

TDK Dolgozat

Új típusú, félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók vizsgálata

Fülep Csilla

Témavezető: Dr. Lőrincz Emőke
Egyetemi docens
BME Fizika Intézet
Atomfizika Tanszék

BME
2013

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Szcintillációs detektorok, hagyományos fotoelektron-sokszorozók	3
3. Félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók	5
3.1. Lavina fotodiódák	5
3.2. A vizsgált Hamamatsu detektor paraméterei	8
4. A Hamamatsu SiPM-ek tulajdonságai az irodalom alapján	11
4.1. Az erősítés	11
4.2. A dinamikus tartomány	13
4.3. A fotodetektálási határfok	17
5. Hamamatsu passzív paramétereinek vizsgálata	20
5.1. Reflexió mérése	20
6. Mérési elrendezés, vizsgálati eszközök az aktív mérésekhez	23
6.1. Mérési elrendezés, mérési paraméterek	23
6.2. Az adatgyűjtő rendszer	24
6.3. A fényforrás vizsgálata	25
7. Hamamatsu aktív paramétereinek vizsgálata	30
7.1. A pixelek egyformaságának vizsgálata	30
7.2. Dinamikus tartomány meghatározása	32
7.3. Optikai áthallás vizsgálata	34
8. Szcintillációs kristályokkal végzett vizsgálatok	36
8.1. LYSO szcintillációs kristály	36

8.2. Szimulációs vizsgálatok	38
8.3. Mérési paraméterek, eszközök	40
8.4. Mérési eredmények, következtetések	42
9. Összefoglalás	47
Függelék	47
A. SPADnet detektor	48
B. MATLAB szimulációs kód	52

1. fejezet

Bevezetés

Napjainkban az elektronikus eszközök legtöbb fajtájának felépítésében fontos szerepet játszanak a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók (SiPM - Silicon Photomultiplier), melyek több területen is részben kiszorították helyükről a hagyományos fotoelektron-sokszorozó csöveket (PMT - Photomultiplier Tube) és a lavina fotodiódákat (APD - Avalanche Photodiode). Ezen területek közé tartozik a nagyenergiás fizikai alkalmazások és az asztrofizika mellett az orvosi képalkotás is. [1]

A SiPM-ek egyik legnagyobb előnye a hagyományos PMT-vel szemben, hogy ezek a detektorok felépítésük, illetve működési elvük következtében nem érzékenyek a külső mágneses térre. Emellett a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók erősítése elérheti a $10^5 - 10^6$ értéket is, ami egy nagyságrendbe esik a hagyományos PMT-k erősítésével, és ez lényegesen kisebb előfeszítések, 20-30 V, esetén is megvalósítható. Ennek következtében az alkalmazásukhoz nem szükséges sem külső erősítő, mint az APD-k esetén, sem nagyfeszültségű tápegység, mint a PMT-k esetén, melyek számottevően korlátozzák ezek felhasználhatóságát. Ezenkívül a SiPM-ek kis mérete és relatíve alacsony csatornánkénti ára nagymértékben elősegíti széles körben való alkalmazhatóságukat. Továbbá a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozók a hagyományos PMT-vel szemben pixelezett detektorok, így lehetőség nyílik folytonos szcintillációs kristálytömbök alkalmazására a szcintillátormátrixok helyett. Ezek nagy előnye, hogy előállításuk lényegesen olcsóbb és egyszerűbb, mint a kristálymátrixoké. Hátrányuk azonban, hogy míg a szcintillátormátrixok esetében a fényfelvillanás helye az egy adott pozíciójú kristályban történő szcintilláció következtében ismert, addig a folytonos tömbök esetén a pixelezett detektorral mért fényeloszlásból van lehetőség a szcintilláció helyének meghatározására.

