KVANTUMOPTIKAI MÓDSZEREK ALKALMAZÁSA A MÉRÉSTECHNIKÁBAN

Ph.D. értekezés

Oszetzky Dániel

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

Témavezető: Czitrovszky Aladár

Konzulens: Kálmán Péter

Budapest

2007

TARTALOMJEGYZÉK

TARTALOMJEGYZÉK ... 2
1. Bevezetés ... 4
2. Irodalmi áttekintés ... 6
2.1. Parametrikus jelenségek ... 6
2.1.1. A parametrikus jelenségek általános leírása ... 7
2.1.2. Fázisillesztés KDP kristályban ... 12
2.1.3. Korrelált fotonpárok keltése parametrikus frekvencia átalakítással ... 14
2.1.4. A kétfotonos állapot ... 17
2.2. A fotodetektálás folyamata ... 20
2.3. Az eddigi kísérleti eredmények áttekintése ... 23
2.3.1. Korrelált fotonpárok előállítása és tulajdonságai ... 23
2.3.2. A fotonpárok nemklasszikus jellege ... 25
2.3.3. Összefonódottság, EPR állapot, Bell egyenlőtlenség ... 26
3. Berendezés építése detektorok kvantumhatásfokának mérésére ... 28
3.1. Kísérleti elrendezés ... 28
3.1.1. Alkalmazott detektorok ... 30
3.1.2. Jelfeldolgozó elektronika ... 31
3.1.3. Az időkijelölő diszkriminátor működése ... 34
3.2. Koincidencia mérés ... 36
3.2.1. A korrelált fotonpárok térbeli eloszlása ... 37
3.3. Folyadékok törésmutatójának mérése korrelált fotonpárok alkalmazásával ... 38
3.4. Fotodetektorok kvantumhatásfokának mérése kétdetektoros módszerrel, hitelesített etalon nélkül ... 42
3.4.1. A kvantumhatásfok számítása ... 42
3.4.2. Szilícium lavina fotodiódák kvantumhatásfokának mérése ... 43
3.4.3. Fotonszámeloszlás mérése ... 44
3.4.4. Fotonszámláló modulok kvantumhatásfokának mérése ... 46
3.5. Kvantumhatásfok mérése egydetektoros módszerrel, hitelesített etalon nélkül ... 47
3.5.1. Az egydetektoros módszer ismertetése ... 47
3.5.2. Mérési összeállítás ... 48
3.5.3. Kvantumhatásfok meghatározása az egydetektoros módszerrel ... 52
3.5.4. Mérési eredmények ... 52
4. Programozott fotonszámú fényforrás megtervezése, kifejlesztése és megvalósítása ... 54
4.1. A programozott fotonszámú fényforrás működési elve ... 54
4.2. Kísérleti megvalósítás ... 55

4.2.1. Az opto-elektronikai kapu ... 56
4.2.2. A vezérlő elektronika ... 57
4.3. Eredmények ... 60
5. Felületi plazmonok statisztikai tulajdonságainak vizsgálata ... 64
5.1. Felületi plazmonok keletkezése ... 64
5.2. Kísérleti összeállítás ... 68
5.3. Mérési eredmények ... 71
6. Összefoglalás ... 75
7. Irodalomjegyzék ... 77
8. Köszönetnyilvánítás ... 81

1. Bevezetés

A kvantumoptikai kutatások egyik fontos területe az összefonódott állapotok vizsgálata és alkalmazása a méréstechnika különböző területein. Míg az összefonódott állapotok elméleti irodalma igen kiterjedt, kísérleti megvalósításukra sokat kellett várni. Mint számos más tudományterületnek az optikában, ennek is igazi lökést a lézerek megjelenése adott. Az összefonódott állapotok előállításának egyik legelterjedtebb módja az összefonódott fotonpárok generálása. Az összefonódott fotonpárok vizsgálata, előnyös tulajdonságainak kiaknázása nagy tudományos érdeklődésre tett szert és a kísérleti kvantumoptika egyik fő irányvonalává vált az utóbbi évtizedekben.

A lézerek által megvalósíthatóvá vált nemlineáris optikai folyamatok vizsgálata vezetett az ún. squeezed (összenyomott) fény előállításához. A kezdeti próbálkozások (optikai felharmonikus keltés, négyhullámkeverés, parametrikus erősítés, rezonancia fluoreszcenzia) után a legelterjedtebb módszer squeezed fény generálására a parametrikus fényszórás, vagy más néven parametrikus frekvencia átalakítás (Parametric Down Conversion) lett.

A parametrikus frekvencia átalakítás nem-lineáris folyamata során úgynevezett kétmódusú squeezed fény keletkezik, amely szigorúan korrelált, „összefonódott" fotonpárokból áll. A keletkező fotonokat összefonódottnak nevezik, mert páronként egyszerre születnek, és tökéletes korreláltság tapasztalható fizikai paramétereik között, úgymint energia, polarizáció, irányultság, stb. Ezek azok a klasszikus fénytől eltérő tulajdonságok, amelyeket széleskörűen ki lehet használni a kvantumoptikai méréstechnikában. Amíg egy klasszikus foton regisztrálása (pl. fotonszámlálásos detektálása) során az eltűnik, mint foton megszűnik létezni (fotoelektron vagy hőenergia lesz belőle), addig az összefonódott fotonpár egyikének regisztrálása során annak párja egyrészt tovább él, másrészt ismertté válik időbeli és térbeli tartózkodása. Bizonyos esetekben azt is mondhatjuk, hogy az ilyen összefonódott páros fotonok érzékelik párjuk állapotának változását. A parametrikus fényszórás nagy előnye más folyamatokhoz képest, hogy itt a fotonok mindig párokban keletkeznek, azaz egyikük detektálása bizonyossá teszi "párja" létezését.

Az összefonódott fotonpárok használata jelentősen hozzájárult több tudományterület – optikai információátvitel, kvantum kriptográfia, teleportáció - utóbbi időben végbement óriási fejlődéséhez. Ugyanakkor a fotonpárok alkalmazása az optikai méréstechnikában is

perspektivikus, hiszen lehetőséget ad olyan mérések megvalósítására, melyek más módon csak sokkal nehezebben, vagy egyáltalán nem végezhetőek el.

Munkám célja, hogy az összefonódott fotonpárok vizsgálatával és felhasználásával olyan új, a gyakorlatban is alkalmazható eljárásokat dolgozzak ki, melyek hasznosíthatóak a kvantumoptikai méréstechnikában. Ennek érdekében először egy ultraibolya lézer által gerjesztett, korrelált fotonpárokat generáló berendezést építettem, mellyel a fotonpárok előnyös tulajdonságait kihasználva megvalósítottam fotodetektorok kvantumhatásfokának mérését hitelesített etalon nélkül.

Célom volt egy olyan, fotonok szintjén vezérelt fényforrás létrehozása, amellyel előre programozott módon lehet generálni megadott számú és tulajdonságú fotont. Ez a berendezés, amellyel már akár 1 db (vagy előre megadott számú) fotont tudunk programozott módon generálni, etalonként szolgál az ultra kis teljesítményű méréstechnikai alkalmazásoknál. A kidolgozott metodikának jelentősége van a kvantumoptikai információátvitel területén is.

Célom volt továbbá, hogy a korrelált fotonpárok vizsgálatánál szerzett kísérleti tapasztalatokat új területeken is hasznosítsam – pl. olyan jelenségek vizsgálatánál mint. a felületi plazmongerjesztés és rekombináció. A létrehozott új módszerekkel és eszközökkel összehasonlítottam a felületi plazmonokat gerjesztő fény és a plazmonokból származó fény statisztikai tulajdonságait.

Az értekezésemet 5 részre bontottam. A bevezető után az irodalmi áttekintés következik, amelyben áttekintem a témához kapcsolódó fogalmakat, a parametrikus fényszórás, ill. a fotonszámlálás elméleti hátterét és ismertetem a korrelált fotonpárokkal való kísérletek eddigi eredményeit. A 3. fejezetben a megépített kísérleti berendezést, és a berendezéssel végzett törésmutató ill. kvantumhatásfok méréseket írom le. Az ezt követő 4. fejezet az előre programozott fotonszámú fényforrás megvalósításáról szól, míg az 5. fejezetben a felületi plazmonok fotonstatisztikai méréseit mutatom be.

2. Irodalmi áttekintés

Ebben a fejezetben a munkámhoz kapcsolódó legfontosabb fogalmakat, jelenségeket ismertetem. A parametrikus jelenségek általános leírását követően a parametrikus frekvencia átalakítás során keletkező korrelált fotonpárok keletkezését és jellemzőit mutatom be. Röviden ismertetem a fotodetektálás folyamatát, s ezt követi az eddig elért eredmények bemutatása. A 2.1. fejezethez M. Bass, A. Yariv, Y. R. Shen, N. Bloembergen, R. W. Boyd és F. Zernike nemlineáris optikával foglalkozó művei szolgáltak forrásul [1-6].

2.1. Parametrikus jelenségek

Az elektromágneses sugárzás okozta nemlineáris jelenségeket először a XIX. század végén figyelték meg, többek közt Kerr, Röntgen, Kundt, ill. Pockels, majd később Raman, aki 1927-ben felfedezte, az azóta róla elnevezett optikai fényszórást. Mégis 1961-ig kellet várni az első koherens nemlineáris optikai jelenség megvalósításáig, amikor Franken és munkatársai sikeres másodharmonikus keltést valósítottak meg kvarckristályban [7]. Ez a kísérlet a lézer felfedezésének köszönhetően vált megvalósíthatóvá, mivel ez biztosította a szükséges teljesítményt. A másodharmonikus keltés utat nyitott a nemlineáris optika intenzív fejlődésének, mind a kísérletek, mind az elmélet terén. Néhány évre rá megszülettek a parametrikus gerjesztésen alapuló, új spektrális tartományokban sugárzó berendezések. Ezen eredmények aztán a nemlineáris anyagok és a pumpáló lézerek fejlődését hozták a következő évtizedekben.

Nehéz pontos definíciót adni, mit is értünk parametrikus kölcsönhatáson. Talán a legmegfelelőbb, ha azt mondjuk, hogy a parametrikus kölcsönhatás egy olyan folyamat, amelyben az energia egy nemlineáris közeg hatására az oszcilláló módusok között a csatolás miatt átcsoportosul. Az oszcilláló terek természetére nincsenek megkötések, ezek lehetnek elektromágneses terek éppúgy, mint akusztikus vagy más terek (esetleg mechanikai rezgések), vagy akár ezek keveréke. Ezekre példa a mikrohullámú parametrikus erősítő, amelyben a három kölcsönható elektromágneses módust egy nemlineáris kapacitás köt össze; az optikai parametrikus oszcillátor, amelyben a kölcsönható, különböző frekvenciájú optikai tereket egy nemlineáris dielektrikum köt össze; vagy a stimulált Raman ill. Brillouin szórás, ahol az összekötő nemlineáris szerepet a molekularezgések ill. akusztikus hullám játssza. A

jelenség általános leírását, az energia-megmaradás egyenleteit Manley és Rowe dolgozta ki [8].

2.1.1. A parametrikus jelenségek általános leírása

Az optikai parametrikus gerjesztés olyan másodrendű nemlineáris folyamat, amelyben három, különböző frekvenciájú (ω_1 , ω_2 , ω_3) elektromágneses tér vesz részt úgy, hogy

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 , \tag{2.1}$$

ahol az ω_1 frekvenciájú tér általában egy pumpáló lézer intenzív tere, ami a kölcsönhatás folyamán a másik két, ω_2 ill. ω_3 frekvenciájú teret gerjeszti. A kialakuló, magasabb frekvenciás tér hagyományos elnevezése az irodalomban „signal“ (a továbbiakban ennek magyar nyelvű megfelelőjét – jel – fogom használni), míg az alacsonyabb frekvenciásé „idler“ nyaláb. Az elnevezések onnan adódhatnak, hogy a kezdeti kísérletekben a gerjesztett magasabb frekvenciás nyaláb (jel) a látható tartományba esett és így könnyű volt detektálni, míg az alacsonyabb frekvenciás nyaláb az infravörös tartományba esett, ami nehezebben volt detektálható, sőt esetenként ezzel nem is foglalkoztak. Innen adódik az elnevezés is, hiszen az „idler” szó jelentése: haszontalan, semmittevő. A továbbiakban a semlegesebb hangzású, „tétlen nyaláb” kifejezést fogom használni. Az irodalomban a gerjesztett nyalábok elnevezése akkor is különbözik, ha azok frekvenciája megegyezik.

A különböző elnevezések ellenére egyik nyaláb szerepe sem kitüntetett. A parametrikus jelenségekért felelős fizikai folyamatok a nemlineáris anyag szuszceptibilitásának másodrendű tagjával vannak összefüggésben. Egy ilyen nemlineáris kristályban az elektromágneses tér (***E***) által indukált polarizáció vektor (***P***) a legáltalánosabb módon a következő alakban írható:

$$\boldsymbol{P}=\varepsilon_0[\chi^{(1)} + \chi^{(2)}\boldsymbol{E}+ \chi^{(3)}\boldsymbol{E}^2+...]\boldsymbol{E} \ , \tag{2.2}$$

ahol ε_0 a vákuum permittivitása, $\chi^{(1)}$ a lineáris szuszceptibilitás, míg $\chi^{(2)}$,$\chi^{(3)}$,... a szuszceptibilitás másod, harmad ill. magasabbrendű tagjai. $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$,$\chi^{(3)}$ tenzorok, míg a polarizáció és az elektromos tér vektorai általában nem párhuzamosak egymással. A lineáris szuszceptibilitás az anyag törésmutatójával (n) van összefüggésben, $\chi^{(1)} = n^2-1$, és az anyag olyan lineáris optikai tulajdonságait határozza meg, mint a diszperzió, abszorpció vagy a kettőstörés. A szuszceptibilitás másodrendű tagja $\chi^{(2)}$ felelős az olyan nemlineáris optikai

folyamatokért, mint a másodharmonikus keltés, az összeg ill. különbségi frekvencia keltés, az elektrooptikai effektus vagy a parametrikus frekvencia-átalakítás és erősítés. A harmadrendű tag következménye a frekvencia háromszorozás (harmadik harmonikus keltés), az optikai Kerr effektus, a fázis konjugáció, vagy az optikai bistabilitás. A szuszceptibilitás tenzorok nagyságrendje jelentősen csökken, ahogy az egyre magasabb rendű tagok felé haladunk, általánosságban elmondható, hogy $\chi^{(1)}:\chi^{(2)}:\chi^{(3)} \sim 1:10^{-8}:10^{-16}$. Ezt figyelembe véve egyáltalán nem meglepő, hogy a nemlineáris optikai folyamatok megfigyelése csak az első lézerek megjelenése után vált lehetségessé.

A parametrikus folyamatok leírásához induljunk ki a hullámegyenletből. A polarizáció felvételekor tekintsünk el a magasabbrendű tagoktól, így

$$\boldsymbol{P}=\boldsymbol{P}^{(1)}+\boldsymbol{P}^{(2)}=\varepsilon_0\chi^{(1)}\boldsymbol{E}+\chi^{(2)}\boldsymbol{E}^2. \tag{2.3}$$

A hullámegyenlet nemlineáris polarizáció által keltett hullámra:

$$\Delta\boldsymbol{E}-\frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{E}}{\partial t^2}=\mu_0\frac{\partial^2\boldsymbol{P}^{(2)}}{\partial t^2}, \tag{2.4}$$

ahol $\varepsilon=\varepsilon_0\,(1+\chi^{(1)})$ a dielektromos állandó és μ_0 a vákuum mágneses permeabilitása. Az anyag mágneses permeabilitását a $\mu_r \sim 1$ közelítéssel vettük figyelembe.

A leírást szűkítsük le egy dimenzióra, feltételezve, hogy $\frac{\partial}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial y}=0$.

A parametrikus kölcsönhatásban résztvevő ω_1, ω_2 és ω_3 frekvenciájú hullámokat írjuk fel haladó síkhullám alakban, a terjedési irány legyen a z tengely mentén:

$$E_i^{(\omega_1)}(z,t)=\frac{1}{2}\left[E_{1i}(z)e^{i(\omega_1 t-k_1 z)}+c.c.\right] \tag{2.5a}$$

$$E_k^{(\omega_2)}(z,t)=\frac{1}{2}\left[E_{2k}(z)e^{i(\omega_2 t-k_2 z)}+c.c.\right] \tag{2.5b}$$

$$E_j^{(\omega_3)}(z,t)=\frac{1}{2}\left[E_{3j}(z)e^{i(\omega_3 t-k_3 z)}+c.c.\right], \tag{2.5c}$$

ahol i,j,k indexek a karteziánus koordinátákat jelölik, és felvehetik az x, y értékeket.

Ezeket felhasználva, és kihasználva, hogy $\Delta\rightarrow\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ a hullámegyenlet bal oldalának első tagja az i. komponensre felírva:

$$\Delta E_i^{(\omega_1)}(z,t)=\frac{\partial^2}{\partial z^2}E_i^{(\omega_1)}(z,t)=\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[E_{1i}(z)e^{i(\omega_1 t-k_1 z)}+c.c.\right]=$$
$$\frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}E_{1i}(z)-k_1^2E_{1i}(z)-2ik_1\frac{\partial}{\partial z}E_{1i}(z)\right]e^{i(\omega_1 t-k_1 z)}+c.c. \tag{2.6}$$

Lassan változó burkoló közelítést használva, azaz feltételezve, hogy

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{1i}(z) << \frac{\partial}{\partial z} E_{1i}(z), \tag{2.7}$$

a 2.6 egyenlet a következő alakba írható:

$$\Delta E_i^{(\omega_1)}(z,t) = -\frac{1}{2}\left[k_1^2 E_{1i}(z) + 2ik_1 \frac{\partial}{\partial z} E_{1i}(z)\right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c. \tag{2.8}$$

Ezt a hullámegyenletbe visszaírva, és az egyenlet bal oldalának második tagján az idő szerinti deriválásokat elvégezve adódik, hogy

$$\begin{aligned} &\left[\frac{k_1^2}{2} E_{1i} + ik_1 \frac{\partial}{\partial z} E_{1i}\right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c. - \omega_1^2 \mu_0 \varepsilon \left[\frac{E_{1i}}{2} e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c.\right] = \\ &= -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[P_{\omega_1}^{(2)}(z,t)\right]_i \end{aligned} \tag{2.9}$$

Felhasználva, hogy $\omega_1^2 \mu_0 \varepsilon = k_1^2$, ill. a különbségi frekvencián indukált nemlineáris polarizáció helyére beírva:

$$\left[P_{\omega_1}^{(2)}(z,t)\right]_i = \frac{\chi_{ijk}}{2} E_{3j}(z) E_{2k}^*(z) e^{i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]} + c.c. \tag{2.10}$$

az 2.9 egyenletből adódik

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{1i} = -\frac{i\omega_1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \chi_{ijk} E_{3j}(z) E_{2k}^*(z) e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z} \tag{2.11a}$$

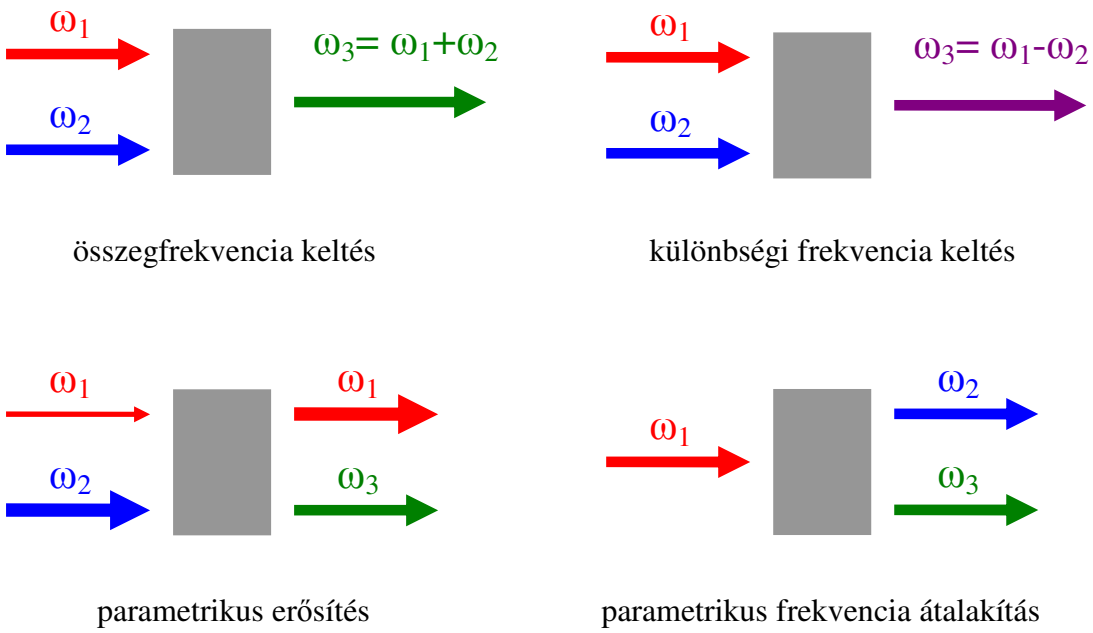
és hasonlóan a másik két térkomponensre:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{2k}^* = \frac{i\omega_2}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \chi_{kij} E_{1i}(z) E_{3j}^*(z) e^{-i(k_1 - k_3 + k_2)z} \tag{2.11b}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{3j} = \frac{i\omega_3}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} \chi_{jik} E_{1i}(z) E_{2k}(z) e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z}, \tag{2.11c}$$

ahol bevezethetjük $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$-t, az ún. fázisillesztési paramétert. Az (2.11a-c) csatolt differenciálegyenlet rendszer írja le a parametrikus kölcsönhatást a pumpáló és a gerjesztett terek között, másodrendű nemlineáris szuszceptibilitással rendelkező anyagban. Ezek a differenciálegyenletek azonban általánosan is jellemzik mindazon nemlineáris optikai jelenségeket, amelyekben a másodrendű szuszceptibilitás felelős három hullám keveredéséért, és amelyek frekvenciáira érvényes a (2.1) feltétel.

Ilyen másodrendű nemlineáris folyamatok, melyekben három hullám vesz részt például az összegfrekvencia keltés ($\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$), melynek egy speciális esete a másodharmonikus keltés, amikor ($\omega_1 = \omega_2$ és $\omega_3 = 2\omega_1$); a különbségi frekvencia keltés ($\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$), a parametrikus frekvencia átalakítás ($\omega_1 \rightarrow \omega_2 + \omega_3$), vagy a parametrikus erősítés (lásd 2.1. ábra).



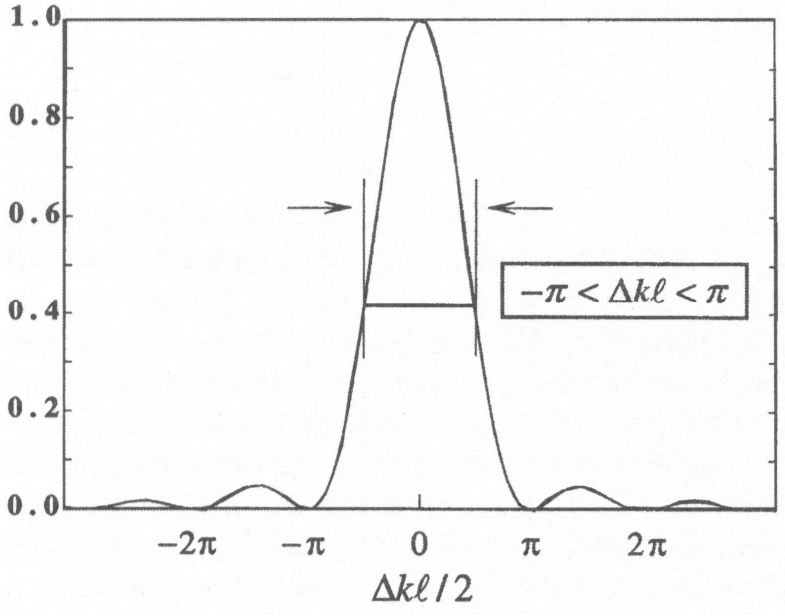
2.1. ábra: Másodrendű nemlineáris parametrikus folyamatok az optikában

Az (2.11a-c) egyenletekből jól látszik, hogy a különböző hullámok téramplitúdói a másodrendű szuszceptibilitáson keresztül kapcsolódnak egymáshoz. Ez az összekapcsolódás biztosítja az energia áramlását a kölcsönható hullámok között, ahogy áthaladnak a nemlineáris anyagon. Az energiaáramlás iránya egy adott folyamatban a terek kezdeti intenzitásától és az egymáshoz viszonyított relatív fázisuktól függ.

Az (2.11a-c) csatolt differenciál egyenletrendszer általános megoldása igen bonyolult, de feltételezve, hogy a pumpáló nyaláb intenzitás csökkenése elhanyagolható, azaz $\frac{\partial}{\partial z} E_{1i} \sim 0$, a gerjesztett tér erősödése

$$G_2(l) = \frac{I_2(z=l)}{I_2(z=0)} \approx I_1 l^2 \left[\frac{\sin(\Delta kl/2)}{(\Delta kl/2)} \right]^2, \tag{2.12}$$

alakban írható, ahol I_2 az erősödő nyaláb intenzitása, I_1 a pumpáló nyaláb intenzitása, l pedig a nemlineáris kristály hossza. Az egyenletből jól látszik, hogy a parametrikus tér erősödése egy sinc függvényen keresztül függ (2.2. ábra) a fázisillesztési paramétertől ($\Delta k=k_3-k_2-k_1$),

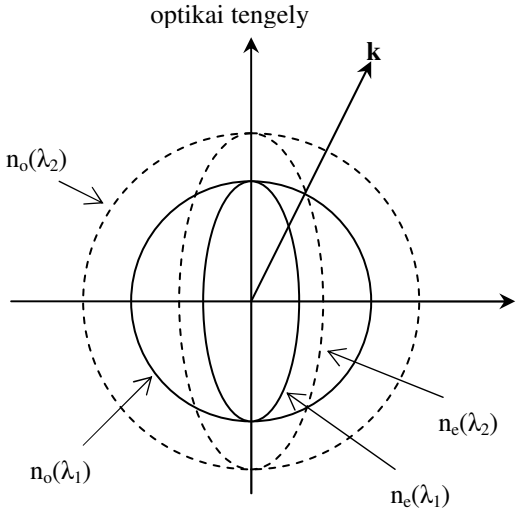


2.2. ábra: A parametrikus erősítés mértéke (normálva)
a fázisillesztési paraméter Δk függvényében

ami a tér fázisainak illesztettségét fejezi ki. Általánosságban elmondható, hogy az anyag diszperziója miatt a három különböző frekvenciájú hullám sebessége nincs illesztve, és ilyenkor $\Delta k \neq 0$. Ebben az esetben a kölcsönható terek nincsenek egymással fázisban, periódikusan konstruktív és destruktív interferencia lép fel köztük, ahogyan a kristályban haladnak. Ez ahhoz vezet, hogy a pumpáló és a parametrikusan gerjesztett terek közt az energiacsere oda-vissza irányú, és így a parametrikus tér intenzitása oszcillál egy térbeli periódussal. Ezt a térbeli periódust koherencia tartománynak (távolságnak) nevezik, és mértéke $l_c= \Delta k/\pi$. Amikor tehát nincs fázisillesztés, makroszkópikus erősítésről nem beszélhetünk, a parametrikus terek maximum a koherencia tartományon (távolságon) belül erősödhetnek, amelynek tipikus értéke a legtöbb nemlineáris anyagnál a néhány μm-től a néhány 10 μm-ig terjed.

Ahhoz, hogy a kristályon végighaladva a parametrikus hullámok ténylegesen erősödjenek, a fázisok szinkronizmusát biztosítani kell a nemlineáris kristály teljes hosszán.

