési hibából adódik. Az ugrási tartományokat és a zajszint körüli értékeket leszámítva a meredekség majdnem megegyezik a referenciáéval (7. ábra).



**7. ábra: A vezérelhető csillapító csillapítási görbéje 850 (kék és piros görbék) és 1310 nm-en (zöld görbe). 850 nm-en jelentősen nagyobb a beiktatási csillapítás, kis mértékben meredekebb a karakterisztika, és megjelennek hirtelen ugrások is.**

Ismeretes, hogy a kimeneti teljesítményt a helyes működés érdekében stabilan kell tartani. Nem elég azonban csak a lézert stabilizálni, hiszen a csillapító is az adóegység része: azonos bemeneti teljesítmény, de időben fluktuáló csillapítás mellett is változni fog a kisugárzott teljesítmény. Szükséges tehát a csillapítás időbeli változásának megfigyelése is. Az elrendezésben (8. ábra) egy optikai teljesítményosztót is használtam. A szálalapú eszköz névlegesen 1310 nm-en 95–5%-os osztási arányt

garantál a bemeneti portjáról a két kimenete felé. A 850 nm-en mért érték ehhez képest kissé eltérő, 97,8–2,2%-os. A mérés alatt a kimeneti portjai a két optikai multiméterhez voltak csatlakoztatva. A kisebb teljesítményű monitorport a nagyobb érzékenységű mérőműszerhez volt kötve, hogy minimalizáljam a hiba valószínűségét. A lézer 25 °C-os hőmérsékletre stabilizálva, 4,5 mA munkaponti áram mellett működött. Azáltal, hogy a teljesítményosztó segítségével mind a csillapítóra jutó, mind a csillapított fényt monitorozni tudtam, kiküszöbölhettem a kimeneti teljesítmény változásából azt a komponenst, ami a bemenetére jutó fény időbeli változásából fakad, így ténylegesen a csillapítás változását mértem. A műszer csillapításának időbeli változása a beállított 10 dB-es csillapítás mellett körülbelül  $\pm 0.2$  dB, ez viszonyszámban megadva a teljesítmény  $\pm 4\%$ -os fluktuációját jelenti.



8. ábra: A csillapítás stabilitási vizsgálatának elrendezése.

## 2.3 A szabadtéri összeköttetés elemei

A szabadtéri összeköttetés megvalósításához nélkülözhetetlen eszközök kiválasztásánál lényeges egyrészt a működési hullámhossztartomány, másrészt a kompatibilitás a többi eszközzel (például csatlakozási szempontból). Fontos továbbá, hogy minden egyéb felhasznált eszköz stabil beiktatási csillapítással bírjon, származzon az abszorpcióból, reflexióból, vagy bármely egyéb fizikai jelenségből. Ezeknek a pontos értéke nehezen számítható a saját laboratóriumi körülményeink között, az adatlapok által megadott értékekre lehet csak hivatkozni, a csillapító beállítását ezen adatok ismeretében érdemes meghatározni.

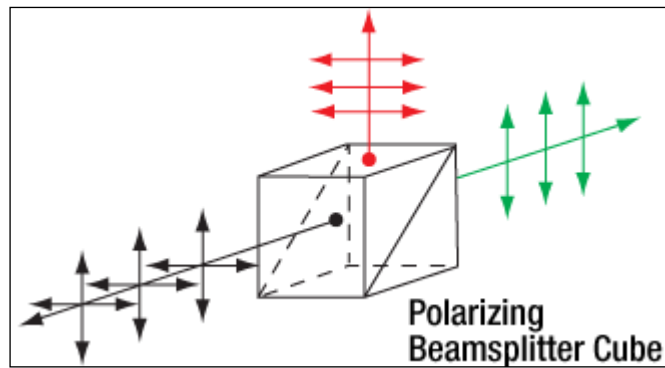
### 2.3.1 Kollimátor

A csillapítás után megoldandó kérdés az eddig optikai szálban terjedő fény szabadtérbe csatolása. Annak érdekében, hogy a nyaláb keresztmetszete szűk maradjon, így a fény egy jól meghatározott irányba terjedjen, nem elég pusztán a szálvéget lezáratlanul hagyni. A sugarak párhuzamosítására egy fix fókusztávolságú, FC/PC-csatlakozóhoz kialakított kollimátorlencsét (*Thorlabs F240FC-780*) használtam. A lencsét 780 nm-re tervezték, a kilépő sugarak divergenciája itt minimális ( $0,036^\circ$ ), de 850 nm-en is kellően keskeny nyalábot biztosít ( $0,049^\circ$ ). Az esetleges visszaverődések ellen antireflexiós réteggel van ellátva, amely 0,5% alatti reflexiós tényezővel rendelkezik.

### 2.3.2 Polarizációs osztó

A lézerefény polarizációs állapotának és a polarizátorok működésének vizsgálatához a detektálás előtt külön kell választani a függőlegesen és vízszintesen polarizált jelösszetevőket, mert a detektorok polarizációtól függetlenül érzékenyek a beeső fényteljesítményre. A szétosztást szabad térben elvégezve két, térben jól elkülönített jelút alakul ki, így a detektorok egyszerűen elhelyezhetőek egymástól kellően távol. A merőleges polarizációk szétválasztására a későbbiekben is szükség lesz, mert a BB84-hez és több más QKD-protokollhoz is elengedhetetlen a beérkező kvantumbitek mérésénél.

Az osztást egy 20 mm oldalhosszú polarizációs nyalábosztó kocka (*Thorlabs PBS202*) segítségével oldottam meg, amely a beérkező polarizálatlan vagy tetszőlegesen polarizált fényt két egymásra merőlegesen polarizált nyalábra bontja. (A helyes polarizációval érkező fényt gyakorlatilag teljes mértékben átengedi vagy eltéríti.) Az osztó két derékszögű prizmából áll, melyeket az átfogó által határolt oldalainál összeillesztettek. A határfelület olyan dielektrikum-bevonattal van ellátva, melynek reflektivitása polarizációfüggő. A beesés síkjára – a síkra, mely tartalmazza a visszaverő felület normálvektorát és a beeső fény hullámvektorát – merőleges, úgynevezett s-polarizált komponenseket  $90^\circ$ -kal eltéríti, az arra párhuzamos, p-polarizált komponenseket pedig átereszt (lásd: 9. ábra).



9. ábra: A polarizációs nyalábosztó kocka működése [31]: a beérkező nyalábot (fekete) két részre bontja az eszköz, a p-polarizált komponenseket (zöld) átterszi, az s-polarizáltakat (piros) eltéríti

A nyalábosztó széles sávban, 620-1000 nm között működik, 850 nm körül a p-polarizált fényre vonatkozó transzmissziós tényező nagyobb 96,6%-nál, az s-polarizáltra vonatkozó kisebb 0,3%-nál. A beérkező energiának tehát csak nagyon kis része írható fel veszteségként vagy halad tovább rossz irányba; az átterszett nyaláb polarizációs elnyomási tényezője (polarization extinction ratio, PER; itt a p- és s-polarizációban szállított teljesítmények aránya) legalább 1000:1.

### 2.3.3 Felhasznált detektorok

A mérések során az adott feladatnak megfelelően többféle detektort, mérőműszert használtam. Azokhoz a mérésekhez, melyben a fény még nem lépett ki a szabad térbe (lézer- és csillapítókarakterisztikák mérése, kimenő teljesítmény illetve csillapítás időbeli stabilitásának vizsgálata), egy optikai multiméter (*HP 8153A*) szükséges, amely alkalmas vezetett, 450 és 1700 nm közti fény teljesítményének mérésére.

A polarizációs mérésekhez és a fotonstatisztika-vizsgálathoz szabadtéri detektorokat használtam. Az előbbihez, mivel makroszkopikus teljesítmények mérésére volt szükségem, egyszerű PIN-fotodiódás transzimpedancia-erősítőket használtam. A fotodiódában a beeső optikai teljesítménnyel arányos áram indul el, az utána következő fokozat pedig felerősíti és feszültségjellé konvertálja az áramjelet; ezáltal a kimeneten mérhető feszültség arányos a fénytelsítménnyel, amennyiben nem vezéreljük túl az eszközt.

