

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI
EGYETEM

OTDK DOLGOZAT

Telekom hullámhosszon működő
kétfoton forráshoz alkalmazható
ppKTP kristály tesztelése

Szerző

Kóti Dávid Attila
Fizika BSc III. évfolyam

Témavezető

Dr. Sarkadi Tamás
Egyetemi Docens

2023



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
2. Hőmérsékletstabilizálás	5
2.1. Kristályfoglalat	5
2.2. Végeselem modellezés	7
2.3. PID szabályozás	10
3. Kétfotonos kísérletek előkészítése	13
3.1. Mérési összeállítás	13
3.2. Mérési eredmények	17
3.2.1. Lencse fókuszhosszának változtatása	18
3.2.2. Pumpalézer vizsgálata	24
3.2.3. A kristály pozíciójának változtatása	27
3.2.4. Hőmérséklet változtatása	29
3.3. Jövőbeli teendők	30
4. Összefoglalás	30
5. Köszönetnyilvánítás	31

Kivonat

Jelenleg használt titkosítási protokolljaink megfelelően nagy számítási kapacitás, például egy kvantumszámítógép segítségével feltörhetőek. Ezért az utóbbi években a kvantumosan titkosított kommunikáció megvalósítása előtérbe került. Ehhez kvantumösszefonódott részecskéket kell továbbítani a kommunikációs feleknek.

A fény - részecsketermészetének köszönhetően - alkalmas kvantumkulcsmegosztásra, ha a fotonok polarizációban összefonódtak. Az Atomfizika Tanszéken folyó kvantumoptikai kutatások egyik célja, hogy egy olyan összefonódott kétfoton forrást készítsen, ahol a kilépő fotonok az 1550 nanométeres, telekommunikációs hullámhossztartományba esnek. Munkám során ennek előkészítésében veszek részt.

Feladatom a rendszer lelkét képező, az összefonódott fotonokat biztosító, nemlineáris *periodikusan polarizált kálium titanil foszfát* kristály hőmérsékletstabilizálása volt peltier cella segítségével. Erre azért van szükség, hogy az összefonódott fotonok kollineárisan lépjenek ki a kristályból, azonban az érzékeny a periódusok kicsiny hosszváltozására. A befoglalt kristály tesztelésére alkalmas kompakt összeállítást is el kellett készítenem, illetve előzetes méréseket végezni a rendszerrel. Az összeállításnak a *Budapesti Műszaki Egyetem* és a *Wigner Fizikai Kutatóközpont* között mozgathatónak kellett lennie, hiszen az egyetem jelenleg nem rendelkezik infravörös tartományban működő egyfoton detektorral.

1. Bevezető

A kvantumkommunikációban kulcsszerepet játszanak az összefonódott fotonpárok. Ezek olyan részecskepárok, melyek állapotai nem írhatóak fel két önálló részecske állapotainak segítségével. Ez azt jelenti, hogy míg az állapotok véletlenszerűek, a két részecskére nézve nem függetlenek.

A fotonok, melyeket a kvantumkommunikációs kulcsmegosztásra használnak, két állapotot tudnak felvenni. Ez a két állapot két, ortogonális polarizációjú állapotot takar. Az egyik polarizációs állapotot jelöljük $|\uparrow\rangle$ -ként, a másikat pedig $|\rightarrow\rangle$ -ként. Ezzel a jelöléssel felírható az az állapot, melyet az általunk vizsgált periodikusan polarizált kálium titanil foszfát (a továbbiakban ppKTP) kristály által szolgáltatott fotonoktól elvárunk:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle_A \otimes |\rightarrow\rangle_B + |\rightarrow\rangle_A \otimes |\uparrow\rangle_B) , \quad (1)$$

ahol A és B index az egyik, illetve a másik fotonra való hivatkozás. Jól látható, hogy mindkét foton 50-50%-os valószínűséggel van az egyik vagy a másik polarizációs állapotban, azonban biztos, hogy a két foton állapota különböző. Így biztosítható a kommunikációs kulcs véletlenszerűsége azzal együtt, hogy a kommunikációs felek mégis tudják, hogy a másik félnél éppen mi az aktuális kulcs. Ezen összefonódott fotonok segítségével felállítható olyan kvantumkulcsmegosztási protokoll [1], melynek segítségével egyértelműen detektálható, hogy a rendszert valaki lehallgatja-e. Ez azon alapul, hogy a mérés (melyet a lehallgató fél végez lehallgatás gyanánt) nem feleltethető meg egy unitér transzformációnak, azaz a kvantum rendszert mindenképpen módosítja. Ekkor azonban a Bell-egyenlőtlenség alapján egyértelműen detektálható a lehallgatás. Ugyanakkor az összefonódott fotonpárok nem csupán kvantumkulcsmegosztásra alkalmasak, hanem például szupersűrű kódolás megvalósítására is [2], mely során egy kvantum bit segítségével két hagyományos bit továbbítható, megőrizve azt a tulajdonságot, hogy a kommunikáció lehallgathatatlan.

A gyakorlatban használható fotonpárforrás készítése azonban nem egyszerű feladat, mivel az összefonódást létrehozó spontán parametrikus lekonverzió (SPDC) hatásfoka alacsony. Az SPDC folyamat olyan anyagokban jöhet létre melyben az elektromos polarizáció nem csak lineárisan függ az elektromos térerősségtől. Az összefonódott fotonpárok keltésében a másodrendű polarizáció játszik szerepet. Az alacsony hatásfok abból adódik, hogy a lekonverziót leíró Hamilton operátorban [3]:

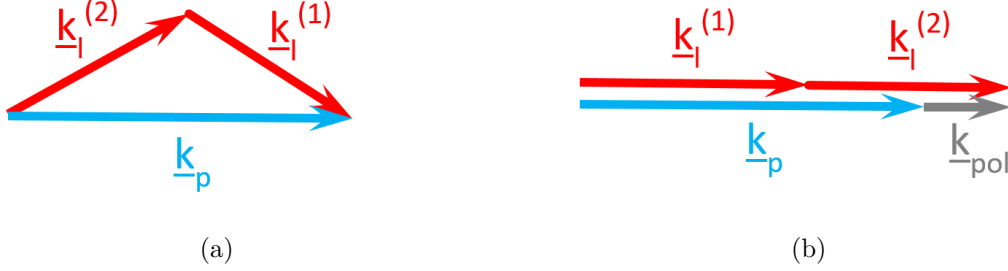
$$\hat{H}_K = \int_V \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \hat{\mathbf{E}}^+ \hat{\mathbf{E}}^- \hat{\mathbf{E}}^- + h.c.) d^3\mathbf{r} , \quad (2)$$

szereplő $\chi^{(2)}$ másodrendű szuszceptibilitás tenzor normája, az elsőrendű szuszceptibilitás normájának a jelenlevő átlagos elektromos tér amplitúdójával vett hányadosánál nagyságrendekkel kisebb:

$$\|\chi^{(2)}\| \ll \frac{\|\chi^{(1)}\|}{|\mathbf{E}|} .$$

A Hamilton operátorban a K index arra utal, hogy ez nem a teljes operátor, annak csak a jelenség szempontjából releváns „kölcsönhatási” tagja, ε_0 a vákuum dielektromos állandója, a $\hat{\mathbf{E}}^+ = \hat{\mathbf{E}}^{-\dagger}$ operátorok az elektromos tér kvantumoperátorai, és a „:” művelet a kettős skalárszorzat (angolul double dot product).

Így az alacsony lekonverziós hatások miatt az egyik fontos kitétel a fotonforrások számára a megfelelő fotonfluxus biztosítása. Ehhez többek között arra



1. ábra. A lekonvertált hullámszámvektorok összegének meg kell egyeznie a pumpafoton hullámszámvektorával erősítő interferencia esetében. Így általánosan a lekonverzió két fotonja egy kúp mentén lép ki a kristályból (a). A kristály periodicitása által az effektív pumpanyaláb hullámszámvektor módosítható, így kollineáris kilépést megvalósítva a lekonvertált fotonokra (b).

van szükség, hogy a lekonverziót biztosító kristály hosszú legyen [4], mivel a lekonvertált fotonfluxus arányos a kristályhosszal. A lekonverzió energiamegmaradással jár, így a lekonvertált fotonpár energiája megegyezik a beérkező pumpafoton energiájával. A kristályban azonban az impulzusmegmaradásnak is teljesülnie kell:

$$\hbar \mathbf{k}_\ell^{(1)} + \hbar \mathbf{k}_\ell^{(2)} = \hbar \mathbf{k}_p, \quad (3)$$

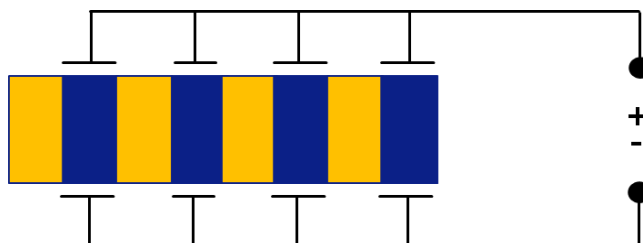
ahol $\mathbf{k}$ a lekonvertált illetve a kristályt pumpáló foton hullámszámvektora, $\hbar$ a redukált Planck-állandó, illetve a hullámszámvektorok jelzései a megfelelő fotonra való hivatkozás. Mivel a KTP törésmutatója nem egyezik meg a pumpa és a lekonvertált foton frekvenciájára, ezért az impulzusmegmaradás nem tud úgy teljesülni, hogy a lekonvertált fotonok a pumpa fotonnal párhuzamosan lépjenek ki (1a. ábra). A hatékony fotonbegyűjtéshez azonban a kollineáris fotonkilépés szükséges. Szerencsére azonban a kristály folytonos translációs szimmetriájához tartozó impulzusmegmaradást át lehet alakítani kvázi-impulzus megmaradássá, ha elérjük, hogy a kristály diszkrét translációs szimmetriával rendelkezzen. Erre szolgál a ppKTP periodikus polarizációja. A periodikus polarizáció periodusából, mint rácsállandóból kapható hullámszámvektor egészszámú többszörösének erejéig ($n \in \mathbb{Z}$) az impulzusmegmaradás határozatlanná válik:

$$\hbar \mathbf{k}_\ell^{(1)} + \hbar \mathbf{k}_\ell^{(2)} = \hbar \mathbf{k}_p + \hbar n \mathbf{k}_{pol}. \quad (4)$$

Így elérhető, hogy megfelelően méretezett polarizáció esetén a lekonvertált fotonok kollineárisan lépjenek ki a kristályból (1b. ábra). A gyakorlatban tipikusan 1. vagy -1. rendű periodikus polarizációt használnak, mivel ezzel lehet a legjobb hatásfokot elérni [5].

A periodikus polarizáció azt jelenti, hogy egymás utáni tartományonként a kristály nemlineáris együtthatóját invertálják. Mindezt annak segítségével teszik, hogy a használt kristályok ferroelektromos tulajdonságokat mutatnak [6]. Így periodikusan elhelyezett elektródákra (2. ábra) kapcsolt magas feszültség segítségével a spontán beállt polarizáció iránya megváltoztatható. Ekkor az invertált tartományban a nemlineáris együttható

előjele is megváltozik. Ekkor az itt keletkező fotonok az előző, nem invertált tartományhoz képes 180° -os fázistolást szenvedve keletkeznek. Ezzel a (4) kváziimpulzus megmaradásra vonatkozó összefüggés által kijelölt kilépési irányok az interferencia erősítési irányjaival magyarázhatóak.



2. ábra. Egy lehetséges vázlatos geometria a periodikus polarizáció elkészítéséhez.

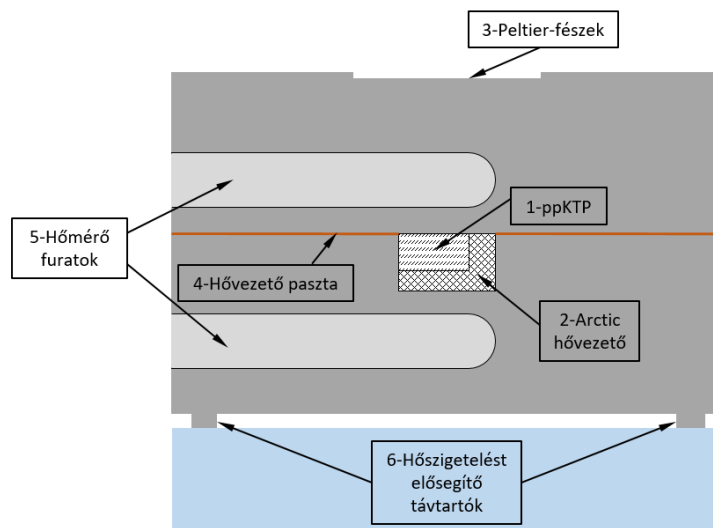
A kristály törésmutatója, illetve periódushossza rendkívül érzékeny a hőmérsékletváltozásra, ezért az csak egy bizonyos hőmérsékleten működik megfelelően. A hőmérséklet elhangolásával többé nem kollineárisan lépnek ki a lekonvertált fotonok, így a begyűjtési hatásfokot csökkentve. Ennek elkerülése érdekében a ppKTP kristály hőmérsékletstabilizációja szükséges.

2. Hőmérsékletstabilizálás

2.1. Kristályfoglalat

Az általam használt ppKTP kristály egy $1\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ -es hasáb alakjában áll elő. Ennek az oka, hogy minél hosszabb kristály szükséges a jó lekonverziós hatásfok eléréséhez, minekutána a lekonvertált fotonok száma lineárisan növekszik a kristály hosszával [7]. Illetve a másik dimenzióban való vékonyság oka, hogy a periodikus polarizáció előállítása, jó minőségben technikai akadályokba ütközik [8]. Ennek a hosszúkás, azonban vékony méretnek köszönhetően, a kristály sérülékeny, így megfelelő foglalatot kell neki készíteni.