Ezt a $\Delta k = 0$ feltétel teljesülésével érhetjük el, ilyenkor a koherencia tartomány végtelen lesz, és fázisszinkronizmusról, vagy fázisillesztésről beszélünk. A fázisillesztés megvalósításának legelterjedtebb módja az optikai kettőstörő kristályok alkalmazása. Mivel a kettőstörő kristályok törésmutatója különböző a beeső nyaláb polarizácójának függvényében, a beeső nyaláb polarizációjának megválasztásával, ill. a kristály megfelelő forgatásával a fázisillesztés biztosítható a beeső és a parametrikusan gerjesztett hullámok között. Ez annak is köszönhető, hogy a törésmutató függ a hullámhossztól is, így különböző hullámhosszokon a más-más polarizációjú hullámok törésmutatója bizonyos irányokban egyenlő. Megjegyezzük, hogy mivel a törésmutató a hőmérséklettől is függ, a fázisillesztés iránya bizonyos kristályokban a hőmérséklet változtatásával is hangolható.



2.3. ábra: Az indexellipszoid metszete negatív ($n_e < n_o$) egytengelyű kristályban.

Az ordinárius és extraordinárius törésmutatók viszonyát kettőstörő kristályokban az indexellipszoid szemlélteti (2.3. ábra). Az ábrán a fázisillesztés irányát az ordinárius polarizációjú, λ_1 hullámhosszú és az extarordinárius, λ_2 hullámhosszú hullám között a **k** vektor határozza meg.

2.1.2. Fázisillesztés KDP kristályban

Munkám során a parametrikus frekvencia átalakításhoz KDP kristályt használtam. A KDP (KH_2PO_4, kálium-dihidrogén-foszfát) negatív egytengelyű kristály, azaz az ordinárius

polarizációra vonatkozó törésmutatója nagyobb, mint az extraordináriusé (n_o>n_e). A pontos törésmutatók a következőképpen adhatók meg [9]:

$$n_0^2 = 2{,}252976 + \frac{0{,}01008956}{\lambda^2 - 0{,}012942625} + \frac{13{,}00522\lambda^2}{\lambda^2 - 400}, \tag{2.13}$$

és

$$n_e^2 = 2{,}132668 + \frac{0{,}008637494}{\lambda^2 - 0.012281043} + \frac{3.2279924\lambda^2}{\lambda^2 - 400}, \tag{2.14}$$

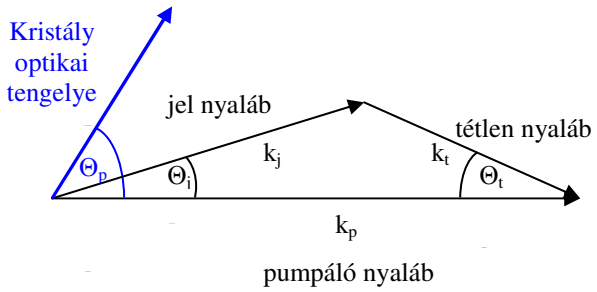
ahol λ a hullámhossz mikrométerben kifejezve.

A következőkben az I. típusú (extraordinárius sugár lép be, ordinárius sugarak lépnek ki) fázisillesztést szemléltetem KDP kristályban, lényegében az impulzus-megmaradás törvényét felhasználva [10]. Írjuk fel az impulzus-megmaradás törvényét transzverzális és longitudinális komponensekre bontva a 2.4 ábra szerinti elrendezésben:

$$k_p = k_j \cos\Theta_j + k_t \cos\Theta_t, \tag{2.15a}$$

$$k_j \sin\Theta_j = -k_t \sin\Theta_t, \tag{2.15b}$$

ahol k_p , k_j , k_t a pumpáló, a jel ill. a tétlen nyaláb momentuma a kristályon belül, Θ_j és Θ_t pedig a jel és tétlen nyalábnak a pumpáló nyalábbal bezárt szöge. A momentumok a frekvenciával és a törésmutatóval kifejezve: $k_p = \omega_p n_e(\omega_p, \Theta_p)$, $k_j = \omega_j n_o(\omega_j)$, $k_t = \omega_t n_o(\omega_t)$, ahol Θ_p a pumpáló nyaláb és a kristály optikai tengelye által bezárt szög.



2.4. ábra: I. típusú nem kollineáris fázisillesztés

Az (2.15b) egyenletet négyzetre emelve, és felhasználva, hogy $\sin^2\Theta = 1 - \cos^2\Theta$ adódik:

$$k_j^2 \cos^2\Theta_j = k_t^2(\cos^2\Theta_t - 1) + k_j^2 \tag{2.16}$$

A (2.15a) egyenletből $k_j \cos\Theta_j$ -t kifejezve, négyzetre emelve, majd ezt (2.16)-ból kivonva kapjuk

$$k_{p,\Theta_p}^2 + k_t^2 \cos^2\Theta_t - 2k_{p,\Theta_p} k_t \cos\Theta_t = k_t^2 \cos^2\Theta_t + k_j^2 - k_t^2, \tag{2.17}$$

azaz

$$2k_{p,\Theta_p} k_t \cos\Theta_t = k_{p,\Theta_p}^2 - k_j^2 + k_t^2, \tag{2.18}$$

amelyből

$$\Theta_i = \cos^{-1}\left[\frac{k_{p,\Theta_p}^2 - k_j^2 + k_t^2}{2k_{p,\Theta_p} k_t}\right]. \tag{2.19}$$

Feltételezve, hogy a pumpáló nyaláb merőlegesen érkezik a kristály felszínére, a jel és a tétlen nyaláb tényleges kilépési szögeinek (Θ'_j és Θ'_t) meghatározásához figyelembe kell vennünk a fénytörés törvényét, azaz:

$$\sin\Theta'_j = n_o(\omega_j)\sin\Theta_j \quad \text{és} \quad \sin\Theta'_t = n_o(\omega_t)\sin\Theta_t. \tag{2.20}$$

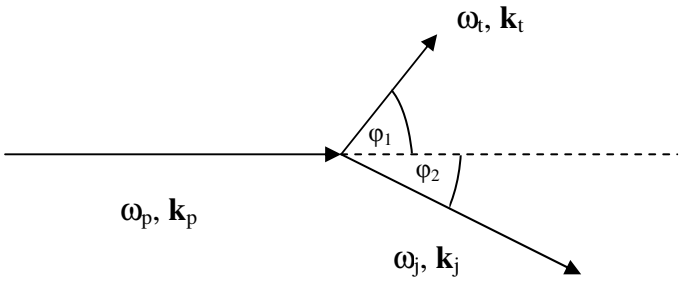
A (2.13), (2.14) egyenletek segítségével adott hullámhosszra számolhatók a különböző törésmutatók, míg az (2.19) egyenlet megadja a konvertált nyalábok kilépési szögét a kristályból, Θ_p függvényében. Ha a pumpáló nyaláb hullámhossza 351,1 nm, míg a konvertált nyaláboké 702,2 nm, a fázisszinkronizmus szöge Θ_p=53º, akkor a kilépő nyalábok a pumpáló nyalábbal $\Theta'_j = \Theta'_t = 2.9$ º szöget zárnak be.

2.1.3. Korrelált fotonpárok keltése parametrikus frekvencia átalakítással

A parametrikus folyamatok leírásánál abból indultunk ki, hogy a kölcsönhatásban három különböző tér vesz részt a kezdetektől fogva. Elképzelhető azonban olyan eset is, amikor kezdetben sem a jel, sem a tétlan tér nincs jelen, a pumpáló nyaláb hatására azonban mégis megjelennek. Ez a jelenség a spontán parametrikus frekvencia átalakítás (Spontaneous Parametric Down-Conversion-SPDC), vagy parametrikus fluoreszcencia, amikor a pumpáló nyaláb az elektromágneses tér zéró ponti fluktuációit (a jel és a tétlen nyaláb frekvenciáin) erősíti fel parametrikus terekké a nemlineáris kristályban. A jelenség a fotonok szintjén is elképzelhető, felfogható úgy is, hogy a pumpáló nyaláb egy fotonja a nemlineáris kölcsönhatás következtében spontán felbomlik két, kisebb frekvenciájú fotonra. A folyamat következménye, hogy így szigorúan korrelált fotonpárok keletkeznek. A korreláltság több módon is megnyilvánul:

- a fotonpárok egyidejűleg, mindig párosával keletkeznek, így időben erősen korreláltak (egyidejűségük a femtoszekundumos tartományba esik)
- a fotonpárok összenergiája konstans, megegyezik a pumpáló foton energiájával
- impulzusuk is korrelált; ha adott az egyik foton impulzusa, párjáé is meghatározott, miliradián pontossággal megmondható.

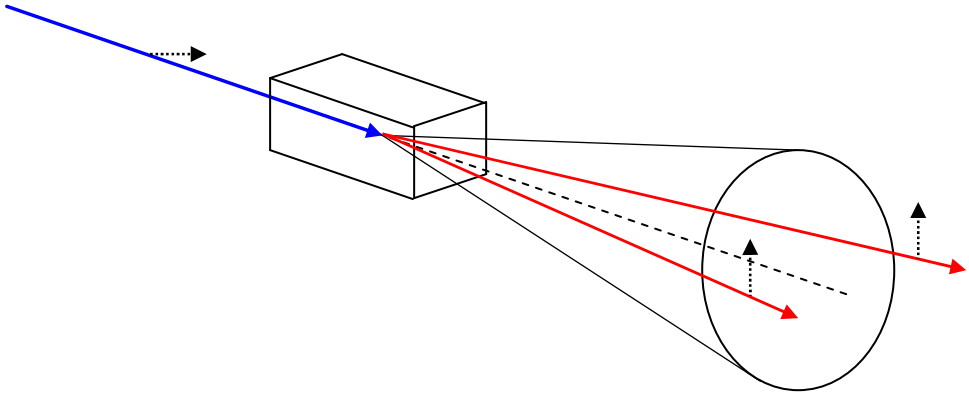
A pumpáló, ill. a gerjesztett nyalábok frekvenciájára és hullámszámvektorára a következő összefüggések állnak fenn: $\omega_p=\omega_j+\omega_t$, $\mathbf{k}_p=\mathbf{k}_j+\mathbf{k}_t$, melyet a 2.5. ábra is szemléltet:



2.5. ábra: Frekvencia és impulzus viszonyok spontán parametrikus átalakítás esetén

A 2.1.2 fejezetben tárgyaltaknak megfelelően, a parametrikus konverzió létrejöttéhez a nemlineáris közegben a fázisillesztést biztosítani kell, ám a parametrikus átalakítás koefficiense így sem túl nagy, csak $\sim 10^{-7}$. Nemlineáris kristálynak a leggyakrabban használt anyagok a KDP, KTP, BBO kristályok, míg a frekvenciaviszonyokra elmondható, hogy általában UV lézert használnak pumpálásra, és így egy UV foton bomlik két, közel-infravörös fotonra.

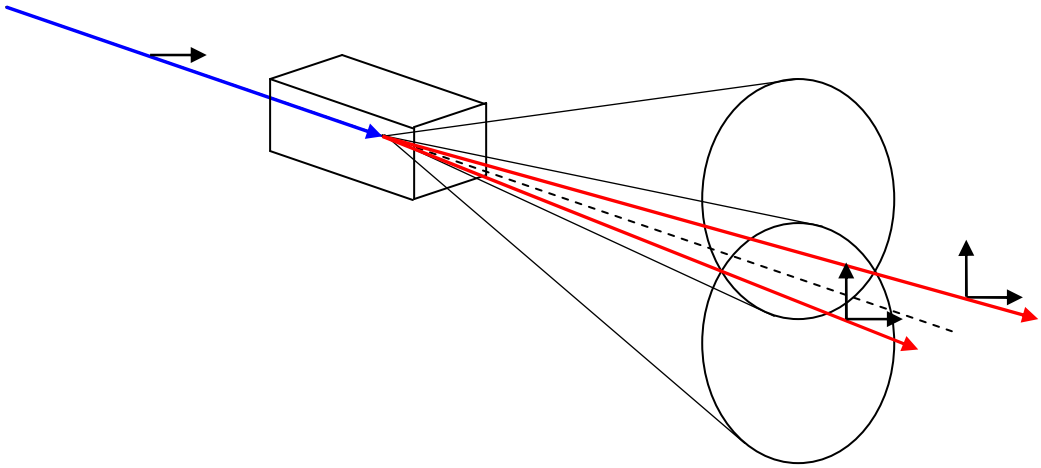
Egytengelyű kristályt alkalmazva a konvertált fotonok az optikai tengellyel megegyező szimmetriatengelyű kúp felületén hagyják el a kristályt. A kilépés szöge a konvertált fotonok energiájának függvénye. Ez az elrendezés az ún. I. típusú frekvencia konverzió, vagy frekvencia átalakítás. Ebben az esetben generált fotonpárok polarizációja egymással megegyezik, de merőleges a belépő foton polarizációjára: a beeső nyaláb extraordinárius, míg a parametrikusan generált nyalábok ordinárius polarizációjúak. Megfelelően keskeny sávszélességű szűrővel és diafragmával kiválasztva a fotonpárok egyikét, következtetni tudunk a párjának energiájára és helyzetére. A 2.6. ábra az I. típusú frekvencia átalakítást szemlélteti.



2.6. ábra: I. típusú frekvencia átalakítás, a szaggatott fekete nyilak a polarizációs viszonyokat jelölik

merőleges a belépő foton polarizációjára: a beeső nyaláb extraordinárius, míg a parametrikusan generált nyalábok ordinárius polarizációjúak. Megfelelően keskeny sávszélességű szűrővel és diafragmával kiválasztva a fotonpárok egyikét, következtetni tudunk a párjának energiájára és helyzetére. A 2.6. ábra az I. típusú frekvencia konverziót szemlélteti.

II. típusú frekvencia konverzióról beszélünk, ha kéttengelyű kristályt alkalmazunk. Ebben az esetben a keletkező fotonpárok nem egy, hanem két kúp felületén hagyják el a kristályt (2.7. ábra).



2.7. ábra: II. típusú frekvencia átalakítás. A kúpfelületek metszéspontjaiban kilépő fotonok polarizációját minden esetben a mérés határozza meg, de egymásra merőlegesek

A kristály megfelelő hangolásával a kúpok egymáshoz viszonyított helyzete változtatható. Elérhető, hogy a kúpok 1 vagy 2 pontban metsszék egymást, ill. hogy ne metsszék egymást. A két kúp metszésében lévő fotonpárok közt kimutatható az összefonódottság. Míg az I. típusú átalakításnál a kilépő fotonpárok polarizációja megegyezik, ebben az esetben a két különböző kúp felületén kilépő párok polarizációja egymásra merőleges, az egyik kúpé ordinárius, a másiké extraordinárius. A két kúpfelület találkozásánál kilépő páros fotonok polarizációja így csak abban az értelemben meghatározott, hogy mindenképpen merőleges egymásra. Minden esetben a mérés dönti el, hogy az adott foton éppen ordinárius, vagy extraordinárius polarizációjú, s természetesn ekkor a párja épp az ellenkező.

2.1.4. A kétfotonos állapot

A spontán parametrikus frekvencia átalakítás során keletkező korrelált fotonpárok tulajdonságainak jobb megismerése érdekében célszerű kvantumos leírást alkalmaznunk. A kölcsönhatás Hamilton operátorából kiindulva és elsőfokú perturbációszámítást végezve adódik, hogy a konverzió során generált fotonpárok kvantumállapota egy kétfotonos, összefonódott állapot [10-12]. Az alábbiakban ennek a számolásnak a menetét vázolom úgy, hogy a jel és a tétlen módusok kiinduló állapota a vákuum állapot (tehát a kölcsönhatás kezdetén nincsenek jelen), míg a pumpáló tér egy folytonos lézer monokromatikus (koherens) tere.

Az elektromos tér (***E***) által a nemlineáris kristályban keltett polarizációt (***P***) általános alakban a következőképpen írhatjuk:

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \cdots, \tag{2.21}$$

ahol $\chi^{(m)}$ az m-ed rendű elektromos szuszceptibilitás tenzor. Mivel a spontán parametrikus frekvencia konverzióban csak a másodrendű szuszceptibilitás, $\chi^{(2)}$ játszik szerepet, a kölcsönhatás Hamilton operátora a következő alakban írható:

$$H = \varepsilon_0 \int_V P_i E_i d^3 r = \frac{1}{2} \int_V \chi_{ijk}^{(2)} E_i E_j E_k d^3 r, \tag{2.22}$$

ahol az integrálás a nemlineáris anyag teljes *V* térfogatában történik.

Célszerű az elektromos tér Fourier reprezentációját használni:

$$E(r,t) = \int d^3k \left(E^{(-)}(k) e^{-i(\omega(k)t - kr)} + E^{(+)}(k) e^{i(\omega(k)t - kr)} \right). \tag{2.23}$$

(2.23)-t (2.22)-be behelyettesítve, adódik a parametrikus konverzió Hamilton operátora, kölcsönhatási képben felírva:

$$H_k(t) = \varepsilon_0 \int_V d^3r \int d^3k_j d^3k_t$$
$$\times \chi^{(2)}_{lmn} E^{(+)}_{pl} e^{i(\omega_p t - k_p r)} E^{(-)}_{jm} e^{-i(\omega_j(k_j)t - k_j r)} E^{(-)}_{tn} e^{-i(\omega_t(k_t)t - k_t r)} + h.c., \tag{2.24}$$

ahol a *p,j,t* indexek a pumpáló, jel ill. tétlen tereket, a *h.c.* a Hermite konjugáltat jelöli. Feltételeztük továbbá, hogy a pumpáló tér monokromatikus síkhullámmal közelíthető, ω_p frekvenciával és k_p hullámszámvektorral.

Megfigyelhető, hogy a (2.24) egyenletben a térbeli integrálás elvégezhető néhány egyszerűsített esetben. Jelen esetben feltételezzük, hogy a *V* integrálási térfogat végtelenül nagy. Ekkor a kölcsönhatási Hamilton operátor

$$H_k(t) = \varepsilon_0 \int d^3k_j d^3k_t \chi^{(2)}_{lmn} E^{(+)}_{pl} E^{(-)}_{jm} E^{(-)}_{tn} \delta(k_p - k_j - k_t) e^{i(\omega_p - \omega_j(k_j) - \omega_t(k_t))t} + h.c. \tag{2.25}$$

Érdemes a pumpáló teret, mivel az általában egy lézer, klasszikus alakban felírni, míg a parametrikusan gerjesztett tereket kvantálva:

$$E^{(-)}(k) = i\left(\frac{2\pi\hbar\omega}{V}\right)^{1/2} a^+(k), \qquad E^{(+)}(k) = i\left(\frac{2\pi\hbar\omega}{V}\right)^{1/2} a(k), \tag{2.26a-b}$$

ahol $a^+(k)$ és $a(k)$ a fotonkeltő és foton eltüntető operátorok. Az emittált fotonpárok állapota az elsőfokú perturbációszámítás során adható meg:

$$|\Psi\rangle = -\frac{i}{\hbar} \int dt\, H_k(t) |0\rangle, \tag{2.27}$$

ahol kiinduló állapotnak a $|0\rangle$ vákuum állapotot választottuk, feltételezve, hogy kezdetben sem a jel, sem a tétlen módusok nincsenek jelen, tehát tényleg spontán frekvencia átalakításról van szó.

Az (2.27) egyenletben az időbeli integrálást elvégezve (feltételezve, hogy *t* nagy), a konstansokat összegyűjtve, a kölcsönhatásban létrejött két-foton állapot integrális alakját a következőképpen írhatjuk:

$$|\Psi\rangle = A \int d^3k_j d^3k_t \delta(\omega_p - \omega_j(k_j) - \omega_t(k_t)) \delta(k_p - k_j - k_t) a_j^+(k_j) a_t^+(k_t) |0\rangle, \tag{2.28}$$

ahol *A* - a konstansokat foglalja magában.

A spontán parametrikus frekvencia átalakítás során létrejött $|\Psi\rangle$ állapot egy összefonódott állapot. Az (2.28) egyenletben szereplő δ függvények azt eredményezik, hogy a létrejött állapot nem bontható fel a jel foton és a tétlen foton állapotainak összegére.

2.2. A fotodetektálás folyamata

Ebben az alfejezetben be szeretném mutatni a foton detektálásának folyamatát. Ideális esetben, ha a fotodetektorunk felületére időegység *(T)* alatt *n* foton esik, a detektor pontosan *n* db fotoelektront, válaszjelet ad. A valóságban azonban a detektor soha sem ugyanannyi fotoelektromos jelet produkál, ahány foton esik rá, ezen kívül jelentkezik a termikus zaj is. A fotonok sokaságának detektálási folyamata egy különleges statisztikus folyamat, amelyet több paraméter befolyásol. Az alábbiakban megvizsgálom az *n* db fotoelektron emmittálásának valószínűségi eloszlását *p(n,T),* ill. az ezt befolyásoló paraméterek kapcsolatát [13,14].

A foton detektálását legegyszerűbben úgy közelíthetjük, hogy a detektor egy atom, ami a beérkező foton hatására egy elektront bocsát ki. Célszerű szemiklasszikus tárgyalásmódot választani, azaz az atomot kvantumosan leírni, míg a fényt klasszikus módon [15]. A leírást úgy lehet valós fotodetektorhoz közelíteni, hogy több, egymástól független atomot feltételezünk, amelyek kölcsönhatásba lépnek a sugárzási térrel. Egy fotoelektron emissziójának valószínűsége egy időintervallumon *(t, t+T)* belül arányos a fény intenzitás klasszikus mértékével, komplex analitikus jellel kifejezve:

$$p(t)\Delta t = \alpha\, I(t)\, \Delta t, \tag{2.29}$$

ahol

$$I(t)=V^*(t)V(t) \tag{2.30}$$

és *V(t)* az analitikus jel [16], amely magában foglalja az elektromágneses tér valós vektorpotenciálját *A(t)*, α pedig a detektor kvantumhatásfoka, amely függ az elrendezéstől és a detektor számos paraméterétől. Az (2.29) egyenlet kvázi monokromatikus síkhullámra vonatkozik, és Δt jóval kisebb, mint a koherenciaidő, de jóval nagyobb, mint a fény periódusa.

Vizsgáljuk meg annak a valószínűségét, hogy *n* fotont detektálunk a *t* és *t+T* közötti időintervallumban. Feltételezve, hogy a sugárzási tér stacionárius és ergodikus, a *t*-től való függést elhagyhatjuk. Feltételezzük továbbá kiindulásképpen, hogy a térnek nincsenek random fluktuációi, így elmondhatjuk, hogy a különböző időintervallumba eső beütések statisztikailag függetlenek, és minden fotoelektron emisszió egy állandó valószínűséggel bekövetkező független esemény. Az ebből származó eloszlás Poisson eloszlás

$$p(n,T) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}, \tag{2.31}$$

ahol $$\mu = \alpha \int_0^T I(t')dt' = \alpha I t \tag{2.32}$$

A valóságban azonban az intenzitás sztochasztikusan változik. Az intenzitás ingadozásait úgy vehetjük figyelembe, ha bevezetjük az U változót:

$$U = \int_0^T I(t')dt', \tag{2.33}$$

ami $I(t)$ véletlenszerűsége miatt szintén egy véletlenszerű változó, $p(U)$ eloszlással. A fotonbeütések eloszlása - $p(n,T)$ ennek figyelembevételével, Mandel szerint [14], a következőképpen alakul:

$$p(n,T) = \left\langle \frac{(\alpha U)^n}{n!} e^{-\alpha U} \right\rangle_U = \int_0^\infty \frac{(\alpha U)^n}{n!} e^{-\alpha U} p(U)dU, \tag{2.34}$$

ahol $\langle \ldots \rangle_U$ az U eloszlásra vett átlagolást jelenti.

Összefoglalásképpen megállapíthatjuk, hogy a fotoelektromos detektálás során fellépő fluktuációk két okra vezethetőek vissza. Egyrészt a detektálási folyamat belső fluktuációira, azaz a fotoelektronok véletlenszerű keletkezésére akkor is, ha az intenzitásban nincsenek fluktuációk, ami Poisson eloszlást eredményez. Másrészt a detektor felületére eső fény intenzitásának fluktuációira.

A (2.34) képlet teljes kvantummechanikai levezetését, amely ugyanezt az eredményt adja, Glauber [17], valamint Kelley és Kleiner adták meg [18]. Ebben a levezetésben egy elektron fotoemissziójának valószínűsége a 0-T időintervallumban a következőképpen írható fel:

$$p(1,T) = \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' \int_0^T dt' \int_0^T dt'' S(t''-t') G^{(1)}(\vec{r}',t',\vec{r}'',t''). \tag{2.35}$$

A térbeli integrálás a detektor teljes felületén történik, $S(t)$ foglalja magában a detektáló rendszer válaszát, míg $G^{(1)}$ az elektromos tér Glauber által bevezetett elsőrendű korrelációs függvénye:

$$G^{(1)}(\vec{r}',t',\vec{r}'',t'') = \left\langle \left\langle i \middle| E^{(-)}(\vec{r}',t') E^{(+)}(\vec{r}'',t'') \middle| i \right\rangle \right\rangle_i, \tag{2.36}$$

Ahol $E^{(-)}$ és $E^{(+)}$ az elektromos tér operátorának negatív és pozitív frekvenciás részei, $|i\rangle$ pedig a tér kezdeti állapota.

A Mandel képlet levezetésénél azt feltételeztük, hogy a fotoelektronok keletkezésének a folyamatai statisztikailag függetlenek egymástól. A gyakorlatban azonban ez nem teljesül, mivel minden detektorra jellemző egy holtidő, amelyen belül a detektor nem képes válaszjelet

adni egy beérkező fotonra. Ez azt eredményezi, hogy a tényleges számlálási időintervallum kisebb, mint a valós időintervallum, ezért különösen nagy holtidők esetén (amelyek összemérhetők a fotonok közötti átlagos követési idővel), ezt érdemes figyelembe venni.
Bedard szerint [19] a *p(n,T)* eloszlás a fentiek figyelembevételével a következőképpen módosul:

$$p(n,T,\tau) = < \frac{(\alpha U)^n}{n!} e^{-\alpha U} \left[1 + n(\alpha U - n + 1) \frac{\tau}{T} \right] >, \tag{2.37}$$

ahol τ - a detektor holtideje.

Az általam végzett kísérletekben a mért adatokból (a fotoelektron impulzusok statisztikájából) következtetünk a beérkező fotonok statisztikájára. Természetesen ezt az inverz folyamatot is alapvetően befolyásolják a detektálás paraméterei.

2.3. Az eddigi kísérleti eredmények áttekintése

Ebben a fejezetben a korrelált fotonpárok generálásával, tulajdonságaival és felhasználásukkal kapcsolatos eddigi irodalmi eredményeket foglaltam össze.

2.3.1. Korrelált fotonpárok előállítása és tulajdonságai

Az 1960-as években több jelentős cikk született, melyek nagymértékben hozzájárultak a kvantumoptika fejlődéséhez. Glauber az optikai koherencia [20] kvantumos leírását adta meg, majd később Mollow-val a parametrikus erősítés [21] kvantumos leírását. Louisell, Yariv és szerzőtársaik a parametrikus jelenségek fluktuációit és zajviszonyait [22,23] vizsgálták. Elmondható tehát, hogy jól előkészített elméleti háttérrel rendelkeztek, amikor a lézer megjelenése lehetővé tette a parametrikus jelenségek megvalósítását.

Az első kísérleti megfigyelések a parametrikus frekvencia átalakítás során keletkezett korrelált fotonpárokkal az 1960-as évek végén kezdődtek. A jelenség újdonság voltára utal, hogy még elfogadott elnevezése sem volt, az egyes cikkekben egyaránt előfordul a parametrikus fluoreszcencia, parametrikus fényszórás vagy parametrikus zaj kifejezés. A máig legelterjedtebb elnevezés, a (spontán) parametrikus frekvencia átalakítás (vagy konverzió) -(Spontaneous) Parametric Down Conversion- csak később a 80-as években vált elterjedté.