A fotonstatisztika vizsgálatához fotonszámológóra (1.3 fejezet) volt szükség az alacsony teljesítmény és a statisztikus jelleg miatt (nem a tényleges időbeli jelalak az érdekes, hanem a fotonok beérkezésének elkülöníthetősége, amit a Geiger-mód tesz

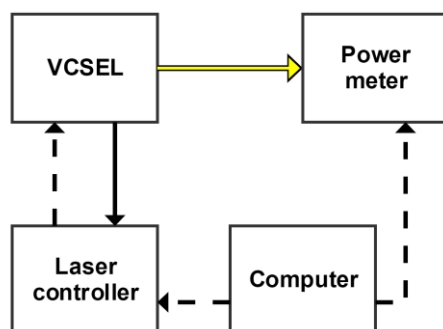
lehetővé). A felhasznált modul (*Excelitas SPCM-AQRH-12*) egy szilíciumalapú SPAD alacsony sötétbeütés-számmal ( $< 500$  Hz) és nagy aktív felülettel ( $\varnothing 192 \mu\text{m}$ ).



## 3 Az összeköttetés tulajdonságainak mérése

### 3.1 Lézerkarakterisztikák, időbeli stabilitás

A későbbiekben látható lesz, hogy a lézerek kimeneti teljesítménye erősen hőmérsékletfüggő. A teljesítmény mindenfajta időbeli ingadozása problematikus az alkalmazás céljából, ezért stabilizálni kell az eszköz hőmérsékletét. A hőmérsékletérzékeléshez használt szenzor egy 10 k $\Omega$ -os NTC (negatív hőmérsékleti együtthatóval rendelkező) termisztor, aminek ellenállását a lézerdióda-vezérlő olvassa be, majd egy előre beállított ellenállásértékre szabályoz az által, hogy áramot vezet keresztül a diódához közel elhelyezett Peltier-elemen (termoelektromos hűtőn). A hőátadást egy alumíniumtömb és hővezető paszta segíti; a tömb egyben a lézer mechanikai stabilizálására is szolgál. A 10. ábra mutatja a mérési elrendezés blokkvázlatát.



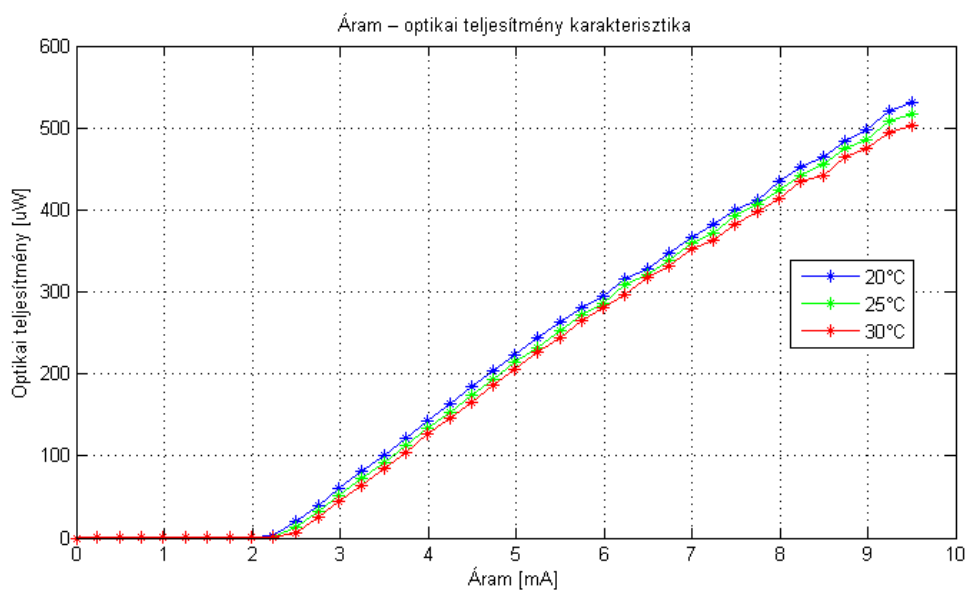
10. ábra: Mérési elrendezés az áram–teljesítmény karakterisztika és az időbeli stabilitás vizsgálatához

#### 3.1.1 Áram–optikai teljesítmény karakterisztika

A mérési elrendezésben a lézerdióda-vezérlő biztosítja a munkaponti áramot és a hőmérsékletszabályzást a VCSEL számára: első lépésben 25 °C-ra stabilizáltam a fényforrást. A lézerfény egymódusú (SM) optikai szálon át jut el az optikai multiméterig, ami teljesítménymonitorozásra képes (lásd 2.3.3 fejezet). A küszöbáram, körülbelül 2,1 mA alatt a kimeneti teljesítmény alig nő az áram növelésével. A küszöb környékén beindul a lézerműködés és körülbelül 6 mA-ig lineáris teljesítménynövekedés figyelhető meg az áram függvényében. Nagyobb előfeszítés esetén a karakterisztika meredeksége enyhén csökken. Görbeillesztő algoritmus

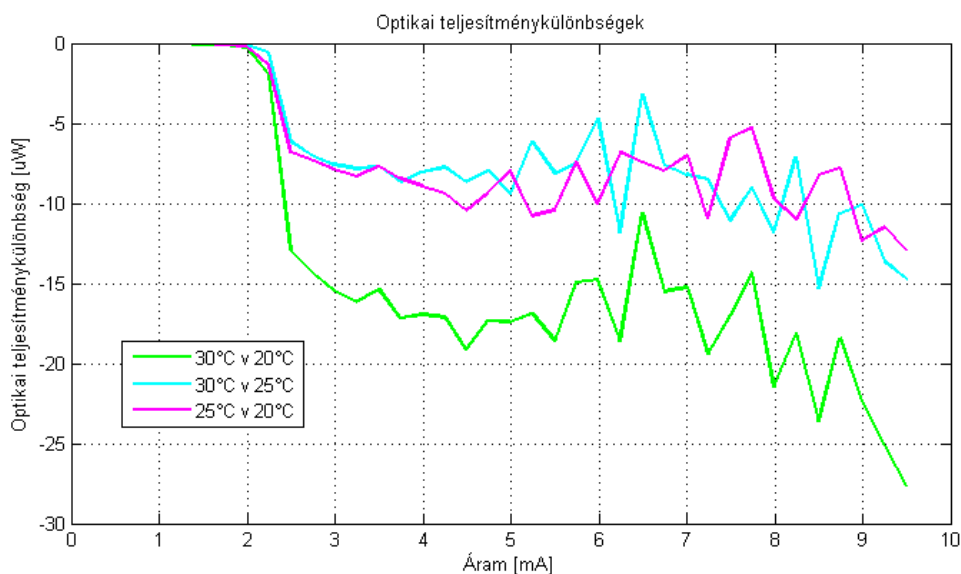
segítségével meghatározva a lineáris szakasz meredeksége körülbelül  $79,5 \mu\text{W}/\text{mA}$ , a 95%-os konfidenciaintervallum határai  $78,28$  és  $80,62 \mu\text{W}/\text{mA}$ .

A karakterisztika azonban erősen hőmérsékletfüggő, így további két hőmérsékleten ( $20$  és  $30 \text{ }^\circ\text{C}$ ) is megmértem. Az elmélet szerint a lézerek negatív hőmérsékleti együtthatóval rendelkeznek, tehát adott áram esetén kimenő teljesítményük csökken a hőmérséklet növekedésével [32]. A mérések alátámasztották az elvárásokat, mindhárom görbe hasonló, de némileg eltérő meredekséggel rendelkezik, viszont a küszöbszint feljebb tolódik magasabb hőmérsékleten, így végeredményben kisebb hőmérsékleten nagyobb a kimeneti teljesítmény (11. ábra).



**11. ábra: Az áram–teljesítmény karakterisztika és hőmérsékletfüggése.**

A különböző hőmérsékleten felvett karakterisztikák között mért különbség azonos  $\Delta T$  esetén majdnem azonosak (12. ábra). A  $30/25$  és  $25/20 \text{ }^\circ\text{C}$ -os különbségi görbék hasonló tendenciákat mutatnak némi fluktuációt leszámítva; a  $30$  és  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  közötti különbségi görbe értéke viszont közel duplája az előzőeknek a küszöbáram fölött. A küszöb alatt nem érzékelhető jelentős hőmérsékletfüggés.



12. ábra: Különböző hőmérsékleteken mért karakterisztikák különbségi görbéi.