Munkám során tanulmányoztam a félvezető alapú fotoelektron-sokszorozókat, mind az irodalom, mind mérések segítségével. Megismertem felépítésüket, működési elvüket és legfontosabb jellemző paramétereiket. Vizsgálataim során egy Hamamatsu által gyártott C11206-0404FB(X) típusú, S11830-3344MF cikkszámú analóg többpixeles félvezető alapú fotonszámlálót használtam. Szakdolgozatom készítése során céloom az adott Hamamatsu félvezető alapú fotoelektron-sokszorozó aktív és passzív jellemzőinek feltérképezése volt. A passzív jellemzők közül a detektor reflexióját vizsgáltam a hullámhossz, illetve a beesési szög függvényében. Az aktív jellemzők közül meghatároztam a pixelek dinamikus tartományát, a pixelek közötti optikai áthallás mértékét, illetve a detektor pixeleinek egyformaságát. Eredményeim alapján megállapítható, hogy gerjesztés hatására a detektor válaszeje az elméleti várakozásoknak megfelelően kis intenzitás esetén lineárisan arányos a gerjesztés mértékével, nagyobb intenzitások esetén azonban telítődő jeleget mutat. TDK munkám során γ - illetve UV-fotonnal gerjesztett LYSO szcintillációs kristályból kilépő lumineszcens fény detektálását végeztem. Az irodalom alapján [2] a LYSO kristály optikai és γ gerjesztésre adott spektrális válasza megegyezik, ezért a kétféle gerjesztés ekvivalenciáját vizsgáltam. Méréseim során a rendszer több paraméterét is változtattam, így vizsgálatokat végeztem különböző méretű kristálytűkkel, illetve különböző sugárforrásokkal valamint UV-gerjesztéssel is. Emellett egy saját készítésű MATLAB szimuláció segítségével vizsgáltam a detektálható fotonok számát a szcintilláció kristálytűn belüli magasságának függvényében a méréseim során alkalmazott két kristálytű esetében.

TDK munkám kapcsolódik egy 2010-ben elindult 4 éves futamidejű FP7-es európai (SPADnet) és egy 4 éves OTKA (CK 80892) pályázathoz, valamint az Atomfizika Tanszék és a Mediso KFT együttműködéséhez.

2. fejezet

Szcintillációs detektorok, hagyományos fotoelektron-sokszorozók

A szcintillációs detektorokban a γ fotonok detektálása egy kétlépcsős folyamatban zajlik. Az első lépés a γ fotonok szcintillációs kristályokban történő látható fényre konvertálása. A γ fotonok szcintillációs kristályban történő elnyelődése nagyenergiás szabad elektronok keletkezését vonja maga után. Az elsődlegesen keltett elektronok további elektronokat gerjesztenek, melyek relaxációjuk során látható fényt bocsátanak ki. Ezt követően a fotodetektorok a már látható tartományba eső fényt alakítják elektromos jellé. Annak ellenére, hogy ezzel a kétlépcsős konverzióval elkerülhetetlen a jelvesztés, mégis ez egy gyors és hatékony módszere a detektálásnak. A szcintillációs jelenségek detektálásának egyik legelterjedtebb módja a fotoelektron-sokszorozók használata. A hagyományos PMT-k felépítésében egy vákuumcsőben elhelyezett fotokatód, egy anód és egy dinódasor vesz részt. A fotokatód egy fényérzékeny elektróda, melynek feladata a beérkező fényjel elektromos jellé alakítása, mely a fotoeffektuson alapul. A katód anyagának kilépési munkájánál nagyobb energiával érkező fotonok a fotoeffektus révén elektronok kilépését eredményezik. A PMT-k egyik fontos jellemzője a kvantumhatásfok (QE - Quantum Efficiency), mely megadja, hogy egy abszorbeált foton esetén milyen valószínűséggel lép ki elektron a fotokatódból. A dinódák az elektronok gyorsításában, sokszorozásában, valamint a katódtól az anód felé való továbbításában vesznek részt. Ezt úgy valósítják meg, hogy a dinódák összekötése során egy elektromos potenciállétrát hoznak létre, így az egymást követő elektródák közt fellépő potenciálkülönbség gyorsítja az elektronokat, majd a becsapódó, nagy energiára szert tett elektronokat a szekunder emisszió révén sokszorozza. Így az erősítés az anód és katód közé kapcsolt előfeszítéstől függ, kV-os nagyságrendű előfeszítés esetén a