Az első sikeres parametrikus frekvencia átalakítással végzett kísérletekben nemlineáris közegnek ammónium-dihidrogén-foszfát (ADP-$NH_4H_2PO_4$) vagy lítium-niobát ($LiNbO_3$) kristályt alkalmaztak, s a kezdeti kísérletek a fázisillesztés, a kristály orientációja ill. a parametrikusan gerjesztett nyalábok hullámhossza és irányultsága közti összefüggéseket írták le [24]. A kristály megfelelő orientálásával biztosítható a fázisszinkronizmus, amelynek iránya általában a kristály hőmérsékletével is befolyásolható [25]. A parametrikus frekvencia átalakítást, mint szórási jelenséget vizsgálta és írta le Giallorenzi és Tang [26]. A parametrikus átalakítás koefficiensére explicit formulát dolgoztak ki, figyelembe véve a spektrális viszonyokat, a nyaláb divergenciát, ill. a kristály tulajdonságait. A kísérleteikben mért intenzitás arányok jó egyezést mutattak a várt értékekkel.

Először 1970-ben mutatták ki, hogy amennyiben a keletkezett fotonpárokat az energia és impulzus-megmaradás törvényeinek megfelelően választják ki, azok valóban

koincidenciában érkeznek [27]. A koincidencia mérésének pontosságát az elektronika felbontása adta, nagyságrendje néhány 10 ns volt.

Mollow a procedúra során keletkező fotonpárok közti korrelációs viszonyokat tanulmányozta [28]. A Glauber féle kvantummechanikai korrelációs függvény [16,20] megoldásait vizsgálta a parametrikus átalakítástól távoli pontokban, spontán konverzió és parametrikus erősítés esetében is.

Graham általános összefüggést mutatott ki a jel és tétlen módusok intenzitásainak autokorrelációs és keresztkorrelációs függvényei között [29]. Kimutatta, hogy az egyik módusban a fotonszám szigorúan meghatározza a fotonszámot a másik módusban, javaslatot téve így egy Einstein Podolsky Rosen (EPR) kísérlet megvalósítására. Bár számításait veszteségmentes rendszert feltételezve végezte, megállapította, hogy egy EPR típusú kísérlet disszipatív rendszerrel is megvalósítható.

Hong és Mandel munkája [12] tekinthető az addigi eredmények összegzésének és pontosításának. Míg az addigi leírások a parametrikus frekvencia átalakításról közelítéseket tartalmaztak, ők megpróbálták a jelenséget a legrealisztikusabb formában leírni. Fő céljuk az volt, hogy megmutassák, megfelelő helyen elhelyezett detektorok esetében a kétfotonos detektálások valószínűsége megegyezik az egyfotonos detektálásával. A pumpáló teret a parametrikusan gerjesztett terekkel összekötő Hamilton operátorból kiindulva a gerjesztett tereket módusok sokaságaként adták meg. A kölcsönhatás térfogatát ténylegesen a kristály térfogatában határozták meg, míg a kölcsönhatás időtartamának azt az időt vették, amíg a fény áthalad a nemlineáris kristályon. Mindezeket, illetve a gerjesztett nyalábok divergenciáját figyelembe véve kimutatták, hogy ideális detektorok esetében, ha azok megfelelő irányban vannak elhelyezve, illetve (szűrők segítségével) csak az adott iránynak megfelelő frekvenciát detektálják, a kétfotonos és egyfotonos detektálások valószínűsége megegyezik. Természetesen valós esetben a detektorok kvantumhatásfokát is figyelembe kell venni.

Szintén fontos paraméter a korrelációs idő, ami a generált fotonpárok egyidejűségét fejezi ki -az az időtartam, amely alatt a párokat mérő detektorok koincidenciában szólalnak meg. Míg a kezdeti kísérletekben azt feltételezték, hogy a fotonpárok korrelációs ideje a pumpáló lézer időbeli koherenciahosszával van összefüggésben (a kezdeti kísérletekben használt egymódusú lézernél ez a koherenciahossz ~ 40 ns volt), bebizonyosodott [30], hogy a korrelációs idő ennél nagyságrendekkel kisebb. Míg a pumpáló nyaláb sávszélessége meghatározza egy, a kristályba belépő foton időbeli bizonytalanságát, ez nincs hatással a

generált fotonpárok közti relatív időkülönbségre, sőt a korrelációs idő a kristályon való áthaladás idejénél is kisebb lehet. A korrelációs idő meghatározására összeállított kísérletükben [31] Hong és Mandel kimutatták, hogy bár a fizikai határt a korrelációs idő minimumára az átalakított nyaláb sávszélességének reciproka adja, a koincidenciában jövő fotonpárok közti időkülönbség kisebb, mint a kristályon való áthaladási idő, és lényegében a detektorok felbontóképessége szab neki határt. A generált fotonpárok sávszélességét az alkalmazott szűrők határozzák meg. A sávszélesség reciproka a femtoszekundumos tartományba esik, a detektorok felbontása ennél nagyságrendekkel rosszabb. A kísérletek is azt bizonyították, hogy a fotonpárok egyidejűségének a detektorok felbontóképessége szab határt, ami ebben az esetben 100 ps volt. A későbbiekben sikerült az egyidejűséget 100 fs-on belül is kimutatni [32].

Nagy erőfeszítések történtek, hogy növeljék a parametrikus frekvencia átalakítás során keletkezett fotonpárok számát. Ez történhet a pumpáló nyaláb fókuszálásával [33], rezonáns erősítéssel [34], vagy akár hullámvezetők kialakításával a kristálystruktúrában [35,36]. Perspektivikusnak tűnnek még a fotonikus kristályok, melyeknek periódikus nemlineáris modulációja a fázisillesztést könnyíti meg (ún. kvázifázisillesztés) és megnöveli az átalakítási koefficienst [37].

Egy másik lehetséges mód a fotonpárok számának növelésére, ha a konverzió két egymás után elhelyezett, ugyanolyan, de 90º-al elforgatott kristályban történik [38]. Így a különböző kristályban keletkező fotonpárok polarizációja egymásra merőleges, ún. polarizáció-összefonódott párok keletkeznek, és a fotonfluxus is jelentősen megnő. Bár a pumpáló nyaláb általában folyamatos üzemmódú lézer, a teljesítmény növelhető femtoszekundumos lézerek használatával [39,40]. A beütésszám szintén növelhető a detektálás hatásfokának növelésével, ill. a fotonpárok hatékony begyűjtésével, ami történhet pl. egymódusú optikai szállal [41].

2.3.2. A fotonpárok nemklasszikus jellege

A fotonpárok interferenciáját vizsgálva megmutatkozott azok nemklasszikus jellege [42-45]. Ha a parametrikusan generált nyalábokat egy 50%-os nyalábosztón keresztezzük, és utána mindkét ágban mérjük a beütésszámokat, azt tapasztaljuk, hogy a beütésszám változatlan marad. Ugyanebben az esetben a koincidencia beütések száma 0-ra csökken. A

jelenségnek nincs klasszikus megfelelője, úgy fogható fel, mintha a nyalábosztón áthaladva a fotonpár mindkét tagja vagy az egyik, vagy a másik irányba haladna tovább.

Egy másik érdekes jelenség, ha az egyik ágba rést, vagy kettős rést helyezünk. A beütésszám ebben az esetben sem változik egyik ágban sem. Ha a koincidencia beütéseket detektáljuk, és a detektort abban az ágban mozgatjuk, amelyikben nincs rés, interferencia mintát figyelhetünk meg [46].

A korrelált fotonpárok nemklasszikus viselkedésének egy másik példája, hogy a parametrikus frekvencia konverzió alkalmas ún. összenyomott -squeezed- állapot létrehozására [47]. A squeezed állapot [48-53] a sugárzási tér minimális bizonytalanságú állapota. Míg a klasszikus sugárzási térnek megfelelő koherens állapotban az elektromos tér felbontásaként kapott két kvadratúra komponens szórása megegyezik és minimális értékű, a Heisenberg-féle határozatlansági reláció megengedi, hogy az egyik mennyiség szórása csökkenhet, természetesen a másik rovására. Az ilyen állapot, melynek bizonyos mérhető mennyiségeinek kvantumzaja kisebb, mint a klasszikus sugárzási térnek megfelelő kvantumállapotban, a squeezed állapot. Az elnevezés [54] onnan adódik, hogy a fázistérben ábrázolva a kvadratúraoperátorok bizonytalansága koherens állapotban egy kör, squeezed állapotban azonban ez a kör összenyomódik, ellipszissé alakul.

2.3.3. Összefonódottság, EPR állapot, Bell egyenlőtlenség

Az összefonódott állapot két, vagy több részecske olyan kvantummechanikai állapota, ami nem írható fel egyrészecske állapotok produktumaként. A parametrikus frekvencia átalakítás alkalmas arra, hogy ún. teljesen összefonódott, vagy Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) állapotokat hozzon létre [55-60]. Az elnevezés Einstein, Podolsky és Rosen az összefonódott rendszerekről való felvetésére utal [61]. Az EPR állapot egy olyan érdekes, kétrészecskés összefonódott állapot, amelyben az egyik részecske valamely megfigyelhető mennyiségén végzett mérés eredménye meghatározza a másik részecske ugyanezen mérhető mennyiségének értékét, méghozzá teljes valószínűséggel. Ezek az állapotok azon kívül, hogy az Einstein-féle lokalitás elvét sértik, látszólag még magával a kvantummechanikával is ellentmondásban állnak, hiszen az ilyen összetett rendszerek egyik tagjáról anélkül szerezhetünk biztos információt, hogy mérést végeznénk rajta. Az ellentmondásokat kezdetben az ún. rejtett paraméterek bevezetésével kívánták feloldani, amelyek az elvárások szerint a kvantummechanika jól bevált eredményeit szolgáltatják. Ezen elméletek próbáját

Bell fogalmazta meg híres egyenlőtlenségének formájában [62]. A Bell egyenlőtlenség sérülését összefonódott fotonpárok alkalmazásával kísérletileg többször is kimutatták [63-67], vagyis a kvantumvilág leírására alkalmatlanok a lokális rejtett paraméterek.

A parametrikusan generált fény természetéből fakadóan az összefonódott állapotok elég nagy távolságig megőrizhetőek, összefonódottságot sikerült már kimutatni egymástól több km-re eltávolodott fénynyalábok közt is [68].

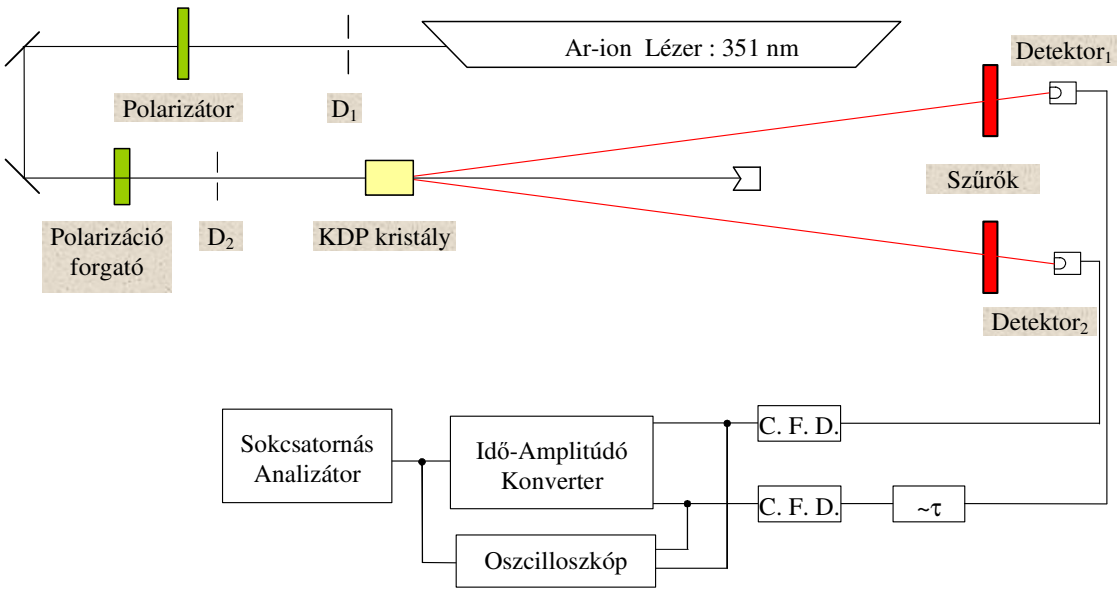
A parametrikus frekvencia átalakítás során keletkezett fotonpárok pl. alkalmasak arra, hogy egy közel ideális, lokalizált egyfotonos állapotot hozzunk létre [69]. Bár egy foton helye és ideje pontosan nem határozható meg, a fotonpárok időbeli és térbeli korreláltsága lehetőséget ad arra, hogy az egyik detektálása után annak párját időben és térben elég pontosan lokalizáljuk. Ha a detektálási idő megfelelően rövid, annak is nagyon kicsi a valószínűsége, hogy nem a fotonpár egyikét, hanem egy „véletlen" fotont detektálunk. Ezen tulajdonságaik miatt a korrelált fotonpárok alkalmazása perspektivikusnak tűnik az egy-foton források kialakításához. Az ideális egy-foton forrás [70-73] olyan fényforrás, mely egységnyi valószínűséggel produkál meghatározott időközönként 1 fotont. Ilyen egy-foton forrás megvalósítására történtek kísérletek atomok csapdázásával optikai rezonátorban [74], „kvantum pöttyök" használatával [75-77], illetve éppen összefonódott fotonpárokkal [78,79].

Mivel a parametrikus fényszórás során a generált fotonok mindig egyszerre, és párosával születnek, egyikük detektálásakor annak párja tovább „él", mint foton nem szűnik meg létezni. Ezt a jelenséget felhasználhatjuk magának a detektálási folyamatnak a vizsgálatára, s így a detektoroknak a minősítésére.

3. Berendezés építése detektorok kvantumhatásfokának mérésére

3.1. Kísérleti elrendezés

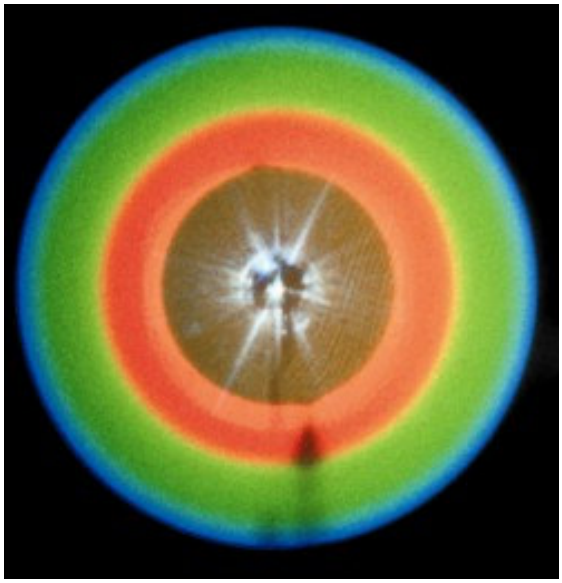
Elsődleges célom egy olyan kísérleti berendezés megvalósítása, amellyel korrelált fotonpárokat állíthatunk elő és vizsgálhatjuk ezek tulajdonságait. A berendezés tervezésénél alapvető követelmény a keletkezett fotonpárok hullámhossz szerinti térbeli szeparálása, illetve a fotonok időbeli eloszlásának mérési lehetősége. Mivel a későbbi méréseimben főleg azt a tulajdonságot használtam ki, hogy a fotonpárok egyszerre születnek, a fotonpárok generálását I. típusú nem kollineáris parametrikus frekvencia átalakítással valósítottam meg. Fényforrásként egy COHERENT Sabre 15 DBW típusú Ar-ion lézert használtam. A lézer ultraibolya tükrökkel van felszerelve. Az alkalmazott kristályban a legjobb hatásfokú parametrikus átalakítást a lézer 351.1 nm-es UV vonalán érhetjük el. Nemlineáris anyagként egy 50 mm hosszú KDP (kálium-dihidrogén-foszfát: KH_2PO_4) kristályt használtam, melyre a beeső lézerfény nyalábformázás után kerül. A maximális átalakítási hatásfok elérése érdekében a beeső nyalábot egy polarizátoron és egy polarizációs forgatón vezettem át, hogy a kristályba való belépéskor a polarizációs viszonyokat szükségszerűen be lehessen állítani. A kísérleti elrendezést a 3.1 ábra szemlélteti.



3.1.ábra: Kísérleti elrendezés korrelált fotonpárok generálására
I. típusú nem kollineáris parametrikus frekvencia átalakítással

A kristályban I. típusú frekvencia konverzió jön létre, s így a beeső ultraibolya fény bizonyos hányada átalakul nagyobb hullámhosszú fénnyé. A jelenség létrejöttéhez a kristályban a fázisillesztést biztosítani kell, amit a kristály megfelelő orientálásával lehet elérni. Fázisillesztés esetén az adott irányban a törésmutató a beeső hullámhosszon és a konvertált hullámhosszon egyforma, ezért ez a két hullám ebben az irányban egyforma sebességgel terjed. Figyelembe véve az általam használt hullámhosszat, a KDP kristályt úgy kell forgatni, hogy a beeső nyaláb 53°-os szöget zárjon be a kristály optikai tengelyével. A használt KDP kristály speciálisan ehhez a berendezéshez lett elkészítve, így párhuzamos oldalaira való merőleges beesés estén a fázisillesztés biztosított. Fontos tényező még az átalakítás megfelelő hatásfokához a kristály homogenitása.

A jelenség úgy is elképzelhető, mint egy ulraibolya foton osztódása két nagyobb hullámhosszú (közeli infravörös) fotonra. Az osztódás során keletkező fotonok páronként egyszerre születnek és a kristályból való kilépésük szögét hullámhosszuk, illetve a kristály adott irányba vett törésmutatója határozza meg, azaz a különböző hullámhosszú átalakított nyalábok különböző szögben lépnek ki a kristályból. Ez a térbeli spektrális eloszlás a kristályon áthaladó, nem átalakuló UV nyaláb kitakarásával, szabad szemmel is megfigyelhető. Mivel a jelenség az optikai tengelyre középpontosan szimmetrikus, az eltérő szögben kilépő, eltérő hullámhosszú nyalábok egy szivárványgyűrűt (3.2. ábra) hoznak létre.



3.2. ábra: A parametrikus átalakítás során keletkező különböző hullámhosszú nyalábok spektrális eloszlása.

A 3.2. ábrán látható, hogy a keletkező konvertált fény széles spektrális tartományt fed át. Ebből a tartományból a kísérleteimben azokat a fotonpárokat használtam, melyek energiája megegyezik, és feleakkora, mint a pumpáló fotonok energiája (ez az ún. degenerált eset, a parametrikusan gerjesztett fény hullámhossza 702nm). Ennek több előnye is van: az elrendezés az optikai tengelyre szimmetrikus marad, és szűrőből is csak egy felét, 702 nm-en áteresztő interferencia sávszűrőt kell használni. Mivel csak a 702 nm hullámhosszú fotonpárokat szeretném detektálni, célszerű a detektorokat a kristálytól minél távolabb elhelyezni, hogy a különböző hullámhosszú nyalábok térben minél jobban szeparálódjanak, s a kristályon zavartalanul áthaladó, nem átalakuló 351 nm hullámhosszú nyalábot ki tudjuk szűrni. Az optikai asztal méretei lehetővé tették, hogy a detektorokat a kristálytól 2160 mm távolságra helyezzem el. Figyelembe véve, hogy a 702 nm-es fotonok kilépési szöge az optikai tengelyhez képest ~3°, a detektorokat egymástól ~225 mm-re helyeztem el.

A detektorok elé, megfelelő pozícióba helyezett diafragmák gondoskodnak a 702 nm-es nyalábok térbeli szűréséről, míg 8 nm félértékszélességű interferenciaszűrők a fotonpárok spektrális szűréséről. A megfelelő detektálási hatásfok elérése miatt a konvertált fényt lencsék képzik a detektorok felületére.

A gyakorlatban a 702 nm-es fotonpárok pozícióját nem egyszerű megtalálni: egyfelől, mivel ezek térbeli szögeloszlása igen szűk a detektorok helyét nagy pontossággal kell beállítani, másrészt a parametrikus átalakítás koefficiense alacsony, ezért a konvertált nyalábot a kis intenzitása miatt szabad szemmel nem lehet látni. A beállításoknál és a méréseknél, hiszen fotoni szinten történik a detektálás, a labor teljes elsötétítésére törekedtem, a szórt fények kiszűrése érdekében.

3.1.1. Alkalmazott detektorok

A parametrikus fényszórás átalakítási tényezője igen kicsi, ezért néhány milliwattos gerjesztés esetén a keletkezett nyalábok intenzitása közel van a hagyományos detektorok zajküszöbéhez. A mi esetünkben a 351 nm-es hullámhosszon elérhető lézerteljesítmény eléri a néhány száz milliwattot. A 702 nm-es fotonpárok detektálásához olyan detektort kell választani, mely erre a hullámhosszra érzékeny és képes fotonszámlálásos üzemmódban működni, hiszen a detektálási térszögben a konvertált fotonok száma néhány tízezer másodpercenként.

A mérésekhez a Perkin Elmer cég által gyártott C30902S típusú szilícium lavina fotodiódákat alkalmaztam. Ezek válogatott, jó minőségű fotodiódák alacsony zajjal és sötétárammal, ezért fő felhasználási területük az alacsony optikai teljesítményeknél való alkalmazás, akár pW alatti tartományokban is. Használható normál lineáris üzemmódban, a letörési feszültség alatti tartományban, ill. Geiger üzemmódban fotonszámlálásra, a letörési feszültség felett, hisz ebben az esetben egy-egy beérkező foton akár 10^8 töltéshordozót generál és az egyedi foton detektálásának valószínűsége magas. A dióda felépítése lehetővé teszi használatát 400-1000 nm hullámhosszú fény detektálására, s ezen a tartományon belül gyors felfutási ill. lecsengési időt biztosít.

A detektorokhoz külön foglalat készült. Ebbe van befogva egy 40 mm fókusztávolságú gyűjtőlencse, mely a leképzést végzi a fotodióda mindössze 0,5 mm átmérőjű fényérzékeny felületére. Célom, hogy a detektorok csak a kívánt 702 nm-es fényt érzékeljék, ezért közvetlenül a lencse mögé 702 nm-re pozícionált, 8 nm félértékszélességű interferencia-szűrőt helyeztem. A nem kívánt szórt fények kiszűrését megfelelő helyeken elhelyezett térbeli szűrők is segítik.

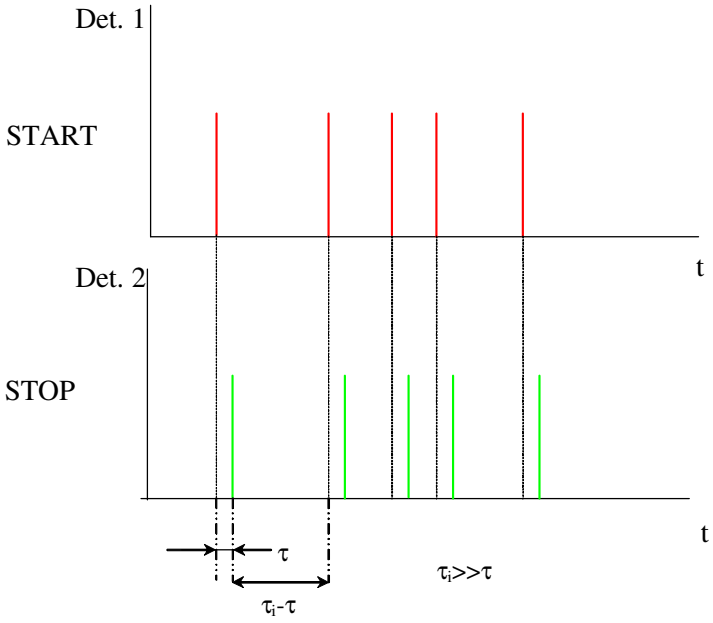
A fotodiódák foglalata mikrométerorsókkal 2 transzlációs irányban és 2 rotációs irányban pozícionálható állványon helyezkedik el, így a detektorok mozgatása és megfelelő helyre való pozícionálása mikronos pontossággal végezhető el.

Mérés közben a fotodiódákat hűteni kell, hogy zajuk a lehető legkisebb legyen. A hűtést szárazjéggel oldottam meg, mely granulátum formában a detektor foglalatául szolgáló rézcsőt körülvevő fémdobozba tölthető. Ugyanakkor a detektor hűtése miatt a fókuszáló lencse bepárásodik, ezért a lencse foglalatára fűtőszálat tekercseltem, mellyel a lencse szobahőmérsékletre fűthető, megszüntetve a nem kívánt párásodást.

3.1.2. Jelfeldolgozó elektronika

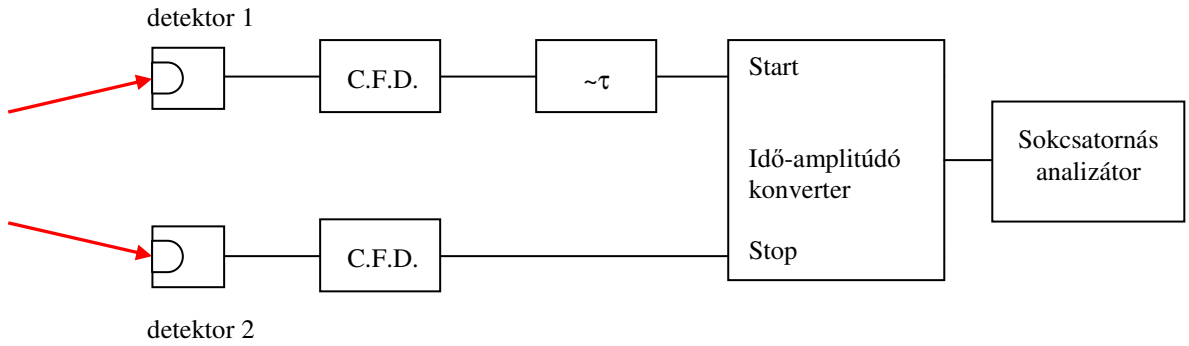
A detektorok kvantumhatásfokának mérése, a fotonpárok időbeli statisztikájának vizsgálata a foton detektálás nagyfokú időbeli pontosságát követeli meg. A későbbi mérések szempontjából elengedhetetlen a fotonpárok egyidejűsége, ezért kimutattam, hogy a fotonpárok koincidenciában érkeznek. Ehhez egy olyan jelfeldolgozó berendezést kellett összeállítani és összehangolni, ami nagy időbeli felbontással képes az egyidejűség mérésére.

Az egyidejűség mérését egy ún. Start-Stop mérés keretén belül valósítottam meg. A beérkező fotonokat a szilícium lavina fotodiódák detektálják. A detektorok válaszjelei egy-egy időkijelölő diszkriminátorra (Constant Fraction Discriminator- C.F.D.) kerülnek. Ezekre a jelek amplitúdójának szórásából származó időbeli „gitter" érték csökkentése miatt van szükség. Az így megformált jeleket egy idő-amplitúdó konverter start ill. stop bemenetére csatlakoztatom úgy, hogy a stop bemenetre kerülő jelet még egy állandó idővel (τ) késleltetem is (3.4. ábra). Arra ügyelni kell, hogy a késleltetés mértéke jóval kisebb legyen, mint a fotonok közti átlagos követési idő (τ_i).



3.4.ábra: Start-Stop mérési technika. τ az állandó késleltetés mértéke, τ_i pedig a fotonok közti követési idő

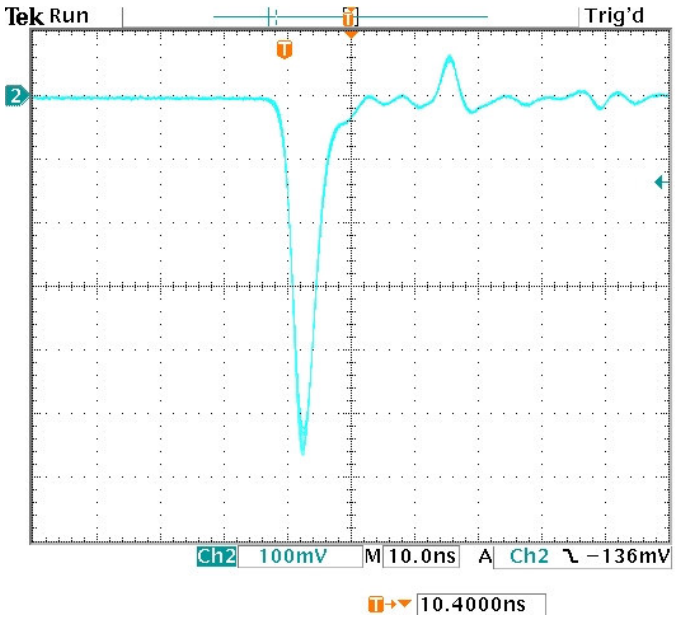
Ha a fotonok a detektorokra egyszerre érkeznek és a késleltetés mértéke állandó, akkor az idő-amplitúdó konverterre érkező két jel közti időkülönbség is állandó, tehát a konverter jele is állandó amplitúdójú lesz. A konverter jelét amplitúdó analízis üzemmódban (PHA - Pulse Height Analizis) egy NORLAND 5500 sokcsatornás analizátorral vizsgáltam, így a kis szórással rendelkező amplitúdók keskeny csúcsot alkotnak. Az elrendezés vázlata a 3.5. ábrán látható.