### 3.1.2 A teljesítmény időbeli stabilitása

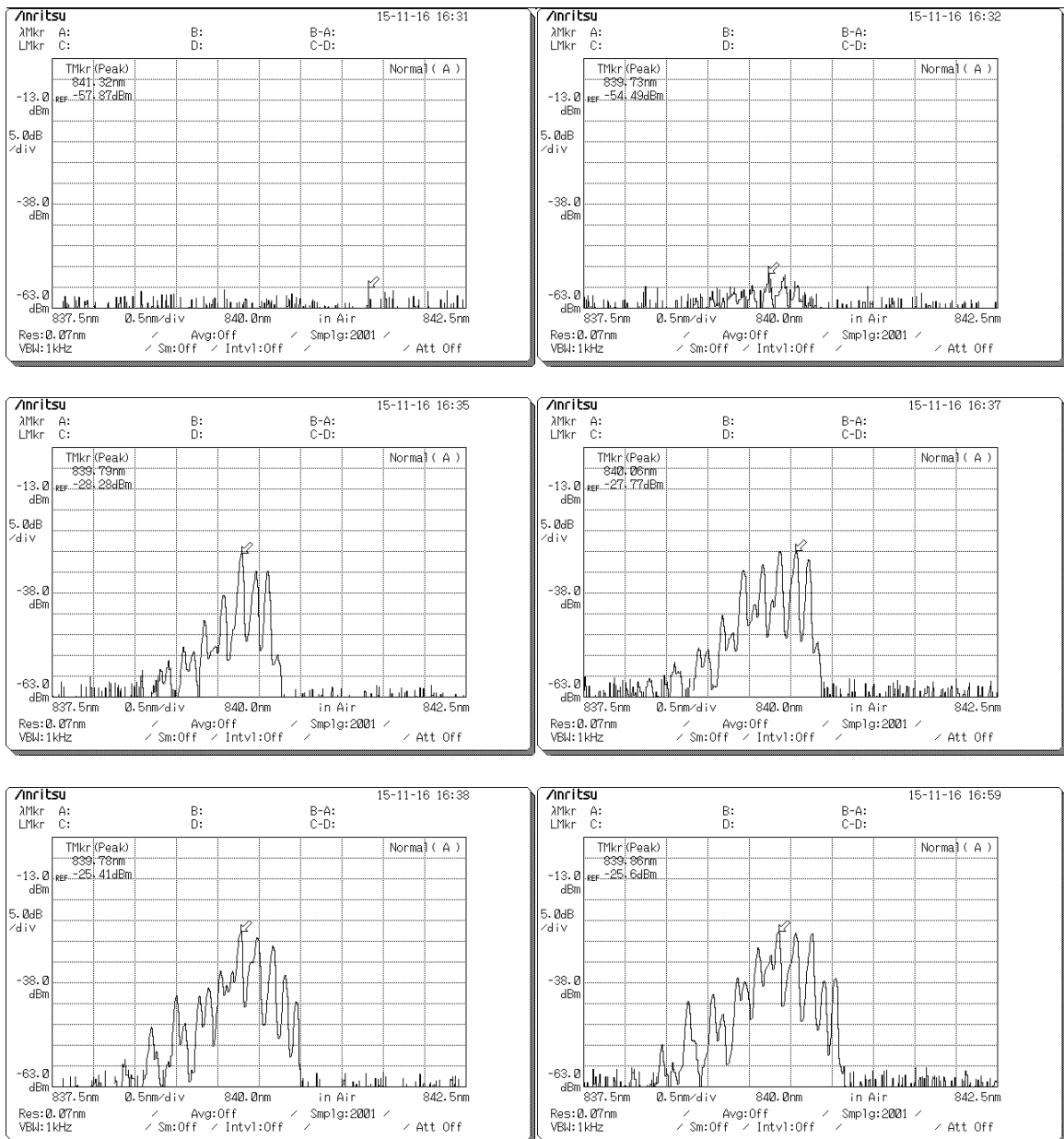
Ahhoz, hogy a lézer adott időegységre vagy impulzusra vett fotonstatisztikája állandó maradjon, kulcsfontosságú a stabil kimeneti teljesítmény – és ezáltal egyben a stabil hőmérséklet – biztosítása. A hőmérsékletszabályozás bekapcsolása után az időbeli stabilitást többféle konfigurációban is megvizsgáltam: egymódusú (SM) és multimódusú (MM) optikai szállal 2 és 6 mA munkaponti áram mellett, valamint csak SM szállal 4,5 mA-es munkapontban. A kísérletek eredménye megmutatta, hogy a mért teljesítmény változása a középérték körül független mind a használt száltípustól, mind pedig a munkaponttól. Ha kellően hosszú időt hagyunk a szabályozásnak, a mért teljesítmény  $\pm 1\%$  eltéréssel ingadozik az átlagérték körül, egy-egy szélsőséges esetet leszámítva. A mérések a nagyobb bizonyosság érdekében hosszú ideig, két órán át zajlottak, öt perces mintavételi időközökkel.

### 3.1.3 A VCSEL spektruma

A lézerefény spektrumát többféle munkaponti áram mellett megvizsgáltam: küszöbáram alatt (1 mA), a küszöb környékén (2,1 mA) és a lineáris szakasz több pontjában. A mérést egy optikai spektrumanalizátor segítségével végeztem el. A küszöbszint alatt közelítőleg egyenletes zajszint jelent meg a teljes vizsgált tartományon, 2,1 mA körül a lézermódusok elkezdnek kiemelkedni a zajszintből és egyértelműen elkülöníthetővé válnak. Az áram növelésével egyre több csúcs jelent meg a spektrumban, ami annak a jele, hogy a kiválasztott VCSEL multimódusú lézer. A

központi hullámhossz a megadott értékhez képest körülbelül 10 nm-rel rövidebb, a teljesítmény nagy része 839 és 841 nm között koncentrálódik. Ez az eltérés azonban nem okoz problémát, minden eddigiekben és későbbiekben felhasznált eszköz és műszer működési tartományán belül marad a hullámhossz. A teljesítmény módusok közti eloszlása kis mértékben változik különböző előfeszítő áramok esetén, a maximális teljesítményű csúcs sem mindig azonos. A módusok hullámhossza kis mértékben ugyancsak áramfüggő, az áram növelésével a nagyobb hullámhosszok felé tolódik el a teljes spektrum, bizonyára a hőtágulás miatt.

**2. táblázat: Mért spektrumképek (balról jobbra, fentről lefelé) 1; 2,1; 3; 4; 5 és 6 mA munkaponti áram esetén**



Szükséges továbbá a lézer vonalszélességének pontosabb leírása. A 3. táblázat tartalmazza a 6 mA munkaponti áram mellett mért központi hullámhosszokat ( $\lambda_c$ ) és vonalszélességeket ( $\Delta\lambda$ ), ahol a sáv határai a maximális teljesítményhez képesti -n dB-es pontok. A fele teljesítményhez (-3 dB) tartozó szélesség 0,462 nm, a negyed teljesítményhez (-6 dB) tartozó 0,7 nm – ehhez képest a tized teljesítményt jelző -10 dB esetén is alig nagyobb, 0,717 nm. A -20 dB-es ponthoz (század teljesítmény) tartozó értékek csak érdekességképpen vannak feltüntetve.

**3. táblázat: A VCSEL fényének vonalszélessége**

Sávszélesség-limit (dB)	$\lambda_c$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
<b>-3</b>	840,054	0,462
<b>-6</b>	839,94	0,7
<b>-10</b>	839,932	0,717
<b>-20</b>	839,658	1,84

## 3.2 A lézerfény polarizációs állapota

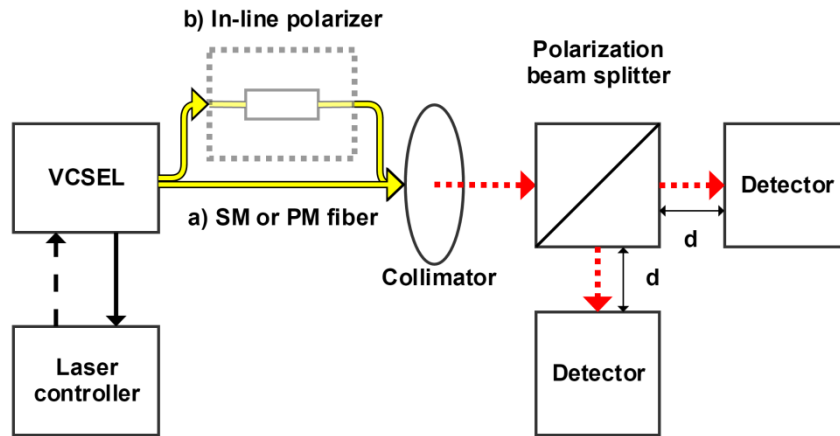
Az 1.2 fejezet alapján potenciális lehetőség van arra, hogy egy VCSEL-t használjunk két merőleges BB84-állapot kibocsátására az áram változtatásával. Azonban az általam használt eszközhöz optikai szálat kell csatlakoztatni, aminek az illesztési pontatlansága miatt nagyon valószínűtlen, hogy elkerülhető az optikai visszacsatolás. A VCSEL fényének vizsgálata során tehát előzetesen nem vártam azt, hogy a kilépő fény lineárisan polarizált lesz (főleg nem az SC-csatlakozó által kijelölt, annak oldalaival párhuzamos irányban, ami a lézer egyszerű pozicionálásával összefüggésben fontos).