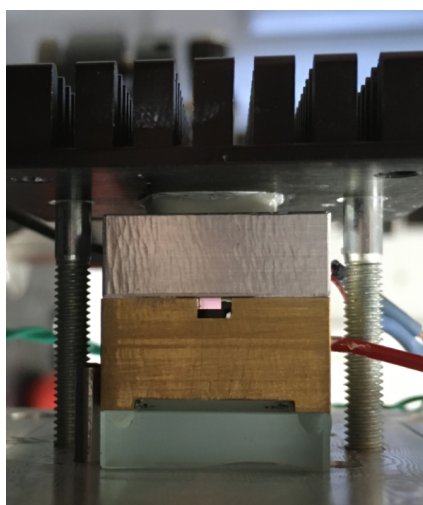
Az általam készített foglalat két részből áll. Az alsó részben található egy horony, melynek egyik oldalára felfekszik a kristály (3. ábra–1). Ez a vályat azonban túlméretes annak érdekében, hogy a kristály véletlenül se legyen megszorítva, így az eltörést kockáztatva. Az ennek következtében léterjött hézagot egy gumiszerű, azonban jó hővezető anyaggal, *Arctic hővezető lappal* töltöttem ki (3. ábra–2). A felső rész egyszerűen egy optikai műhelyben, 1200-as csiszolóporral megmunkált sík. Így erre a kristály minden veszély nélkül fel tud feküdni. A két rész csavaros megoldással van összefogatva, a jó hővezetés érdekében a két fél közé hővezető paszta került (3. ábra–4). Végeredményként a biztonságos befogás mellett sikerült a kristály pozícióját is pontosan definiálhatóvá tenni, a két felfekvő felületnek köszönhetően.



3. ábra. A kristályfoglalat vázlatos metszeti rajza.

Mind az alsó, mind a felső rész méreteit a megmunkálás megkönnyítésére, és a jó hővezetés érdekében viszonylag nagyra vettem. A befoglaló méretek így az alsó elem esetében 10 mm*20 mm*30 mm, illetve a felső elem esetében 7,5 mm*20 mm*30 mm, ahol a 30 mm-es mérettel párhuzamosan áll a kristály tengelye. Ezzel elértem, hogy a kristály végei is védve legyenek a véletlen sérülésektől.

További részletek találhatók mind az alsó, mind a felső elemen. A felső részen található egy 13mm*13mm-es, 0,5mm mélységű fészek (3. ábra–3) kiképezve a hőmérsékletstabilizáláshoz használt peltier-cella részére. Az alsó rész alja pedig úgy van kiképezve, hogy minél kisebb felületen érintkezzen (3. ábra–6). Erre a környezettől való minél kisebb hőfelvétel miatt van szükség (a részletekről a következő „Végeselem modellezés” fejezetben lesz szó).

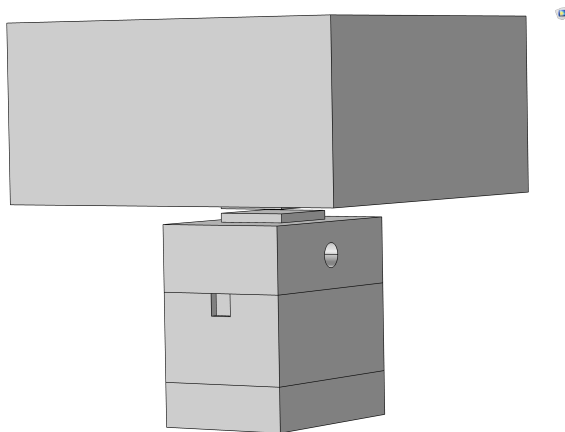


4. ábra. A kristályfoglalat képe előlről.

Illetve mindkét részen található egy-egy $\varnothing 2,4$ mm-es furat (3. ábra–5). Az alsó részen a vályat aljától 3,1 mm-re, a felső részen pedig a finoman megmunkált síktól 3,75 mm-re található a furatközép, melyek a hőmérők elhelyezését teszik lehetővé.

2.2. Végeelem modellezés

Annak érdekében, hogy megbecsüljem, hogy mekkora felületű hűtőbordát kell alkalmaznunk, készítettem egy hőmérsékletszimulációs modellt. A szimulációt végeelem módszer segítségével végeztem el, *Comsol* programban.



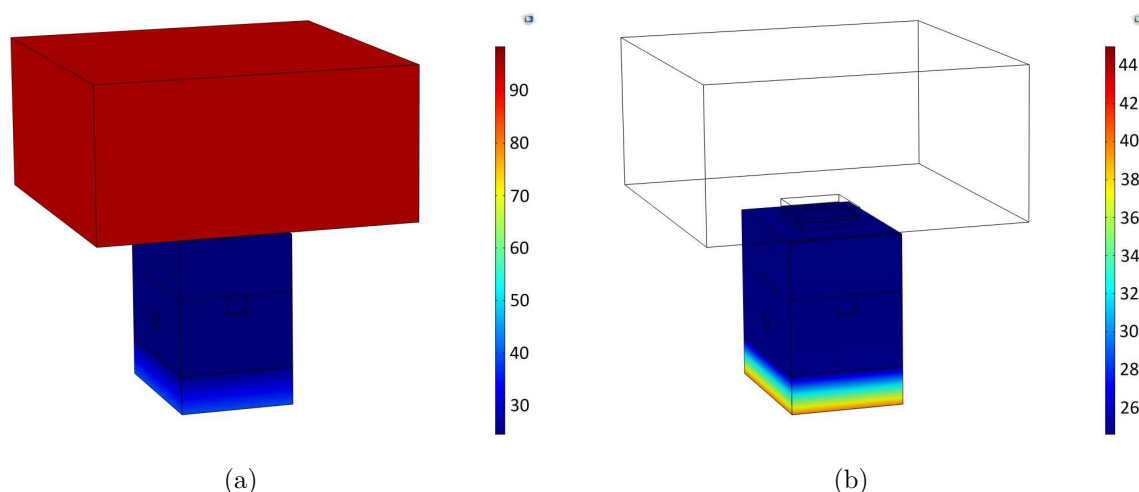
5. ábra. Az alkalmazott modell.

Először elkészítettem egy egyszerűsített geometriai modellt, amiben a hővezetés szempontjából biztosan elhanyagolható elemeket kihagytam. Így például a két részt összefogó csavarokat nem vettem figyelembe, de például a hőmérőfuratokat bennt hagytam, hogy látszódjék, ha nem a kristály hőmérsékletére állnak be a furatok. Magát a hűtőbordát egy négyzetes hasábként implementáltam, a levegővel való hőcserét csak természetes, azaz nem kényszerített hőtranszferrel vettem figyelembe. A hőmérsékleti sugárzás elhanyagolása kis hőmérsékletek mellett nem okoz nagy hibát. Főleg azt figyelembe véve, ha egy ember elhalad a készülék mellett, akkor már nem tekinthető a rendszer körüli levegő állónak, és ekkor sokkal hatékonyabb a hőtranszfer, mint a szimulációba implementált állólevegős esetben. Magának a hőmérsékletstabilizálандó térfogatnak való hőátadást kétféleképpen kezeltem. Az egyiket, a levegővel érintkező felületek konvekciós (illetve kondukciós) hőátadását, a hűtőbordához hasonlóan készítettem el. A másik pedig a talapzattal érintkező felület. Itt, mivel a szerkezet egy nagy fémtömbre van felszerelve, aminek rendkívül nagy a hőkapacitása, és nagyon jó a hőelvezető képessége, szükséges a hőszigetelés. Annak érdekében, hogy a szerkezet mechanikailag stabil maradjon egy 5 mm vastagságú üveglapra esett a választás (ez az 5. ábrán az alsó hasáb). A határfeltételt úgy vettem fel, hogy az üveglap alsó fele egy konstans hőmérsékleten legyen, mely hőmérséklet a külső levegő hőmérsékletével egyezze meg. Ez nem rossz közelítés, azt figyelembe véve, hogy az üveglap hővezető képessége nagyságrendekkel rosszabb, mint a fémeké, így a hőmérsékletgradiens ebben a szigetelőrétegben alakul ki. A peltier cella viselkedését úgy vettem figyelembe, mivel a becsléshez szükségtelennek tartottam magának a cellának a félvezető szerkezetét

is lemodellezni, hogy amennyi hőt vesz fel a felvételi oldalon, annak kétszeresét adja le a kimeneti oldalon.

A kristály által elvileg igényelt hőmérséklet $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ezt úgy implementáltam a modellbe, hogy a kristály térfogatára kiátlagolt hőmérséklet legyen $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. A külső hőmérsékletet a modellezés során $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nak vettem, hogy bármilyen nagy nyári melegben is üzemeltethető legyen a berendezés.

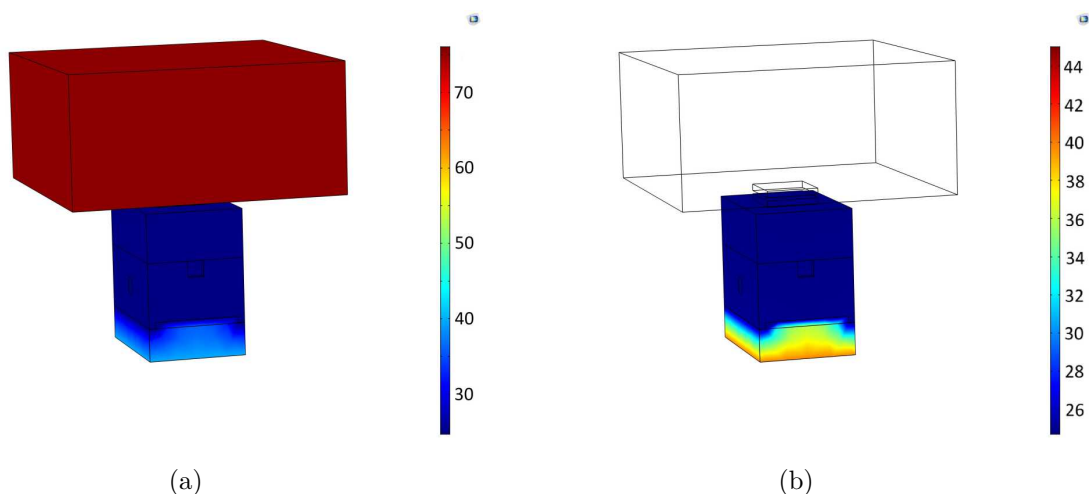
Az első szimulációs eredmények (6. ábra) azt mutatták, hogy körülbelül $1,6\text{ W}$ -nyi hőteljesítményt kell a peltier cellának elvonnia a hűtött térfogattól. Ezzel egy reális méretű, 5000 mm^2 felületű hűtőborda (stacionárius esetben) majdnem $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra melegedne fel. Ez túl sok, ezért a hűtött térfogatba jutó teljesítmény csökkentése érdekében az üveg szigetelő és a kristályfoglalat érintkezési felületét csökkentettem.



6. ábra. A légrés nélküli szimuláció 5000 mm^2 -es felülettel. Jól látszik, hogy a „hűtőborda” rendkívül felmelegedett (a), illetve az üvegben fellépő nagy hőmérsékletgradiens (b). A hőmérsékletértékek $^{\circ}\text{C}$ -ban vannak feltüntetve.

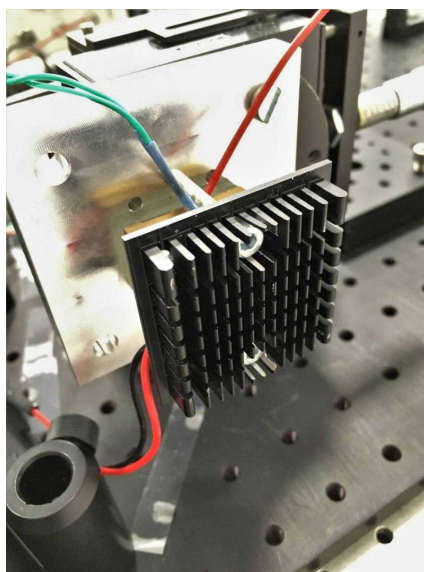
Az üveg és a foglalat így kettő, 1 mm széles csíkon fekszik fel egymáson, egyébként 1 mm -es légrés van közöttük. Ezzel, az ugyanakkora felületű hűtőbordára, $75\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ot kapnánk, ami elfogadható hőmérséklet a szélsőséges szimulációs körülményeket figyelembe véve (7. ábra). Így a megvalósításnál is alkalmaztam a légrést. A megfelelő hűtőfelület méret megtalálása érdekében a hűtőfelületet szisztematikusan növeltem egy a programba épített funkció segítségével. Azt találtam, hogy egy 8000 mm^2 -es hűtőborda megfelelő. Ekkor az $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra melegszik fel.

Az eredmények értelmezésénél fontos figyelembe venni, hogy a modell a Nusselt-szám, és egyéb empirikus mennyiségek [9] alapján számol, ami jelentősen különbözhet vízszintes és függőleges falak során. Így igyekeztem olyan geometriát használni, ami a kapott hőmérsékletet felülbecsli.



7. ábra. A légréses szimuláció 5000 mm^2 -es felülettel. Jól látszik, hogy a „hűtőborda” felmelegedése csökkent a légrés használatával (a), illetve a hőmérsékletgradiens jelentékeny része a légrésre tevődött át (b). A hőmérsékletértékek $^{\circ}\text{C}$ -ban vannak feltüntetve.