3.5. ábra: A jelfeldolgozó elektronika blokkvázlata

A szilícium lavina fotodiódákat Geiger üzemmódban használtam, azaz a meghajtó feszültség a letörési feszültségnél nagyobb volt. A diódák letörési feszültsége 197 V ill. 199 V volt, a rájuk kapcsolt feszültség pedig 230 V. A megfelelő feszültség értékeket egy Canberra-3002 típusú nagyfeszültségű tápegység biztosította. Ennél a meghajtó értéknél az egyfotonos detektálás jelének amplitúdója 0,5 V körül ingadozott. A meghajtó feszültség növelésével a jelamplitúdó növelhető, ezáltal a háttérzajból jobban kiemelkedik, de ugyanakkor ez növeli a detektorok sötétzajából származó beütéseinek számát. A 230 V volt az az érték, ahol a detektorjel már szignifikáns, de a sötétzaj beütések száma még nem nő drasztikusan.

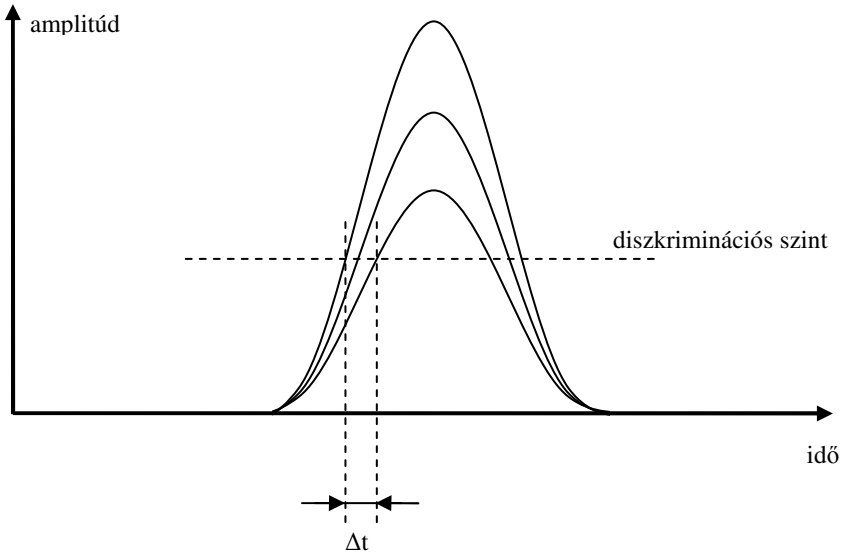
Az egyidejűség mérésénél fontos paraméter a jelek felfutási ideje. A 3.6. ábrából jól látszik, hogy ezeknél a detektoroknál a felfutási idő mindössze 3 ns.



3.6. ábra: A C30902S fotodióda jele

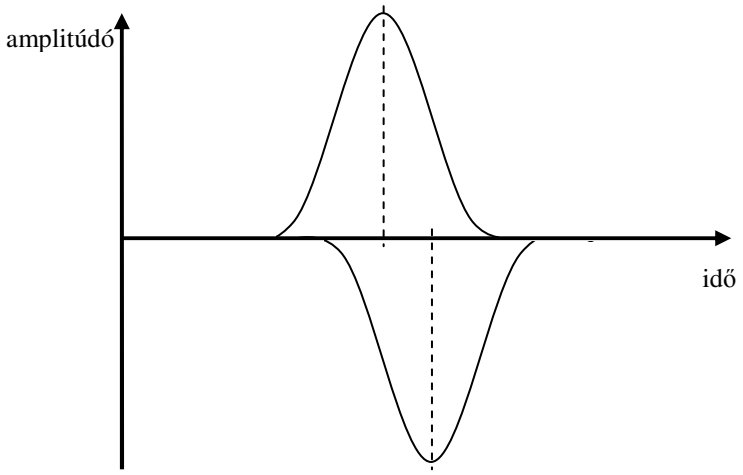
3.1.3. Az időkijelölő diszkriminátor működése

Lavina fotodiódákban a foton detektálásakor keletkező, a fotoelektron által kiváltott elektronlavina nagysága esetenként különböző, így a detektor jelének amplitúdója is ingadozik. Ez az amplitúdó ingadozás adott diszkriminációs szinten jelentős időbeli eltérést – „gitter”-t okoz (3.7. ábra), ami koincidencia mérése során nagyban rontja a mérés pontosságát.



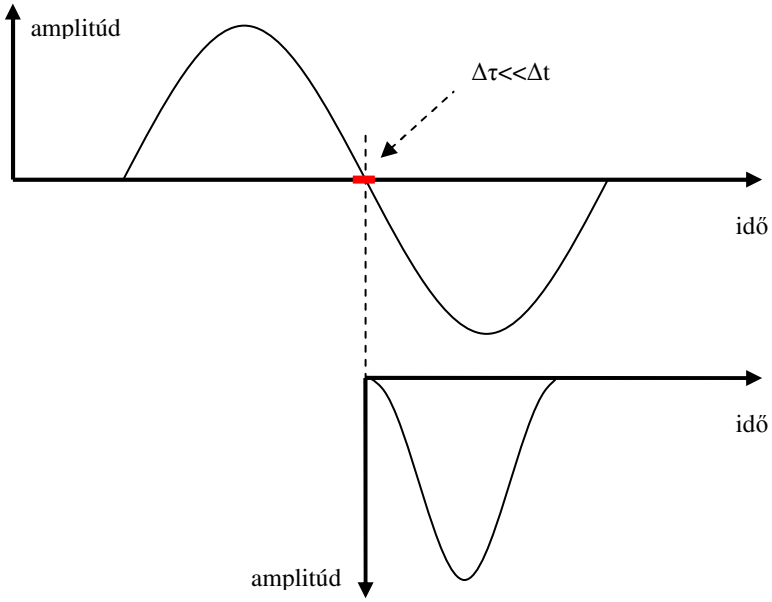
3.7. ábra: Különböző amplitúdójú jelek által okozott „gitter” érték

A különböző amplitúdójú jelek miatt fellépő időbeli eltérés értéket nagymértékben csökkenti az időkijelölő diszkriminátor. A diszkriminátor működési elve, hogy a jel inverzét



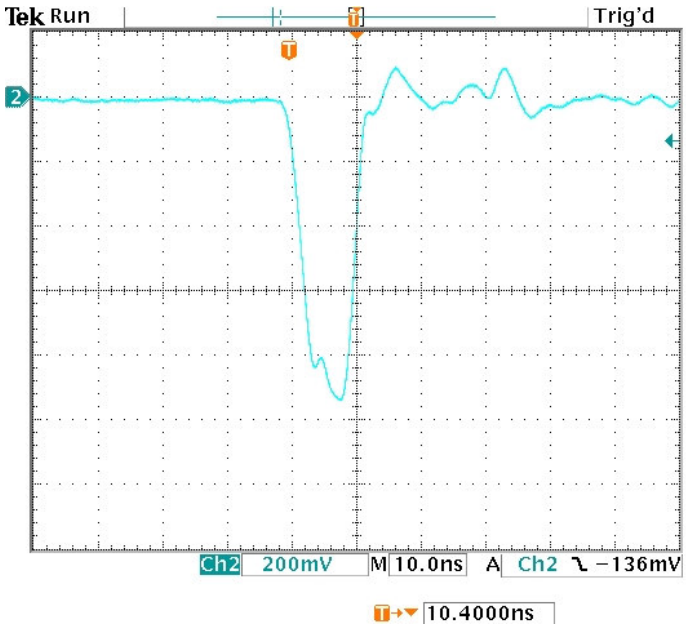
3.8. ábra: Az időkijelölő diszkriminátor jelformálása

negyed jelhossznyival eltolva (3.8. ábra) hozzáadja az eredeti jelhez. Ahol az így kapott bipoláris jel (3.9. ábra) előjelet vált, onnan indít egy gyors felfutású, állandó amplitúdójú jelet (3.10. ábra). A bipoláris jelek előjelváltásának pozíciója kevésbé ingadozik ($\Delta\tau$), mint az eredeti jel „gitter”-e. Az időkijelölő diszkriminátor a „gitter” éréket így kb. tized részére csökkenti.



3.9. ábra: A gitter érték csökkentése

A méréseim során KFKI-NK-219 típusú időkijelölő diszkriminátort alkalmaztam. Bár a jelek késleltetése így növekedett, egymáshoz viszonyított időbeli ingadozásuk jelentősen csökkent.



3.10. ábra: Az időkijelölő diszkriminátor jele

A mérésekhez a késleltetés mértékét, az idő amplitúdó konvertert (KFKI-Type:NE-604) ill. a sokcsatornás analizátort (Norland N5500-X3) össze kellett hangolni. A késleltetést 15 ns-nak választottam. Ez az érték már beleesik az idő-amplitúdó konverter lineáris tartományába, és a konverter jelének amplitúdója (~3V) még megjeleníthető a sokcsatornás analizátorral, amely PHA üzemmódban a beérkező jelek amplitúdó-eloszlását mutatja (az amplitúdó analizátor teljes tartománya 0-5V). A késleltetést egy kb. 5 m hosszú koaxiális kábellel valósítottam meg.

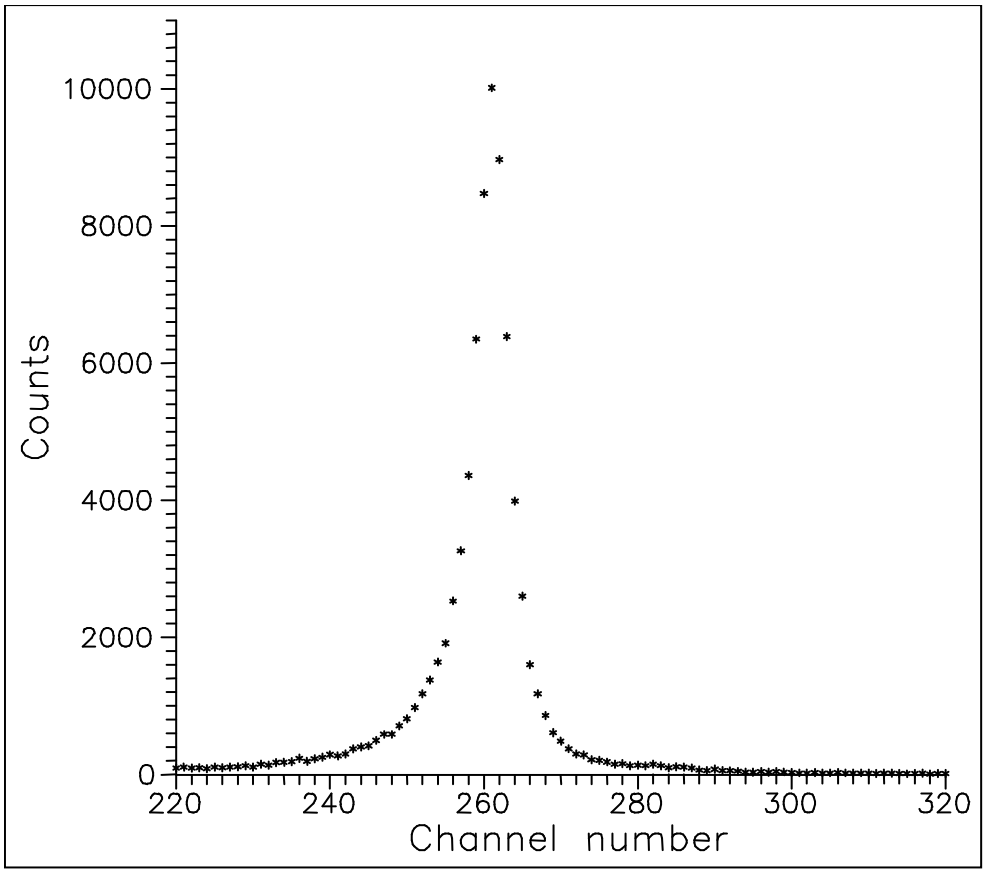
3.2. Koincidencia mérés

A korrelált fotonpárok időbeli koincidenciájának kimutatásához fontos feltétel, hogy a véletlenszerűen detektált háttérfényből származó fotonok száma minimális legyen. Ezt nagymértékben segíti a fotodiódák elé helyezett keskeny sávú interferenciaszűrő, azonban ez sem zárja ki, ha máshonnan ilyen hullámhosszú szórt fény éri a detektorokat, ezért a mérések során a labor teljes elsötétítésére kell törekedni. Ennek megvalósítása igen körülményes, hiszen a legtöbb mérőműszer kijelzője világít. Mindezek ellenére a háttérzajt sikerült másodpercenként néhány fotonbeütésre csökkenteni.

Nehézséget jelent továbbá a korrelált fotonpárok megtalálása, hiszen a kis intenzitás és a spektrális tartomány miatt szabad szemmel nem láthatóak. A detektorokat nagyon pontosan szimmetrikusan kell beállítani a beeső nyalábhoz képest (ami szintén nem látható, hiszen UV), s utána a detektorok finom pozicionálásával, ill. a kristály hangolásával elérni, hogy a két detektor tényleg a koincidenciában jövő fotonpárokat regisztrálja. Amikor ezt elértem, a 3.1.2. pontban ismertetett jelfeldolgozó berendezés sokcsatornás analizátorán, amelyen addig a véletlenszerű beütések eloszlottak, keskeny félértékszélességű koincidencia csúcs jelenik meg.

A mérési elrendezés finom állításaival az észlelt csúcs maximumát növeltem, míg a véletlenszerűen észlelt fotonok kitakarásával a jel-zaj viszonyt javítottam. A 3.11. ábrán egy ilyen koincidencia csúcs figyelhető meg. A mérés során a lézer teljesítménye 200 mW volt, míg a koincidencia beütések száma másodpercenként ~ 10000 körül mozgott. Az ábrán jól látszik, hogy a koincidenciában érkező fotonok száma ~ 3 nagyságrenddel nagyobb, mint a véletlenszerű beütéseké. A csúcs félértékszélességéből -10 csatorna- következtethetünk a mérés időbeli szelektivitására illetve a fotonpárok egyidejűségére. Ebben a mérési

elrendezésben egy csatorna ~ 30 ps –nak felelt meg (az idő-amplitúdó konverter teljes tartománya 30 ns, amit 1024 csatornára bontunk), tehát a csúcs kiszélesedése ~300 ps. A csatornaszélesség más módszerrel is mérhető: koincidencia mérése során a késleltetett ágban a késleltetés mértékét növelve a koincidencia csúcs eltolódik. A késleltetés mértékéből és a csúcs helyének változásából számolható a csatornaszélesség.

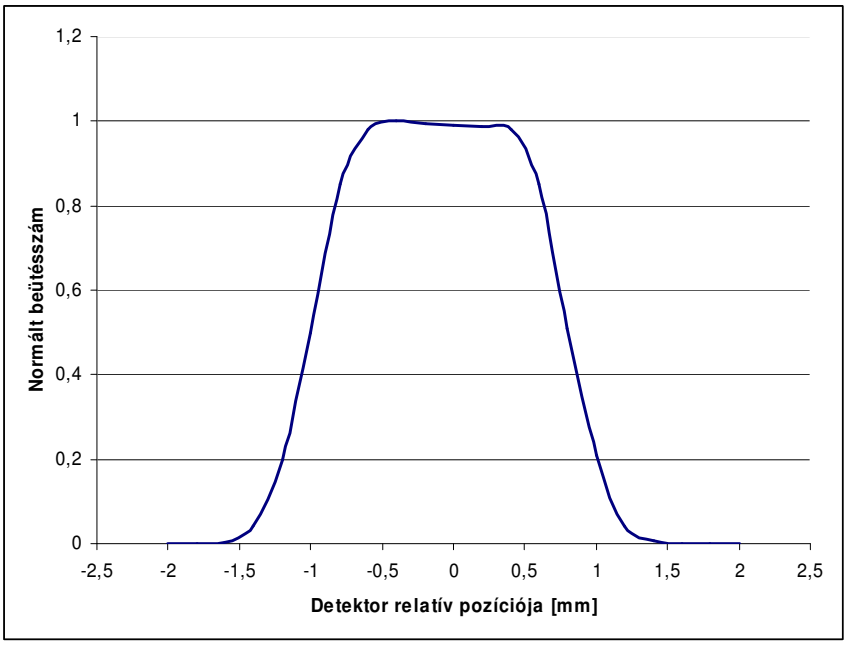


3.11. ábra: A korrelált fotonpárok mért koincidencia csúcsa.

3.2.1. A korrelált fotonpárok térbeli eloszlása

A koincidenciában érkező fotonok térbeli eloszlása is igen szűk térszögben összpontosul. A térbeli eloszlást (3.12. ábra) úgy mértem ki, hogy az egyik detektort vízszintesen mozgatva figyeltem a koincidencia beütések számát. Az ábrán a beütésszám normálva van, és jól látszik, hogy 1 mm-rel eltolva a detektort a koincidencia beütések száma drasztikusan csökken. A detektor kristálytól számított geometriai elhelyezkedéséből

megadható az interferencia szűrő sávszélességének megfelelő páros fotonok szögtartománya, ami a jelen esetben 0.1°.

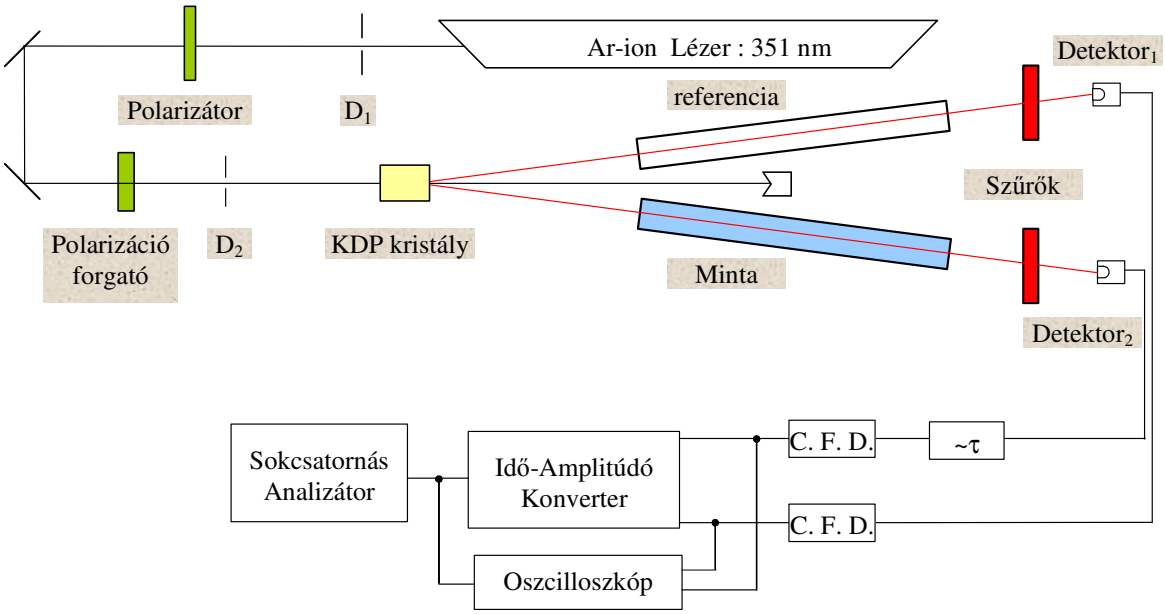


3.12. ábra: Koincidenciában érkező fotonok térbeli eloszlása a detektor helyzetének függvényében

3.3. Folyadékok törésmutatójának mérése korrelált fotonpárok alkalmazásával

Az előző fejezetben leírt, fotonpárok generálására szolgáló berendezést és a hozzá tartozó jelfeldolgozó elektronikai egységet felhasználva lehetőségünk nyílik arra, hogy a fotonpárok egyidejűségét kihasználva új mérési eljárásokat valósítsunk meg. Látható, hogy a koincidenciában érkező fotonok detektálása során, és az egyik ág állandó késleltetése esetén a sokcsatornás analizátoron vékony félértékszélességű koincidencia-csúcs jelenik meg. Ennek a csúcsnak a pozíciója függ a késleltetés mértékétől. Ha az egyik ágba a gerjesztett fény útjába mintát helyezünk, a mintán való áthaladásból származó késleltetés miatt az analizátoron megjelenő csúcs el fog tolódni. Ennek az eltolódásnak a mértéke a mintában bekövetkező fénysebesség csökkenésével függ össze, ami a törésmutatót jellemzi, vagyis a csúcs eltolódásának mértékéből megállapítható a minta törésmutatója.

A berendezés időbeli felbontása meghatározza, hogy mekkora az a legkisebb mintahossz, amelynél az analizátoron megjelenő csúcs eltolódása szignifikáns, ezért a törésmutatónak ezen újfajta mérése főleg folyadékoknál és gázoknál alkalmazható, mert ezeknél megvalósítható, hogy a minta mérete akár 1 méter legyen. A törésmutató mérésére összeállított kísérleti elrendezést a 3.13. ábra szemlélteti.



3.13. ábra: Mérési elrendezés törésmutató meghatározására

A mérésekhez két darab, egyenként egyforma, 1,5 méter hosszú, vékony üvegcsövet készítettünk. Az egyik cső szolgált mintatartónak, a másik pedig referenciának. Ebből a levegőt leszívva a vákuumra vonatkozó törésmutató adható meg.

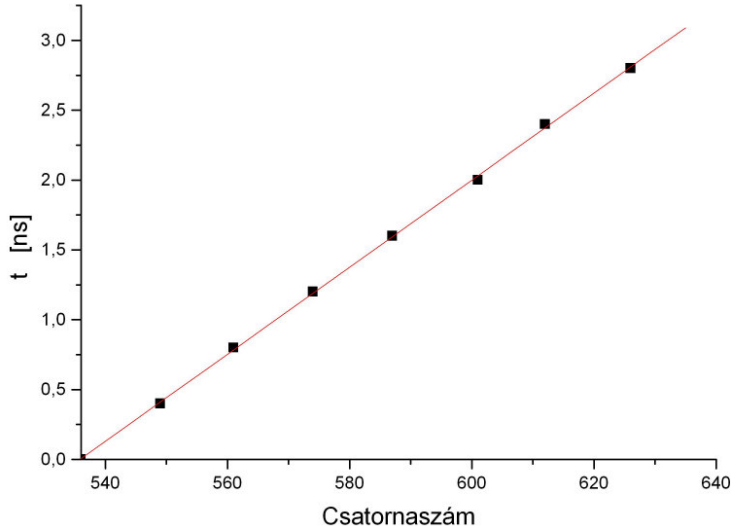
A jel ágban (legyen ebben elhelyezve a minta) a fotonok a tétlen ághoz képest késve érnek a detektorra, a késleltetés mértéke:

$$\Delta t = \frac{l(n_m - n_0)}{c}, \tag{3.1}$$

ahol l a minta hossza, n_m a minta törésmutatója, n_0 a levegő törésmutatója, c pedig a fénysebesség. Ismerve a minta hosszát, a koincidencia csúcs eltolódásából meghatározva a késleltetést, számolható a minta törésmutatója.

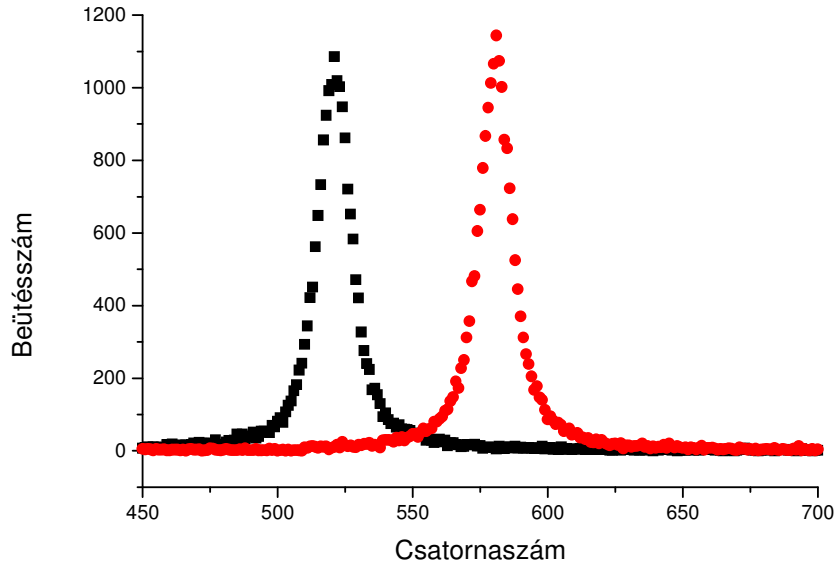
A mérés kalibrálásához a jel ágat különböző ismert időintervallumokkal késleltettem, és figyeltem, hogy a koincidencia csúcs helye az analizátoron mennyire változik A kalibráló görbét a 3.14. ábra mutatja. Az ábrából jól látszik a mérés linearitása, illetve, hogy a csúcs 1

csatornával való eltolódása 30ps-nak felel meg. Ebből az is következik, hogy a törésmutató mérés abszolút hibája +/- 0,006.



3.14.ábra: Törésmutató mérés kalibrálása:
a koincidencia csúcs eltolása különböző késleltetésekkel

A fentiekben vázolt új mérési eljárással több folyadék, és egy PALAS AGF 2.0 iP típusú aeroszol generátorral előállított aeroszol törésmutatóját határoztam meg. A 3.15. ábra etanol törésmutatójának mérése közben ábrázolja a koincidencia csúcs eltolódását.



3.15. ábra: A koincidencia csúcs pozíciójának változása etanol törésmutatójának mérése során

A mért értékek, melyeket a 3.1. táblázat foglal össze, jó egyezést mutattak az irodalmi adatokkal [80], bizonyítva az új mérési eljárás pontosságát.

Vizsgált anyag	Mért törésmutató	Irodalmi érték
víz	n_v=1,330	n_v=1,333
metanol	n_m=1,324	n_m=1,329
etanol	n_e=1,360	n_e=1,361
benzol	n_b=1,504	n_b=1,501
aceton	n_a=1,366	n_a=1,360

3.1. táblázat: Folyadékok törésmutató mérésének eredményei

Az elektronikai paraméterek javításával növelve az időbeli felbontást (pl. az analizátor csatornáinak számát), a módszer kisebb méretű optikai minták törésmutatójának mérésére is alkalmassá tehető.

3.4. Fotodetektorok kvantumhatásfokának mérése kétdetektoros módszerrel, hitelesített etalon nélkül

Egy fotodetektor kvantumhatásfokán a detektorban keltett válaszjelek és az azokat előidéző beérkező fotonok hányadát értjük, vagyis hogy a detektor egy esemény regisztrálásakor milyen százalékban ad válaszjelet. Kis optikai teljesítményeknél ill. egyedi foton detektálásánál fontos, hogy ismerjük az alkalmazott detektor kvantumhatásfokának abszolút értékét, hiszen ez nagyban befolyásolja a mérési eredményt. A kvantumhatásfok meghatározása hagyományosan kalibrált etalonnal történik. Ez általában egy speciálisan tervezett és stabilizált sugárforrás, melynek teljesítménye pontosan megadható fizikai törvényekből, az eszköz geometriájából ill. a környezet paramétereiből (pl. hőmérséklet). Mivel ez egy igen bonyolult, sok részegységet tartalmazó berendezés, a gyakorlatban nem sok ilyen létezik.