PMT-k erősítése elérheti a 10^6 -t. [3] A hagyományos fotoelektron-sokszorozók működési elvük következtében nagyon érzékenyek a külső mágneses térre. Emellett viszonylag nagy méretűek és drágák, mert a vákuumcsőben lévő bonyolult mechanikus szerkezetek általában kézi gyártásúak. További hátrányt jelent a működésükhöz szükséges nagy feszültség is. Előnyük a hőmérséklet-ingadozásokra való kis érzékenyséjük, aminek következtében széles hőmérséklet-tartományban stabilan működnek, valamint a széles körű alkalmazhatóságuk. Ezen hátrányokból adódóan volt szükség új, más típusú fotodetektorok kifejlesztésére, melyek felválthatják a hagyományos PMT-eket és megoldást nyújthatnak olyan alkalmazási területeken, amelyekre a PMT-vel nem volt lehetőség.

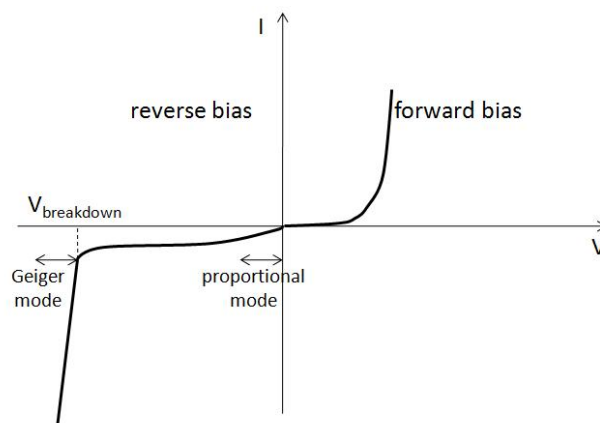
3. fejezet

Félvezetű alapú fotoelektron-sokszorozók

A fent említett hátrányok leküzdése legeredményesebben a félvezetű alapú fotoelektron-sokszorozók segítségével oldható meg, melyek a szilárdtest fotodetektorok csoportjába tartoznak. Amellett, hogy a SiPM-ek megoldást jelentenek a hagyományos PMT-k hiányosságainak pótlására, további előnyeik közé tartoznak a nagy erősítés kis előfeszítések esetén is, valamint a magas detektálási hatások. A SiPM-ek olyan fotonszámlálók, melyek felépítésében nagyszámú, nagyságrendileg $10^3/\text{mm}^2$ mikropixel vesz részt, mátrixba rendezve. Minden egyes pixel egy-egy Geiger-módban működő lavina fotodióda, melyek egy közös szilícium szubsztrátra vannak építve. Az egyes lavina diódák egymással párhuzamosan vannak kötve és minden pixelhez tartozik egy külön kiolvasó áramkör. Ezzel a konstrukcióval lehetőség nyílik a pixelek egyidejű, egymástól független kiolvasására, valamint a pixelek összegjelének vizsgálatára. [4]

3.1. Lavina fotodiódák

A lavina diódák kifejlesztésében fontos szerepet játszottak a hagyományos PMT-k alternatívájaként vizsgált PIN fotodiódák, melyeket elsősorban nagyenergiás fizikai kísérletekben alkalmaztak. A PIN diódák működési elve a félvezetők szilárdtestfizikai sávszerkezet elméletén alapszik. Eszerint a félvezetőkben, a szigetelőkhöz hasonlóan, a vezetési sáv és a vegyérték sáv egymástól elkülönül, köztük egy tiltott sáv helyezkedik el. A különböző vezetési típusú félvezetők közül létrehozott p - n átmenetek esetén az egyensúly kialakulásának feltétele a Fermi-szintek kiegyenlítődése, melynek következtében potenciálkülönbség jön létre a p - n átmeneten.