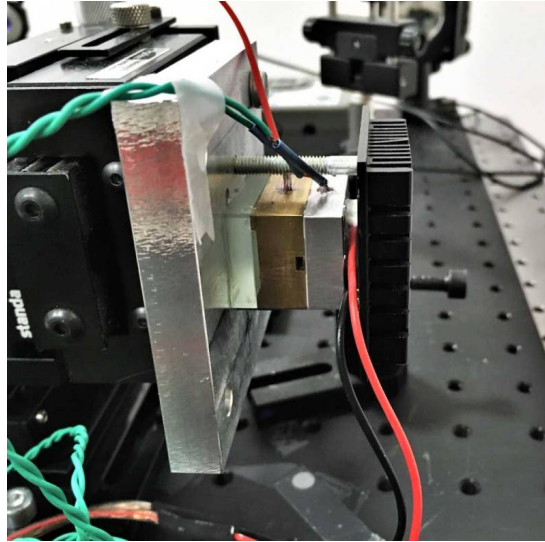
Választásom végül egy $\sim 9500 \text{ mm}^2$ -es hűtőbordára esett (8. ábra). Ez megfelelt a modellezés alapján támasztott követelményeknek, azonban még nem túl nagy méretű.



8. ábra. Az alkalmazott hűtőborda.

A rendszert még nem használtam a modellezésnél használt szélsőséges hőmérsékleti viszonyok között, azonban a modellt újravívtattam 26°C -os külső hőmérsékletre, mely külső hőmérséklet megegyezik a hőmérsékletstabilizátor beállításánál tapasztalt laborhőmérséklettel. Ekkor azt kaptam, hogy a hűtőbordának $\sim 28,5^{\circ}\text{C}$ -nak kell lennie. Sajnos ekkor nem volt módomban megmérni a hűtőborda hőmérsékletét, azóta (a dolgozat megírásáig) a hőmérséklet pedig mindig 25°C alatt volt. Azonban az emberi érzékelés a húszfokos

tartományban elég megbízhatóan működik, így tapintás alapján azt mondhatom, hogy a szimulációs eredmény hasonló, mint a gyakorlatban tapasztalt hőmérséklet.

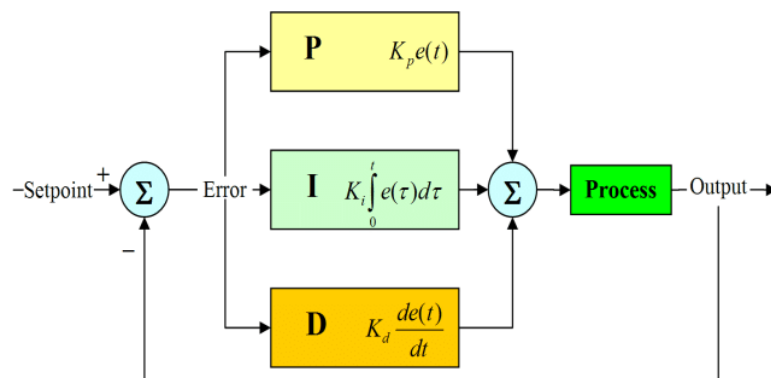


9. ábra. Az elkészült stabilizátor összeállítás.

A szimuláció elvégzésénél még nem tudtam, hogy hogyan lesz a hűtőborda felfogatva, mivel az a méretétől függött. A végül alkalmazott csavaros rögzítés azonban sok hőt elvezet a hűtőbordáról, így az bizonyosan nem éri el a szimulált hőmérsékletet.

2.3. PID szabályozás

A hőmérsékletstabilizáláshoz szükség van egy rendszerre, ami dinamikusan tudja változtatni a hűtő (illevé bizonyos esetekben fűtő) teljesítményt. Annak érdekében, hogy a hőmérsékletreguláció minél gyorsabb legyen, viszont ennek ellenére se lépjenek fel hőmérsékleti oszcillációk, érdemes úgynevezett PID szabályozást alkalmaznunk.

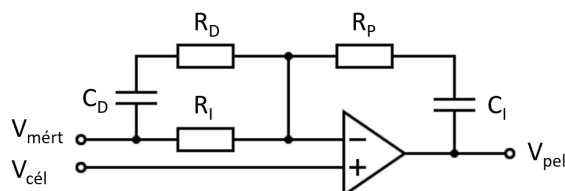


10. ábra. A PID szabályozás blokkdiagramja. [11]

A PID szabályozás lényege, hogy a hőmérsékletkontrollálást három tag segítségével valósítjuk meg [10]. Az első a proporcionális tag, mely a célhőmérséklet és a mért hő-

mérséklet különbségével arányos fűtőtéljesítményt biztosít. Ehhez jön hozzá az integrális tag. Ennek a tagnak a segítségével kiküszöbölhetjük azt, hogy a proporcionális tag nem pontosan a célhőmérsékletre áll be, illetve gyorsíthatjuk a célhőmérséklet elérését. Ez a tag, mint a neve is mutatja, a célhőmérséklet és a mért hőmérséklet közötti integrállal arányos fűtőtéljesítményt biztosít. Ezzel már jó szabályzást lehet megvalósítani, azonban a célhőmérséklet elérése még gyorsabbá tehető a differenciális tag segítségével. Ez a célhőmérséklet és a mért hőmérséklet közötti különbség deriváltjával arányos teljesítményt biztosít. Főleg akkor hasznos, ha a célhőmérséklet változik.

A hőmérsékletszabályozást egy *Analog Technologies* által gyártott *TECEV104* hőmérsékletszabályozó áramkör illetve egy *TECA1-5V-5V-D* hőmérsékletszabályzó chip segítségével valósítottam meg. A rendszer vázlatos kapcsolási rajza a 11. ábrán látható. A különböző ellenállás és kapacitás értékek állíthatóak, melyek segítségével szabályozható be a hűtendő rendszerhez illeszkedő válaszsebesség.



11. ábra. Az általam használt PID szabályozó áramkör vázlatos kapcsolási rajza.

A rendszer hőmérsékletét egy 25°C-on 10 kΩ-os termisztor segítségével figyeltem, melyet a 2.1 alatt már említett furatba helyeztem el. A két furat közül a teljesítményleadást végző peltier cellához közelebbit, attól 2,25 mm-re található tengelyűt választottam, mivel az így kialakult kisebb időállandó miatt csökkent a rendszer oszcillációra való hajlamosága, így ezzel gyorsabb regulációt tudtam megvalósítani. A termisztort (csakúgy, mint a peltier cellát) hővezető pasztába ágyaztam a jó hőkontaktus elérése érdekében. A termisztorhoz kapcsolódó áramköri rendszer úgy van kialakítva, hogy a $V_{mért}$ feszültség (11. ábra) a hőmérséklettel arányos legyen. A 0 és 5 V közötti feszültség a 15 és 50 °C közötti hőmérsékletnek feleltethető meg. Mivel a szabályzó 5 V-os feszültségről üzemel, ezért ennél nagyobb célfeszültség nem alkalmazható.

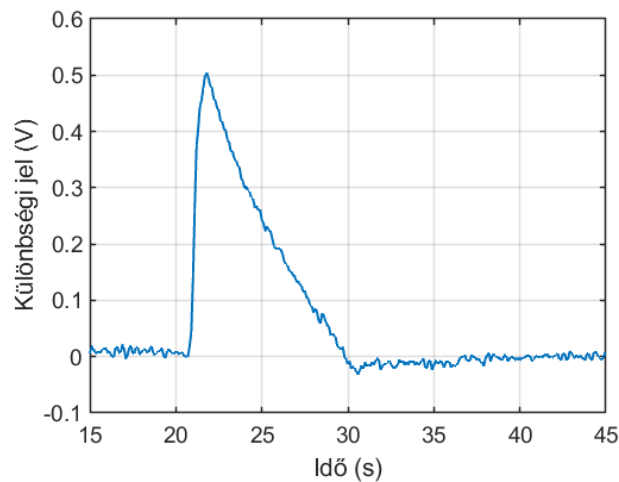
A céljaimra nem szükséges még az 5 V-os célfeszültség (azaz 50 °C-os célhőmérséklet) sem, ezért a szabályozóeszköz egyik kimenetén megjelenő 3 V-os feszültséget használtam fel. Ez 35 °C-os maximális elérhető hőmérsékletet jelent. A $V_{cél}$ célfeszültség értéket fokozatmentesen állíthatóra készítettem el egy potméterrel megvalósított feszültségosztó segítségével. Annak érdekében, hogy a feszültségosztó ne terhelje feleslegesen az áramkört, nagy ellenállású, 47 kΩ-os potenciométert választottam.

Annak köszönhetően, hogy a reguláló áramkör gyakorlatilag egy műveleti erősítővel megvalósított invertáló erősítő, egy integráló áramkör, és egy differenciáló áramkör kombinációja, a beállítása viszonylag egyszerű volt. Ahhoz, hogy megfigyelhessem az éppen aktuális beállítás viselkedését, a célfeszültség ($V_{cél}$) és a termisztor által szolgáltatott, mért

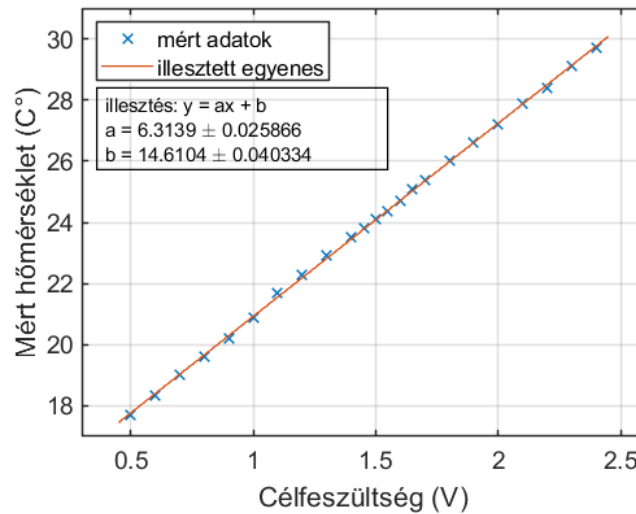
1. táblázat. A PID szabályzó beállítási paramétereit.

C_D	4,7 μF
R_D	24,9 $\text{k}\Omega$
R_I	1 $\text{M}\Omega$
R_P	7 $\text{M}\Omega$
C_I	74 nF

feszültség ($V_{\text{mért}}$) közötti hibajelet egy oszcilloszkópon megjelenítettem. Ehhez alkalmaztam egy aluláteresztő szűrőt (mely egy 1 nF-os kondenzátorból és egy 10 k Ω -os ellenállásból állt), hogy a környezetből felszedett nagyfrekvenciás zajok ne rontsák a leolvasást. A beszabályzáshoz az áramkör különböző részeit leválasztottam egymásról. Ezt úgy tettem meg, hogy először a differenciáló áramkör kondenzátorát (C_D) szakadásra állítottam, illetve az integráló áramkör kondenzátorát (C_I) a lehető legnagyobb értékűre, ~ 1800 nF-ra állítottam. Az így kapott áramkör gyakorlatilag tisztán egy invertáló áramkörnek volt tekinthető. Ekkor $R_I=1$ M Ω választás mellett az $\frac{R_P}{R_I}$ hányadost (mely a proporcionális tag erősítését adja meg) maximalizáltam amellet, hogy csak minimális oszcillációk jelenjenek meg. Következő lépésként az integrális tagot kell beállítani. Itt is az volt a célom, hogy a leggyorsabb regulációt kapjam meg anélkül, hogy a rendszer elkezdene oszcillálni. Mivel itt szükség volt az R_I ellenállás változtatására is, ezt mindig úgy tettem meg, hogy az $\frac{R_P}{R_I}$ hányados állandó maradjon.



12. ábra. A végső beállítással kapott regulációs görbe 0,5 V célfeszültség változásra.



13. ábra. A hőmérséklet-célfeszültség kalibrációja.

Hasonlóan jártam el a differenciális tag esetében is. A végül kapott beállítási paraméterek az 1. táblázatban láthatóak. Ezekkel a paraméterekkel a rendszer 0,5V-os célfeszültség változásra (ez a későbbi kalibráció alapján 3,15 C°-nak felel meg) körülbelül 10 ± 2 másodperc alatt áll be a célhőmérsékletre $\pm 0,15$ C°-os pontossággal. A nominális célfeszültséget 25 ± 5 s alatt éri el. Egy ilyen regulációs görbét a 12. ábrán láthatunk.

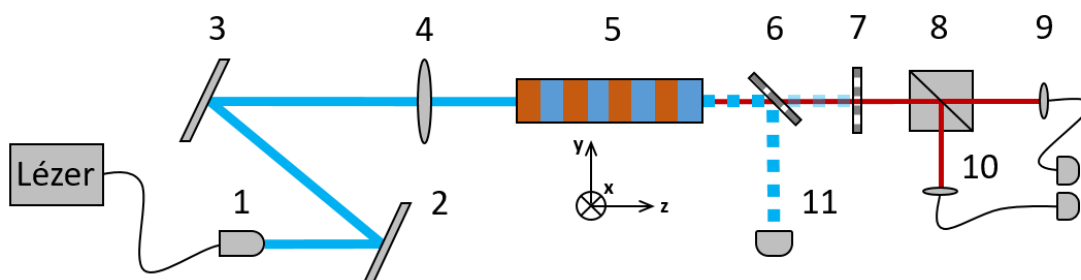
Elvégeztem a rendszer hőmérsékletkalibrációját is. Ehhez 0,5 V-os és 2,4 V-os célfeszültség között felvettem a stabilizálódott hőmérsékletértékeket. Az így kapott kalibrációs görbe a 13. ábrán látható.