A lézerfény polarizációját többféle konfigurációban is megvizsgáltam, először hagyományos egymódusú, majd egy polarizációtartó (polarization maintaining, PM) optikai szállal. Utóbbi egy különleges SM szál, amely szándékosan úgy van kialakítva, hogy kialakuljon a kettős törés jelensége. A kettős törés tulajdonképpen a törésmutató polarizációfüggését jelenti. A szál magjával párhuzamosan elhelyezkedő rudak mechanikai feszültséget keltenek, ezáltal kialakul egy lassú és egy arra merőleges gyors

tengely: előbbi mentén a terjedési sebesség kisebb (nagyobb az effektív törésmutató), utóbbi mentén pedig nagyobb (kisebb az effektív törésmutató). Ha a PM szálba helyes irányban (valamely tengelyével párhuzamosan) lineárisan polarizált fényt küldünk, a szál megtartja az eredeti polarizációs állapotot és minimalizálja az áthallást a két merőleges állapot között. A tengelyek egyikét – általában a lassút – a szálvégi csatlakozón lévő jelkulccsal megjelölik.

A vizsgálatokat több eltérő munkapontban is elvégeztem, hogy az esetleges polarizációváltás jelensége detektálható legyen. Ezen mérések eredménye alapján el lehet dönteni, hogy a VCSEL önmagában alkalmas-e egy megfelelően polarizált fényforrást igénylő alkalmazáshoz, vagy szükséges további polarizációt befolyásoló eszközökre.

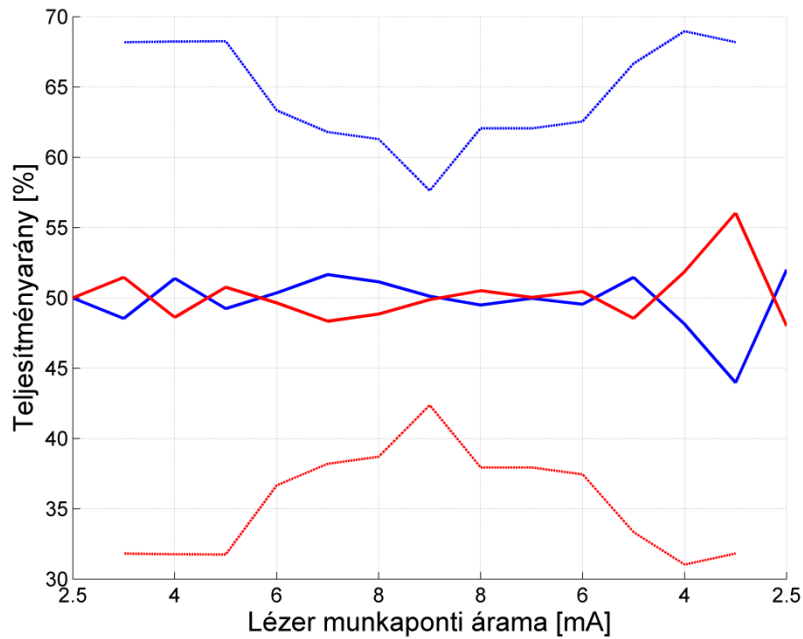
A kísérleti elrendezésben (13. ábra/a) a lézerciódavezérlő biztosítja továbbra is a VCSEL előfeszítő áramát és hőmérsékletstabilizálását (25 °C). A fény ezután SM vagy PM szálban vezetve jut el a kollimátorig. A polarizációs nyalábosztó kocka szétválasztja az ortogonálisan polarizált komponenseket, 90°-kal eltérítve a függőlegesen polarizált fényt és átengedve a vízszintesen polarizált fényt. Az optikai teljesítményt mindkét irányban a nyalábosztótól azonos, körülbelül 10 cm-es távolságban mértem az egyszerű PIN-diódás áramkörökkel. Mivel az áramkörök kimeneti feszültsége arányos a beeső teljesítménnyel (2.3.3 fejezet), a feszültségméréssel egyszerűen megállapítható a két merőleges polarizációs állapotban hordozott teljesítmények aránya. A környezeti fényből eredő DC-ofszet kiküszöbölésére a kollimátor, a nyalábosztó és a detektorok egy sötét doboz belsejébe kerültek. Az SM szálak hossza a rendelkezésre álló minimális volt, hogy az esetleges depolarizációs hatások ne legyenek túl erőteljesek. A kollimátor oldali szálcsatlakozó jelkulcsa minden esetben felfele mutatott, hogy megegyezzen a lézer jelkulcsának irányítottságával. A méréseket először növekvő munkaponti áramok mellett végeztem el (2,5-től 9 mA-ig), majd ugyanezekben a pontokban, de csökkenő sorrendben, így az esetleges hiszterézis jelensége is kimutatható.



13. ábra: A polarizációs mérések blokkvázlata

A polarizációtartó szállal végzett mérések során számottevő különbség volt észlelhető a két detektor által jelzett feszültségekben. A vízszintesen polarizált (áteresztett) fény teljesítménye minden munkapontban meghaladta a függőlegesen polarizált (eltérített) fényét. Kis áramok mellett, némileg a küszöb fölött az áteresztett irányban 68%-os teljesítményarány mérhető, ez az érték az áram fokozatos növelésével egyre csökken a maximális előfeszítés (9 mA) melletti 57%-ig. A 14. ábra vékony pontozott görbéi a középpontjukra majdhogynem szimmetrikusak, tehát hiszterézis nem mérhető ki: adott áramok mellett a polarizációs állapot tulajdonképpen állandó, nem függ a korábbi állapotoktól. A polarizációváltás sem megfigyelhető, de elképzelhető, hogy a vízszintes polarizációból a függőlegesbe való átsatolás ennek a maradványa, de a szál okozta visszacsatolás elrontja a jelenséget. Első ránézésre a vízszintes és függőleges komponensek eltérése azt sejtetheti, hogy a fény esetlegesen lineárisan polarizált egy köztes állapotban, de a PM szál nem tartja meg azt a lineáris polarizációt, amely nem az egyik tengelyéhez van igazítva. A polarizációs komponensek közti fázismérés hiányában pontosabb megállapítást nem lehet tenni a tényleges állapotról.

Az egymódusú szál használata mellett nem volt kimutatható a fény polarizáltsága: mindkét ortogonális polarizáció teljesítményaránya 48–52% között mozgott egyetlen mérési pont kivételével, ahol 56%-ban a reflektált komponens hordozta a teljesítményt. Nem jelentkezett sem a polarizációváltás, sem pedig a hiszterézis, a (kis mértékben) domináns polarizáció pedig mérési pontonként, gyorsan változott, bármiféle tendencia nélkül. A teljesítményarányok munkapontfüggését a 14. ábra mutatja be.



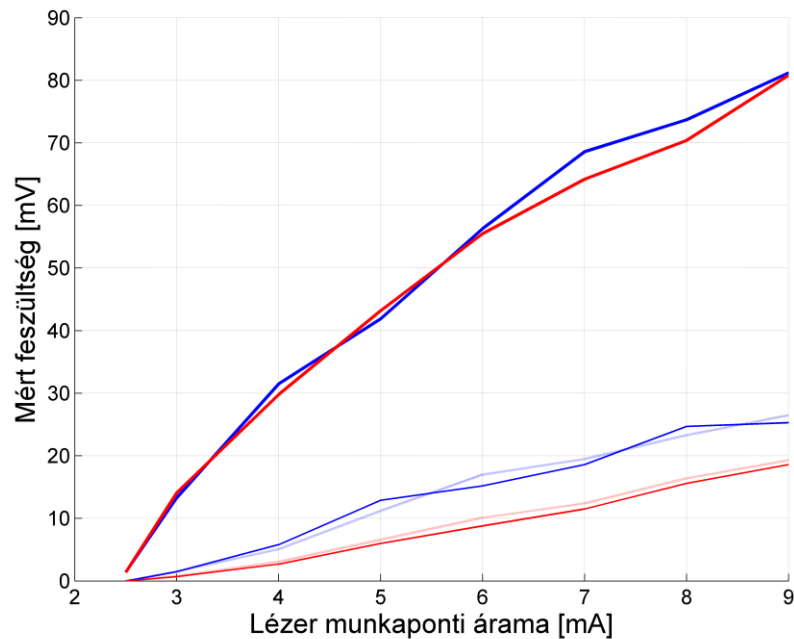
**14. ábra: A vízszintes (kék) és függőleges (piros) lineáris polarizációk teljesítményaránya a lézerefényben. A vastag vonalak az SM szálás mérések, a vékony pontozott vonalak a PM szálás mérések eredményeit ábrázolják.**