Az általam épített és a 3.1. fejezetben ismertetett korrelált fotonpárokra épülő berendezés alkalmas arra, hogy kalibrált etalon nélkül, fotodetektorok kvantumhatásfokát megmérjük. A mérés azon alapul, hogy mindkét ágban azonos a fotonok száma és azok páronként egyszerre érik el a detektorokat. Ha a generált fotonpárok közül az egyik ágban detektáljuk az egyik fotont, akkor bizonyosak lehetünk párjának létezésében a másik ágban. Ha ezt mégsem detektáljuk, az a detektor hibája és ebből az alábbiakban vázolt módon a kvantumhatásfok számolható.

3.4.1. A kvantumhatásfok számítása

A kristályból kilépő fotonok időegységenkénti száma legyen N_1 és N_2 a mérési elrendezés két ágában. Mivel a keletkező fotonok korreláltak, páronként egyszerre születnek,

$$N_1 = N_2 := N \,, \tag{3.2}$$

tehát a két ágban elhelyezett fotodiódákra egyaránt N darab foton jut időegységenként. Legyen η_1 és η_2 ezen diódák kvantumhatásfoka. Ekkor a detektorokon regisztrált beütésszám

$$N_{D1} = \eta_1 N \qquad \text{és} \qquad N_{D2} = \eta_2 N \,. \tag{3.3a, b}$$

A koincidencia beütések száma, amikor mindkét detektor egyszerre megszólal

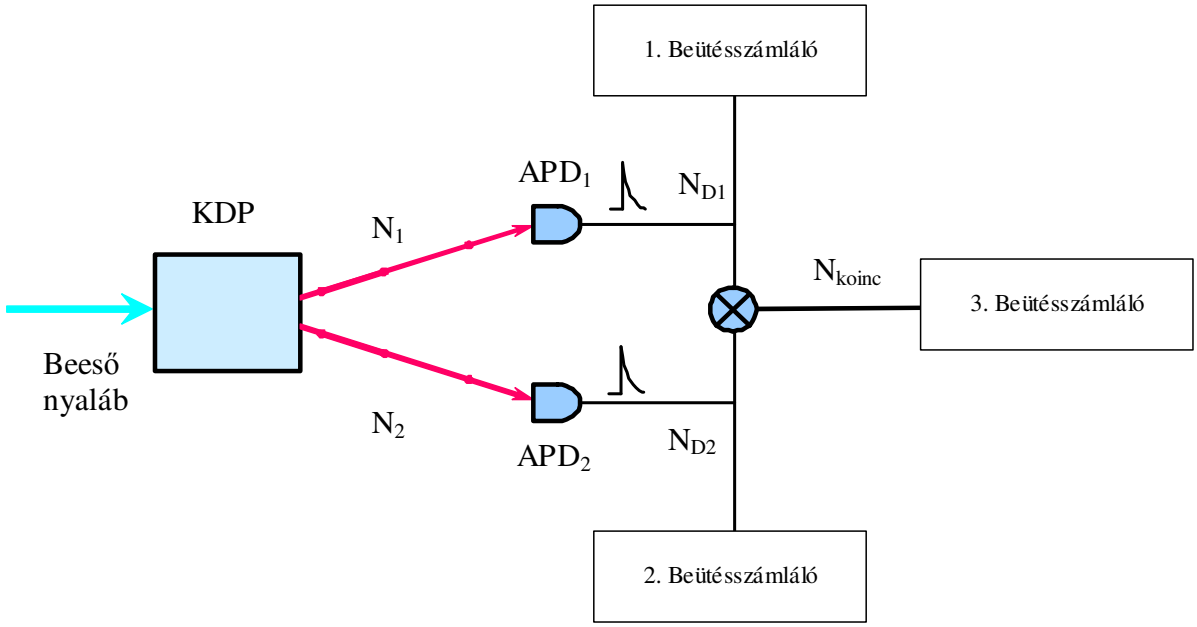
$$N_{Koinc} = \eta_1 \eta_2 N \ . \qquad (3.4)$$

Ha mindkét ágban mérjük a beütésszámot ill. a koincidencia beütések számát, N_{D1}, N_{D2} és N_{Koinc} értékeiből meghatározható a detektorok kvantumhatásfoka:

$$\frac{N_{koinc}}{N_{D2}} = \frac{N\eta_1\eta_2}{N\eta_2} = \eta_1 \qquad \text{ill.} \qquad \frac{N_{koinc}}{N_{D1}} = \frac{N\eta_1\eta_2}{N\eta_1} = \eta_2 \ . \qquad (3.5a, b)$$

3.4.2. Szilícium lavina fotodiódák kvantumhatásfokának mérése

A mérés során a már ismertetett C30902S típusú szilícium lavina fotodiódák kvantumhatásfokát mértem meg. A mérési elrendezés optikai része megegyezik a 3.1. ábrán bemutatott elrendezéssel, míg a jelfeldolgozó elektronikát három HAMEG HM 8021-3 típusú beütésszámlálóval (scaler-rel) bővítettem ki (3.16. ábra).



3.16. ábra: Detektorok kvantumhatásfokának mérése korrelált fotonpárokkal, hitelesített etalon nélkül

Az alkalmazott számlálók közül kettő a két ágban méri a beütésszámot, míg a harmadik egy „koincidencia áramkör“ mögé kötve méri a koincidencia beütéseket. A

koincidencia áramkör időablakát 1 ns szélesnek választottam. Az áramkör kimenő jelet csak akkor ad, ha ezen az időablakon belül mindkét bemenetén volt jel.

A mérések során négy darab C30902S típusú lavina fotodióda kvantumhatásfokát mértem meg, amelyeket páronként csoportosítottam, hiszen az eljárás egyszerre két detektor mérésére ad lehetőséget. A mintavételezési idő 100 másodperc volt, a detektorok meghajtó feszültsége 230V. A detektorok által mért beütésszám átlaga másodpercenként ~42000 volt, a beütésszám szórása 2%-nál kisebb volt. A mért beütésszámokból a (3.5a, b) képletekkel számolt kvantumhatásfokokat a 3.2. táblázat foglalja össze:

Dióda	Letörési feszültség (V)	Meghajtó feszültség (V)	Mért kvantumhatásfok	Korrigált kvantumhatásfok
1	197	230	0.23	0.25
2	199	230	0.29	0.31
3	202	230	0.28	0.30
4	196	230	0.31	0.33

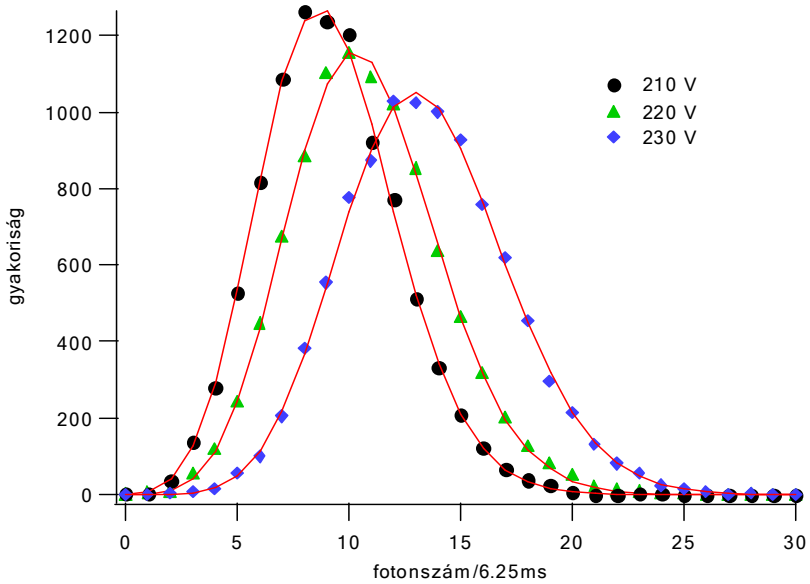
3.2. táblázat: C30902S típusú lavina fotodiódák kvantumhatásfoka

A mérés során a detektorok beütésszáma nem csak a korrelált fotonpároktól származik, ezért a kvantumhatásfok számításánál figyelembe kell venni azokat a beütéseket is, melyek a detektor zajából, illetve a szórt fényből származtak. A detektorok zaja eltérő, de mindegyik a 400-600 beütés/másodperc tartományba esett, míg a szórt fény értéke ~100 foton/másodperc volt. Mivel azonban ezek az értékek véletlenszerűek, a koincidencia beütésszámot elhanyagolható mértékben változtatják meg, viszont a két detektorral mért beütésszámokat korrigálni kellett. A 3.2. táblázat a korrigált értékeket is mutatja. Összességében elmondható, hogy a mérés bizonytalansága - figyelembe véve a beütésszám ingadozásokat, a detektor sötétzaját, ill. az esetleges szórt fényből származó beütéseket- kisebb, mint 5%.

3.4.3. Fotonszámeloszlás mérése

Munkám során a 3.4.2 fejezetben leírt koincidencia áramkört a mérés pontosítása, a mért adatok könnyebb kezelhetősége és a mérés kiterjesztése céljából egy a National

Instruments által gyártott NI-6602 típusú, számítógéphez csatlakoztatott számláló adatfeldolgozó kártyával helyettesítettük. A kártya használata lehetőséget adott más mérések elvégzésére is, pl. a fotonszám eloszlás felvételére. Az adatfeldolgozó számláló kártya 80 MHz-es órajellel működik, ami 12,5 ns-os időbeli felbontást tesz lehetővé. A detektorokból származó jeleket először egy-egy gyors áramkörrel TTL jellé alakítjuk át, majd ezeket csatoljuk az adatfeldolgozó számlálókártya különböző csatornáira. A kártya mindkét csatornában regisztrálja a beütéseket és azoknak beérkezési idejét is, így adott időintervallumban (sampling time) megadható a beütések száma az egyes csatornákban, a koincidencia beütések száma, ill. a beütések közti időeloszlásból meghatározható a fotonszám időbeli eloszlása. Mivel a parametrikus átalakítás véletlenszerű folyamat, azt várjuk, hogy egy ágban a fotonszám eloszlás Poisson eloszlást kövessen. A 3.17. ábrán a parametrikus frekvencia átalakítás során keletkezett, 702 nm hullámhosszú fény fotonszám-eloszlása látható (az egyik ágban mérve), a detektor különböző előfeszítései mellett, ill. a mért értékekre illesztett Poisson eloszlások. Az ábra jól szemlélteti, hogy a mért értékek megfelelnek a várakozásoknak.



3.17. ábra: A konvertált fény fotonszám-eloszlása az idler ágban. A mért értékeket pöttyök, míg az illesztett Poisson eloszlást a folytonos görbe jelzi.

Ez az eredmény azért fontos, mert azt mutatja, hogy a fellépő optikai zajok, a detektorok kvantumhatásfokából származó veszteségek, ill. a használt elektronika esetleges

torzításai ellenére a fotonszám eloszlást pontosan tudjuk mérni. Ennek különösen akkor van jelentősége ha egy tetszőleges fotonszám eloszlást generáló fényforrást akarunk létrehozni.

3.4.4. Fotonszámláló modulok kvantumhatásfokának mérése

A lavina fotodiódák kvantumhatásfokának méréséből látszik, hogy bár a diódák szárazjéggel vannak hűtve, a sötét beütések száma még így is viszonylag magas, és a hűtéstől függetlenül a kvantumhatásfok mértéke függ az előfeszítéstől. Bár a 25-30% arány jónak mondható (1 nagyságrenddel nagyobb, mint pl. a fotoelektronsokszorozóké), további céljaimhoz, pl. a programozott fotonszámú fényforrás megvalósításához nagyobb kvantumhatásfokú, és kisebb zajú detektorokra volt szükségem.

Munkám során sikerült beszerezni két, Perkin-Elmer által gyártott SPCM-AQR-14 fotonszámláló modult (SPCM- Single Photon Counting Module). A modulokban használt detektorok a már megismert C30902 típusú lavina fotodiódák, de a modul beépített elektronikája és Peltier elemes hűtésé ezek előnyeit maximalizálja. A fotonszámláló modulok sötétzaja mindössze 70 ill. 80 beütés másodpercenként, triggerelhetőek, és működésükhöz nem igényelnek nagyfeszültségű tápegységet.

Az eddig használt lavina fotodiódákat a fotonszámláló modulokra cseréltem, és megmértem kvantumhatásfokukat a 3.4.1 és 3.4.2. fejezetekben ismertetett módszer szerint. A modulok kvantumhatásfoka 0,63 és 0,66 lett, amely jó egyezést mutat a specifikációban megadott 0,65 körüli értékkel, bizonyítva ezzel is a mérés megbízhatóságát.

3.5. Kvantumhatásfok mérése egydetektoros módszerrel, hitelesített etalon nélkül

Az előző fejezetben bemutattam, hogyan valósítható meg fotodiódák kvantumhatásfokának kalibrált etalon nélküli mérése a korrelált fotonpárok előnyös tulajdonságait kihasználva. Megvalósítható ugyanakkor fotonszámláló fotoelektronsokszorozók kvantumhatásfokának mérése is. Ez azon alapul, hogy a fotoelektronsokszorozó válaszjele különböző az egy ill. kétfotonos beütésekre. A mérés megvalósítható egy darab detektor használatával is. Az eljárás során az egyfotonos és kétfotonos beütések, valamint a zaj és az ezekhez tartozó fotoelektromos impulzusok statisztikáját vizsgálom.

3.5.1. Az egydetektoros módszer ismertetése

Mint már azt az előző fejezetben láttuk, a fotodetektálás egyik legjellemzőbb mennyisége a kvantumhatásfok, ami azt határozza meg, hogy az adott fotodetektor milyen százalékban képes a beérkező fotonokat makroszkopikus elektromos jellé alakítani. Ha az időegységenként a detektor felületére érkező átlagos fotonszám $\langle N \rangle$, akkor a sikeres fotondetektálások száma $P_1 = \eta \langle N \rangle$, ahol η az adott detektor kvantumhatásfoka. Ebből természetesen az is következik, hogy azon események száma, amikor a detektor nem érzékel fotont, $P_0 = (1 - \eta) \langle N \rangle$.

Mint azt már a korábbiakban láttuk a parametrikus fényszórás során generált fotonpárok között igen magas fokú korreláltság figyelhető meg. Ennek egyik megnyilvánulása, hogy mivel mindkét ágban azonos számú foton terjed, a jel és a tétlen ágban mért fotonszámok megegyeznek a páros fotonszámmal: $\langle N_j \rangle = \langle N_t \rangle = \langle N_{pár} \rangle$.

Ideális fotodetektor esetén, ami egy- ill. kétfotonos beütés esetén tökéletesen megkülönböztethető amplitúdójú válaszjelet ad, a korrelált fotonpárok alkalmazása lehetőséget ad fotonszámlálásos üzemmódban működő detektorok kvantumhatásfokának mérésére. Érkezzen a detektor felületére egyszerre a jel és a tétlen nyaláb. Ebben az esetben a kétfotonos beütéshez tartozó válaszjelek száma:

$$P_2 = \eta^2 \left\langle N_{pár} \right\rangle . \tag{3.6}$$

Természetesen előfordulhat az is, hogy bár a detektor felületére két foton érkezik egyszerre, a detektor csak az egyiket érzékeli, s így egyfotonos válaszjelet ad. Mivel ez minden páros beütés során kétféleképpen következhet be, kétfotonos beütés esetén az egyfotonos válaszjelek száma:

$$P_1 = 2\,\eta(1 - \eta)\left\langle N_{pár} \right\rangle . \tag{3.7}$$

A fenti két egyenletet felhasználva a detektor kvantumhatásfoka:

$$\eta = (1 + P_1 / P_2)^{-1} . \tag{3.8}$$

A valóságban a detektorok erősítésének fluktuációi, ill. a termikus zaj a detektor válaszjel amplitúdók igen széles eloszlását adja, ami rendkívül megnehezíti az egy ill. kétfotonos válaszjelek megkülönböztetését pusztán amplitúdóanalízissel. Hogy ezt a problémát kiküszöböljük, egy olyan mérési eljárást dolgoztunk ki, amely nem érzékeny a válaszjelek széles amplitúdó eloszlására, így alkalmas a valóságban alkalmazott detektorok hitelesítésére, kvantumhatásfokuk mérésére. Az eljárás során két különböző esetet vizsgálunk meg: egyrészt amikor a detektor felületére párosával érkeznek a fotonok, másrészt, ha az egyik ág ki van takarva, és csak a jel (vagy a tétlen) nyaláb van a detektorra fókuszálva. A sikeres detektálások száma, amikor a fotonok párosával érkeznek a detektorra, P_1 és P_2 válaszjelek összege:

$$P_{pár} = P_1 + P_2 = 2\,\eta(1 - \eta)\left\langle N_{pár} \right\rangle + \eta^2 \left\langle N_{pár} \right\rangle , \tag{3.9}$$

Míg ha csak az egyik nyaláb éri a detektort:

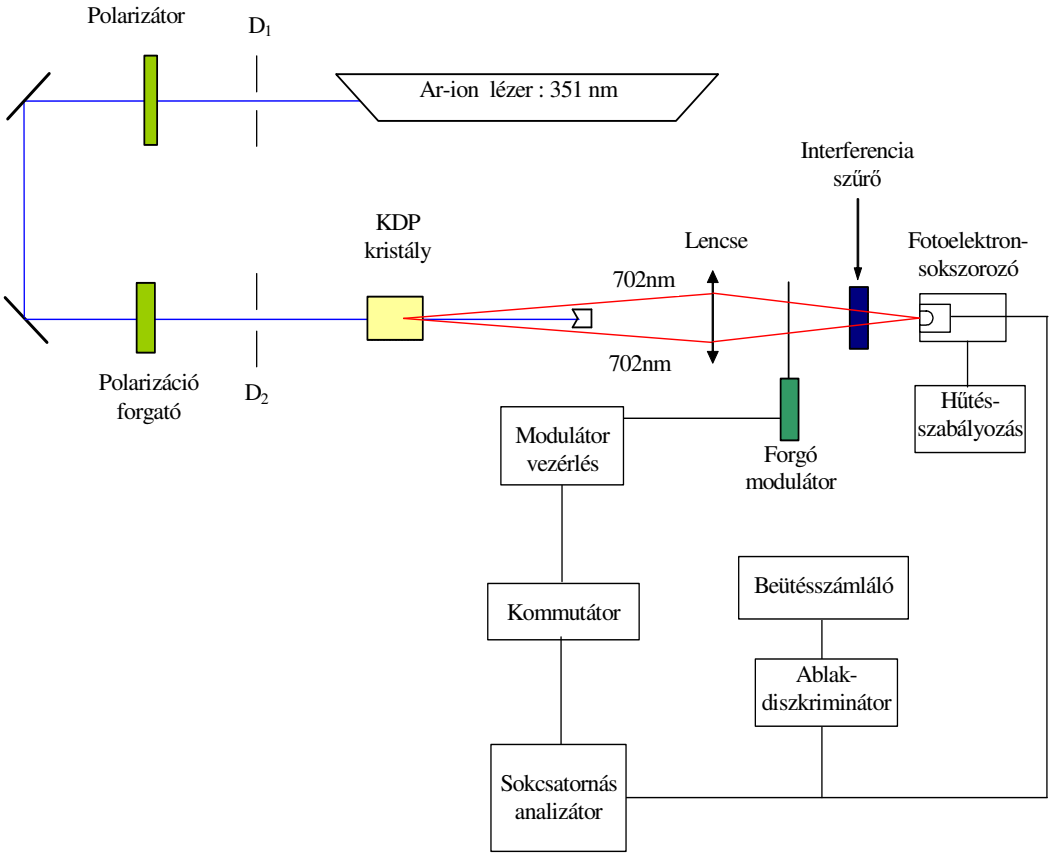
$$P_{egy} = \eta\left\langle N_j \right\rangle = \eta\left\langle N_t \right\rangle = \eta\left\langle N_{pár} \right\rangle . \tag{3.10}$$

A fenti két egyenletet felhasználva a detektor kvantumhatásfoka:

$$\eta = 2 - P_{pár} / P_{egy} . \tag{3.11}$$

3.5.2. Mérési összeállítás

A mérések során használt korrelált fotonpárokat a 3.1. fejezetben leírt módon állítottam elő parametrikus frekvencia átalakítással KDP kristályban. A kísérleti elrendezés optikai része a KDP kristályig megegyezik a kétdetektoros módszerrel történő

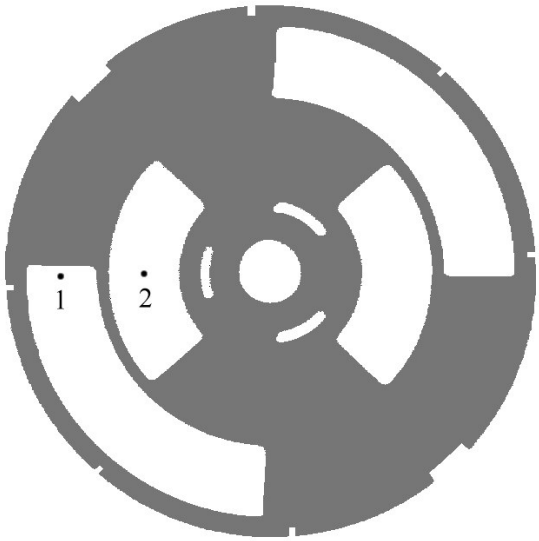


3.18. ábra: Fotoelektronsokszorozó kvantumhatásfokának mérése egydetektoros módszerrel

kvantumhatásfok mérésére alkalmazott elrendezéssel. Ebben a mérésben is a konvertált 702 nm hullámhosszú fotonpárokat használtam. A mérésekhez egy EMI 9863B/350 és egy EMI 9882B típusú fotoelektronsokszorozó állt rendelkezésemre. A kvantumhatásfok mérések során a sötétzajból származó beütések csökkentése érdekében a detektorokat Peltier-elemmel hűtött házba helyeztem. A konvertált fotonpárokat egy nagy apertúrájú gyűjtőlencsével a fotoelektronsokszorozóra fókuszáltam, míg a detektor elé helyezett interferenciaszűrővel kiválasztottam a 702 nm hullámhosszú fotonokat. A gyűjtőlencse és az interferenciaszűrő közé egy speciális, négy szegmensből álló forgó modulátort helyeztem. A mérési elrendezést és a kiértékelő elektronikát a 3.18. ábra szemlélteti. Bár a két ágban a korrelált fotonok mindig párosával érkeznek, a modulátor segítségével elérhetjük, hogy a fotoelektronsokszorozó felületén a következő események realizálódjanak:

1. a fotoelektronsokszorozóra csak a jel ágból jövő fotonok kerülnek;
2. a fotoelektronsokszorozóra csak a tétlen ágból jövő fotonok kerülnek;
3. a fotoelektronsokszorozóra mindkét ágból jövő (páros) fotonok kerülnek;
4. a fotoelektronsokszorozóra egyik ágból sem kerülnek fotonok, csak a háttérzajt méri a detektor.

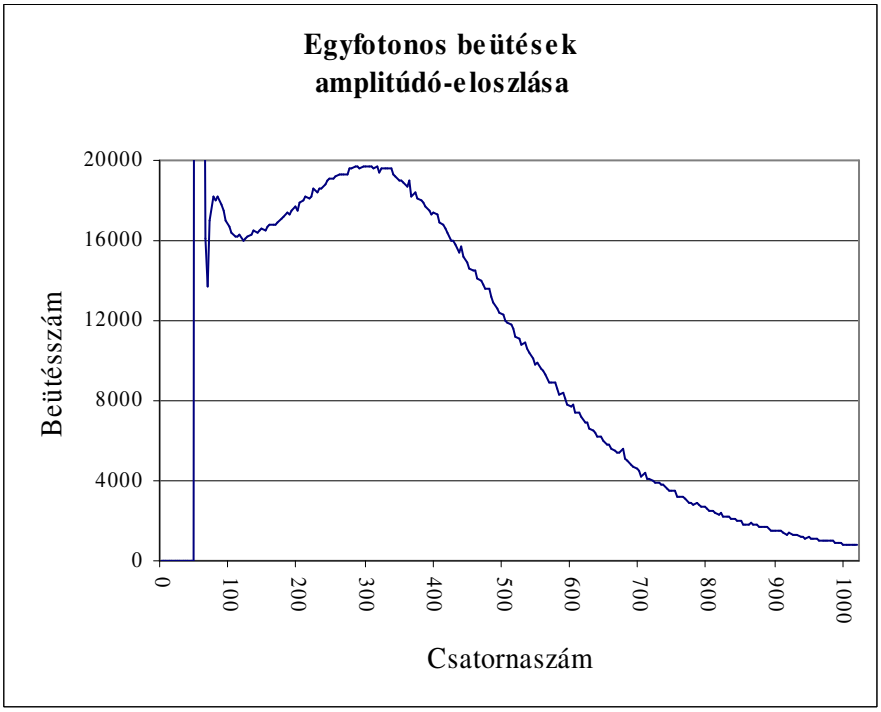
Ilyen modulációt a 3.19. ábrán feltüntetett tárcsával és egy Stanford Research Systems-SR540 chopperrel érhetünk el, ahol egy fordulaton belül a 4 szegmens kétszer váltja egymást, és amelyre a jel és a tétlen ág nyalábjai az 1. és 2. ponttal megjelölt helyeken érkeznek.



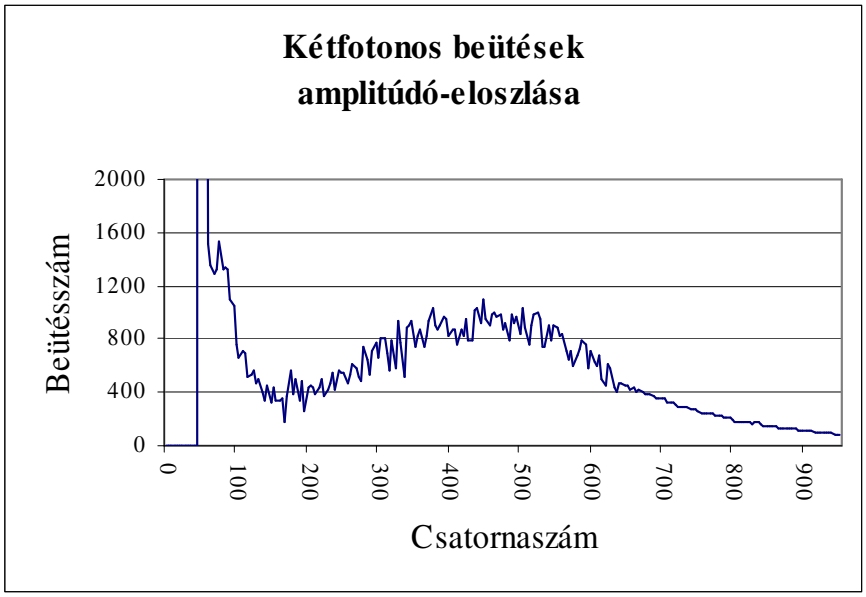
3.19. ábra: A mérés során alkalmazott SR540 típusú forgó modulátor. A modulátor négy szegmense négy különböző eseményt realizál: csak az egyik nyaláb (jel v. tétlen), mindkét nyaláb, ill. egyik se kerül a detektorra.

Ha a különböző szegmenseknek megfelelő beütésszámot a sokcsatornás analizátor 4 különböző, független memóriaszektorába gyűjtjük, oly módon, hogy a modulátor szektorváltásainak megfelelően egy kommutátor váltogatja az analizátor memóriaszektorait, akkor a 4 eseménynek megfelelő beütésszám eloszlás az analizátor különböző memóriaszektoraiban tárolódik. A kommutátornak a szektorok váltásához szükséges vezérlő jeleket a tárcsa külső szélén található bevágások adják, melyeket egy optocsatoló figyel. A kommutátor által végzett memóriaszektorváltások úgy vannak időzítve, hogy két szektor határán az egyik szektor tartalma ne kerülhessen a másikába. Az analizátor különböző memóriaszegmenseibe gyűjtött egy ill. kétfotonos beütések amplitúdó eloszlását a 3.20.a és 3.20.b ábrák szemléltetik. A 3.20.a ábrán az egyfotonos csúcs szignifikánsan kiemelkedik,

míg a másik ábrán a kétfotonos beütések eloszlása is jól megfigyelhető. A két ábra összehasonlításából kitűnik, hogy a két eloszlás maximumának helye jól elkülönül.