3.1. ábra. A $p-n$ diódák áram-feszültség karakterisztikája [3]

Ennek hatására a töltéshordozók egy része az ellentétes tartományba diffundál, így létrehozva a két réteg között egy kiürített tartományt, mely a detektor érzékeny térfogatát szolgáltatja. A kiürített tartományban elnyelődő fotonok hatására megváltozik a rendszer vezetőképessége, melynek mérése alapján meghatározható a beeső fénymennyiség. A PIN diódák működési elvük következtében a hagyományos PMT-k egyes hátrányait kiküszöbölték, de mégsem adtak teljes körű megoldást a helyettesítésükre. Ennek oka, hogy alkalmazásukhoz szükség van külső, töltésfüggetlen erősítő használatára is, mert nincs belső erősítésük, valamint relatíve nagy termikus zajjal rendelkeznek, így nem alkalmasak csak több fotont tartalmazó fényjelek detektálására. A lavina fotodiódák megalkotásának történetében az áttörést az MRS APD (Metal-Resistor-Semiconductor Avalanche Photodiode) jelentette. Ezekben az eszközökben egy fém réteg és egy SiC vagy Si_xO_y réteg korlátozza a kisüléseket az elektromos tér lokális csökkentése révén. Ezt követően már egyértelmű volt, hogy az MRS szerkezetet kell különálló ellenállásokkal ellátott cellákra osztani. [5] Az így létrehozott APD-k egyszerre rendelkeznek a hagyományos PMT-k és a PIN diódák előnyeivel is. Így nagy az erősítésük és gyors válasszal rendelkeznek, valamint viszonylag kis méretűek, olcsók, nagy kvantumhatásfokkal rendelkeznek és működésüket nem befolyásolja a külső mágneses tér.

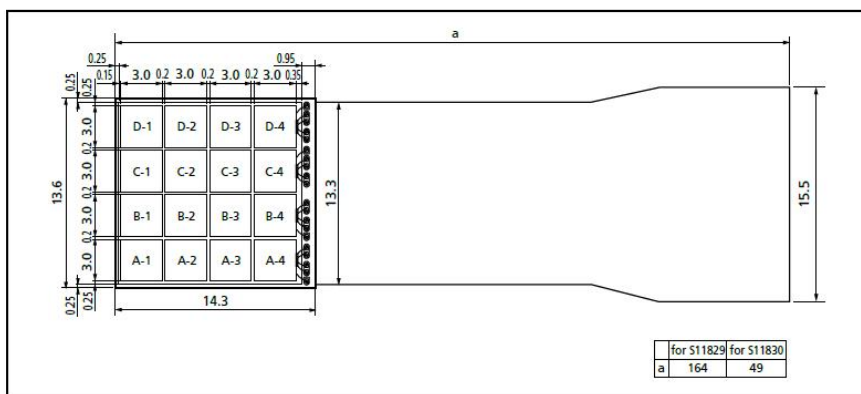
A lavina fotodiódák működtetése két egymástól jól elkülönített feszültség-tartományban, így két alapjaiban eltérő, proporcionális- és Geiger-, üzemmódban is lehetséges. A működési elvük alapját a $p-n$ diódák áram-feszültség karakterisztikája szolgáltatja, mely a 3.1 ábrán látható. Mindkét üzemmód esetén a dióda záróirányban van előfeszítve. A detektálás során a $p-n$ átmenet kiürített tartományában abszorbeált fotonok elektron-lyuk párokat hoznak létre, melyek a potenciálkülönbség hatására ellentétes irányban gyorsulnak. A felgyorsított, többlet energiával