Megállapítható tehát, hogy a VCSEL által kibocsátott fény nem megfelelően polarizált a célhoz, ezért a polarizációs állapot utólagos (kisugárzás utáni) kontrolljára van szükség. Ez megvalósítható szálalapú polarizátorokkal, (*OF-Link ILP-850-2-L-05-FP*), melyek a ki- és bemeneteiken PM szálakkal vannak felszerelve. Két különböző polarizátort is használtam külön-külön: egyik a lassú, másik a gyors tengelye mentén polarizál, az arra merőleges irányt pedig elnyomja, az elnyomási tényező adatlap szerinti értéke 25-26 dB. A tengelyek merőlegesek, tehát azonos fizikai beállításban és irányítottsággal használva a két eszközt egymásra merőlegesen polarizált fény állítható elő. A mérési elrendezést ezúttal kis mértékben megváltoztattam az előző kísérletekhez képest (13. ábra/b).

A felszerelt PM szál jelkulcsa a lassú tengelyt jelzi. Ennek következtében az első polarizátor használatánál, mely a gyors tengelye mentén nyomja el a fényt, csak az áteresztett, míg a másik polarizátor esetén csak a visszavert oldali detektor jelzett a zajszintnél magasabb feszültségértéket. Mindkét eszköz kiváló polarizációs elnyomási tényezőt (PER) mutatott, az elnyomott irányban nem lehetett értékelhető szintű feszültséget mérni egyik esetben sem. Amennyiben azonban a polarizátor kimenete és a kollimátor közé egy (alig 20 cm-es) SM szálát helyeztem, az eredmények jelentősen



romlottak, és bár így is domináns volt a kívánt irányban mért fény, de kijelenthető, hogy a polarizátorok csak PM szálakkal együtt használva felelnek meg az alkalmazáshoz.



**15. ábra: A mért feszültségek munkapontfüggése. Kék: vízszintes polarizáció, piros: függőleges polarizáció. A vastag vonalak az SM szál, a vékony vonalak a PM szál méréséhez tartozó görbék, a halvány vonalak az adott polarizátor kívánt irányában mért feszültség.**

A mért feszültségeket ábrázolva az áram függvényében (15. ábra) jól látszik, hogy a PM szál és a polarizátoros mérés esetén a kívánt irányban az értékek szinte megegyeznek. Ez pontosan mutatja, hogy a polarizátor az egyik polarizációt átengedi csillapítatlanul, a rá merőlegesét pedig nagymértékben elnyomja. Megfigyelhető továbbá, hogy az SM szál mérés feszültségei jelentősen magasabbak, hiszen itt a teljesítményvesztés egyetlen oka a szálcsillapítás, míg a PM szálak esetén a nem kívánt polarizációk és a polarizálatlan fény is „elvész”.

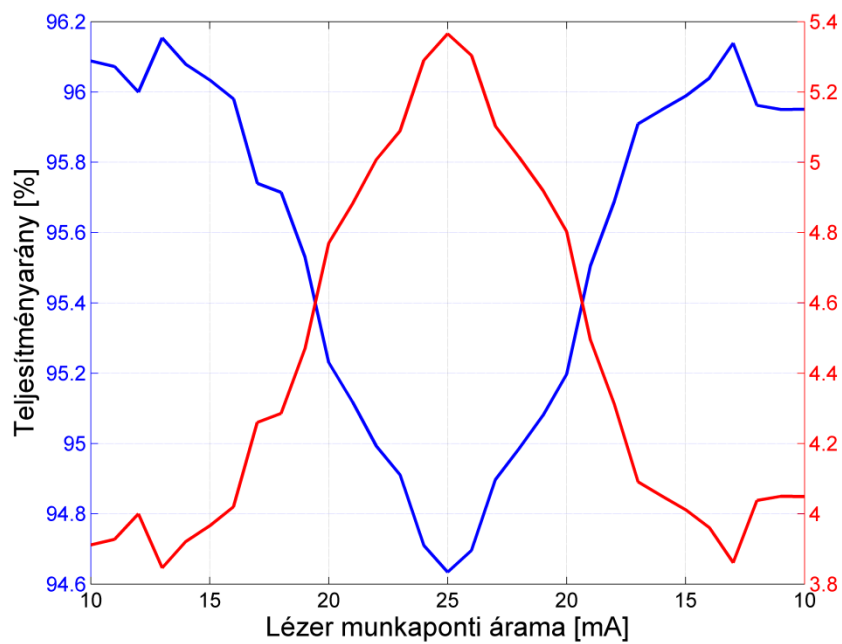
### **3.2.1 Szabadtéri élsugárzó lézer polarizációs állapotának vizsgálata**

Az összehasonlítás céljából egy másik 850 nm-es lézer fényén is elvégeztem a vizsgálatokat: egy szabadtéri (nem szálba csatolt) élsugárzó lézer (*Roithner RLT8505MG*) polarizációs tulajdonságait mértem. Ugyan a polarizációváltásra és hiszterézisre vonatkozó elmélet csak felületsugárzó lézerekre vonatkozik, itt is hasonló elvek alapján vizsgáltam.

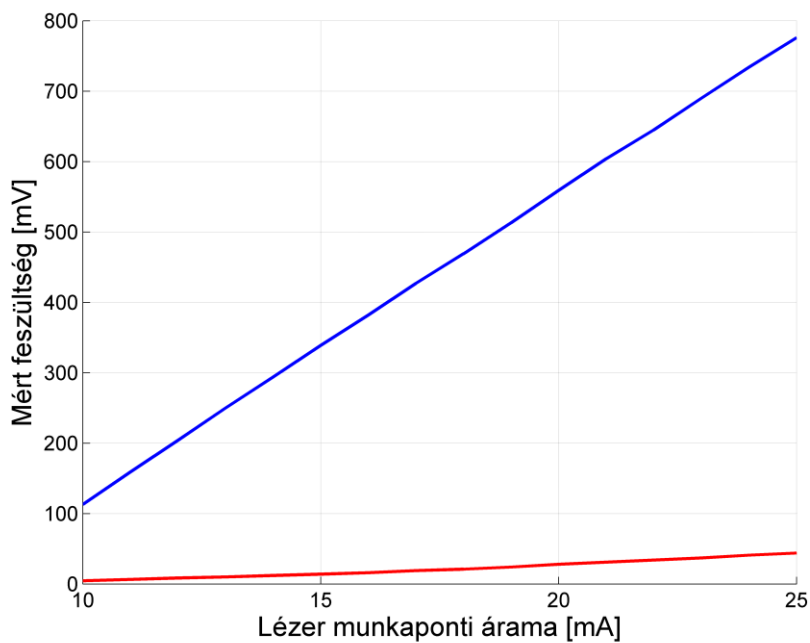
Fontos lépés volt a lézer pozicionálása, mert ez az eszköz nem rendelkezik kialakításából fakadóan annyira jól látható „irányítottsággal”, mint a téglalap keresztmetszetű SC-csatlakozóval ellátott VCSEL. Abból a feltételezésből indultam ki, hogy a fénynek van egy domináns polarizációs iránya. A nyalábosztót fixen hagyva addig forgattam a fényforrást, míg a vízszintes polarizációt mérő detektor kimenetén maximális, a függőleges polarizációt mérő detektoron minimális feszültség jelent meg. A munkapontot 10 mA-tól (küszöbáram) 25 mA-ig (maximális megengedett érték) növeltem majd csökkentettem 1 mA-es lépésközzel.

A mérési eredmények azt mutatják, hogy a szabadtéri élsugárzó lézer fényének a munkaponti áramok teljes tartományán van egy erősen lineárisan polarizált komponense (94,5–96,5%). Az áram növelésével ugyan csekély mértékben felerősödik az ortogonális komponens teljesítményaránya, de még a maximális előfeszítés mellett is 5,5% alatt marad (16. ábra). Hiszterézis sem lépett fel, az azonos áramok mellett mért feszültségértékek gyakorlatilag megegyeznek, az esetleges különbségek betudhatók mérési hibának (például a multiméter átlagolásából adódó pontatlanságok), de semmiképpen sem az előző állapotoktól való függésnek. A mért feszültségek az áram függvényében erősen lineáris karakterisztikát mutatnak a teljes mért tartományon (17. ábra).