3.20.a ábra: A sokcsatornás analizátor első memóriaszegmensébe érkező egyfotonos beütések amplitúdó-eloszlása



3.20.b ábra: A sokcsatornás analizátor második memóriaszegmensébe érkező kétfotonos beütések amplitúdó-eloszlása

Mindkét ábrán, az 50. csatornánál található, nagy amplitúdójú csúcs a memóriaszegmensváltást triggerelő jelből, és nem a detektált fotonoktól származik.
Ismerve az egyfotonos és kétfotonos beütésnek megfelelő amplitúdó eloszlást, ezek alapján a detektált jelből meghatározható, hogy egy adott beütés során a fotodetektorra egyidejűleg egy vagy két foton került. Ennek különösen fotonstatisztikai mérések során van nagy jelentősége.

3.5.3. Kvantumhatásfok meghatározása az egydetektoros módszerrel

A fotoelektronsokszorozók kvantumhatásfokának meghatározásához a mérési összeállítást egy beütésszámlálóval bővítettem, amely a detektor válaszjeleit számlálta a forgó modulátor minden egyes szegmenséhez tartozóan. A modulátor első szegmenséhez tartozó beütésszám $N(j+h)$, a második szegmenshez tartozó beütésszám $N(j+t+jt+h)$, a beütések száma a harmadik részben $N(t+h)$, míg a negyedikben $N(h)$, ahol
j és t a jel és a tétlen ághoz tartozó egyfotonos beütések számát,
jt a kétfotonos beütések számát,
h pedig a háttérzajból származó beütésszámot jelöli.
Mivel a korrelált fotonpárok párosával keletkeznek, a jel és a tétlen ágban a fotonráta megegyezik, ezért a mérési elrendezés megfelelő beállításánál: $\langle N(j+h)\rangle = \langle N(t+h)\rangle$. A beütésszámokat mérve azokban az esetekben, amikor csak az egyik nyaláb ill. mindkét nyaláb a detektorra van fókuszálva, ill. ezeket a háttérzajból származó események számával korrigálva, a (3.10) egyenlet felhasználásával a fotoelektronsokszorozó kvantumhatásfoka a következőképpen számítható:

$$\eta = 2 - [N(j+t+jt+h) - N(h)] / [N(j+h) - N(h)] \ . \qquad (3.12)$$

3.5.4. Mérési eredmények

A kvantumhatásfok mérése során egy mérési ciklusban a forgó modulátor négy különböző szegmensével legalább 25000 ciklust mértem végig. Ilyen nagyszámú beérkező adatnál (a fotonráta fluktuációiból adódó) a mért eloszlások statisztikai ingadozása kisebb, mint 1%. A mérés bizonytalanságához hozzájárul még a fotoelektronsokszorozó nagyfeszültségű tápegységének feszültségingadozása, a jelerősítésből és jelfeldolgozásból származó bizonytalanságok, ill. a hőmérsékletingadozás. A mérések során a nagyfeszültségű

tápegység feszültségének ingadozása 0,1% volt. A fotoelektronsokszorozó erősítésének nemlinearitása kisebb mint 0,1%, az erősítés hőmérsékletstabilitása ~ 50 x 10^{-6}/ºC, az egyenfeszültség stabilitása <50µV/ºC, a sokcsatornás analizátor integrális linearitása ±0,08%, differenciális linearitása ±0,8%. Mindezeket az értékeket figyelembe véve megállapíthatjuk, hogy az egydetektoros módszer hibája kisebb, mint 5%.

A rendelkezésemre álló fotoelektronsokszorozók közül az EMI 9863B/350 típusú kvantumhatásfokát 0,03-nak, míg az EMI 9882B kvantumhatásfokát 0,02-nek mértem.

4. Programozott fotonszámú fényforrás megtervezése, kifejlesztése és megvalósítása

Ebben a fejezetben bemutatok egy új, ún. programozott fotonszámú fényforrást, amely képes adott időintervallumban előre meghatározott számú foton kibocsátására. A fényforrás működési elve a korrelált fotonpárok azon tulajdonságán alapul, hogy ha az egyiket detektáljuk, biztosak lehetünk párja létezésében.

4.1. A programozott fotonszámú fényforrás működési elve

A hagyományos fényforrások a tér minden irányába, véletlenszerűen bocsátanak ki különböző hullámhosszú és polarizációjú fényt. Az így keletkező fény olyan sugárzást alkot, ami sem térben, sem időben nem kontrolált fotonokból áll.

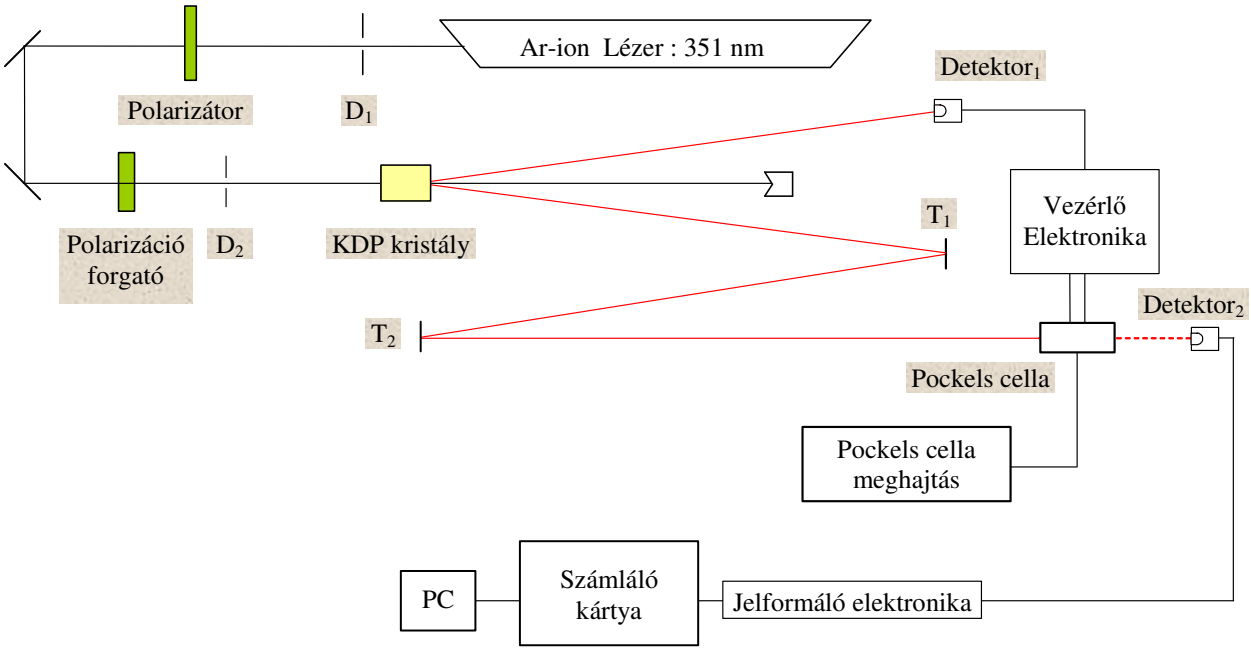
Nagy előrelépés volt a lézerek megjelenése, hiszen ezek keskeny hullámhossz tartományú, kis divergenciájú, koherens fényt bocsátanak ki. Azonban a lézerfény esetén is az egyes fénykvantumok, a fotonok véletlenszerűen keletkeznek, időbeli eloszlásuk a véletlenszerű folyamatoké (Poisson eloszlást mutatnak), és ez nem is változtatható. Egyre nagyobb az igény arra, hogy megjelenjenek olyan fényforrások, amelyeknek nemcsak a hullámhossza és polarizációja adott, hanem ismert az időegységenként kibocsátott fotonok száma is. Olyan fényforrás, ami adott időegységenként csak 1 fotont bocsát ki (single photon source) a kvantumkriptográfiában bír nagy jelentőséggel, míg egy olyan fényforrás, amellyel előre megadott módon biztosítani lehet a kibocsátott fotonok számát, igen perspektivikus az optikai metrológiában. A felhasználási terület lehet pl. az éjjellátó készülékek hitelesítése, detektorok minősítése, biofizikai folyamatok vizsgálata - emberi retina sejtek fényérzékenységének mérése, stb.

A 3.1. fejezetben ismertetett, a parametrikus frekvencia átalakítás során korrelált fotonpárokat generáló kísérleti összeállítást felhasználva és kibővítve, lehetőségünk adódik egy ún. előre programozható fotonszámú fényforrás megalkotására. Ez a speciális fényforrás, mely az összefonódott fotonpárok előnyös tulajdonságait kihasználva (ha az egyiket detektáltuk, biztosak lehetünk a másik létezésében), képes adott irányban előre meghatározott számú, adott frekvenciájú és polarizációjú foton kibocsátására. A megvalósítás lényege, hogy

a parametrikus konverzió során keletkezett fotonpárok egyikét az egyik ágban detektáljuk, míg a másik ágban késleltetjük annak a párját. A detektált foton ágában a detektor után egy gyors vezérlő elektronika a késleltetett ágba helyezett opto-elektronikai kapcsolót vezéreli. Így lehetőségünk nyílik arra, hogy a detektált foton által keltett trigger jellel akkor nyissuk vagy zárjuk az opto-elektronikai kapcsolót, amikor a detektált foton párja odaér, így vezérelve a foton-forrásunkat. Ezzel a módszerrel elérhető, hogy a rendelkezésünkre álló, parametrikusan gerjesztett fotonok közül válogathassunk, csak azt engedjük át az optikai kapun, amelyiket szeretnénk. Így megvalósítható egy olyan, fotoni szinten vezérelt fényforrás, amely meghatározott idő alatt adott számú fotont emittál.

4.2. Kísérleti megvalósítás

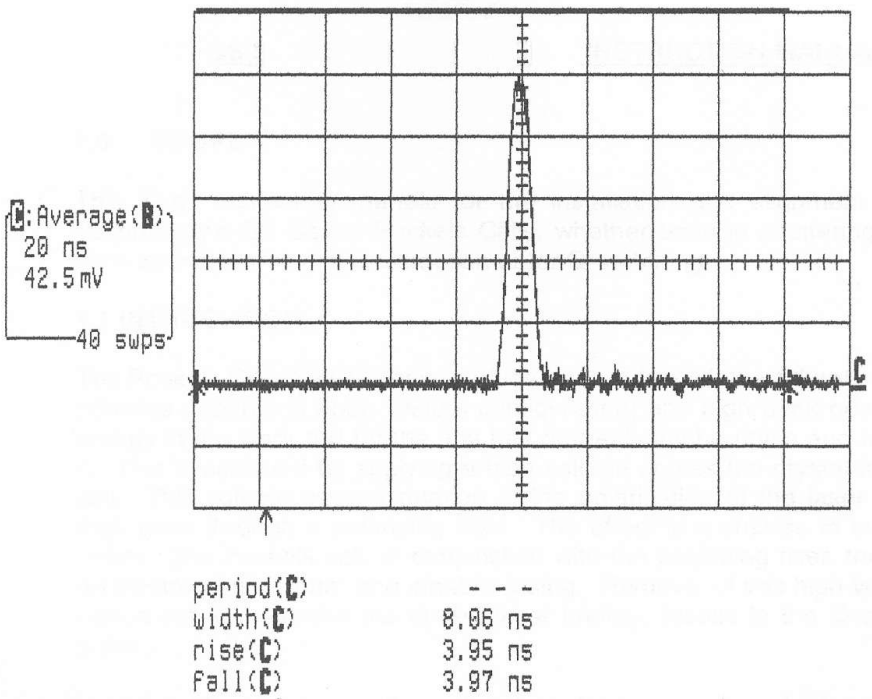
A 4.1. ábra a programozott fotonszámú fényforrás kísérleti megvalósítását szemlélteti. A jel ágba helyezett detektor (Detektor$_1$) vezérli a késleltetett tétlen ág kimeneténél elhelyezett opto-elektronikai kaput (Pockels-cella). A késleltetést az optikai úthossz növelésével, T_1és T_2 tükrök segítségével értem el.



4.1. ábra: A programozott fotonszámú fényforrás kísérleti megvalósítása. A fényforrás kimenete a 2. számú detektornál látható

4.2.1. Az opto-elektronikai kapu

A rendszer egyik kulcsfontosságú eleme az opto-elektronikai kapcsoló. Ahhoz, hogy a fényforrásunk kellően kontroláltan működhessen, ennek az optikai kapunak gyorsan és megbízhatóan kell működnie. Mivel a parametrikus fényszórás során keletkezett fotonok polarizációja azonos, az optikai kaput egy Pockels-cella használatával valósíthatjuk meg. A Pockels-cella működési elve az elektrooptikai effektuson alapul. A Pockels-cella egy nemlineáris optikai kristályra épül, amelyben nagy feszültséggel változtathatjuk az áthaladó fény polarizációját. Bizonyos feszültség esetén, a kristályon áthaladó fény polarizációja 90°-al megváltozik. Alapállapotban a cella után helyezett Glan-Thompson polarizátor a kristályból kilépő parametrikusan keltett fényt nem engedi át, míg ha a cella feszültség alatt van, a fény polarizációja megváltozik, és így át tud haladni. Ha megfelelően gyors a Pockels-cella vezérlése, a konvertált fényből így egyes fotonokat is kiválaszthatunk.



4.2. ábra: A Pockels-cella transzmissziós görbéje.

A gyakorlatban egy Quantum Technology QC/6/2 Pockels-cellát használtam, HVP525-D-R meghajtóval. Az előre programozható fényforrás ismétlési rátáját a Pockels-

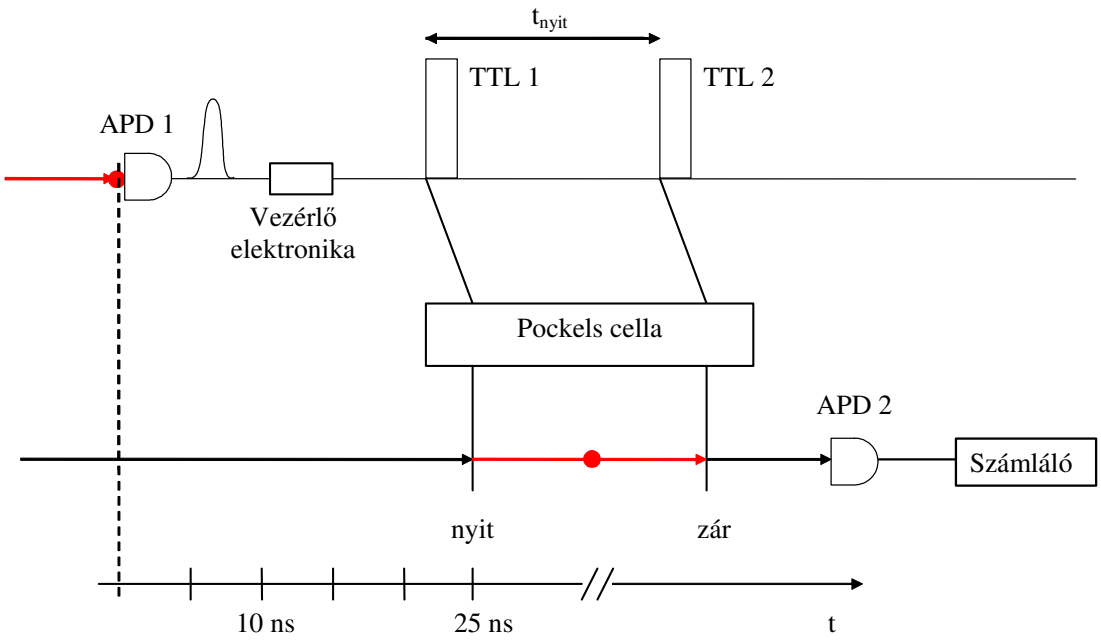
cella határozza meg, ami jelen esetben 5kHz. Ez az a maximális frekvencia, amivel a cellát vezérelni lehet. A cellára kapcsolható maximális feszültség 5,1 kV, ilyenkor a cella transzmissziós görbéjének felfutó és lefutó éle is 4 ns hosszú, az elérhető minimális pulzushossz 8 ns (4.2. ábra).

Ahhoz hogy a jel ágban lévő foton detektálása után annak párját a tétlen ágban az optikai kapuval vezérelni tudjuk, a tétlen ágat késleltetnünk kell, amit legegyszerűbben az optikai úthossz növelésével érhetünk el. Optikai szál használatával könnyen elérhető a megfelelő idejű késleltetés, azonban a becsatolásnál fellépő optikai veszteség nem elhanyagolható, figyelembe véve, hogy minden egyes fotonra szükségünk van a fényforrás megfelelő működéséhez. A késleltetést végül tükrök használatával értem el. Két tükör alkalmazása és az optikai asztal méretei lehetővé tették az optikai úthossz megfelelő mértékű megnövelését a tétlen ágban, hogy a vezérlő elektronikának legyen ideje az optikai kaput kapcsolni. A késleltetés megvalósításánál a következő értékek szolgáltak alapul: a detektor válaszideje a jel ágban ~3 ns, a vezérlő elektronika késleltetése ~15ns, a Pockels-cella felfutási ideje ~4ns, az alkalmazott kábeleken fellépő késleltetés ~ 4ns. Ebből adódóan a tétlen ágban a késleltetésnek min. 26 ns-nak kell lennie, ami kb 9 m úthossznak felel meg.

4.2.2. A vezérlő elektronika

Mint láthattuk, az optikai elrendezés méretei korlátozzák a jel és a tétlen ág közötti késleltetést. Mivel az optikai elrendezés méretei behatároltak (a két ág közötti úthosszkülönbség nem lehet tetszőlegesen nagy), fontos, hogy a vezérlő elektronika és a Pockels-cella megfelelően gyorsan kapcsoljon. A Pockels-cella gyors vezérléséhez, illetve az adott számú foton programozásához egy gyors vezérlő elektronikát terveztünk és gyártattunk le. A lehető leggyorsabb működés elérése érdekében a vezérlő elektronika PECL szabványú komponensekből és 100 MHz órajelű kristály oszcillátorokból épül fel.

A vezérlő elektronikának több paraméterét változtathatjuk. Megadhatjuk az ismétlési frekvenciát, illetve hogy egy cikluson belül hány fotont számoljon le. Az elektronika minden egyes ciklusban leszámolja az előre beállított számú fotont a jel ágban, és párjukat a tétlen ágban átengedi a Pockels-cellán. A jel és a tétlen ág, ill. a vezérlő elektronika és a Pockels-cella kapcsolatát a 4.3. ábra szemlélteti:



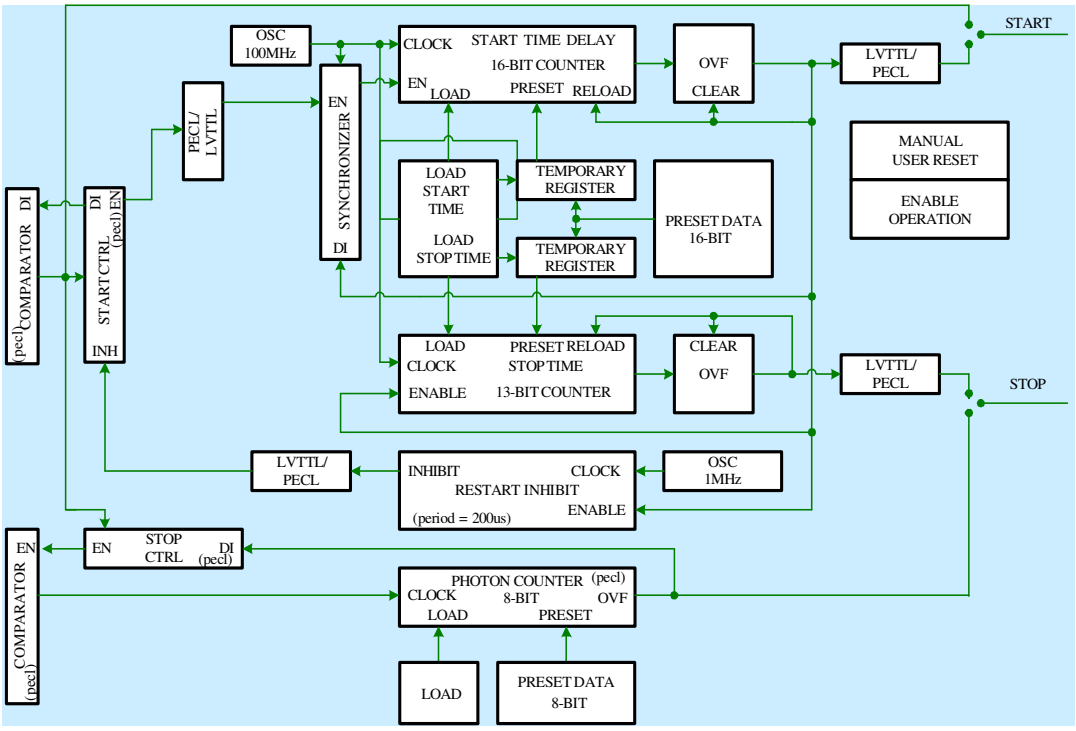
4.3. ábra: A jel ágban lévő detektor (APD 1), a vezérlő elektronika és a Pockels cella kapcsolata

Az elektronikát közvetlenül a jel ágban lévő detektor triggereli, miután érzékelt egy bejövő fotont. A vezérlő elektronika minden egyes bemenő jeléhez két kimenő TTL jel tartozik. Alapállapotban a Pockels-cellára nincs feszültség kapcsolva, és az nem engedi át a rá eső tétlen nyaláb fotonjait. A cella nyitása úgy történik, hogy a vezérlő elektronika két kimenő jeléből az első feszültséget kapcsol a cellára, míg a második leveszi azt. A két jel közti időkülönbség állítható, így meghatározható az az időintervallum, amíg a Pockels-cella átereszt. Ismerve a jel ágban elhelyezett detektor válaszidejét, a vezérlő elektronika időbeli paramétereit, ill. az összes lehetséges tényezőt, mely a Pockels-cella vezérlését késlelteti (pl. alkalmazott kábelek), és pontosan beállítva a tétlen ág késleltetését elérhető, hogy a Pockels cellán mindig csak a detektált jel ágból érkező foton párját engedjük át.

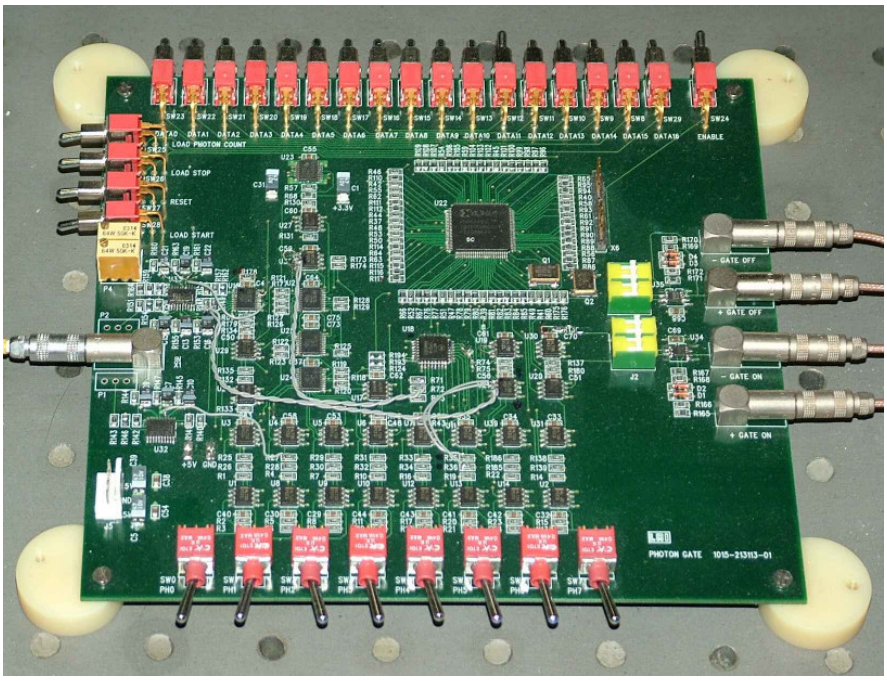
A vezérlő elektronika másik két fontos állítható paramétere az ismétlési frekvencia és a fotonszám. Ezek változtatásával elérhetjük, hogy adott intervallumon belül a Pockels-cellán előre meghatározott számú foton haladjon át. Az ismétlési frekvenciát célszerű úgy beállítani, hogy periódusideje jóval nagyobb legyen, mint a fotonok átlagos követési ideje-azaz ne fordulhasson elő, hogy egy periódus alatt nincsen beérkező foton. Ha a fotonszámot beállítjuk *n*-re, az elektronika minden egyes periódusban az első *n* detektált foton párját átereszti a Pockels-cellán. A fotonszám 1 és 128 között változtatható. Mivel a fotonszámot 1-nek is

vehetjük, elérhetjük, hogy közel azonos időközönként a fényforrásunk pontosan 1 fotont bocsásson ki.

A vezérlő elektronika blokkvázlatát és fényképét a 4.4.a és 4.4.b ábra szemlélteti.



4.4.a ábra: a vezérlő elektronika blokkvázlata

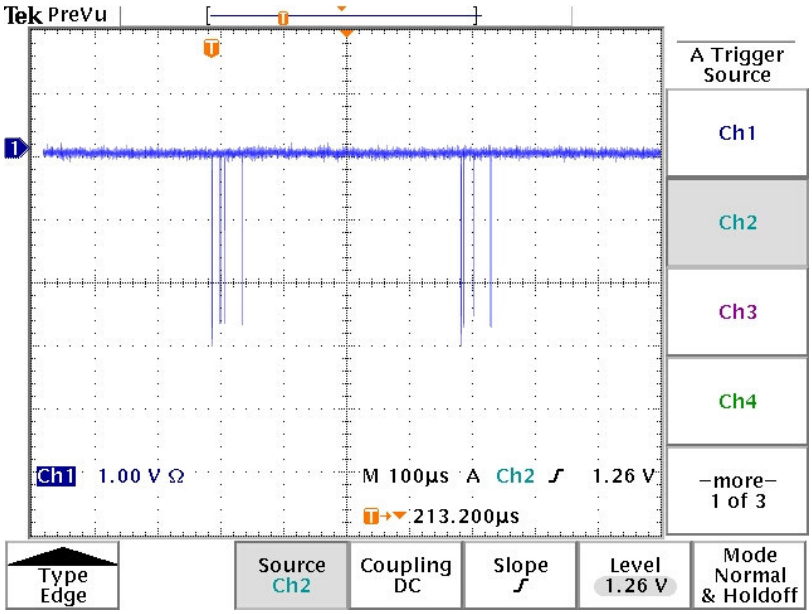


4.4.b ábra: a vezérlő elektronika fényképe

Természetesen a jel ágban használt detektor kvantumhatásfoka nem 100%, tehát nem vagyunk képesek minden egyes fotont detektálni, de minden egyes, a jel ágban detektált foton párját át tudjuk engedni az optikai kapun, ezért a kijövő fotonok számát teljes bizonyossággal tudjuk programozni.