3. Kétfotonos kísérletek előkészítése

Méréseim során célom, hogy a ppKTP kristály által lekonvertált fotonok számbacsatolhatóságát, illetve az elérhető koincidenenciák számát vizsgáljam.

3.1. Mérési összeállítás

Az általam alkalmazott ppKTP kristály 1560 nm-es fotonok előállítására alkalmas. Ekkor éppen fele ekkora hullámhosszal rendelkező pumpalézert kell alkalmaznom, azaz esetemben a 780 nm-es hullámhossz a megfelelő. Így pumpalézernek egy *IPS Digital L-Type 10780SL0050PA-USB* módusstabilizált, szálcsatolt lézert használtam. A szabad térbe csatolást egy *F110FC-780* típusú szálkollimátorral oldottam meg, egy *OZ optics PMJ-3A3A-850-5* típusú optikai szálát használtam a lézervény vezetésére.

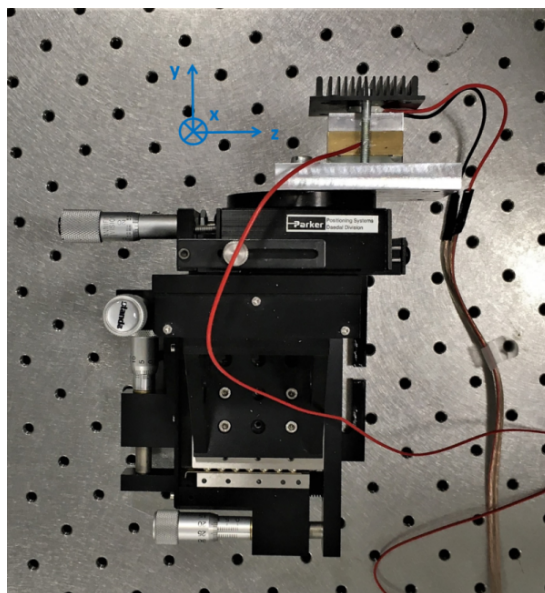


14. ábra. A mérési összeállítás vázlata.

Az elrendezés pontos beállításához szükség van a belépő lézernyaláb pontos pozícionálására. Ehhez egy két tükörből (14. ábra–2-3) álló rendszert alakítottam ki, mely tükörök két tengely (függőleges és vízszintes) mentén való döntése finommozgatóval megoldott.

A kollimátorból (14. ábra–1) kilépő nyaláb divergenciája miatt a kristály (14. ábra–5) peremén diffrakciók léphetnek fel. Ennek elkerülése végett a nyalábot egy lencse (14. ábra–4) segítségével belefókuszáltam a kristályba.

A kristályt egy finommozgató mechanikára (15. ábra) szereltem fel, mely mikrométerorsók segítségével x , y és z irányban való precíz beállíthatóságot, illetve az y , mint forgástengely mentén való forgathatóságot tesz lehetővé.

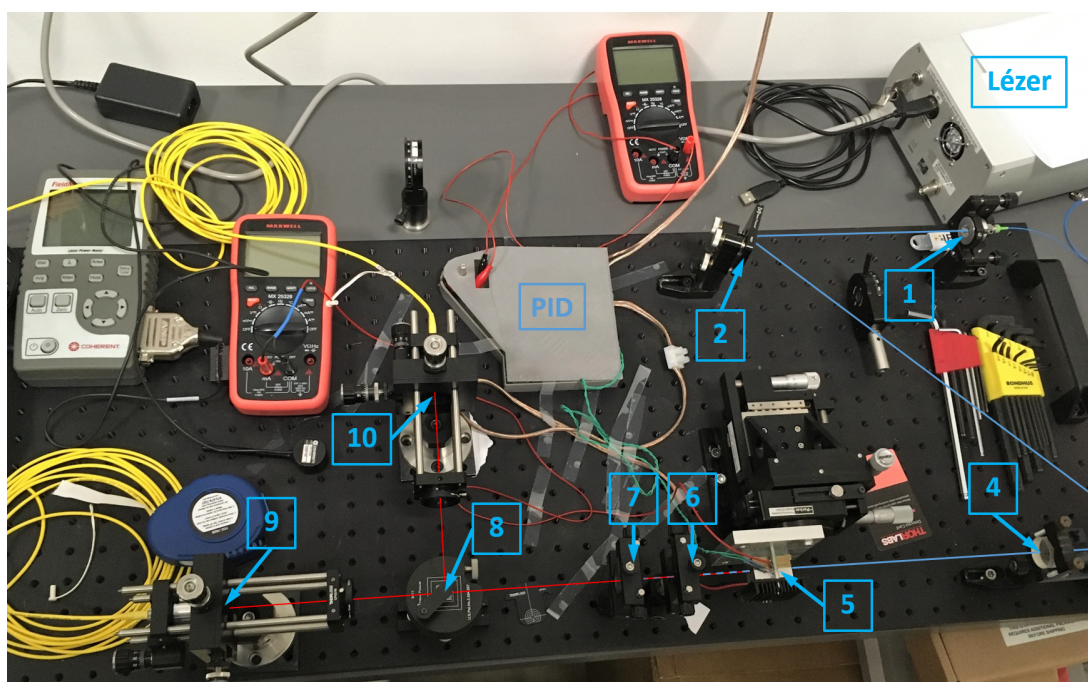


15. ábra. A kristály finommozgató mechanikája.

Mivel a spontán parametrikus lekonverzió hatásfoka rendkívül alacsony, így a belépő pumpanyalábbal közel azonos intenzitású a 780 nm-es fotonokból álló kilépő nyaláb. A nyaláb erőteljes gyengítését egy rövidhullámon tükröző (longpass), 950 nm-es vágású,

Thorlabs dikroikus tükör (14. ábra–6) segítségével oldottam meg. Ez azért is volt hasznos, mert a visszatükrözött nyalábba elhelyezett *OP-2 VIS* érzékelőjű *Coherent Field Max II* fénytéljesítménymérő (14. ábra–11) segítségével monitorozni tudtam méréseink alatt a pumpanyaláb teljesítményének állandóságát. Ez alapján a lézerteljesítmény a mérések során végig stabilnak volt tekinthető. Mivel azonban a tükör reflektanciája csak 99,45%-os, ezért szükséges a pumpanyaláb további gyengítése. Ehhez egy 1560 ± 6 nm-es *Thorlabs FB1550-30* sáváteresztő szűrőt (14. ábra–7) alkalmaztam a dikroikus tükör után. Így az egyéb, esetlegesen zavaró háttérfényeket is csökkentettem.

A koincidenciák detektálásához szükség van a nyaláb két részre választására. Mivel a kristályból kilépő fotonpárok tagjainak polarizációja egymásra merőleges ((1) összefonódást leíró összefüggés), illetve a polarizációs irányok minden fotonpár esetében egyformák (elrendezéseinkben vízszintes illetve függőleges), ezért a nyalábot polarizáció szerint érdemes szétválasztanunk. Ehhez egy *Thorlabs PBS104* típusú polarizációs osztókockát használtam (14. ábra–8). Magát az osztókockát is egy finoman állítható tartóra helyeztem a pontos beállíthatóság érdekében.

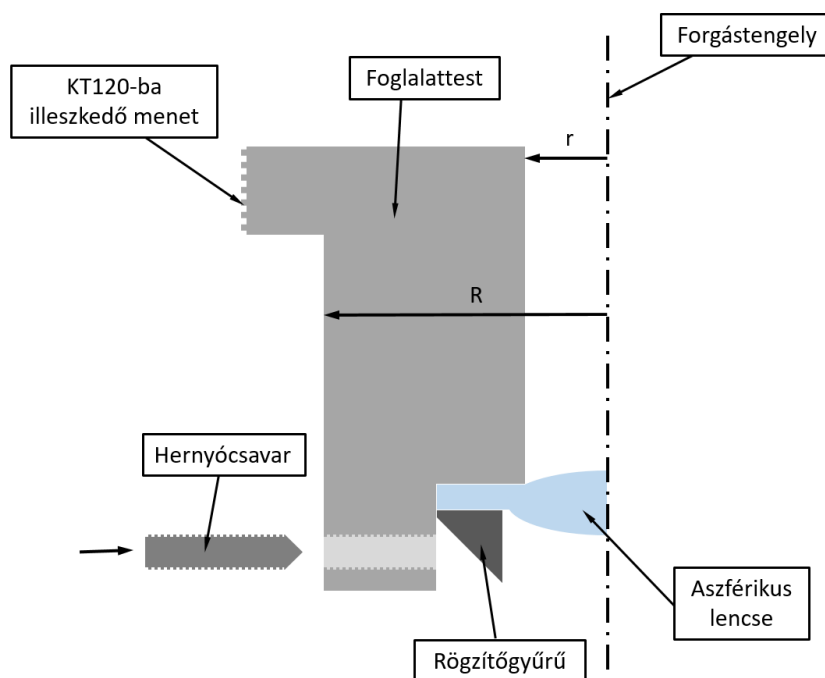


16. ábra. Az összeállítás méréshez készülődés közben. A számozást a 14. ábrával összehangban végeztem el. A képen a (6)–dikroikus tükör helyett is egy sáváteresztő szűrő látható. A középen látható szürke doboz tartalmazza a PID-szabályzás elektronikáját. A fénymenet kék, illetve piros „fénysugarakkal” van jelezve.

Mindkét polarizációjú ágat üvegszálba kellett csatolni ahhoz, hogy a detektorba lehessen továbbítani a fotonokat. A *Thorlabs P1-1550A-FC* típusú szálba csatoláshoz egy (14. ábra 9-10) finommozgatóval ellátott, *KT120*-as szálcsatoló rendszert használtam, melynek finommozgatása differenciálorsók segítségével van megoldva, így nagyon precíz beállítást tesz lehetővé. Az egymódusú szálba csatolást megvalósító optikának egy *Thorlabs 354240-C* típusú, 0,5 numerikus apertúrájú aszférikus lencsét használtam. Ennek

azonban nincsen foglalata így terveznem kellett egyet.

A foglalatot a következő feltételek alapján kellett elkészítenem. A foglalatnak lehetővé kell tennie az egész lencsefelület kihasználását, precízen kell illeszkednie a szálcsatoló rendszerbe, és az egyetemi mechanikai műhely által megmunkálhatónak kell lenni, ugyanakkor a fókuszának eléggé ki kell lógnia a foglalatból, ahhoz, hogy a szálvégre rá lehessen fókuszálni. Illetve a lencsének szükség esetén kivehetőnek kell lennie, ezért például a ragasztásos módszer nem lehetett megfelelő. Ennek megvalósításához a 17. ábrán látható megoldás bizonyult megfelelőnek. A lencse befogását nem a szokásos (menetes) megoldással oldottam meg. A rögzítőgyűrű esetében egy kívülről 45° -osan lecsapott gyűrű, melyet 3 kúpos hernyócsavar segítségével lehet lerögzíteni. Ezzel a „hagyományos” változathoz viszonyítva a lencse mélyebbre kerül, ugyanakkor még éppen elegendő a fókuszkinnyúlás. Megmunkálása azonban sokkal egyszerűbb. A 17. ábrán „r”-el jelölt méret kétszerese a lencse optikailag megmunkált átmérőjénél 0,5 mm-rel nagyobb, hogy a kis szögben érkező fénnyalábok is a teljes lencsefelületet kivilágíthassák. „R” sugarat úgy kellett megválasztani, hogy a szálvéget tartó mechanikai elem belső átmérőjénél kisebb legyen. Az „ ℓ ” tengelyirányú hosszúságot úgy választottam meg, hogy a foglalat kézzel kényelmesen a helyére illeszthető legyen. Így $R=11,1$ mm, $r=4,25$ mm, mígy $\ell=20$ mm lett.



17. ábra. A szálcsatoló optika foglalatának vázlatos, metszeti rajza.

Az egész összeállítást a hordozhatóság érdekében egy 1,2 cm vastagságú, alumínium optikai lapra építettem fel. Azért kellett hordozhatónak lennie az összeállításnak, mivel a kísérletekhez az általunk használt infravörös tartományban egy szupravezető nanodrót egyfoton-detektor [12] (továbbiakban SNSPD) szükséges, amivel az egyetem a kísérletek idején nem rendelkezett. Így a kísérleteket a *Wigner Fizikai Kutatóközpont Kvantumop-*

tika és Kvantminformatika Osztályának ID281-es detektorával végeztem.



18. ábra. A befoglalt szálcsatoló lencse.

3.2. Mérési eredmények

A lézerekből kilépő nyaláb tipikusan Gauss-nyaláb [13], azaz intenzitásprofilja egy Gauss-függvény alakját veszi fel. Ennek a tulajdonságnak köszönhetően a geometrai optikai közelítések sok helyen nem alkalmazhatóak a rendszerre. Amennyiben lefókuszálunk egy Gauss-nyalábot a fókuszpont véges méretű lesz, mely pontot a Gauss-nyaláb esetében nyalábnaknak nevezünk és w_0 -al jelöljük sugarát¹. Ez a paraméter egy adott hullámhossz (λ) mellett definiálja a nyaláb geometriáját, így a nyalábsugár (w) a tengelyirányú távolság (z) függvényében:

$$w = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}, \quad (5)$$

illetve a nyalábban terjedő hullám síkhullámhoz képesti, úgynevezett Gouy-féle fáziseltolódása:

$$\phi = \arctg \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right). \quad (6)$$

Előbbi összefüggés átírható

$$w = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (7)$$

alakba, ahol z_R az úgynevezett Rayleigh-távolság. Ez pont az a távolság, ahol a nyalábban terjedő hullámfrontok görbületi sugara² a legkisebb. E paraméter segítségével megállapítható, hogy a sugároptika használható-e. Amennyiben $z \gg z_R$ a sugároptikai

¹Az $\frac{1}{e^2}$ -es intenzitáshoz tartozó sugár.