A lézer polarizációs állapota a nyalábosztóhoz képesti pontosabb pozicionálással feltehetően javítható, de az előzőekben használt polarizátorok segítségével is kevesebb plusz csillapítást viszünk be az összeköttetésbe, mint a VCSEL esetén.



16. ábra: A vízszintes (kék) és függőleges (piros) lineáris polarizációk teljesítményaránya a szabadtéri élsugárzó lézer fényében. Adott színű görbéhez tartozó értékek az azonos színű függőleges tengelyen olvashatóak le.



17. ábra: A mért feszültségek munkapontfüggése a szabadtéri élsugárzó lézernél. Kék: vízszintes polarizáció, piros: függőleges polarizáció.

### 3.3 Módszer a fotonstatisztika becslésére

Annak érdekében, hogy az egyfoton-küldésen alapuló QKD-protokollok biztonsági alapelvei ne sérüljenek, meg kell bizonyosodni arról, hogy az általunk kiküldött fényimpulzusok lehetőleg soha ne tartalmazzanak egynél több foton. Az 1.1 fejezetben már említettem, hogy igen bonyolult olyan fényforrást előállítani, mely minden impulzusban pontosan egy foton bocsát ki, ezért a gyakorlati alkalmazásokban többnyire olyan forrásokat használnak, ahol a fotonok impulzusonkénti számának várható értéke kisebb egynél. Szükséges a fotonstatisztika, tehát az adott időegységen belül érkező fotonszám ( $n$ ) valószínűségi eloszlásának ( $\rho_n$ ) ismerete.

A módszer alapötletét G. Zambra és társainak cikke adta [33], akik a kvantumhatásfok változtatásával (és annak függvényében) mérték annak a valószínűségét, hogy egy időablakon belül/egy impulzusban nem detektáltak egyetlen foton sem (ez az ún. no-click frekvencia). A szerzők publikáltak egy algoritmust, amely ennek az adatsornak az ismeretében egy iteratív eljárás során képes rekonstruálni a fény fotonstatisztikáját. Az algoritmust megvalósítva kiderült, hogy ideális eredmények esetén nagyon hatékony, viszont rendkívül érzékeny a zajra és a pontatlanságokra, például ha túl kevés időablakot mérve durva a no-click frekvencia becslése; ilyen esetekben nem konvergál értékelhető eredményhez.

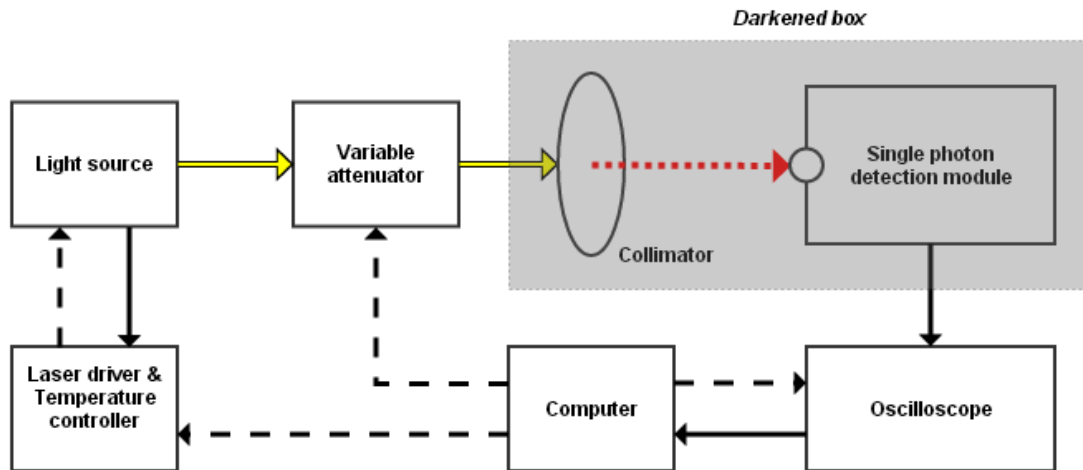
Azzal az egyszerű feltételezéssel élve, hogy koherens a lézerefény, Poisson-eloszlású fotonstatisztikát várunk. A no-click frekvencia ekkor analitikusan meghatározható a hatásfok ( $\eta$ ) függvényében:

$$P_0 \eta = e^{-\eta I T},$$

ahol  $\langle I \rangle$  az intenzitás várható értéke,  $T$  az időablak hossza,  $\langle I \rangle T = \mu$  pedig a Poisson-eloszlás paramétere, egyben várható értéke. A mért  $P_0$ -értékek ismeretében megkereshetjük azt a Poisson-paramétert, ahol a mért és a „ $\mu$ ” alapján számított értékek különbségének négyzetösszege minimális. Ezt a hibaösszeget ( $f$ ) pontossági paraméterként értékelve meg tudható, mennyire hiteles a modell az adott esetben.

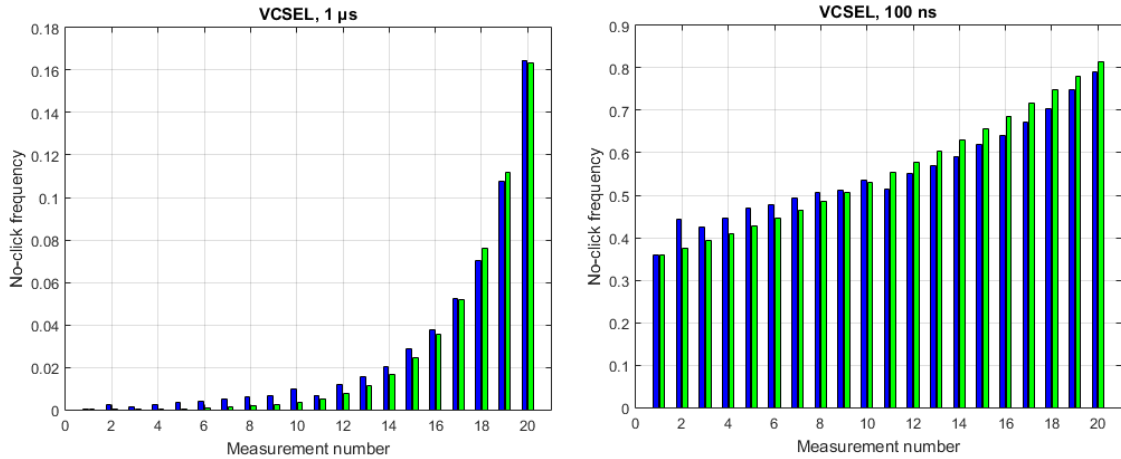
A mérés során a kvantumhatásfok csökkenését extra csillapítás beiktatásával értem el, mert a detektor túlfeszültsége – ezáltal hatásfoka – nem változtatható. A két módszer gyakorlati szempontból egyenértékű (a példa kedvéért 75%-os hatásfokú detektort feltételezve): 100 foton 60%-át detektálni egyenértékű 80 foton 75%-ának detektálásával. A mérési pontok (azaz különböző kvantumhatásfokok) számának

növelésével egyre részletesebb adatsor kapható, aminek segítségével nagyobb pontossággal lehet becsülni a fotonstatisztikát. Húsz mérési pontban egyenként 1-1 másodperces kimeneti jelet tároltam el egy oszcilloszkóp segítségével, ezt szoftveresen daraboltam fel, így generálva megfelelő hosszú impulzusokat a folytonos fényű (CW) források adatsorából.



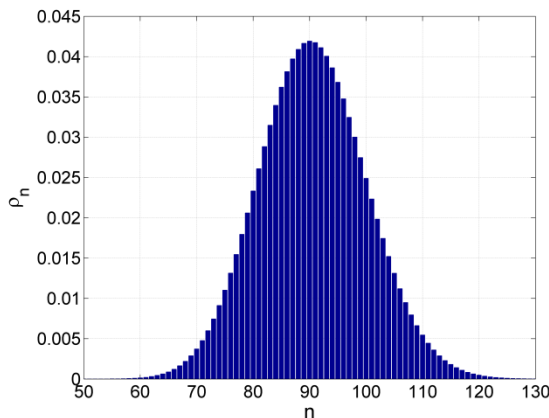
18. ábra: A fotonstatisztika becslésének kísérleti elrendezése [34]. A szaggatott piros nyíl jelzi a szabadtéri terjedést.