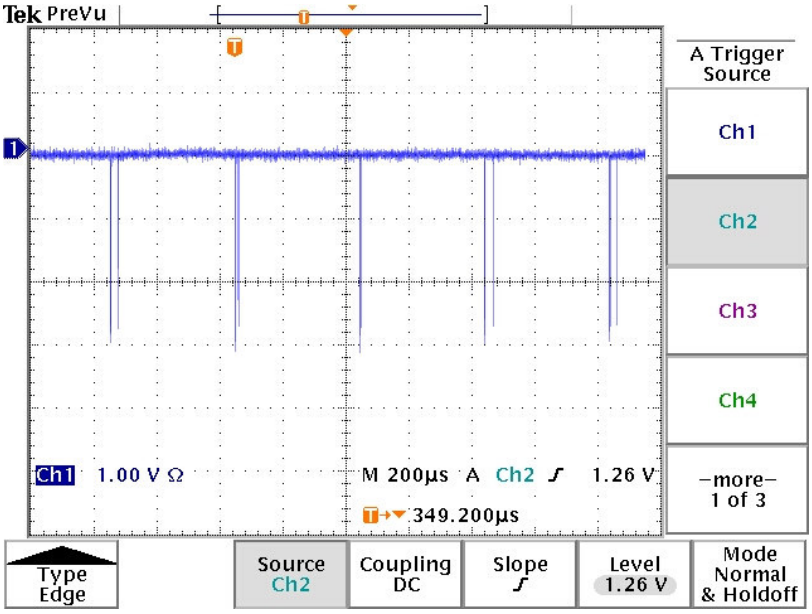
4.3. Eredmények

A 4.1 és 4.2 fejezetekben ismertetett programozott fotonszámú fényforrást összeállítottam, működési paramétereit meghatároztam. A jel ágban történő detektálástól a Pockels-cella nyitásáig a berendezésnek 26 ns-ra van szüksége. A tétlen ág optikai úthosszának növelését ennek megfelelően végeztem el. Detektornak a 3.3.4. fejezetben bemutatott, SPCM-AQR-14 fotonszámláló modult alkalmaztam. A jel ágba helyezett detektor kvantumhatásfoka η=0,63 volt. A Pockels-cellára kapcsolt feszültség 5.1 kV volt, míg az időintervallumot, amíg a cella 1 fotont átenged, 50 ns-nak választottam. A következő ábrák a létrehozott programozott fotonszámú fényforrás működését mutatják be. A 4.5.a ábrán a jel nyalábból kivágott beütések láthatók, amikor az ismétlési frekvencia 2,5 kHz, a beállított fotonszám pedig n=4 volt. Az ábrán jól látszik, hogy minden egyes periódusban az elektronika leszámolt 4 fotont, és csak a hozzájuk tartozó jeleket engedte át.



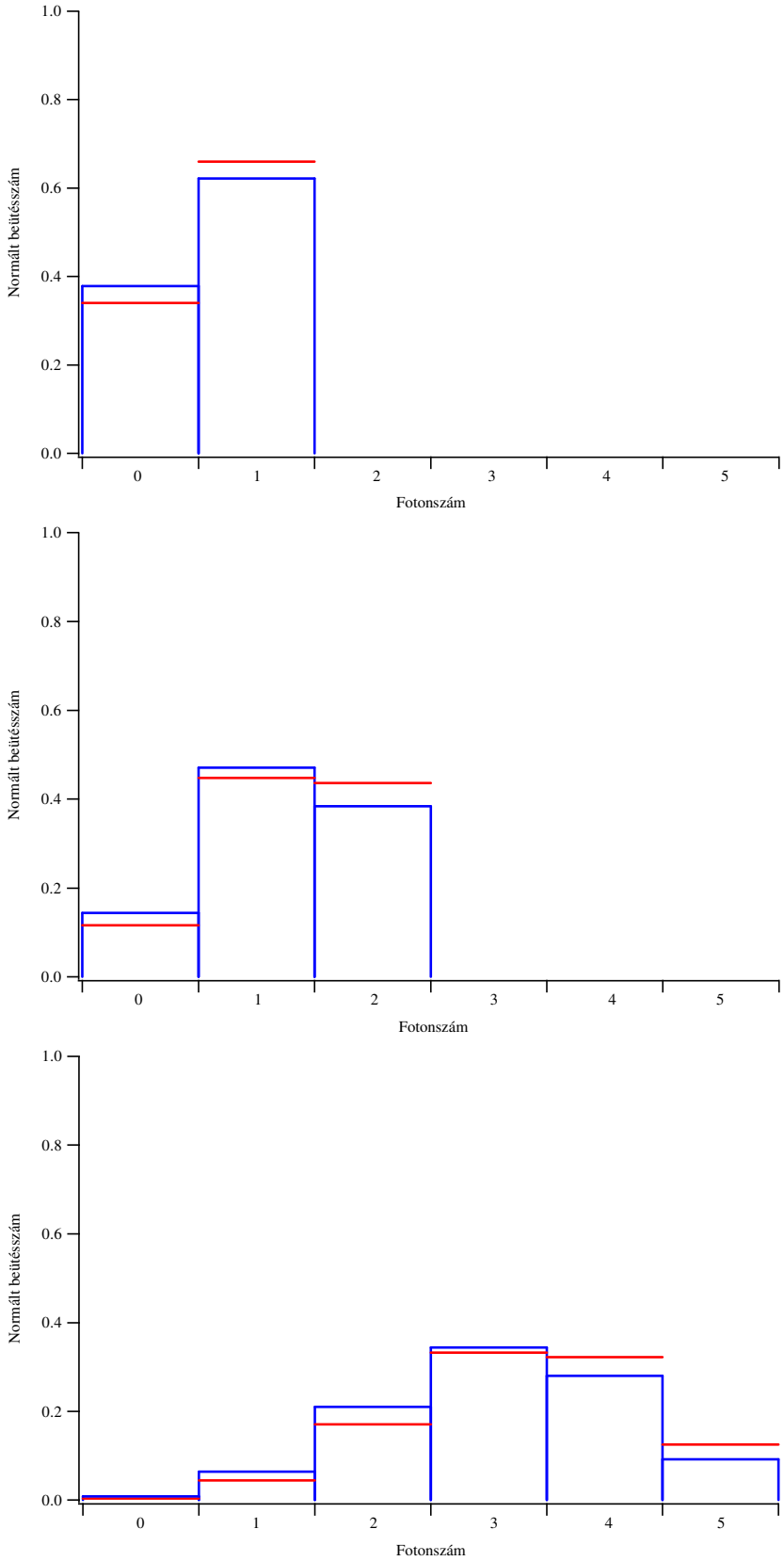
4.5.a ábra: A fotonszám n=4, ismétlési frekvencia f=2,5 kHz

A 4.5.b ábra hasonló működést mutat, az ismétlési frekvencia ebben az esetben is 2,5 kHz, míg a fotonszám n=2 volt.



4.5.b ábra: A fotonszám n=2, ismétlési frekvencia f=2,5 kHz

A mérések során a pumpáló lézer teljesítménye 200 mW volt, míg a jel ágban mért beütésszám ~ 80.000 volt másodpercenként. A 4.5. ábrákból jól látszik, hogy az elektronika helyesen, a beállított *n* értéknek megfelelően működik. A jel ágban történt minden egyes detektálást követően a vezérlő elektronika nyitja a Pockels-cellát, így átengedve azon a tétlen ágban haladó fotonokat. A fényforrás kimenetét szintén egy SPCM-AQR-14 fotonszámláló modullal detektáltam, melynek kvantumhatásfoka η=0,66 volt. Ebből következik, hogy adott időintervallumban a beállított *n* értékeknél kevesebb fotont számláltam. Mivel a Pockels-cella csak 50 ns-os időablakokban eresztett át fotonokat, a detektor is úgy volt triggerelve, hogy csak ezekben az időszakokban volt képes detektálni. Mivel a detektor holtideje is kb. 50 ns, ezért az nem fordulhatott elő, hogy a fényforrás detektálni kívánt fotonján kívül, valamilyen más, szórt fényből származó fotont is detektáljon. A 4.6. ábra több tízezer cikluson keresztül felvett, különböző fotonszám beállítások mellett mutatja a fotonszám eloszlásokat. A fényforrás ismétlési frekvenciája 1 kHz volt, az ábrákon a beállított fotonszám értékek rendre *n* =1, 2, és 5.



4.6. a, b, c ábra: Fotonszám eloszlások n=1 és n=2 és n=5 esetben. A kék oszlopok a mért értékeket, a piros jelzés az ideális esetet szemlélteti

Az ábrákon a kék oszlopok a mért értékeket jelölik, míg a piros értékek azt az ideális esetet szemléltetik – figyelembe véve a fotonszámláló modul kvantumhatásfokát, amikor a fényforrásból minden egyes időintervallumban pontosan a beállított számú darab foton érkezik. Az ábrákból jól látható, hogy a megépült berendezés az ideális esettől valamelyest eltér. Az eltérés oka az, hogy a tétlen ágban fellépő optikai veszteségek – a két tükrön ill. a Pockels-cellán való áthaladás miatt, a fényforrás kimenetén kb. 6-8%-al kevesebb foton van jelen, mint a vezérlő jel ágban.

Összefoglalásul elmondható, hogy megvalósult egy olyan fényforrás, amellyel előre programozott módon egy adott időintervallumon belül megadott számú (és ismert tulajdonságú) fotont tudunk generálni. A fényforrás felhasználását tervezzük különböző méréstechnikai alkalmazásoknál és kvantumoptikai méréseknél.

5. Felületi plazmonok statisztikai tulajdonságainak vizsgálata

A korrelált fotonpárokkal történő mérések során kifejlesztett berendezésekkel nagy felbontással mérhetjük a fotonok statisztikai tulajdonságait – pl. a fotonbeütések közötti időeloszlást, egy adott mintavételezési időn belül detektált fotonszám eloszlását, valamint a korrelációs függvényt. Ezeket felhasználva vizsgálni lehet a különböző lineáris és nemlineáris jelenségekben keletkező fény statisztikai tulajdonságait, összehasonlítva azokat a gerjesztő fény statisztikájával. Munkám ezen fejezete a lézerfénnyel gerjesztett felületi plazmonok rekombinációja során keletkező fény tulajdonságainak vizsgálatára irányul.

Ha elektromágneses sugárzással (pl. fénnyel) világítunk meg fém felületet, a felületen fellépő elektromágneses tér a Maxwell- egyenletekkel írható le. A fellépő elektromágneses térnek két komponense van: egy a térben terjedő, ill. egy a felülethez kötött, attól távolodva exponenciálisan lecsengő rész, melyet evaneszcens térnek is neveznek. Az evaneszcens tér létrehozásának egyik legismertebb módja az ún. felületi plazmonok (Surface Plasmon Oscillations-SPO) gerjesztése lézerfény segítségével. Ezek a fémfelületen lévő vezetési elektronok kollektív mozgásához kapcsolódó elektronsűrűség-hullámok, melyek energiája megegyezik a gerjesztő fény fotonjainak energiájával, impulzusuk azonban nagyobb a fotonok impulzusánál, ezért direkt módon nem csatolódnak egymáshoz. Ha azonban a gerjesztő fényt egy 1-nél nagyobb törésmutatójú közegben, például üvegen keresztül csatoljuk a vékony fémrétegbe, megfelelő szögben becsatolva a fényt, elérhető, hogy a fény impulzusának a felülettel párhuzamos komponense megegyezzen az azonos energiájú felületi plazmon impulzusával. Ebben az esetben rezonancia jellegű erős csatolás, vagyis nagy hatásfokú felületi plazmon gerjesztés jön létre. A gerjesztett felületi plazmonok rövid időn belül ismét fotonokká rekombinálódnak. A felületi plazmonokat a felfedezésük idején még csak mint érdekes optikai jelenséget tartották számon, azonban az azóta történt kísérletek bebizonyították, hogy alkalmazásuk igen érzékeny méréseket tesz lehetővé; ilyen pl. fémfelületek egyenetlenségeinek nagyfelbontású mérése, vagy fémfelületek dielektromos állandó változásának mérése.

5.1. Felületi plazmonok keletkezése

A következőkben azt vizsgáljuk meg, hogy milyen feltételek (határfelület, dielektromos állandó, diszperziós reláció) szükségesek ahhoz, hogy egy felületen plazmon

gerjesztés jöjjön létre. A fejezetben található levezetésekhez a [81-85] források szolgáltak alapul

Vizsgáljunk homogén és izotróp közeget, ahol a töltéssűrűség $\rho=0$ és az áramsűrűség $\vec{J}=0$. A Maxwell egyenletekből származó hullám egyenletek ebben az esetben az elektromos és mágneses térerősségre:

$$\Delta\vec{E}-\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0, \tag{5.1a}$$

$$\Delta\vec{H}-\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}=0. \tag{5.1b}$$

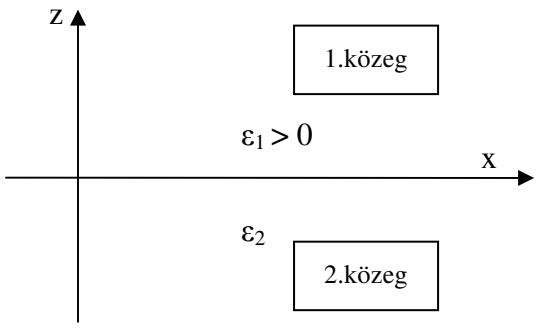
A hullámegyenletek megoldásai síkhullámok alakjában írhatók. Az elektromos térerősség egy k hullámszámvektorú, ω körfrekvenciájú megoldása:

$$\vec{E}(\vec{r},t)=\vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \tag{5.2}$$

A hullámegyenletből adódó, ω és k között fennálló diszperziós reláció:

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\mu\varepsilon \tag{5.3}$$

Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban csak az olyan anyagokat vizsgáljuk, amelyek mágneses permeabilitása μ=1. Vizsgáljuk meg két homogén izotróp közeg határfelületét (5.1. ábra). Legyen a két dielektromos állandó ε_1 és ε_2. Legyen ε_1 valós és pozitív, ε_2 pedig szintén valós, de előjelére ne tegyünk semmilyen megkötést.



5.1. ábra: Homogén izotróp közeg határfelülete

A Maxwell egyenleteket a határfelületen kielégítik az ún. felületi hullám megoldások, melyek a $z=0$ síkban terjednek. Ezen megoldások egyik, y komponens nélküli csoportja a következő alakban írható:

Az 1. anyagban ($z>0$),

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \\ E_y &= 0 \\ E_z &= ikE_0\left(k^2-\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{-1/2} \end{aligned}\right\} e^{i(kx-\omega t)}e^{-\left(k^2-\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}z}. \tag{5.4}$$

A 2. anyagban ($z<0$),

$$\left.\begin{aligned} E_x &= E_0 \\ E_y &= 0 \\ E_z &= -ikE_0\left(k^2-\varepsilon_2\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{-1/2} \end{aligned}\right\} e^{i(kx-\omega t)}e^{+\left(k^2-\varepsilon_2\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}z}. \tag{5.5}$$

Hogy fizikailag valós, a határfelülettől távolodva exponenciálisan lecsengő megoldást kapjunk, teljesülnie kell a $\left(k^2-\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}>0$, ill. $\left(k^2-\varepsilon_2\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}>0$ feltételeknek. A térerősség vektorok tangenciális komponenseinek is meg kell egyezni a határfelületen. $\vec{E}$ esetében ezt kielégíti az E_0 konstans, míg a $\vec{H}$ -ra vonatkozó feltétel:

$$\varepsilon_1\left(k^2-\varepsilon_2\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2} = -\varepsilon_2\left(k^2-\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}. \tag{5.6}$$

Ez csak akkor lehetséges, ha $\varepsilon_2<0$. A felületi hullámokra adódó diszperziós reláció:

$$\omega^2 = (ck)^2\left(\frac{1}{\varepsilon_1}+\frac{1}{\varepsilon_2}\right). \tag{5.7}$$

Ebből jól látszik, hogy ahhoz, hogy k-nak valós része is legyen, azaz hogy kialakulhassanak a felületi hullámok, a $\varepsilon_2<0$ ill. $-\varepsilon_2>\varepsilon_1$ feltételnek kell teljesülni.

Tételezzük fel, hogy a határfelületünkön az egyik anyag levegő ($\varepsilon_1=1$), míg a másik valamilyen fém. A szabad elektron gáz modell alkalmazásával a fém dielektromos állandója:

$$\varepsilon(\omega) = 1-\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \tag{5.8}$$

ahol ω_p az ún. plazmafrekvencia és $\omega_p=4\pi ne^2/m$ (n az elektronszám sűrűség, e az elektron töltése és m az elektron tömege).

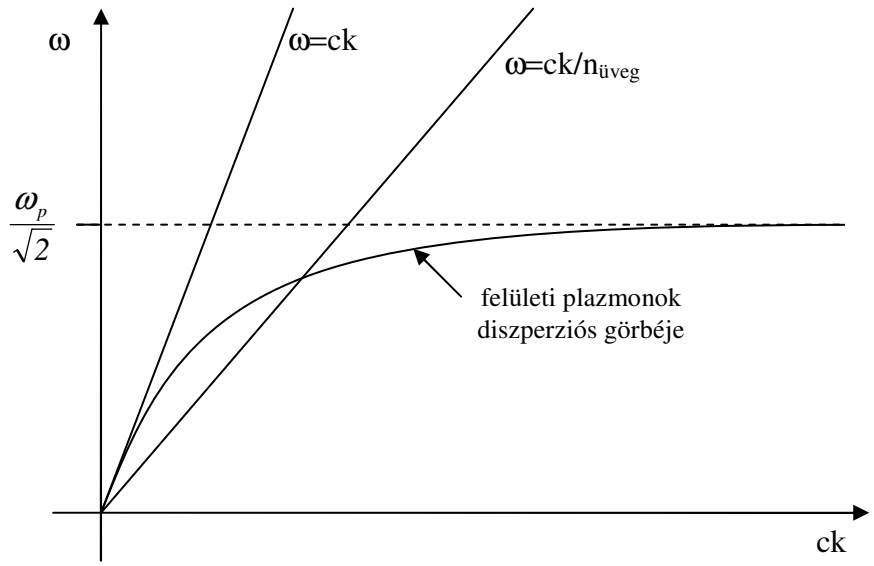
A diszperziós reláció felületi hullámokra fém és levegő határfelületén így

$$\omega^2 = (ck)^2 \left(1 + \frac{1}{1-(\omega_p/\omega)^2} \right), \tag{5.9}$$

ami átalakítás után:

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^{\ 2}}{2} + (ck)^2 - \left(\frac{\omega_p^{\ 4}}{4} + (ck)^4 \right)^{1/2}. \tag{5.10}$$

Az 5.2. ábrán, mely a diszperziós görbéket szemlélteti, jól látszik, hogy a fém-levegő határfelületen terjedő plazmon hullám diszperziós görbéje végig a levegőben terjedő elektromágneses hullám görbéje ($\omega=ck$) mellett fut, nem metszi azt. Mivel a két görbe nem metszi egymást, ezért nem lehetséges, hogy a levegőben terjedő fény frekvenciája és hullámszámvektora megegyezzen a felületi plazmonok frekvenciájával és hullámszámvektorával, így a gerjesztés nem valósulhat meg. Ha a gerjesztő fény azonban nem levegőn keresztül, hanem pl. üvegen keresztül éri el a fémfelületet, a gerjesztés hullámszámvektora az üveg törésmutatójával szorzódik, és így lehetővé válik a hullámszámvektorok egyezése, azaz a felületi plazmon gerjesztés.

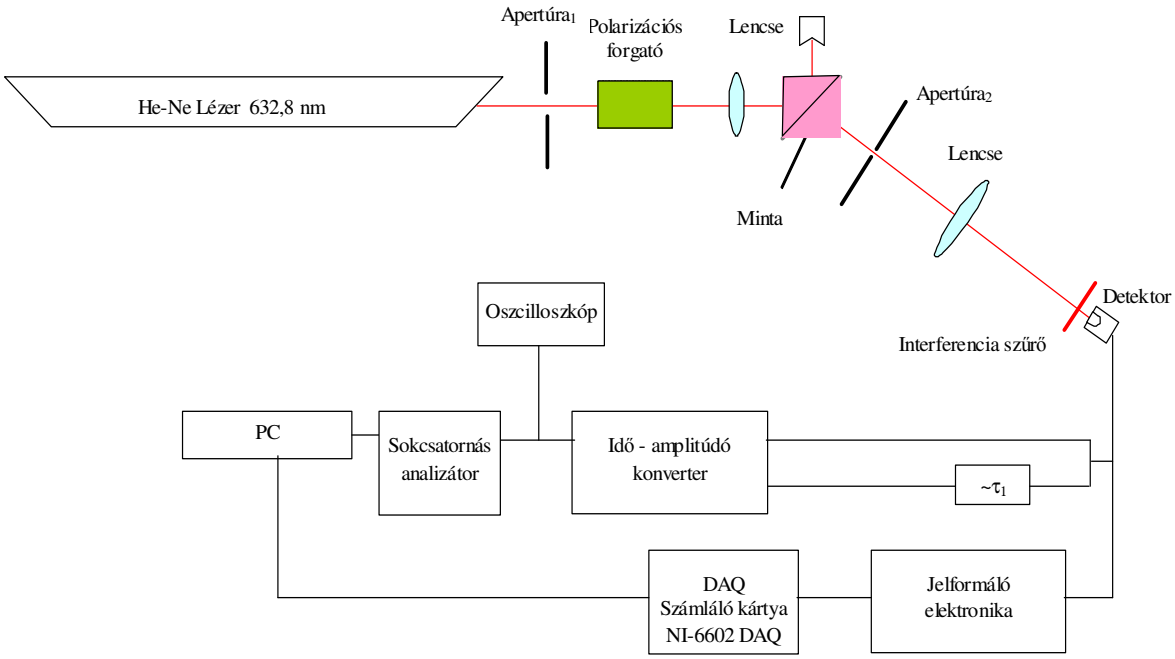


5.2. ábra: A felületi plazmonok, a levegő (ω=ck) ill. üveg ($\omega=ck/n_{üveg}$) diszperziós görbéje. A felületi plazmonok gerjesztésének feltétele, hogy adott frekvencián a hullámszámvektorok egyezzenek. Az ábrán jól látszik, hogy ez fém-levegő határfelületen nem valósulhat meg

A továbbiakban megvizsgálom a lézerfény által vékony fémrétegben gerjesztett plazmonok rekombinációjából származó fény fotonstatisztikájának az összefüggését a plazmonokat gerjesztő fény fotonstatisztikájával.

5.2. Kísérleti összeállítás

A kísérleti elrendezésünkben a felületi plazmonok gerjesztésére egy 633 nm hullámhosszú, 5 mW teljesítményű Uniphase He-Ne lézert használtam. A plazmonok fény által történő rezonancia gerjesztése csak akkor lehetséges, ha az energia és impulzus-megmaradás feltételei teljesülnek a gerjesztési felületen. Egyik lehetséges módja az ilyen gerjesztésnek a Kretschmann geometria [86-88] használata. Ebben az elrendezésben a gerjesztő lézernyaláb egy 45°-os prizmán áthaladva éri el hátulról a fém réteget, amely egy sík üveglapra van párolva. Az üveglap immerziós olajjal van optikailag kontaktálva a prizmára. A rétegnek elég vékonynak kell lennie ahhoz, hogy a plazmonok generálása és rekombinálása hatékony legyen. A gerjesztő nyalábot egy 40 mm fókusztávolságú mikroszkóp objektívvel fókuszáltam a gerjesztendő mintarétegre. A kísérleti összeállítást az 5.3. ábra szemlélteti.

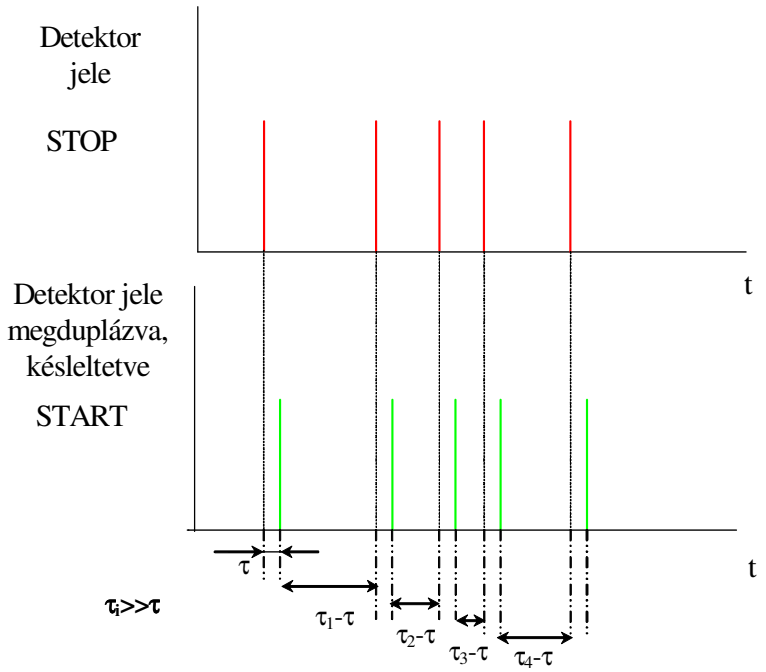


5.3. ábra: Kísérleti összeállítás a felületi plazmon gerjesztésből származó szórt fény statisztikájának mérésére

A gerjesztés hatására a fém felületén a szabad elektronoknak egy lecsengő felületi sűrűséghulláma jön létre, ezt nevezzük felületi plazmon gerjesztésnek (hullámnak). Egy polarizációforgató alkalmazásával értem el a megfelelő polarizációs viszonyokat, hiszen az elrendezésünkben csak a horizontális (P) polarizációjú fény képes a felületi plazmon gerjesztésre. Mintának egy vékonyréteg párologtatással készített 50 nm vastag ezüstréteget használtam. Az ezüstréteg törésmutatójának nagyon magas a valós és képzetes részének aránya. Ebben az esetben a k/n arány ~60 volt. A felületi plazmonok egy része ismét fénnyé alakul át a felület egyenetlenségein, melynek hullámhossza megegyezik a gerjesztés hullámhosszával. Az így nyert szórt fényt nagy apertúrájú gyűjtőlencsével fókuszáltam a fotonszámlálásos üzemmódban működő detektorra. A nem kívánt szórt fény kiszűrését egy, a detektor elé helyezett, 5 nm félértékszélességű interferenciaszűrő végezte.

Két különböző módszerrel mértem le a felületi plazmonokból származó fény időbeli fotonstatisztikáját.

Az első módszerrel közvetlenül a fotonok követési idejének eloszlását mértem. Ez az eljárás hasonlatos a korrelált fotonpárok koincidenciájának méréséhez használt, 3.1.2. fejezetben bemutatott Start-Stop méréséhez.



5.4. ábra: Start stop mérés az időbeli statisztika felvételére. A τ_i-τ ~ τ_i időegységek kerülnek a sokcsatornás analizátorra

Detektornak a már korábban ismertetett, C30902S típusú lavina fotodiódát használtam. Ennél a mérésnél a detektor jelét kettéosztottam és az egyik ágba egy, a várható átlagos követési időhöz képest elhanyagolható mértékű τ késleltetést vittem be. Az így kapott két jelet csatlakoztattam az idő amplitúdó konverter Start és Stop bemenetére – jelen esetben a késleltetett jelet a Start-ra. A konverter jelének amplitúdója így arányos lesz az egymás után érkező fotonok követési idejével, és kellő számú esemény után, az állandó τ késleltetés differenciájával, a sokcsatornás analizátoron megkapjuk a fotonok időbeli eloszlását (a fotonok közti követési idő gyakorisági eloszlását). Ennek az eljárásnak az időbeli diagramját az 5.4. ábra szemlélteti.