rendelkező töltéshordozók ütközések révén ionizációt váltanak ki, ezzel tovább növelve a töltéshordozók számát. Proporcionális üzemmódban a diódára kapcsolt negatív feszültség értéke lényegesen kisebb a dióda letörési feszültségénél. Ekkor a lavina kialakításában elsősorban az elektronok vesznek részt és így a töltéshordozók száma a lavina folyamán végig arányos marad az abszorbeált fotonok számával. Tehát ebben az esetben a dióda kimenő árama arányos a beérkező fotonok számával. Ezzel szemben a Geiger-módban működő diódák esetén a negatív irányú előfeszítés értéke pár volttal meghaladja a letörési feszültség értékét. Ebben az esetben már nem csak az elektronok, hanem a lyukak is korlátlan lavinát hozhatnak létre, akár egy abszorbeált foton esetén is. Ekkor a dióda kimenő árama független a beérkező fotonok számától és a folyamatosan fokozódó lavina miatt a végtelenig nőne. Ennek elkerülése érdekében, hogy a diódát ne károsítsa a rajta átfolyó túl nagy áram, egy kioltó áramkör csatlakozik a diódához. Ezek közül megkülönböztetünk aktív és passzív kioltó áramköröket. Passzív kioltás esetén egy nagyságrendileg $10^5 \Omega$ -os ellenállás van sorba kötve a diódával. Amennyiben a dióda kimenő árama túl nagy, akkor a kioltó ellenálláson eső feszültség hatására feszültségesés következik be a diódán. Ennek következtében a dióda előfeszítése a letörési feszültség alá csökken, ami véget vet a lavinafolyamatnak. A rendszer parazita kapacitásainak valamint a cellák belső kapacitásának következtében egy karakterisztikus időre van szükség ahhoz, hogy a dióda előfeszítése újra a letörési feszültség alá csökkenjen. Ezalatt az idő alatt a cella nem képes újabb fotont detektálni, ezért ezt az időt feléledési időnek is nevezik. A feléledési idő nagyságrendje a kioltó ellenállásnak és a dióda kapacitásának szorzatával esik egybe. A passzív kioltás viszonylag egyszerűen megvalósítható a gyakorlatban, ezért a kereskedelemben forgalmazott detektorok többségében ezt alkalmazzák, annak ellenére, hogy ez megszorításokkal jár az alkalmazhatóság tekintetében. A detektor kimenő jelének alakja függ a kioltásban alkalmazott passzív elemektől, melyek hőmérsékletfüggőek, így befolyásolhatják az eszköz működését. Emellett a passzív kioltás általában nagy és a hőmérséklet függvényében változó feléledési időt von maga után, mely hatással van a detektor dinamikus tartományára, valamint a számlálási sebességére. Az aktív kioltást komparátor alapú visszacsatoló áramkörökkel valósítják meg, melyek egyszerre tartalmaznak érzékelő és kioltó rendszert is. Amikor az áramkör egy lavina fokozatos növekedését érzékeli, akkor egy megfelelően irányított feszültségforrás segítségével a visszacsatoláson keresztül kioltja a lavinát. A feszültségforrás feladata a kioltás mellett a detektor előfeszítésének helyreállítása is, mely így lényegesen gyorsabban megvalósítható, mint passzív kioltás esetén. Az aktív kioltás legnagyobb előnye a rövid feléledési idő, mellyel nagy számlálási sebesség ér-

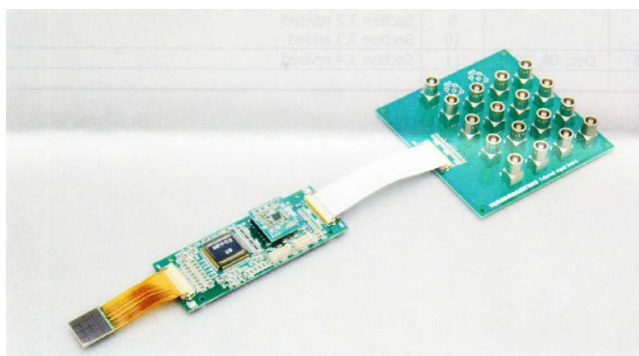
hető el. Az aktív kioltás hátránya, hogy az alkalmazott áramkörök nagyobb helyet foglalnak el, mint a passzív kioltáshoz szükségesek, ezzel csökkentve az eszköz hatékony területét. A detektálási határfok tekintetében azonban a nagyobb számlálási sebesség kompenzálja a rosszabb kitöltési arányt. [3] Mivel a Geiger-módban működő APD-k esetén már egyetlen foton is korlátlan lavinát válthat ki, s így a dióda kimenő árama független a beérkező fotonszámtól, ezért a kimenő jel nem tartalmaz információt a beeső fotonfluxusról. Tehát egyetlen G-APD bináris eszközként használható, mely csak arról ad számot, hogy volt-e abszorbeált foton vagy sem. Így a belépő fotonszámról csak több, egymással párhuzamosan kapcsolt G-APD esetén nyerhető információ. Az így létrehozott detektorok a SiPM-ek, melyek mikrocelláit az egymással párhuzamosan kapcsolt, mátrixba rendezett G-APD-k alkotják. A SiPM-ek esetében minden egyes cella külön kioltó ellenállással és kiolvasó áramkörrel van ellátva, így ezek egymástól függetlenül működhetnek. A kimenő jelet a mikrocellák jeleinek összege adja, mely arányos a gerjesztett cellák számával. Abban az esetben, ha a mikrocellák száma nagyobb, mint a beérkező fotonok száma, minden mikrocellában egy foton váltja ki a lavinát és a feléledési idő alatt nem éri több foton a cellákat, akkor a kimenő jel a beérkező fotonok számával is arányos. [1]