A kísérleti elrendezés sok szempontból hasonlít a korábbi fejezetekben bemutatottakra, ám ezúttal nem használtam polarizációosztó kockát és detektorként a fotonszámláló került a teljesítménymérők helyére (18. ábra). A környezeti zajok (napfény, mesterséges világítás) minimalizálása érdekében a szabadtéri terjedés teljes mértékben egy lezárt dobozban zajlott egy besötétített helyiségben. A műszerek és a doboz közt egy további fal biztosította, hogy a kijelzők fénye se juthasson el a detektorra. Fontos még megjegyezni, hogy nem végeztem pontos mikropozicionálást a kollimátor és a fotonszámláló között, mert alapvetően egy „proof-of-concept” jellegű kísérletről volt szó; a pozicionálásból eredő járulékos veszteséget elhanyagoltam. Továbbá ugyanezen megfontolásból nem törekedtem a rendkívül alacsony teljesítményre sem, a választott fényteljesítmény még nem vitte telítésbe a fotonszámlálót, így az eszköz nem érte el maximális beütési rátáját.

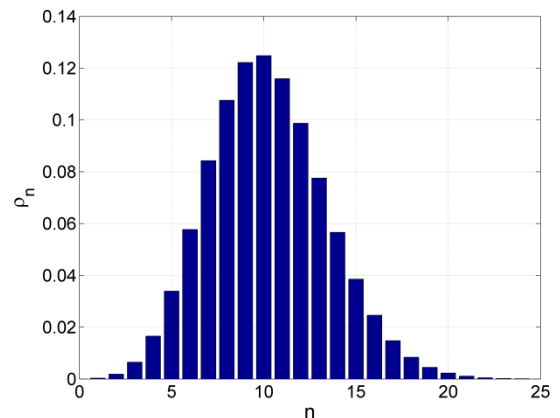


**19. ábra: Mért (kék) és ideális Poisson-eloszláshoz tartozó (zöld) no-click frekvenciák. A mérési szám növekedésével nő a beiktatott csillapítás, így csökken a kvantumhatásfok.**

A fenti ábrákon (19. ábra) jól látható, hogy a mért és számított értékek jól egyeznek, de az eltérés nem elhanyagolható. Kétféle probléma okozta a különbségeket: egyrészt a lézer koherenciaideje elég hosszú, nem sokkal rövidebb a használt időablakoknál, ezáltal az intenzitásban fellépő fluktuációkat mértük; másrészt a 100 ns-os ablak már nagyon közel van a számláló holtidejéhez (tipikusan 30 ns, maximum 65 ns a specifikációk alapján), ami erősen rontja a pontosságot.



**20. ábra: Becsült fotonstatisztika  
(1 μs-os időablak)**



**21. ábra: Becsült fotonstatisztika  
(100 ns-os időablak)**

A számított eloszlás-paraméterek (várható fotonszám egy ablakon belül) és hibaértékek a következők:  $\mu_{1\mu} = 90,6095$ ;  $f_{1\mu} = 2,43 \cdot 10^{-4}$ ;  $\mu_{100n} = 10,2170$ ;  $f_{100n} = 2,47 \cdot 10^{-2}$ . A két hibaösszeg két nagyságrendnyi különbséget mutat: az 1 μs-os ablak esetén jelentősen kisebb, hiszen ekkor az ablak hossza feltehetőleg már bőven meghaladja a koherenciaidőt, így a becslés pontosabb. A paraméterek aránya 10 helyett

8,87 – pedig azonos teljesítményű lézert használva tízszer akkora idő alatt várhatóan tízszer annyi foton érkezik –, ebből is látszik, hogy a választott modell nem megfelelő tetszőleges hosszú ablaknál. A 20. ábra és a 21. ábra mutatja a módszer által rekonstruált Poisson-eloszlást követő fotonstatisztikákat a két különböző esetben,  $\mu_{1\mu}$  illetve  $\mu_{100n}$  várható értékkel.

## Összefoglalás, további lehetőségek

Munkám során megalkottam egy jövőbeli, kvantumalapú kulcsszétosztásra használható összeköttetés alapjait, kiválasztottam, karakterizáltam és bemértem a szükséges eszközöket. A felhasznált eszközök a mérési eredmények alapján sok szempontból alkalmasnak bizonyultak egy BB84 protokollt megvalósító QKD-összeköttetés megalkotásához, azonban számos lehetőség van az összeköttetés továbbfejlesztésére. A további kutatási irányok:

- Szükséges a mechanikai konstrukció felülvizsgálata és a termisztor pontosabb elhelyezése, hogy a hőmérsékletszabályzás még jobb hatásfokkal működjön, és kevesebb ingadozást engedjen meg a kimenő teljesítményben.
- A pontosabb fotonstatisztika-rekonstrukció érdekében a későbbiekben impulzusüzemű lézervezérlő segítségével tényleges lézerpulzusokat tervezek vizsgálni a CW-fény utólagos szoftveres ablakozása helyett.
- Szabadtéri 850 nm-es VCSEL esetén érdemes megvizsgálni, hogy megjelenik-e a polarizációváltás, hiszen ebben az esetben elvileg nem lép fel a szálhoz illesztésből adódó visszacsatolás. Egymódusú, kisebb vonalszélességű lézer használata is célszerű lehet, mert így keskenyebb vevőoldali szűrővel hatékonyabban lehet védekezni a környezeti zajok ellen.



## Rövidítésjegyzék

<b>APD</b>	Avalanche photodiode	Lavina-fotodióda
<b>BB84</b>	Bennett–Brassard 1984	( <i>QKD-protokoll</i> )
<b>B92</b>	Bennett 1992	( <i>QKD-protokoll</i> )
<b>CW</b>	Continuous wave	Folyamatos hullám
<b>DC</b>	Direct current	Egyenáram
<b>EEL</b>	Edge-emitting laser	Élsugárzó lézer
<b>E91</b>	Ekert 1991	( <i>QKD-protokoll</i> )
<b>FC/PC</b>	Ferrule connector/Physical contact	( <i>optikai szálcsatlakozó típusa</i> )
<b>Ge</b>	Germanium	Germánium
<b>GPIB</b>	General purpose interface bus	Általános célú interfész-busz
<b>InGaAs</b>	Indium gallium arsenide	Indium-gallium-arzenit
<b>LED</b>	Light-emitting diode	Fénykibocsátó dióda
<b>MM</b>	Multimode	Multimódusú (optikai szál)
<b>NTC</b>	Negative temperature coefficient	Negatív hőmérsékleti együttható
<b>PER</b>	Polarization extinction ratio	Polarizációs elnyomási tényező
<b>PIN</b>	Positive–intrinsic–negative	Pozitív–adalékolatlan–negatív (dióda)
<b>PM</b>	Polarization maintaining	Polarizációtartó (optikai szál)
<b>QBER</b>	Quantum bit error rate	Kvantum-bithibaarány
<b>QKD</b>	Quantum key distribution	Kvantumalapú kulcsszétosztás
<b>SC</b>	Square connector	( <i>optikai szálcsatlakozó típusa</i> )
<b>Si</b>	Silicon	Szilícium
<b>SM</b>	Single mode	Egymódusú (optikai szál)
<b>SPAD</b>	Single photon avalanche photodiode	Egyfoton-lavinadióda
<b>VCSEL</b>	Vertical cavity surface-emitting laser	Felületsugárzó lézer
<b>VLC</b>	Visible light communication	Látható fényvel történő kommunikáció