²A görbületi sugár (R) Gauss nyaláb esetén az

$$R = z \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right)$$

formula alapján határozható meg.

közelítés használható, mivel a nyalábkontúr³ egy hiperboloid és a sugároptika éppen az aszimptotákat adja meg.

A mérések során több ízben meghatároztam a nyalábátmérőt. Ehhez a fénynyalábba toltam egy egyenes szélű fém tárgyat (továbbiakban késél) egy mikrométerorsós mozgató segítségével, mellyel így a nyaláb egy részét kitakartam. A maradék nyaláb teljesítményét mértem. Feltettem, hogy a távoltérben⁴ mérek, és a diffrakciót elhanyagoltam. A 2 dimenziós Gauss-függvényről tudjuk ($r^2 = x^2 + y^2$ -et felhasználva), hogy

$$N \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right)$$

alakú, ahol σ paraméter a Gauss-eloszlásra jellemző szórás. Mivel a 2 dimenziós integrálnak egyet kell adnia, ezért a normálási tényezőnek (N) éppen $\frac{1}{2\pi\sigma^2}$ -nek kell lennie. Mivel mi csak az egyik tengelyen való változást tudjuk vizsgálni a késél segítségével, ezért a nyalábátmérő kalkulációkhoz az egyik változó mentén ki kell integrálnunk a 2 dimenziós Gauss-eloszlást. Így az eredő intenzitáseloszlásra a következő modulálófüggvényt kapjuk:

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (8)$$

ami éppen egy 1 dimenziós Gauss függvény. Ezzel a nyalábátmérő éppen 4σ -val lesz egyenlő, szóval csak a σ paramétert kellett meghatároznom. Ehhez nem kell mást tennem, mint a Gauss-függvény integrálját illesztenem a mért adatokra, azok ugyanis éppen a késéllel nem kitakart félsíkra vett intenzitásintegrállal egyeznek meg. Ez az integrálfüggvény nem analitikus, azonban éppen a valószínűségszámításból jól ismert normális eloszlásfüggvény [14]. Így a *MATLAB* segítségével könnyedén illeszteni tudtam a beépített normális eloszlást megvalósító (*normcdf*) függvény segítségével. A nyalábátmérő hibájának az illesztésből kapott σ paraméter hibájának négyszeresét vettem.

Méréseim során több paraméter változtatására is megnéztem a kristály viselkedését. Ezek között szerepel a kristályba fókuszáló lencse (14. ábra–4) fókuszának (így a nyalábnyak) változtatása, illetve a kristály fókuszhoz képest való eltolása. A cél a minél nagyobb koincidenciaszám, illetve minél jobb heralding elérése volt adott pumpateljesítmény mellett. Heraldingnak (mely azt jellemzi, hogy milyen valószínűséggel detektálható a lekovertált fotonpár mind a két tagja) a koincidenciák (K) számának a két ágban kapott beütések (C_1 illetve C_2) átlagával adott hányadosát vettem, azaz:

$$H = \frac{K}{(C_1 + C_2)/2}. \quad (9)$$

3.2.1. Lencse fókusz hosszának változtatása

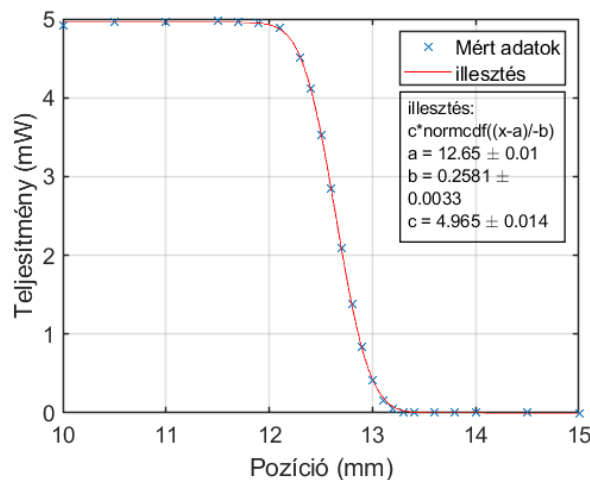
A méréseimhez 3 típusú fókuszáló lencsét próbáltam ki, egy 300 mm-es fókusz távolságút, egy 120 mm-es fókusz távolságút, illetve egy 90 mm-es fókusz távolságút. Méréseim zömét

³Az $\frac{1}{e^2}$ intenzitású pontok halmaza, amennyiben az $\frac{1}{e^2}$ intenzást mindig a futó z paraméter segítségével állapítjuk meg.

⁴Ahol a sugároptika alkalmazható.

úgy végeztem el, hogy a ppKTP kristály közepe és a szálcsatoló optika között 27 cm távolság volt. Mivel a becsatoláshoz alkalmazott optikai szál numerikus apertúrája 0,13, ezért nem volt kihasználva az egész lencsefelület, annak 4,1 mm-es átmérőjére „látott rá” az üvegszál. Ez alapján könnyedén meghatározható a „néző nyalábnyak”⁵ sugara a kristály helyén abban az esetben, ha a kristály nem lenne ott. Így a nyalábsugárra adott összefüggésünk (5), a w_0 nyalábnyakra megoldva azt adja, hogy a nyalábnyak sugara a 270 mm-re elhelyezett szálcsatoló esetében $128,8 \mu\text{m}$. A szálcsatolót használtuk még 43cm-re is a kristálytól, ekkor az előbb kiszámolt nyalábnyak $207,7 \mu\text{m}$ -re módosul (az értékeket egy tizedesjegy pontosságra kerekítettem, hibát nem számoltam, mivel a megadott numerikus apertúra hibája nem ismert).

A fókuszált pumpanyaláb nyakátmérőjét is kiszámoltam, ehhez szükséges volt meghatározni a lencsénél a nyalábátmérőt. Ehhez az előbbieken említett módszert használtam, detektornak a *Coherent* fényteljesítménymérőt használtam. Mivel a méréseknél van egy hozzáadódott háttérintenzitás, ezért az illesztés elvégzéséhez ezzel korrigálni kell. Ezt úgy tettem meg, hogy a legutolsó adat értékét levontam az összesből. A korrekciót nem lenne muszály megtenni, mert lehetne az illesztésbe még egy paramétert bevinni, azonban ekkor az kevésbé stabil, így a háttérkorrekció mellett döntöttem. A kapott illesztés a 19. ábrán látható. Így a kapott pumpanyalábátmérő a lencsénél $1,03 \pm 0,01 \text{ mm}$.



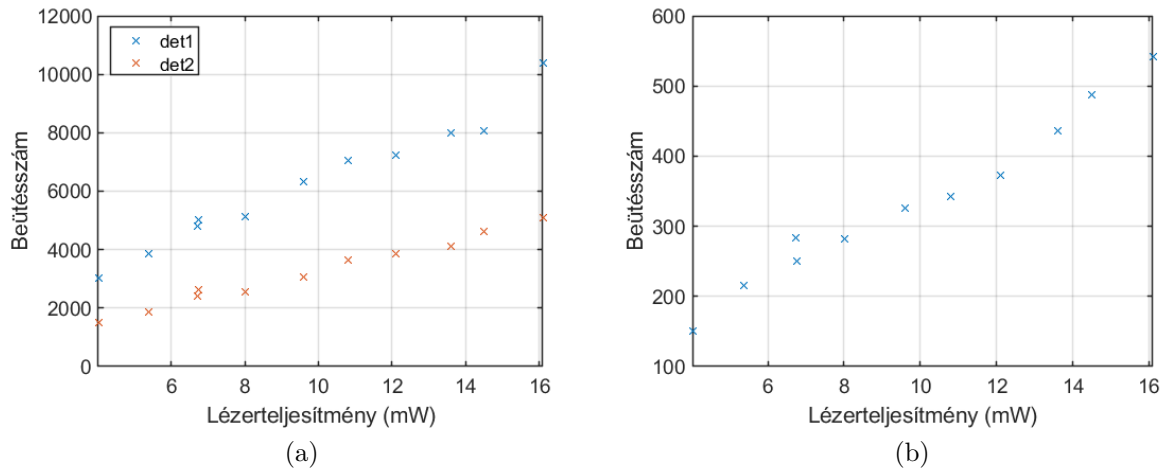
19. ábra. Illesztés a pumpanyaláb átmérőjének meghatározásához.

Ebből az adatból, illetve a lencsék fókuszából kapott nyalábnyak átmérő a 300 mm-es fókusz hossz esetén $150,8 \pm 2,4 \mu\text{m}$ -nek, 120 mm-es fókusz esetén $58,1 \pm 0,8 \mu\text{m}$ -nek, 90 mm-es fókusz esetén pedig $43,4 \pm 0,6 \mu\text{m}$ -nek adódott. Ezek alapján (azt feltételezve, hogy a lekonvertált fotonpárok a kristály megvilágított tartományában, a megvilágítással arányos mennyiségben keletkeznek) a 43 cm-es detektortávolság, illetve a 300 mm-es fókuszú lencse párosítással lenne a legjobb a detektálási hatásfok. Mivel a kristály törésmutatója 780 nm-re és 1560 nm-re közel megegyezik (rendre 1,749 illetve 1,728, így a belépő és a kilépő nyaláb törése a kristályhatáron hasonló), ezért a minél inkább egyező pumpa- és „néző”

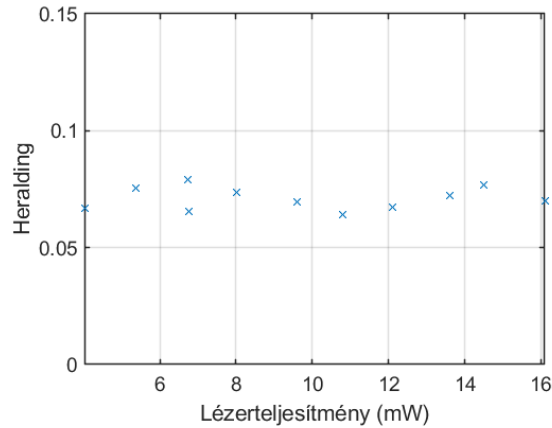
⁵ Annak a (virtuális) Gauss-nyalábnak a nyalábnyaka, mely az egymódusú szálból kilépő fényterjedésre jönne létre.

nyalábnyak méret tűnik ideálisnak.

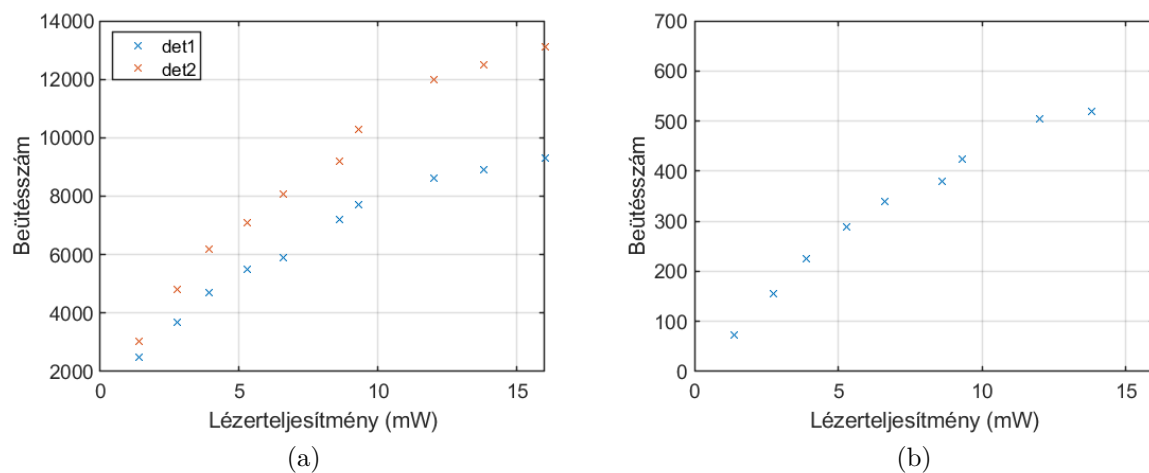
Méréseket 4 féle összeállítással végeztem. A 27 cm-es detektortávolságnál mindhárom fókuszú lencsével mértem, a 43 cm-es detektortávolságnál pedig csak a 300 mm-es fókusz távolságú lencsével. A 300 mm-es fókusszal, 27 cm-rel való mérés kivételével mindegyik mérésnél 4-16 mW-os pumpateljesítmény tartományban mértem. A mérési eredmények a 20-27. ábrákon láthatóak, minden mérés esetében az „1-es” detektorhoz tartozott a 90° -kal eltérített nyaláb.



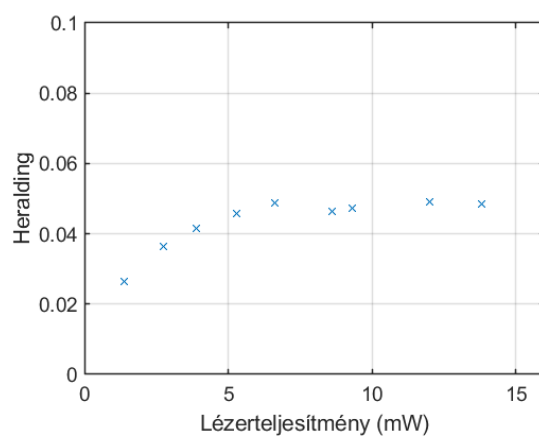
20. ábra. A detektált beütések (a) és koincidenciák (b) a 300 mm-es fókusz és 43 cm-es szálcsatolótávolság esetén.