3.2. A vizsgált Hamamatsu detektor paraméterei

Vizsgálataim fő részét egy Hamamatsu által gyártott, C11206-0404FB(X) típusú, S11830-3344MF cikkszámú analóg többpixeles félvezető alapú fotonszámlálóval végeztem, melynek elsődleges alkalmazási területei a PET detektorok, illetve a nagyenergiás fizikai kísérletek. A vizsgált detektor 16 független csatornát tartalmaz, melyeknek megfelelő pixelek 4×4 -es elrendezésben helyezkednek el, így a kialakítása maximális térbeli felbontást tesz lehetővé minimális holtterrel. Az egyes pixelek $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ -es négyzetek, melyek közt $0,2 \text{ mm}$ holtteret találhatók. Az eszköz két egymással szemközti szélén $0,25 \text{ mm}$ holtteret helyezkedik el, míg a harmadik oldal mentén $0,15 \text{ mm}$, és a negyedik oldal mentén pedig $0,35 \text{ mm}$ a pixelek jelének kivezetése miatt, ami minden pixelre ugyanezen az oldalon van megoldva. A teljes detektor három oldalon még plusz $0,25 \text{ mm}$ -rel szélesebb, míg a kivezetés oldalán ez $0,95 \text{ mm}$. A detektor méretarányos felépítése a 3.2 ábrán látható. Minden egyes csatorna 3600 mikrocellát tartalmaz, 60×60 -as elrendezésben, ahol az egyes cellák $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ -esek. A teljes eszköz geometriai kitöltési tényezője $61,5 \%$, mely az egyes pixelek 70% -os kitöltési arányából valamint a 3 mm széles pixelekből és közöttük lévő $0,2 \text{ mm}$ széles holtteréből tevődik össze. Az eszköz a $320\text{-}900 \text{ nm}$ -es

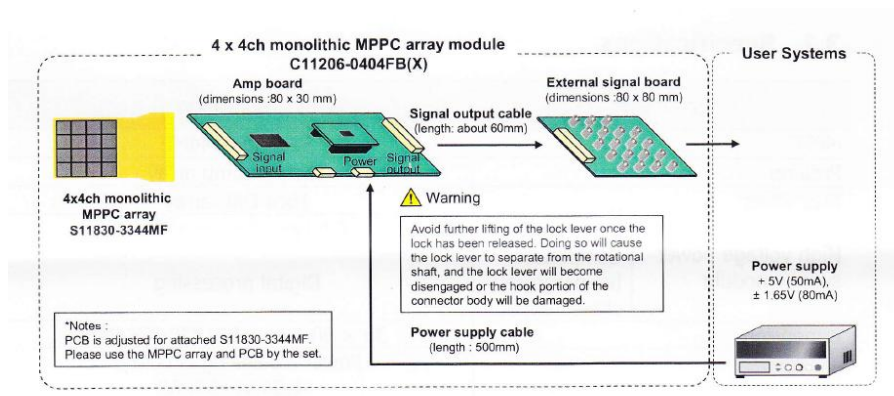


3.2. ábra. A vizsgált Hamamatsu detektor méretei [7]



3.3. ábra. A modul képe [8]