# Ábrajegyzék

1. ábra: A BB84 protokoll szemléltetése [6].....	7
2. ábra: Egy VCSEL-struktúra keresztmetszeti képe [9] .....	7
3. ábra: Félvezető fényforrások nyalábkeresztmetszetének összehasonlítása [10] .....	8
4. ábra: A fotonszámoló működésének bemutatása az áram-feszültség karakterisztikán [17].....	10
5. ábra: A Rayleigh- és Mie-szórás irányeloszlása. A beeső fény balról vízszintesen érkezik [26].....	15
6. ábra: A vezérelhető optikai csillapító blokkvázlata [30].....	19
7. ábra: A vezérelhető csillapító csillapítási görbéje 850 (kék és piros görbék) és 1310 nm-en (zöld görbe). 850 nm-en jelentősen nagyobb a beiktatási csillapítás, kis mértékben meredekebb a karakterisztika, és megjelennek hirtelen ugrások is. ....	20
8. ábra: A csillapítás stabilitási vizsgálatának elrendezése. ....	21
9. ábra: A polarizációs nyalábosztó kocka működése [31]: a beérkező nyalábot (fekete) két részre bontja az eszköz, a p-polarizált komponenseket (zöld) átterszi, az s-polarizáltakat (piros) eltéríti .....	23
10. ábra: Mérési elrendezés az áram-teljesítmény karakterisztika és az időbeli stabilitás vizsgálatához ..	25
11. ábra: Az áram-teljesítmény karakterisztika és hőmérsékletfüggése. ....	26
12. ábra: Különböző hőmérsékleteken mért karakterisztikák különbségi görbéi.....	27
13. ábra: A polarizációs mérések blokkvázlata.....	31
14. ábra: A vízszintes (kék) és függőleges (piros) lineáris polarizációk teljesítményaránya a lézerefényben. A vastag vonalak az SM szálas mérések, a vékony pontozott vonalak a PM szálas mérések eredményeit ábrázolják.....	32
15. ábra: A mért feszültségek munkapontfüggése. Kék: vízszintes polarizáció, piros: függőleges polarizáció. A vastag vonalak az SM szálas, a vékony vonalak a PM szálas mérésekhez tartozó görbék, a halvány vonalak az adott polarizátor kívánt irányában mért feszültség.....	33
16. ábra: A vízszintes (kék) és függőleges (piros) lineáris polarizációk teljesítményaránya a szabadtéri élsugárzó lézer fényében. Adott színű görbéhez tartozó értékek az azonos színű függőleges tengelyen olvashatóak le. ....	35
17. ábra: A mért feszültségek munkapontfüggése a szabadtéri élsugárzó lézernél. Kék: vízszintes polarizáció, piros: függőleges polarizáció. ....	35
18. ábra: A fotonstatisztika becslésének kísérleti elrendezése [34]. A szaggatott piros nyíl jelzi a szabadtéri terjedést.....	37
19. ábra: Mért (kék) és ideális Poisson-eloszláshoz tartozó (zöld) no-click frekvenciák. A mérési szám növekedésével nő a beiktatott csillapítás, így csökken a kvantumhatásfok. ....	38
20. ábra: Becsült fotonstatisztika (1 $\mu$ s-os időablak) .....	38
21. ábra: Becsült fotonstatisztika (100 ns-os időablak) .....	38

## **Köszönetnyilvánítás**

Szeretnék köszönetet mondani konzulenseimnek: Fekete Gábornak, aki a mindennapos felmerülő kérdések megválaszolásában, a mérések lebonyolításában, a műszervezrlés megismertetésében volt segítségemre; Dr. Kis Zsoltnak (MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont), aki amellet, hogy konzulensként segítette munkámat és segítséget nyújtott a bonyolultabb fizikai jelenségek megértésében, lehetőséget biztosított egy fotonszámláló használatára és hasznos tanácsokkal látott el annak kezelését illetően; Gerhátné Dr. Udvary Eszternek, aki elsőként javasolta, hogy a témával foglalkozzak, segített a kutatási irány kialakításában és minden szükséges eszköz beszerzésében; valamint mindenkinek, aki a munkámat bármilyen módon előrevitte.

## Irodalomjegyzék

- [1] W.K. Wootters, W. H. Zurek: *A single quantum cannot be cloned*, Nature 299.5886 (1982): 802-803.
- [2] R. Ursin, et al: *Free-space distribution of entanglement and single photons over 144 km*, arXiv preprint quant-ph/0607182, 2006.
- [3] T. Schmitt-Manderbach, et al.: *Experimental demonstration of free-space decoy-state quantum key distribution over 144 km*, Physical Review Letters 98.1 (2007): 010504.
- [4] B. Korzh, et al: *Provably secure and practical quantum key distribution over 307 km of optical fibre*, Nature Photonics 9.3 (2015): 163-168.
- [5] C.H. Bennett, G. Brassard: *Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing*, Theoretical computer science 560 (2014): 7-11.
- [6] Swiss Quantum: *Key Sifting*, <http://swissquantum.idquantique.com/?Key-Sifting>
- [7] R. Michalzik, K. J. Ebeling: "Operating principles of VCSELs." *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, Springer Berlin Heidelberg, 2003, pp. 53-98., ISBN 978-3-662-05263-1
- [8] G. P. Agrawal: *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons, Inc., 2002, pp. 105-106., pp.138-148., p. 203., ISBN 0-471-22114-7
- [9] J. Hecht: *VCSEL-Acronym*, Laser Focus World, <http://www.laserfocusworld.com/blogs/what-the-hecht/2012/05/vcsel-acronym.html>
- [10] Finisar / The Resource for VCSEL Technology: *Design with VCSELs*, <http://myvcSEL.com/designing-with-vcSels/>
- [11] A.B. Kaplan: *Investigating the Polarization Properties of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, B.A. Honors thesis, Amherst College, 2007
- [12] J. Martin Regalado, et al: *Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers*, *Quantum Electronics*, IEEE Journal of 33.5 (1997): 765-783
- [13] E. Merritt: *The Effects of Extremely-Short External Cavity Optical Feedback into a Modulated Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*, Doctoral dissertation, Mount Holyoke College, 2011
- [14] Laser Components: *Avalanche Photodiodes*, [http://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user\\_upload/home/Datasheets/lc/applikationsreport/avalanche-photodiodes.pdf](http://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lc/applikationsreport/avalanche-photodiodes.pdf)

- [15] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa: *Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection*, Applied optics 35.12, 1996, pp. 1956-1976
- [16] ID Quantique: *Photon counting for Brainies*, 2013
- [17] Thorlabs: *Single Photon Counters/Tutorial*, [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=5255](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5255)
- [18] W. Reeb (Laser Components): *Progress Through Photonics*, [http://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user\\_upload/home/Datasheets/lc/veroeffentlichung/progress-through-photonics.pdf](http://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lc/veroeffentlichung/progress-through-photonics.pdf)
- [19] G. Held: *Introduction to Light Emitting Diode Technology and Applications*, CRC Press, (Worldwide, 2008), Ch. 5, p. 116., ISBN 1-4200-7662-0
- [20] Excelitas: *SPCM-AQRH Single Photon Counting Module, Datasheet*, 2016
- [21] ID Quantique: *IDI20, Datasheet*, 2016
- [22] Micro Photon Devices: *InGaAs SPAD, Datasheet*, 2014
- [23] P. Jeszenői: *Szabadtéri optikai átvitel, realitások*, Híradástechnika, LIX. évfolyam 2005/2, pp. 18-24.
- [24] A. Carrasco-Casado, V. Fernández, N. Denisenko: „Free-Space Quantum Key Distribution”, *Optical Wireless Communications – An Emerging Technology*, Springer International Publishing Switzerland, 2016, pp. 593-607., ISBN 978-3-319-30200-3
- [25] Gy. Murguly PhD: *Az idő nem múlik, Albert Einstein relativitás-elméletének cáfolata*, Új Kékszalag Könyvkiadó, 2004, ISBN 9638626607
- [26] Georgia State University, Dept. of Physics and Astronomy: *Hyperphysics/Scattering*, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html>
- [27] L. Bacsardi, A. Kiss, M. Galambos, S. Imre: *Examining Quantum Key Distribution Protocols in Laser Based Satellite Communications*, IEEE Comnetsat 2012, Jul 12-14 (2012)
- [28] L. Bacsardi: *On the Way to Quantum-Based Satellite Communication*, IEEE Comm. Mag.51:(08) pp. 50-55. (2013)
- [29] M. Galambos, L. Bacsardi, A. Kiss, S. Imre: *Analyzing Quantum Based Protocols in LEO and GEO Satellite Communication*, IAC2011, Oct 3-7, pp.1-5. (2011)
- [30] Anritsu Corporation: *Instruction Manual. Programmable Optical Attenuator MN939C*, 1989
- [31] Thorlabs: *Broadband Polarizing Beamsplitter Cubes/BS Selection Guide*, [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=739](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=739)

- [32] A. R. Adams, M. Asada, Y. Suematsu, S. Arai: *The Temperature Dependence of the Efficiency and Threshold Current of In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> Lasers Related to Intervalence Band Absorption*, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 19, number 10, 1980
- [33] G. Zambra, et al.: *Experimental Reconstruction of Photon Statistics without Photon Counting*, Phys. Rev. Lett. 95, 063602 (2005).
- [34] Á. Schranz, E. Udvary, Zs. Kis: *Photon Statistics Determination for Single Photon Based Quantum Key Distribution*, 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2016