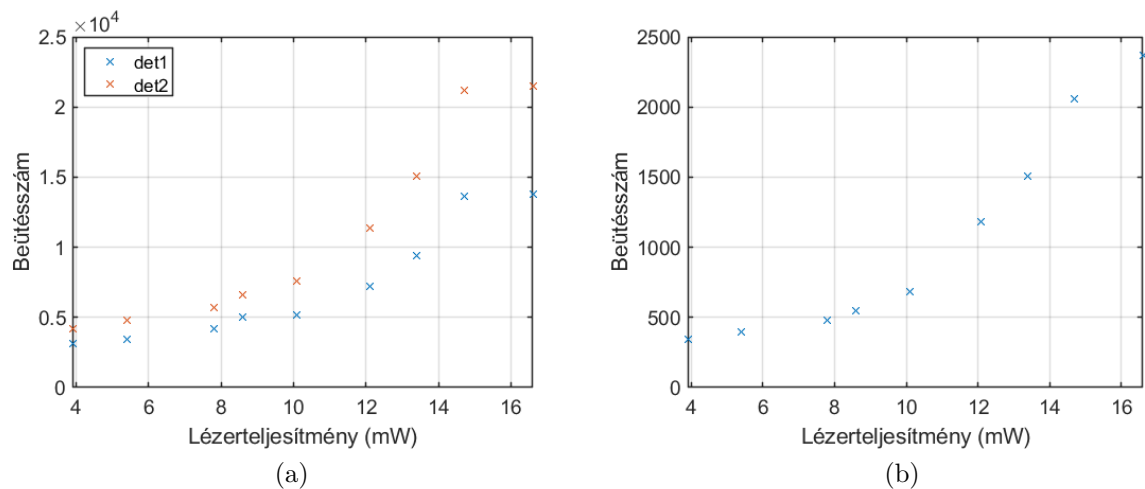
21. ábra. A heralding a 300 mm-es fókusz és 43 cm-es szálcsatolótávolság esetén.



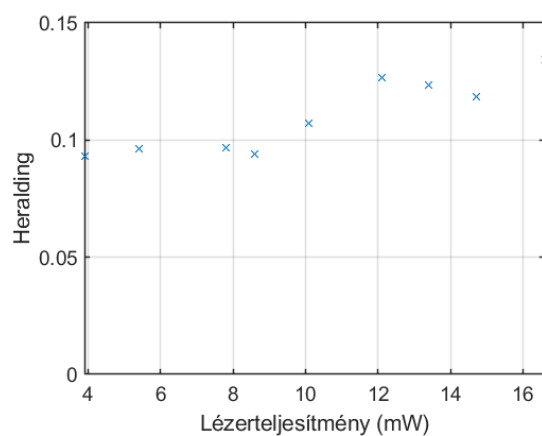
22. ábra. A detektált beütések (a) és koincidenciák (b) a 300 mm-es fókusz és 27 cm-es szálcsatolótávolság esetén.



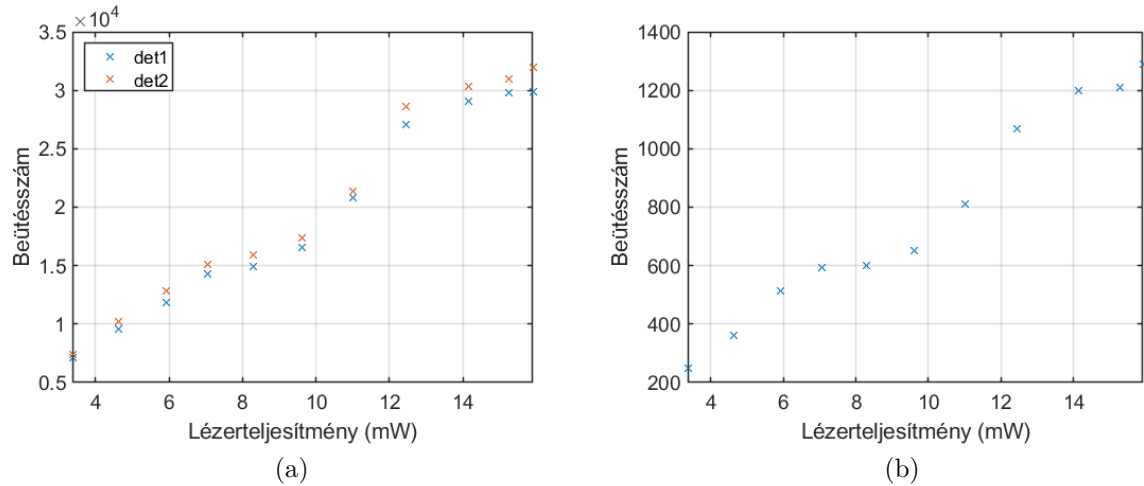
23. ábra. A heralding a 300 mm-es fókusz és 27 cm-es szálcsatolótávolság esetén.



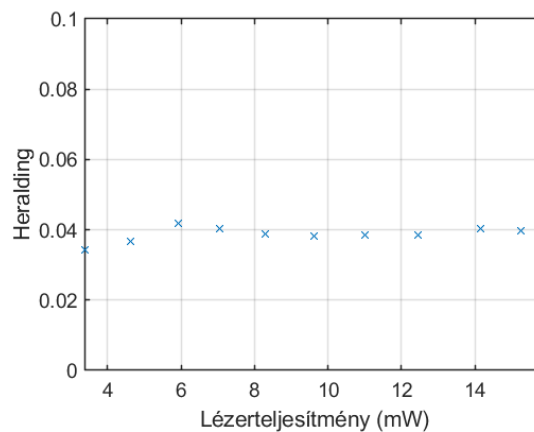
24. ábra. A detektált beütések (a) és koincidenciák (b) a 120 mm-es fókuszos és 27 cm-es szálcsatlótávolság esetén.



25. ábra. A heralding a 120 mm-es fókuszos és 27 cm-es szálcsatlótávolság esetén.



26. ábra. A detektált beütések (a) és koincidenciák (b) a 90 mm-es fókusz és 27 cm-es szálcSATOLÓTÁVOLSÁG esetén.

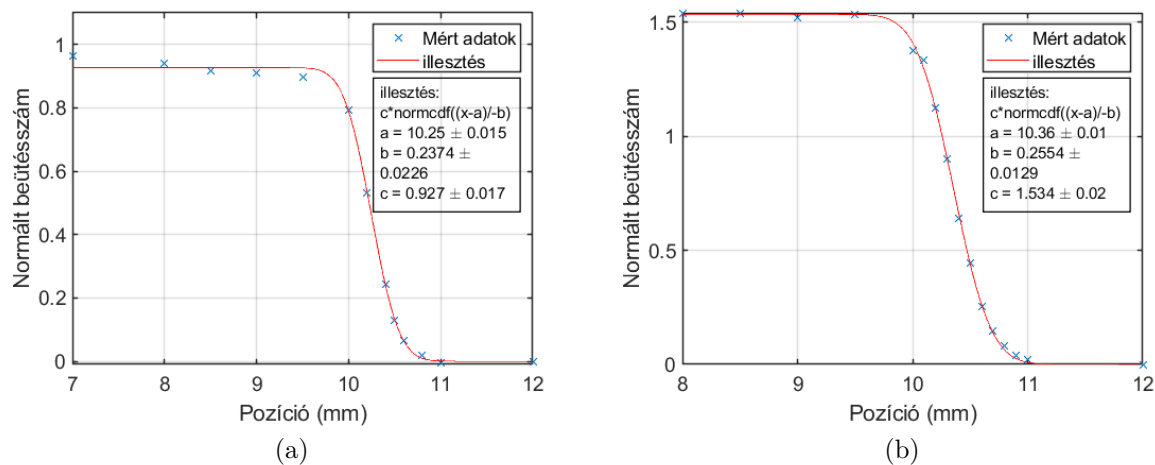


27. ábra. A heralding a 90 mm-es fókusz és 27 cm-es szálcSATOLÓTÁVOLSÁG esetén.

Annak ellenére, hogy a lézer teljesítménnyel lineárisan növekedő beütéseket várunk [4], jól látható, hogy a beütések teljesítményfüggése a legtöbb esetben nem mondható lineárisnak, kivéve egy esetet, a 43 cm-es detektortávval, amikor pedig közel lineáris. A koincidenciabeütésekről ugyanezt, a heraldingról is hasonlóan mondhatunk, csak utóbbi esetben a konstans érték lenne ideálisnak mondható. A nem lineáris teljesítménykarakterisztika megmagyarázására a pumpalézer spektrális tulajdonságait vizsgáltuk a **következő** fejezetben.

Jól látható, hogy az adatok alapján nem a várt összeállítással kapjuk a legjobb eredményeket. Ennek a magyarázatára megvizsgáltuk, hogy mekkora a lekonzvertált nyalábát-mérő a 300 mm-es, illetve a 120 mm-es fókuszú lencse esetén, a kristálytól 160 mm-re. A mérésre a pumpanyalábnál alkalmazott módszert használtuk, annyi különbséggel, hogy az SNSPD detektort, így a szálcSATOLÓ optikákat használtuk. Mivel a kristályból kilépő nyalábnak viszonylag nagy a Rayleigh-tartománya (főleg a 300 mm-es fókuszú esetben),

ezért a késéles módszer a diffrakció miatt problémákba ütközhet. Mivel (ahogy az **egyik következő fejezetben** megmutatom) a Rayleigh-tartomány dupla akkora hullámhosszra fele akkora lesz, így az előbb említett fejezetben kiszámolt hosszúság negyedével lesz megegyező a lekonvertált nyaláb Rayleigh-távolsága (amennyiben azt Gauss-nyalábként kezeljük), mely a kritikus 300 mm-es lencse esetén ~ 46 mm. Ez jóval kisebb a 160 mm-nél így a sugároptikai közelítés, így a késéles módszer használható. A mérésekre való illesztés a 28. ábrán látszik. Mivel a kapott beütésszám az idővel ingadozott, ezért a „nem késélezett” ágba mért beütésszámokkal lenormáltam a késélezett beütésszámokat, és erre illesztettem. Így a nyalábátmérő a 120 mm-es lencsénél $1,02 \pm 0,05$ mm, a 300 mm-es lencsénél pedig $0,95 \pm 0,1$ mm, ahol a hiba az illesztés hibája. Elképzelhető lenne, hogy a „néző nyaláb” átmérőjét mértem meg, azonban sugároptikai közelítéssel (mely alulbecsli a nyalábátmérőt) a „néző nyalábátmérő” $\sim 1,25$ mm, így ez az eshetőség kizárható. Ha ezekkel az értékekkel kiszámoljuk a lekonvertált nyalábnyak sugarát, akkor a 120 mm-es esetre $164 \pm 12 \mu\text{m}$ -t, a 300 mm-es esetben pedig $181 \pm 32 \mu\text{m}$ -t kapunk. Ezek egymással hibahatáron belül megegyeznek, azonban érdemes összehasonlítani a 120 mm-es pumpanyalábnyakkal. Az SPDC mindenképpen csak a megvilágított tartományban tud keletkezni, így a keletkezési szélesség körülbelül a pumpanyalábnyakkal egyezik meg, ami a 120 mm-es lencse esetében $\sim 53 \mu\text{m}$, ami jóval kisebb az előbb kiszámolt nyalábnyak értékénél. Így azt mondhatjuk, hogy a lekonvertált nyaláb nem tekinthető Gauss-nyalábnak.



28. ábra. Illesztés a lekonvertált nyalábátmérő meghatározásához a 300 mm-es fókuszú lencse esetén (a), illetve a 120 mm-es fókuszú lencse esetén (b).

3.2.2. Pumpalézer vizsgálata

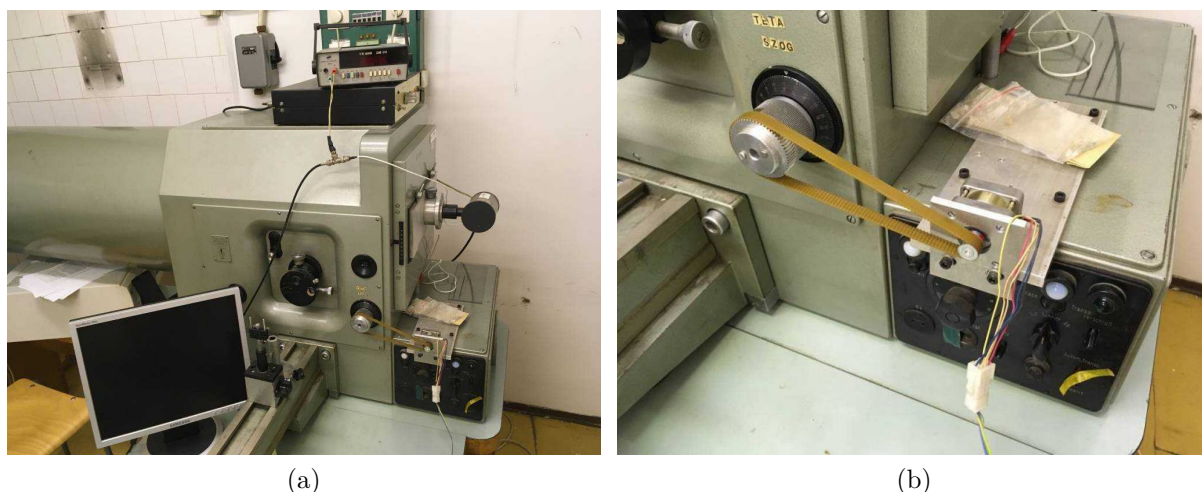
A pumpalézer stabilitása elengedhetetlen a megfelelő lekonverzió megvalósításához, mivel a kristály polarizálásának periódusa nagyon szűk hullámhossztartományban valósít meg kollineáris lekonverziót. Pontosan ezért kellett a hőmérsékletstabilizálást is megoldani. Azonban ha a lézerfrekvencia nem stabil, illetve nem a megfelelő hullámhosszúságú, akkor a kollineáris lekonverzió hatásfoka, a rossz fázisillesztés miatt nagyon leromlik.