hullámhossz-tartományban detektál, ezen belül is a 440 nm-es hullámhosszon a legérzékenyebb, ahol a fotodetektálási hatásfok 50 %. A detektor jelének csatornánkénti kivezetését egy hajlékony (FPC - Flexible Printed Circuit) kábel biztosítja, mely az előerősítőre (Preamp board) juttatja a jelet. Az erősítés tipikus értéke $7,5 \cdot 10^5$. Erre a panelre csatlakozik a tápegység is, mely egyszerre biztosít $\pm 1,65$ V feszültséget és 80 mA-es áramerősséget az analóg áramkörök részére, valamint 5 V feszültséget és 50 mA-es áramerősséget a digitális áramkörök részére. A detektor 70 V-os előfeszítését szintén a nagyfeszültségű tápegység szolgáltatja. Az áramellátás mellett a tápegység feladata a hőmérséklet-ingadozások kompenzálása is, ami a detektor stabil működését biztosítja. Az előerősítőről a csatornánkénti-, valamint az összegjel egy 30 csatornás kábelén keresztül jut a külső panelre (External Signal Board), majd egy Vertilon által gyártott sokcsatornás adatgyűjtő rendszerbe. A modul blokk-sémája illetve képe a 3.3 illetve a 3.4 ábrákon látható. A modul sötét árama tipikusan $3 \mu\text{A}$ csatornánként, kapacitása pedig 320 pF/csatorna. A detektor rövid, impulzusszerű gerjesztésekre adott válaszában a felfutási idejét a fényimpulzus alakja határozza meg, míg a lecsengési időt döntően az eszköz kapacitása befo-



3.4. ábra. A modul blokk-sémája [8]

lyásolja. A detektor nagyon jó időfelbontással rendelkezik, melynek félértékszélessége 500-600 ps. [6], [7], [8]

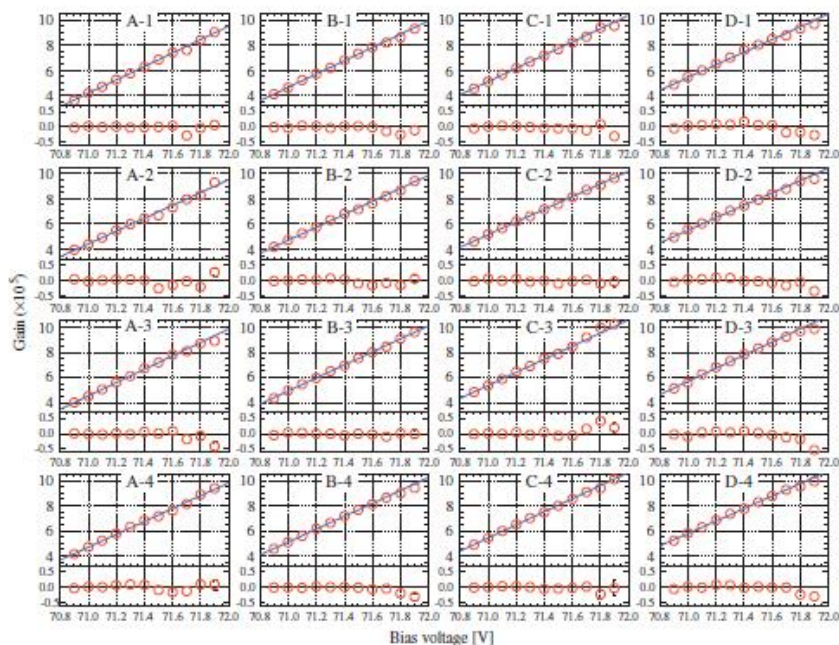
4. fejezet

A Hamamatsu SiPM-ek tulajdonságai az irodalom alapján

A SiPM-ek monolitikus tömbökben való alkalmazása kedvezőbb, mint az egyes eszközök összeillesztése, mert így az egyes pixelek erősítésében, sötét áramában és detektálási határfokában nagyfokú egyezés érhető el, valamint minimalizálható a pixelek közötti holttér, aminek következtében nő az eszköz kitöltési tényezője. A többpixeles fotonszámológók előnyei közé tartozik kompaktságuk, hatékony időfelbontásuk, szobahőmérsékleten való alkalmazhatóságuk és a mágneses térre való érzéketlenségük. Ezekhez a pozitív tulajdonságokhoz azonban társul néhány negatív is, melyek korlátozzák az MPPC-k (Multi Pixel Photon Counter) alkalmazhatósági körülményeit.