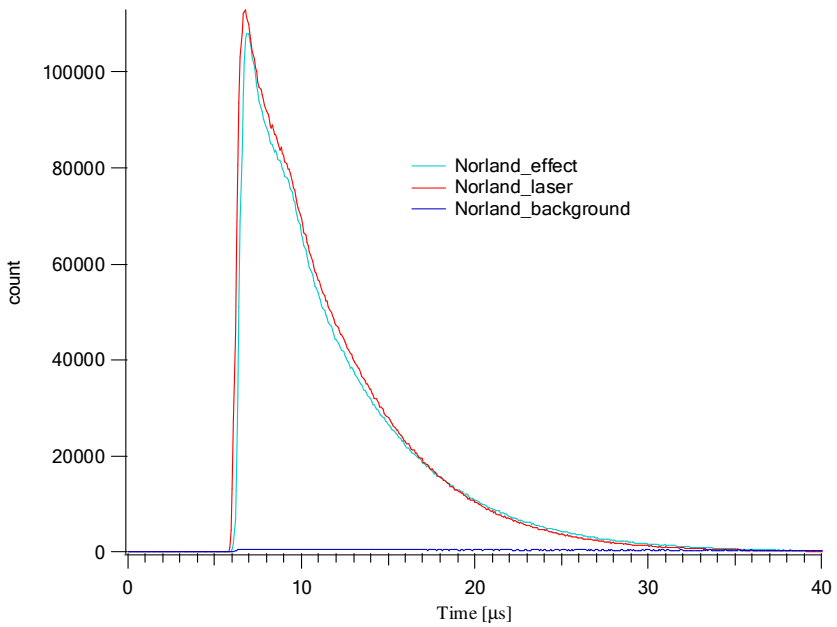
A késleltetés mértéke a mérés során 5 ns volt. Az idő-amplitúdó konverter (KFKI Type NE-604) időablaka 80 μs-ra volt állítva. A követési idők eloszlását egy 1024 csatornás Norland 5500 analizátorral jelenítettem meg. A mérés egy csatornához tartozó időfelbontása így ~ 80 ns volt. Az idő-amplitúdó konverter időablakának csökkentésével az időbeli felbontás növelhető lenne még, de ez egyrészt nem adna többlet információt, másrészt indokolatlanul megnövelné a mérési időt. Ennek a mérési módszernek az előnye abban mutatkozik meg, hogy közvetlenül a mérés során grafikusan megjeleníti a fotonok időbeli statisztikájának eloszlását.

A második módszernél a kísérleti elrendezés optikai része teljesen megegyezik az 5.3. ábrán láthatóval, egyedül az adatfeldolgozó rész különbözik. Ebben az elrendezésben a már korábban ismertetett SPCM-AQR-14 fotonszámláló modullal detektáltam a szórt fényt. A beérkező fotonok statisztikáját egy a National Instruments által gyártott, adatfeldolgozó számláló kártya mérte. Ebben az elrendezésben a detektorok jelei- egy gyors jelformáló elektronikán áthaladva kerülnek az NI-DAQ 6602 típusú adatfeldogozó kártyára. A számláló 80 MHz -es belső órajele 12,5 ns-os időbeli felbontást tesz lehetővé. A kártya működési elve, hogy minden egyes beérkező jelnek (minden egyes detektált fotonnak) regisztrálja az idejét. Az így elmentett értékekből a számláló kártyához írt megfelelő program segítségével nemcsak a fotonok követési idejének eloszlása, de az időegységre jutó fotonszám eloszlás, illetve a korrelációs függvény is számolható. Ennek a három függvénynek az ismerete kellőképpen jellemzi a plazmonokból származó fény statisztikai tulajdonságait.

5.3. Mérési eredmények

A felületi plazmonok által gerjesztett fény statisztikai tulajdonságait a fentiekben vázolt módszerekkel lemértem és összehasonlítottam a gerjesztő lézerfény statisztikai tulajdonságaival. A jobb összehasonlíthatóság érdekében a lézerfény vizsgálatánál annak teljesítményét – különböző optikai szűrőkkel- lecsökkentettem a gerjesztett fény intenzitására.

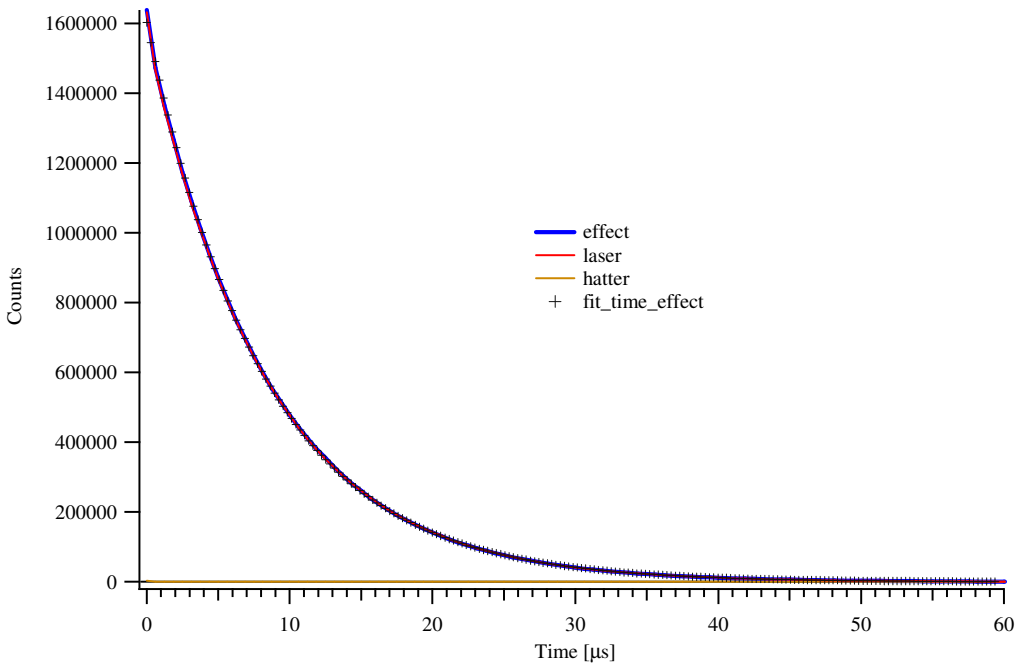
Az 5.5.ábrán a felületi plazmonok által gerjesztett fotonok követési távolságának eloszlása látható a Start-Stop módszerrel mérve, a sokcsatornás analizátorral megjelenítve. Az ábrán jól látszik, hogy mind a plazmonok által gerjesztett fény, mind a lézer görbéje exponenciálisan lecsengő és együtt fut. Az exponenciálisan lecsengő részben megfigyelhető egy kis kidomborodás, ami a detektorral való korábbi mérések ismeretében a detektor „after-pulsing" jelenségével magyarázható. Lavina fotodiódáknál és fotomultipliereknél előfordul, hogy egy másodlagos elektron, ami nem köthető egy detektált fotonhoz sem, lavina kisülést okoz. Ennek a másodlagos kisülésnek legnagyobb a valószínűsége egy tényleges foton detektálása után, a detektorra jellemző időeltolódással.



5.5. ábra: A fotonok követési távolságának időbeli eloszlása a Start-Stop módszerrel mérve A zöld görbe a plazmon effektus, a piros a lézer, míg a kék görbe a háttér fény eloszlását mutatja

Az 5.5. ábrán az exponenciálisan lecsengő görbék a 0-tól való eltolódását a detektor holtideje adja. A háttérzajból származó beütések száma elhanyagolható, a mérés során a jel/zaj viszony 30:1 körül volt. A háttérzajból származó beütéseket a polarizációs forgató 90°-os elforgatásával mértem. Ebben az esetben nem történik plazmon gerjesztés, viszont az összes, nem a jelenségből származó szórt fény jelen van.

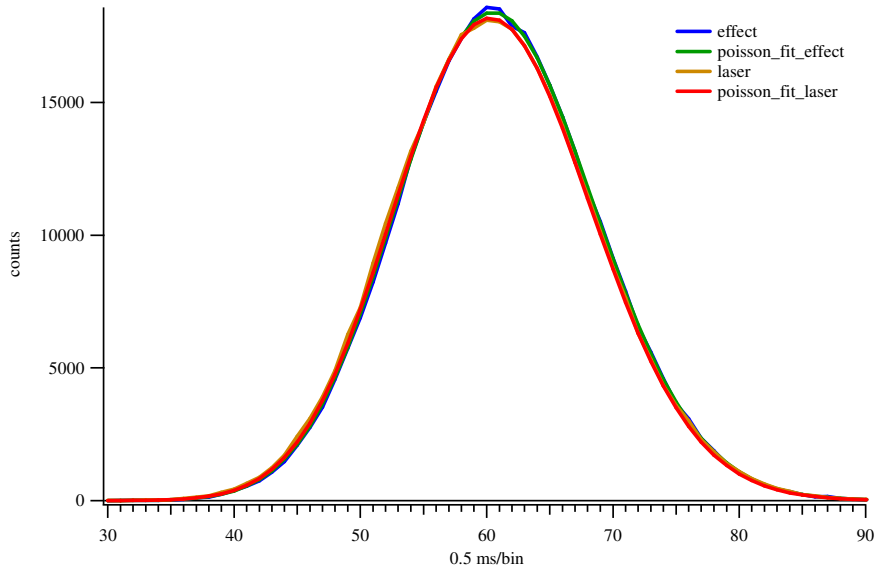
Az 5.6. ábra szintén a fotonok követési távolságának időbeli eloszlását szemlélteti, de már a fotonszámláló modullal detektálva és az adatfeldolgozó kártyával kiértékelve. Az ábrából jól látszik, hogy a plazmon gerjesztés görbéje megegyezik a gerjesztő lézerével, és jó egyezést mutatnak a rájuk illesztett exponenciális eloszlással. Az SPCM fotonszámláló modulnál az „afterpulsing" jelenségből származó beütések száma elhanyagolható, holtideje pedig mindössze 50 ns. A mérés során a háttérbeütések száma elhanyagolható volt, a jel/zaj viszony 70:1 volt.



5.6. ábra: A fotonok követési távolságának időbeli eloszlása
a DAQ adatfeldolgozó kártyával mérve

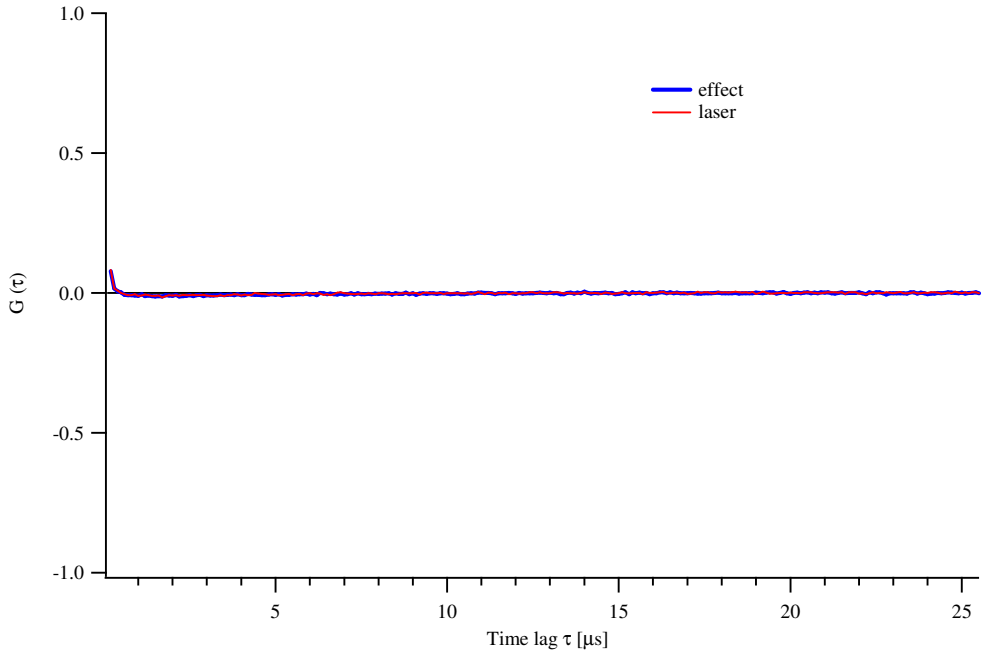
Ennek a mérési eljárásnak az előnye, hogy a detektálási események idejét rögzíti, így ezekből megfelelő program segítségével a követési idő eloszláson kívül más statisztikai jellemzők is számolhatók. Az 5.7. ábrán az 5.6. ábrán látható időbeli eloszlásokhoz tartozó fotonszám eloszlások láthatók. A mintavételezési idő 0,5 ms volt. Az ábrán a gerjesztő

lézerhez és a plazmonokból származó fényhez tartozó fotonszám eloszlások, ill. a rájuk illesztett Poisson eloszlások láthatók.



5.7. ábra: A felületi plazmonok (mért-kék, illesztett-zöld) és a gerjesztő lézer (mért-barna, illesztett-piros) fotonszám eloszlása

A fotonszám eloszlásokon kívül, a forrásadatokból meghatároztam a korrelációs függvényeket is, melyeket az 5.8. ábra szemléltet.



5.8. ábra: A korrelációs függvények

A korrelációs függvény azt mutatja, hogy a felületi plazmonok rekombinációja véletlenszerű folyamat. A görbe elején jelentkező kis csúcs az „afterpulsing”-nak felel meg, amit más hasonló mérés során is megfigyeltünk ebben az időtartományban.

A ~ 70-es jel/zaj viszony és ~ 1,5% mérési hiba mellett végzett mérések azt mutatták, hogy felületi plazmonok rekombinációja során keletkező fotonok statisztikája nem különbözik a gerjesztő fény (He-Ne lézer) statisztikájától. Ez arra mutat, hogy a plazmonok keletkezése és rekombinációja során ebben az intenzitás tartományban nem lépnek fel olyan jelenségek, amelyek megváltoztatják a fotonok véletlenszerű (Poisson-jellegű) viselkedését. Nagyobb intenzitások esetén felléphetnek olyan jelenségek, amelyek ezt a statisztikát megváltoztathatják. Egy impulzus üzemű infravörös lézerrel keltett plazmonok statisztikai tulajdonságainak vizsgálata folyamatban van.

6. Összefoglalás

A doktori munkám során a következő új eredményeket értem el:

1. Egy általam létrehozott berendezéssel összefonódott fotonpárokat generáltam, amelyeknek lemértem a koincidencia tulajdonságait. A koincidencia görbék alapján meghatározott összefonódott fotonpárok száma a generált fényben közel 3 nagyságrenddel meghaladja a zajból származó fotonok számát. Meghatároztam a generált összefonódott fotonok térbeli eloszlását és ~ 30 ps-os felbontással megmértem azok fotonstatisztikai tulajdonságait. Javaslatot tettem folyadékok törésmutatójának mérésére korrelált fotonpárok használatával. [89,94,95]

2. Korrelált fotonpárok felhasználásával kidolgoztam egy új mérési módszert fotodetektorok kvantumhatásfokának fényetalon nélküli meghatározására kétdetektoros eljárással. Az új eljárással megmértem több lavina fotodióda és fotonszámláló modul kvantumhatásfokát. [89]

3. Kidolgoztam egy új mérési eljárást fotoelektronsokszorozók kvantumhatásfokának meghatározására egydetektoros módszerrel. Megmértem az egy- és két-fotonos jelamplitúdó eloszlást, amely alapján egy detektorral szelektíven mérhetők ez egy- vagy két-fotonos beütések illetve azok eloszlása. A kidolgozott eljárással meghatároztam a vizsgált fotoelektronsokszorozók kvantumhatásfokát. [89]

4. Javasoltam és megvalósítottam egy előre programozható fotonszámú fényforrást, amellyel adott időintervallumban előre megadott n számú (n = 1, 2, 3, 4, 5, ….) fotont lehet generálni. Létrehoztam a berendezéshez szükséges opto-elektronikai egységeket, amelyekkel vezérelni lehet a berendezést. Demonstráltam ennek a fényforrásnak a működését különböző, előre beállított fotonszámok esetén. Rámutattam, hogy a létrehozott berendezés jól alkalmazható érzékeny fotodetektorok, képátalakítók, képerősítők kalibrálásánál, valamint fotonstatisztikai jelenségek vizsgálatánál. [90,91]

5. Kimutattam, hogy a koherens lézerfénnyel gerjesztett felületi plazmonok rekombinációja során kibocsátott fény statisztikai tulajdonságai, alacsony intenzitások esetén (5 mW He-Ne lézer), megegyeznek a plazmonokat gerjesztő fény statisztikai tulajdonságaival. A statisztikai jellemzőket a fotonszámeloszlás és a korrelációs függvény paramétereivel határoztam meg. [92, 93]

A tézispontokhoz kapcsolódó közlemények:

[89] D. Oszetzky, *Application of correlated photon pairs in optical metrology*, Quantum Electronics APH B **20**, 185-192 (2004).

[90] D. Oszetzky, A. Czitrovszky, A. V. Sergienko, *Designing a special light source with pre-determined number of photons*, SPIE **5161**, 352-357 (2003).

[91] D. Oszetzky, A. Nagy, A. Czitrovszky, Controllable photon source, SPIE **6372**, 39-44 (2006).

[92] N. Kroó, A. Czitrovszky, A. Nagy, D. Oszetzky, H. Walther, *Surface plasmons and photon statistics*, Journal of Modern Optics **53**, 2309-2314 (2006).

[93] N. Kroó, S. Varró, Gy. Farkas, D. Oszetzky, Nagy, A. Czitrovszky, *Quantum Metal Optics*, Journal of Modern Optics **54**, 2679-2688 (2007).

[94] D. Oszetzky, A. Czitrovszky, A. Nagy, *Photon statistic measurement of down-converted light*, SPIE **6028**, 449-454 (2005).

[95] D. Oszetzky, P.Gál, A. Czitrovszky, *New method for estimation of the refractive index of aerosols using entangled photon pairs*, Journal of Aerosol Science **33**, 281-282 (2004).

További közlemények:

[i] A Czitrovszky A, Farkas Gy, Bánó G, Nagy A, Oszetzky D, Jani P, Gál P, Donkó Z, Kiss Á, Rózsa K, Koós M, Varga P, Csillag L, *Lézerfejlesztések és lézeralkalmazások a KFKI-ban, majd az SZFKI-ban*, Magyar Tudomány; 1499-1515 (2005).

[ii] P. Gál, D. Oszetzky, A. Czitrovszky, D. Szigethy , *Monitoring of the aerosols by a mobile laboratory within the city of Budapest,* Journal of Aerosol Science **33**, 267-268 (2004).

[iii] A. Czitrovszky, P. Gál, D. Oszetzky, G. Lupkovics, A. Nagy, *Laser monitoring of the air pollution by aerosols,* SPIE **6024**, 57-62 (2005).

7. Irodalomjegyzék

[1] M. Bass, J. M. Enoch, E. W. van Stryland, W. L. Wolfe, Handbook of Optics, Vol. IV, McGraw-Hill, (2001).

[2] A. Yariv, Quantum Electronics, John Wiley, New York, (1989).

[3] Y. R. Shen, Principles of Nonlinear Optics, John Wiley, New York, (1984).

[4] N. Bloembergen, Nonlinear Optics, W. A. Benjamin Inc., (1965).

[5] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press, (2003).

[6] F. Zernicke, J. E. Midwinter, Applied Nonlinear Optics, Dover Publications, New York, (2006).

[7] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).

[8] J. M. Manley, H. E. Rowe, Proc. IRE **47**, 2115 (1959).

[9] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, Handbook of Nonliner Optical Crystals, Springer-Verlag, New York, (1991).

[10] P. G. Kwiat, Nonclassical Effects from Spontaneous Parametric Down Conversion, University of California at Berkeley, (1993).

[11] Y. H. Shih, Rep. Prog. Phys. **66**, 1009 (2003).

[12] C. K. Hong, L. Mandel, Phys. Rev. A **31**, 2409 (1985).

[13] H. Z. Cummins, E. R. Pike, Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy, Plenum Press, New York, (1974).

[14] B. Crosignani, P. Di Porto, M. Bertolotti, Statistical Properties of Scattered Light, Academic Press, (1975).

[15] L. Mandel, E. C. G. Sudarshan, E. Wolf, Proc. Phys. Soc. **84**, 435 (1965).

[16] L. Mandel, E. Wolf, Rev. Mod. Phys. **37**, 231 (1965).

[17] R. J. Glauber, Physics of the Quantum Electronics eds. P. L. Kelly, B. Lax, P. E. Tannenwald, McGraw-Hill, New York, (1966).

[18] P. L. Kelley, W. H. Kleiner, Phys. Rev. 136 A, 316 (1964).

[19] G. Bedard, Proc. Phys. Soc. **90**, 131 (1967).

[20] R. J. Glauber, Phys. Rev. **130**, 2529 (1963).

[21] B. R. Mollow, R. J. Glauber, Phys. Rev. **160**, 1076 (1967).

[22] W. H. Louisell, A. Yariv, Phys. Rev. **124**, 1646 (1961).

[23] J. P. Gordon, W. H. Louisell, L. R. Walker, Phys. Rev. **129**, 481 (1963).

[24] D. Magde, R. Scarlet, H. Mahr, Appl. Phys. Lett. **11**, 381 (1967).

[25] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer, Phys. Rev. Lett. **18**, 732 (1967).

[26] T. G. Giallorenzi, C. L. Tang, Phys. Rev. **166**, 225 (1968).

[27] D. C. Burnham, D.L. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970).

[28] B. R. Mollow, Phys. Rev. A **8**, 2684 (1973).

[29] R. Graham, Phys. Rev. Lett. **52**, 117 (1984).

[30] S. Friberg, L. Mandel, J. Opt. Soc. Am. **74**, 101 (1984).

[31] S. Friberg, C. K. Hong, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **54**, 2011 (1985).

[32] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, R. Y. Chiao, Phys. Rev A **45**, 6659 (1992).

[33] C. H. Monken, P. H. Suoto Riberio, S. Padua, Phys. Rev. A **57**, 3123, R2267 (1998).

[34] Z. Y. Ou, Y. J. Lu, Phys. Rev. Lett. **83**, 2556 (1998).

[35] S. Tanzilli, H. de Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. de Micheli, D. B. Ostrowski, N. Gisin, Electron. Lett. **37**, 26 (2001).

[36] M. C. Booth, M. Atatüre, G. Di Giuseppe, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, Phys. Rev. A **66**, 023815 (2002).

[37] A. N. Vamivakas, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, Phys. Rev. A **70**, 043810 (2004).

[38] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, P. H. Eberhard, Phys. Rev. A **60**, R773 (2004).

[39] Y. H. Kim, S. P. Kulik, Y. H. Shih, Phys. Rev. A **62**, 011802 (2000).

[40] Y. Nambu, K. Usami, Y. Tsuda, K. Matsumoto, K. Nakamura, Phys. Rev. A **66**, 033816 (2002).

[41] C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, H. Weinfurter, Phys. Rev. A **64**, 023802 (2001).

[42] R. Gosh, C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel, Phys. Rev. A **34**, 3962 (1986).

[43] A. Casado, A. Fernandez-Rueda, T. Marshall, R. Risco-Delgado, E. Santos, Phys. Rev. A **55**, 3879 (1997).

[44] M. A. Horne, A. Shimony, A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **62**, 2209 (1989).

[45] M. Koashi, K. Kono, M. Matsuoka, Phys. Rev. A **50**, R3605 (1994).

[46] D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, Phys. Rev. Lett. **74**, 3600 (1995).

[47] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, H. Wu, Phys. Rev. Lett. **57**, 2520 (1986).

[48] J. Janszky, Y. Yushin, Phys. Rev. A **36**, 1288 (1987).

[49] J. Janszky, Y. Yushin, Phys. Lett. A **137**, 451 (1989).

[50] J. Janszky, A. V. Vinogradov, Phys. Rev. Lett. **64**, 2771 (1990).

[51] P. Adam, J. Janszky, Y. Yushin, Phys. Lett. A **149**, 67 (1990).

[52] P. Adam, J. Janszky, A. V. Vinogradov, Phys. Lett. A **160**, 506 (1991).

[53] J. Janszky, P. Adam, Y. Yushin, Opt. Comm. **93**, 191 (1992).

[54] H. N. Hollenhorst, Phys. Rev. D **23**, 1669 (1979).

[55] Y. H. Shih, C. O. Alley, Phys. Rev. Lett. **61**, 2921 (1988).

[56] Y. H. Shih, A. V. Sergienko, Phys. Rev. A **50**, 2564 (1994).

[57] M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, A. V. Sergienko, Phys. Rev. A **50**, 5122 (1994).

[58] T. E. Kiess, Y. H. Shih, A. V. Sergienko, C. O. Alley, Phys. Rev. Lett. **71**, 3893 (1993).

[59] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, Y. H. Shih, Phys. Rev. Lett. **75**, 4337 (1995).

[60] A. Gábris, EPR-párok koherensállapot-bázisban, ELTE (2001).

[61] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).

[62] J. S. Bell, Physics **1**, 195 (1964).

[63] Z. Y. Ou, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **61**, 50 (1988).

[64] J. D. Franson, Phys. Rev. Lett. **62**, 2205 (1989).

[65] J. G. Rarity, P. R. Tapster, Phys. Rev. Lett. **64**, 2495 (1990).

[66] A. K. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).

[67] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, R. Y. Chiao, Phys. Rev. A **47**, R2472 (1993).

[68] W. Tittel. J. Brendel, B. Gisin, T. Herzog, H. Zbinden, N. Gisin, Phys. Rev. A **57**, 3229 (1998).

[69] C. K. Hong, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 58.

[70] A. L. Migdall, D. Branning, S. Castelletto, Phys. Rev. A **66** (2002) 053805.

[71] T. B. Pittman, B. C. Jacobs, J. D. Franson, Optics Communications **246** (2004) 545.

[72] T. Horikiri, T. Kobayashi, Phys. Rev. A **73** (2006) 032331.

[73] R. Allélaume, F. Treussart, J-M Courty, J-F Roch, New J. of Phys. **6**, 85 (2004).

[74] A. Kuhn, M. Hennrich, G. Rempe, Phys. Rev. Lett. **89**, 067901 (2002).

[75] R. M. Thompson, R. M. Stevenson, A. J. Shields, I. Farrer, C. J. Lobo, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, M. Pepper, Phys. Rev. B **64**, 201302 (2001).

[76] M. Pelton, C. Santori, J. Vucković, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **89**, 233602 (2002).

[77] A. Kiraz, M. Atatüre, A. Imamoğlu, Phys. Rev. A **69**, 032305 (2004).

[78] J. Peřina, Jr., O. Haderka, J. Soubusta, Phys. Rev. A **64**, 052305 (2001).

[79] S. Casteletto, I. P. Degiovanni, A. Migdall, M. Ware, New J. of Phys. **6**, 87 (2004)

[80] Négyjegyű függvénytáblázatok, Tankönyvkiadó, Budapest (1990).

[81] E. Hecht, Optics, 3rd ed., Addison-Wesley, Reading, (1998).

[82] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics (7th expanded ed.), Cambridge University Press, Cambridge, (1999).

[83] A. Otto, Z. Physik, **216**, 398 (1998).

[84] T. L. Ferrel, T. A. Callcott, R. J. Warmack, American Scientist **73**, 344 (1985).

[85] H.J. Simon, D. E. Mitchell, J. G. Watson, Am. J. Phys. **43**, 630 (1975).

[86] H. Raether, E. Kretschmann, Z. Naturforsch, **23A**, 2136 (1968).

[87] U. Schröter, D. Heitmann, Phys. Rev. B **60**, 4992 (1999).

[88] V. N. Konopsky, E. V. Alieva, Phys. Rev. Lett. **97**, 253904 (2006).

[89] D. Oszetzky, Quantum Electronics APH B **20**, 185 (2004).

[90] D. Oszetzky, A. Czitrovszky, A. V. Sergienko, SPIE **5161**, 352 (2003).

[91] D. Oszetzky, A. Nagy, A. Czitrovszky, SPIE **6372**, 39 (2006).

[92] N. Kroó, A. Nagy, A. Czitrovszky, D. Oszetzky, H. Walther, Journal of Modern Optics **53**, 2309 (2006).

[93] N. Kroó, S. Varró, Gy. Farkas, D. Oszetzky, Nagy, A. Czitrovszky, Journal of Modern Optics **54**, 2679 (2007).

[94] D. Oszetzky, A. Czitrovszky, A. Nagy, SPIE **6028**, 449 (2005).

[95] D. Oszetzky, P.Gál, A. Czitrovszky, Journal of Aerosol Science **33**, 281 (2004).

8. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani mindazoknak, akik valamilyen módon hozzájárultak munkám sikeréhez és dolgozatom elkészültéhez.

Külön köszönettel tartozom témavezetőmnek, Czitrovszky Aladárnak támogatásáért, útmutatásáért, bátorításáért, és a kutatómunkához szükséges légkör biztosításáért, amellyel jelentős mértékben hozzájárult munkám sikeréhez.

Köszönöm Nagy Attilának a mérésekben és azok kiértékelésében nyújtott segítségét.

Köszönöm Nemes Tibornak, hogy szakértelmével hozzájárult az elektronikai egységek megtervezéséhez és legyártásához.