A lézer spektrumát ezért egy *Carl Zeiss Jena PGS-2* diffrakciós spektrométer segítsé-

gével felvettem. A spektrométer elvileg kétféle üzemben tud működni: vagy a diffrakciós rács szögét változtatjuk és egy pontszerű detektorral vizsgáljuk a fényintenzitást, vagy egy kiterjedt érzékelőt helyezünk a spektrométer leképzési síkjába. Az általam használt spektrométer jelenleg az első verzió megvalósítására van kialakítva, a diffrakciós rács forgatását egy számítógépvezérelt léptetőmotor oldja meg, detektornak pedig egy fotoelektronmultiplier van használva, melynek kimenő feszültségét a számítógépen kialakított vezérlőszoftver rögzíti. Az érzékelő pontszerűségét egy mikron pontossággal állítható rés segítségével érjük el. Mivel a spektrométer úgy van kialakítva, hogy a belépő rést 1:1 méretben képezze le a képsíkra, ezért a belépő és kilépő rést ugyanakkorára kellett megválasztanunk. A spektrométer erősítési irányát leíró összefüggés:

$$k\lambda = \frac{2}{G} \cdot \sin(\Theta) + x \cdot \frac{\cos(\Theta)}{f \cdot G}, \quad (10)$$

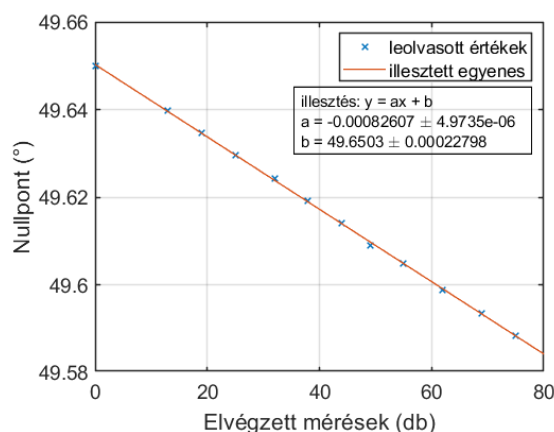
ahol k az erősítés rendje, λ a hullámhossz, G a spektrométerben lévő diffrakciós rács rács-állandója, f a spektrométer optikájának fókusza, Θ a diffrakciós rács normálisa és a spektrométer optikai tengelye által bezárt szög, és x pedig az érzékelő optikai tengelytől mért távolsága. Az általam használt elrendezésben $f=2075$ mm, $G=650,845 \frac{1}{\text{mm}}$, $x=-0,25$ mm. A léptetőmotor egy lépése $0,001518^\circ$ különbséget jelent a diffrakciós rács szögében. Ezzel kiszámolható a különböző erősítési rendeknél a léptetésből származó hullámhosszfelbontás, amik a diffrakciós rendek növekedésével rendre $\Delta\lambda_1=78,7$ pm, $\Delta\lambda_2=35,1$ pm, $\Delta\lambda_3=17,6$ pm, az értékek 3 értékes jegyre való kerekítésével, hiba nélkül, mivel a spektrométer paramétereinek hibája nem ismert.



29. ábra. A használt PGS-2 spektrométer és annak tartozékai (a), illetve a léptetés (b).

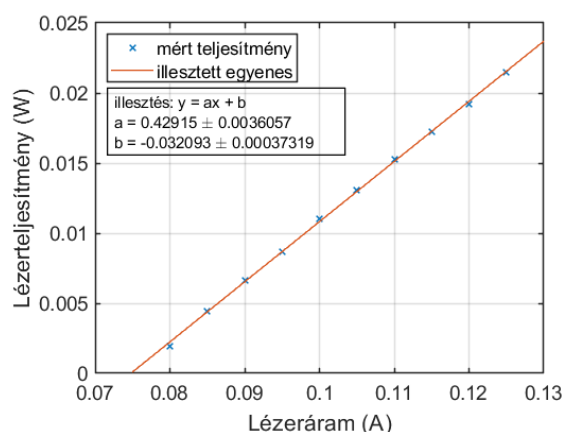
Mivel a használt lézer keskeny spektrum létrehozására lett tervezve, ezért a méréseket a harmadrendű diffrakcióban kezdtem. A lézernek olyan keskeny spektruma van, hogy ezzel sem tudtuk a csúcsokat elég sűrűn mintavételezni. Azonban a rendszernek van egy kis hibája, ugyanis ha egyszer végiglépteti a megadott szögtartományt, és visszaáll a kezdeti pozícióba, akkor a nullpont egy kicsiny mértékben arrébb tolódik, driftel. A drift szerencsére egyenletes (30. ábra), így az kihasználható a spektrum finomabb felvételére.

Ugyanazt a spektrumot többször kell felvenni, majd a spektrumokat a drifttel korrigálni. Ezek után az egy méréshez tartozó spektrumokat össze kell fésülni. Így jobb felbontás is elérhető. Az összefésüléshez egy *MATLAB* szkriptet készítettem.



30. ábra. A lézer spektrumának felvétele közben tapasztalt drift. A szögértékeket a 29b. ábrán látható tárcsáról lehet leolvasni.

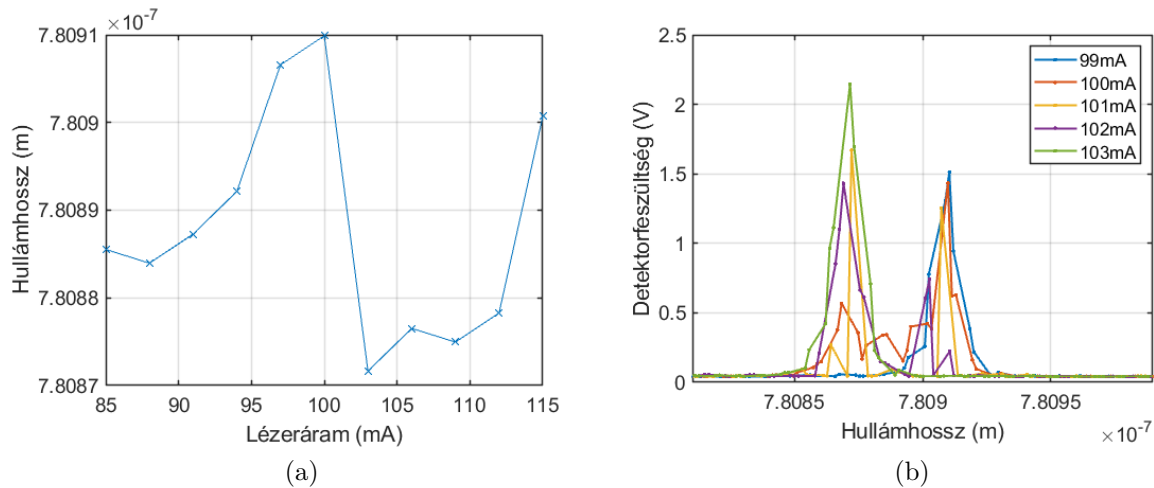
Sajnos a rendszer driftjének pontos mértéke előre láthatatlan, csak a mérés közben derül ki, így nem tudtam előre tervezni, hogy a spektrum egyenletesen mintavételezett legyen. Végül 5 spektrumot vettem fel mindegyik beállításnál, így 7,5 pm-es mintavételezési felbontást sikerült elérnem $(8,26 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \frac{fok}{spektrum}$ driftaráta mellett, ahol a hiba a leolvasásból következik. A méréshez 10 μm -es résszélességet használtam, mellyel körülbelül 1 pm-es felbontásig mérhetnénk lényeges átfedések nélkül.



31. ábra. A lézeráram és a kiadott teljesítmény közötti összefüggés.

A méréseket 85-től 115 mA-es lézeráramig végeztem, mely tartomány a 4,4-től 17,3 mW-os lézerteljesítménynek felel meg. A lézerteljesítmény kalibrációja a 31. ábrán látható. A spektrumokat felvéve és összefésülve, majd maximumkeresést végezve megkapjuk a spektrum maximumának eltolódását (32a. ábra). Jól látható a 100 és 103 mA-es mérés közötti ugrás. Ez a lézernek egy módusugrása lehet. Érdekes, hogy a

lézer a módusugrástól eltekintve sem stabil frekvenciájú, ez azonban megfelel a lézerdióda működésének [15]. Azért, hogy bizonyosságot nyerjen, hogy a lézernek módusugrása van, a 100 mA-es tartományban kisebb meghajtóáram lépésekkel is felvettem spektrumokat. Ennek eredménye látható a 32b. ábrán, és ebből bizonyos, hogy módusugrással van dolgunk.



32. ábra. A lézer maximum intenzitású spektrumvonal helyének változása a lézeráram függvényében (a), illetve a módusugrás (b).

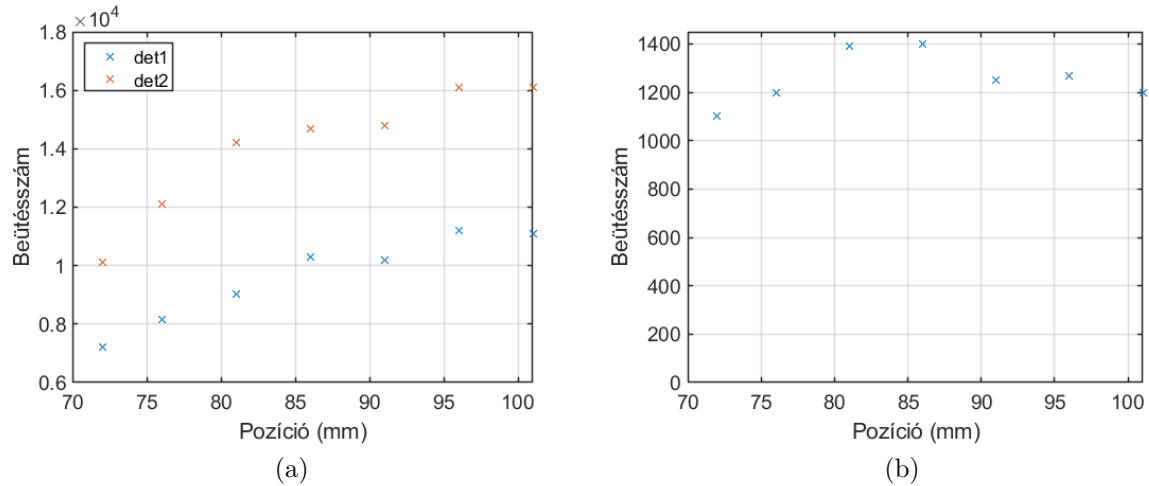
Ez magyarázatot adhat arra, hogy miért nem a várakozásoknak megfelelőek a kapott beütés karakterisztikák. A lekonzerváció hatásfokát az is befolyásolja, hogy a spektrumnak van egy folytonos driftje, így nem meglepő, hogy nem lineáris karakterisztikákat kapunk.

3.2.3. A kristály pozíciójának változtatása

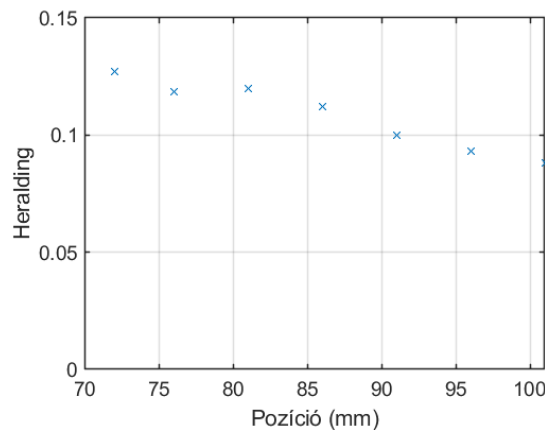
A kristály tervezett fázisillesztésének hatásfokát leronthatja a Gouy-féle fázistag. Mivel a Gouy-féle fáziseltolódás jelentős része része, 90° a Rayleigh-tartományban játszódik le, illetve itt a legintenzívebb a fázisváltozás, ezért érdemes meghatározni a három nyaláb esetében a Rayleigh-tartomány méretét. A Rayleigh-tartományra vonatkozó összefüggés a két nyalábsugárra adott összefüggés ((5) és (7)) összevetéséből könnyen látszik:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (11)$$

Ennek éppen a kétszerese az a hosszúság (ℓ_R), ami a Rayleigh tartományon belülré esik. Így ezek a hosszak a különböző lencsénél: $\ell_{R,300} = 18,4 \pm 0,6$ cm, $\ell_{R,120} = 27,2 \pm 0,4$ mm, $\ell_{R,90} = 15,2 \pm 0,2$ mm, ahol a hibák a nyalábnyak hibáiból származnak. Így azt várjuk, hogyha a Rayleigh-hosszból nem az egész van a kristály térfogatában, akkor a fázistolás csökkenése végett növekedni fog a beütés-, illetve koincidenciaszám. A méréseket azzal a beállítással végeztem, amivel az előzőekben a legnagyobb koincidenciaszámot értük el, így a 120 mm-es fókuszú lencsét választottam.



33. ábra. A kristálypozíció változtatásával kapott beütés (a), illetve koincidenciaszámok (b).



34. ábra. A kristálypozíció változtatásánál tapasztalt heralding.

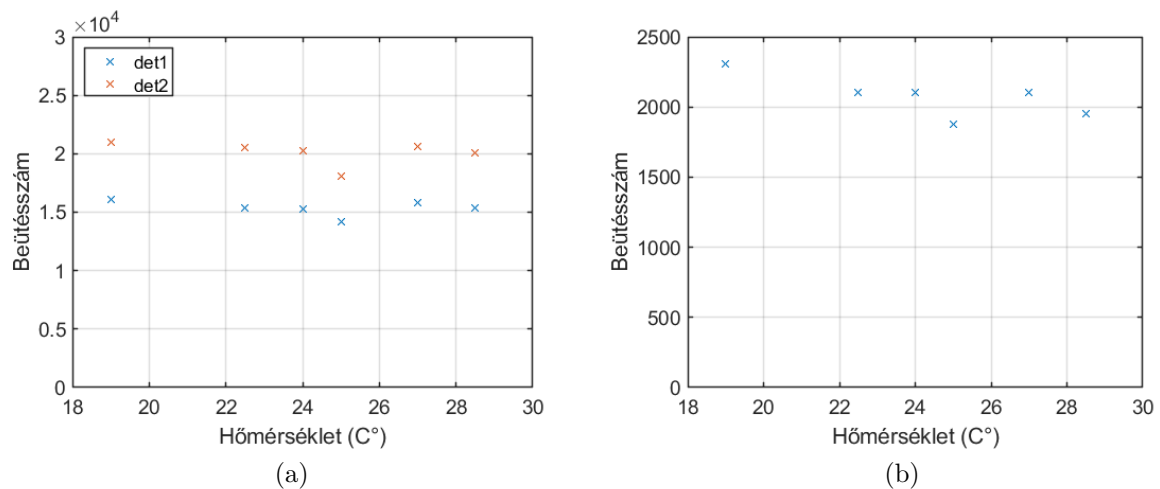
A mérés során a kristályt a z irányban toltam el, és rögzítettem a mikrométerorsón látható adatokat. A mikrométerorsó azon állása, amikor elvileg éppen a kristály közepébe fókuszálunk 86 mm. A méréseket 72 mm-ről indítottam, és 101 mm-ig mentem el. Ekkor a várakozásaimmal ellentétben a beütések monoton növekednek a kristálypozíció detektor felé való elmozdulásával (33a. ábra). A koincidenciaszámnak tetőzése van a 86 mm-es pozíció körül, a heralding pedig gyakorlatilag monoton csökken (33b. illetve 34. ábra). Annak eldöntésére, hogy itt valójában mi történt, esetleg csak mérési hiba⁶ volt a kapott eredmény, további kísérletek szükségesek. Azonban elképzelhető, hogy valamilyen külső zavart csatoltunk be egyre nagyobb hatékonysággal, amit alátámaszt a heralding

⁶A mérések során egy faforgács lemezből készült íróasztalra volt elhelyezve a mérési összeállítás, mely mechanikailag nem volt stabilnak mondható a vastag alumíniumlemez ellenére sem. Így mivel ennél a mérésnél mindegyik állítási alkalommal a rendszerhez hozzá kellett nyúlnom, elképzelhető, hogy valamilyen deformáció okozta a mérési eredmények tendenciáit.

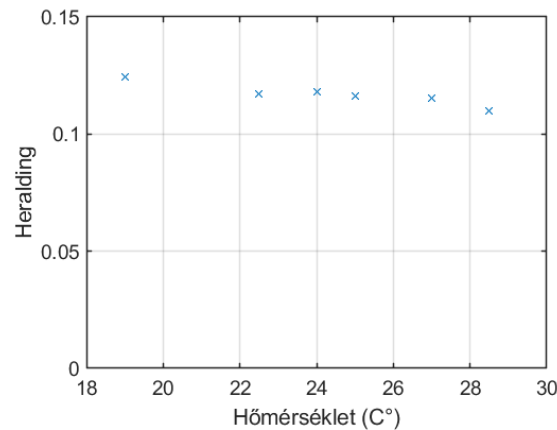
csökkenése. A koincidenenciák növekedését a mérések 72-től 86 mm-ig terjedő tartományában okozhatja az, hogy a szálcsatolás a 86 mm-es pozícióra volt beállítva, így a csatolás hatékonysága növekedett.

3.2.4. Hőmérséklet változtatása

A hőmérséklet változtatásával, a hőtágulás miatt a kristály periódusának hossza, illetve törésmutatója változik, így a fázisillesztés nem megfelelően megy végbe. Ez alapján azt várjuk, hogy egy hőmérsékleti tartomány körül a beütések, így a koincidenenciák száma kiemelkedően magas legyen. Itt is a 120 mm-es fókuszu lencsét választottam, a legmagasabb koincidenenciaszám miatt. A kapott mérési eredmények a 35., illetve a 36. ábrákon láthatóak. Látható, hogy a hőmérsékletek között elég nagy a lépésköz. Ez azért van, mert csak a stacionárius állapotokat jegyeztük fel, azonban mikor állítottuk a hőmérsékletet a teljes, nem diszkrét hőmérséklettartományon „végigszaladt” a rendszer és közben figyeltük a beütéseket, mely alatt nem találtunk szignifikáns beütésszám növekedést. Így az ábra alapján észrevehető, hogy sem a beütések száma, sem a koincidenenciák száma, sem a heralding nem függött egyértelműen a hőmérséklettől, így a beállításunk bizonyosan nem volt ideális a fázisillesztés szempontjából.



35. ábra. A hőmérséklet változtatásával kapott beütés (a), illetve koincidenenciaszámok (b).



36. ábra. A hőmérséklet változtatásánál tapasztalt heralding.

3.3. Jövőbeli teendők

A legfontosabb teendő, megvizsgálni, hogy miért nem volt megfelelő a fázisillesztés. Ehhez két úton fogok közelíteni.

Az egyik kísérlet, amit el kell végezni, az a kristályból kilépő fotonok irány szerinti vizsgálata. Mivel a *Budapesti Műszaki Egyetem* beszerzett egy SNSPD detektort, ezért már nem szükséges a *Wigner Fizikai Kutatóközpont* detektorához alkalmazkodni, amely mind időben, mind kivitelezés szempontjából korlátozta lehetőségeinket. Így egy gonio-méteres elrendezést kell kialakítani, mely segítségével fel tudjuk venni a kilépő fotonok pontos szög szerinti eloszlását. Ugyanezt a kísérletet meg szükséges ismételni polarizációs szétválasztással is, hogy lássuk, hogy merre haladnak a lekonvertált fotonpárok egyik, illetve másik fotonja.

A másik irány amin elindulok, a kristály numerikus modellezése. Ehhez egy olyan modellt kell kialakítani, melyből megkapható az adott pumpanyalábra a kilépő lekonvertált fotonok mennyisége, illetve a lekonvertált nyaláb minősége. Előbbi ahhoz szükséges, hogy megállapíthassuk, hogy a csatoló rendszer milyen hatásfokkal működik. Fontos, hogy minél nagyobb hatásfokkal csatoljuk be a fotonokat annak érdekében, hogy a keletkező fotonpárok egyik illetve másik tagja is minél nagyobb valószínűséggel legyen megtalálható, hiszen csak ezen fotonok használhatóak fel titkosítási célokra. Ezért szükséges a lekonvertált nyaláb minőségét is ismerni, hogy a csatoló rendszert idealizálni tudjuk a kilépő nyalábformához. Jelenleg az elképzelésem, hogy [16] minél kevesebb közelítést tartalmazó összefüggéseit számolom ki numerikusan a *MATLAB* segítségével.

Ezekén kívül még érdemes lehet a lekonvertált nyaláb spektrális tulajdonságait vizsgálni, hiszen ebből is sok információ nyerhető a fázisillesztésre vonatkozólag.

4. Összefoglalás

A tevékenységem során sikerült egy olyan hőmérsékletstabilizátort készíteni a tesztelni kívánt ppKTP kristály számára, melynek segítségével szélsőséges időjárási körülmények között is lehet stabilizálni a kristály hőmérsékletét. Készítettem hozzá egy végeselem-

szimulációt, mely segítségével megbecsültem a szükséges hűtőfelület méretét. Végül a használt hűtőborda $\sim 9500 \text{ mm}^2$ felülettel rendelkezik.

A hőmérsékletstabilizátort egy hordozható mérési összeállítás elkészítéséhez fel is használtam, mellyel méréseket végeztem. Vizsgáltam a kristályba fókuszáló lencse fókuszhosszának hatását a lekonvertált fotonok által okozott beütésekre. Azt találtam, hogy a tesztelt lencsék közül a 120 mm-es fókusztávolságúval volt a legnagyobb koincidenciaszám elérhető. A különböző lencsénél mért beütés-karakterisztikák nem az elvárt jelet mutatták, így megvizsgáltam az alkalmazott pumpalézer spektrumát. Azt kaptam, hogy 101 mA-es meghajtó áram körül módusugrása van a lézernek, illetve azt, hogy a teljesítmény változtatásával a spektrum maximuma driftel.

További méréseket végeztem a legnagyobb koincidenciaszámot elért elrendezéssel. Vizsgáltam a kristály hosszanti pozíciójának hatását a beütésszámokra. Egyértelmű növekvő tendenciát fedeztem fel a beütésekben, ahogy a kristály közelebb került a szálcsatló optikához, ugyanakkor a heralding pedig enyhe csökkenést mutatott. Ennek okának eldöntésére további kísérletek szükségesek.

Vizsgáltam a beütések számát a kristály hőmérsékletének függvényében, azt találtam, hogy a kristályhőmérsékletre invariáns a mérési beállítás. Ez azt jelenti, hogy a fázisillesztés szempontjából bizonyosan nem megfelelő a mérési elrendezés.

Ennek részletesebb vizsgálatához szükséges lesz meghatározni a kilépő lekonvertált fotonok irányfüggését, illetve elkészíteni egy szimulációs programot.

5. Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok témavezetőmnek, Dr. Sarkadi Tamásnak, fáradhatatlan segítségnyújtásáért. Köszönöm Alexis Dutheilnek a hőmérsékletstabilizátor elkészítésénél nyújtott segítséget. Köszönet illeti ezen kívül Kiss Zsoltot, hogy lehetővé tette számomra az SNSPD detektor használatát. Illetve köszönet az Atomfizika Tanszék összes munkatársának, aki valamilyen formában hozzájárult a dolgozat sikeres elkészültéhez.

Hivatkozások

- [1] Ekert, A. K., 1991, Quantum cryptography based on Bell's theorem, *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 6, 661–663
- [2] Nielsen, Michael A., Chuang, Isaac L, 2010, *Quantum Computation and Quantum Information*, 10th Anniversary Edition, Cambridge University Press, ISBN 978-1-139-49548-6.
- [3] Dell'Anno, F., De Siena, S., Illuminati, F., 2006, Multiphoton quantum optics and quantum state engineering, *Physics Reports*, vol. 428, no. 2-3, 53–168
- [4] Marco Fiorentino, Sean M. Spillane, Raymond G. Beausoleil, Tony D. Roberts, Philip Battle, Mark W. Munro, 2007, Spontaneous parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals, *Optics Express*, vol. 15, no. 12, 7479-7488

- [5] Houe, M., Townsend, P. D., 1995, An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 28, no. 9, 1747–1763
- [6] Miller, R. C., 1964, Optical Harmonic Generation in Single Crystal BaTiO₃, *Physical Review*, vol. 134, no. 5A, A1313–A1319
- [7] K.Koch, E. C Cheung, G. T. Moore, S. H. Chakmaljian, J. M. Liu , 1995, Hot Spots in Parametric Fluorescence with a Pump Beam of Finite Cross Section, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 5, 769-781
- [8] Andrius Zukauskas, Nicky Thilmann, Valdas Pasiskevicius, Fredrik Laurell, and Carlota Canalias, 2011, 5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion, *Optical Materials Express*, vol. 1, no. 2, 201-206
- [9] Frank P. Incropera, David P. Dewitt, Theodore L. Bergman, Adrienne S. Lavine, 2007, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th edition, John Wiley & Sons ISBN 0-471-45728-0
- [10] Ang, K.H. and Chong, G.C.Y. and Li, Y., 2005, PID control system analysis, design, and technology, *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, vol. 13, no. 4, 559-576
- [11] Nikunj Mehta, Chauhan Dharmendra, Sagar Patel, Mr. Siddharth Mistry, 2017, Design of HMI Based on PID Control of Temperature, *International Journal of Engineering Research & Technology*, vol. 6, no. 5, 715-720
- [12] Natarajan, C. M., Tanner, M. G., Hadfield, R. H., 2012, Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications, *Superconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 6, 063001
- [13] Richter Péter (szerk.), 2000, *Bevezetés a modern optikába I.*, Műegyetemi kiadó, ISBN 963 420 663 8
- [14] I. N. Bronstejn, K. A. Szemengyajev, 1963, *Matematikai zsebkönyv*, 2. bővített kiadás, Műszaki Könyvkiadó Budapest, Mű 118-k-6367
- [15] <https://ipslasers.com/wp-content/uploads/2021/11/IPS-WhitePaper-Mode-Hops.pdf>
- [16] Bennink, R. S., 2010, Optimal collinear Gaussian beams for spontaneous parametric down-conversion, *Physical Review*, vol. 81, no. 5, 053805