4.1. Az erősítés

A hatékony jelfeldolgozás és az önkonzisztens működés szempontjából igen fontos paraméter a detektor erősítése. Abban az esetben, ha az eszköz erősítése nem elég nagy, akkor a kimenő jelet a további feldolgozása előtt külső erősítővel kell növelni, ami plusz zajjal terheli a rendszert. Ezzel szemben kellően nagy belső erősítés esetén javítható a jel-zaj viszony és csökkenthetők a statisztikus bizonytalanságok. Ez jelenti az APD-k egyik nagy hátrányát, mivel a lavinadiódák esetében az erősítés értéke csak 100-200. Ezzel szemben a SiPM-ek erősítése elérheti a $10^5 - 10^6$ értéket is, mely nagyságrendileg összemérhető a hagyományos fotoelektron-sokszorozók erősítésével, de lényegesen kisebb előfeszítések esetén is megvalósítható, mint a PMT-k esetében. Az erősítés megfelelően nagy mértéke mellett annak állandó értéken tartása is fontos feladat



4.1. ábra. A detektor pixeleinek erősítése és a lineáris viselkedéstől való eltérése a feszültség függvényében 0°C hőmérsékleten [9]

a detektor működése során, annak érdekében, hogy minden abszorbeált foton esetén ugyanakora jelet kapjunk, s ezáltal a kimenő jel arányos legyen a detektált fotonok számával. Ehhez azonban megfelelően kontrollált körülmények között kell működtetni az eszközt, mert az erősítés értéke függ a hőmérséklettől és az előfeszítés nagyságától is. Állandó előfeszítés esetén a hőmérséklet növelésével csökken az erősítés értéke, melynek magyarázata, hogy magasabb hőmérsékleten a kristály rácsrezgései fokozódnak, így a fononokkal történő ütközés a töltéshordozók energiájának nagyobb hányadát oltja ki. Rögzített feszültségérték mellett a hőmérséklet és az erősítés közötti kapcsolat lineáris, negatív arányossági tényezővel. [3] Állandó hőmérséklet esetén az előfeszítés növelésével nő a detektor erősítése. Ebben az esetben is lineáris az arányosság, de itt pozitív arányossági tényezővel. A 4.1 ábrán az egyes pixelek erősítése és lineáris viselkedéstől való eltérése látható az előfeszítés függvényében 0°C hőmérsékleten. A 4.1 ábra a lineáris viselkedés mellett a pixelek egyformaságát is nagyon jól szemlélteti. Az illesztések alapján a vizsgált Hamamatsu detektor esetében a mért erősítés-működési feszültség függvények meredeksége $5,16 \cdot 10^5$ $1/\text{V}$, melynek értékében mindössze 4 % eltérés figyelhető meg az egyes pixelek között. [9] Ez a nagyfokú hasonlóság elengedhetetlen a detektor működése során, mert csak így érhető el, hogy a teljes felület azonos válasszal rendelkezzen azonos gerjesztések

hatására. Az erősítés nagyságára a 4.1 összefüggés érvényes:

$$M = \frac{(C_D + C_q) \cdot V_{ob}}{e}, \quad (4.1)$$

ahol M az erősítés értéke, C_D a mikrocella kapacitása, C_q a kioltó ellenállás parazita kapacitása, V_{ob} a túlfeszültség, ami a működési feszültség és a letörési feszültség különbsége, és e az elemi töltés nagysága. Mivel az erősítés függ a túlfeszültségtől, ezért ha a detektorral sorba van kötve valamilyen ellenállás, akkor értéke nem állandó a működés során. A sorba kötött ellenállás lehet a söntellenállás, az előerősítő bemeneti ellenállása vagy a tápkábel szűrő áramkörének ellenállása. Ez az erősítés-változás azokban az esetekben válthat ki jelentős hatást, amikor a fényimpulzus hossza összemérhető a detektor kimenő jelének hosszával. A jelenség magyarázata, hogy a cellák gerjesztésének hatására létrejövő áram a sorba kötött ellenálláson feszültségugrást okoz, aminek következtében a detektor működési feszültsége ugyanannyival csökken. Abban az esetben, ha a bekövetkező feszültségugrás mértéke, ami az ellenállás nagyságától és a gerjesztett cellák számától függ, elég nagy, akkor az erősítés változása is jelentős. Ehhez hasonló csökkenés figyelhető meg a kimenő jelben akkor is, ha egy cella túl gyorsan detektál egymás után két fotont. A kisülés után időre van szükség ahhoz, hogy a cellák visszaálljanak a működési feszültségre. Ha a későbbi foton beérkezésekor az előfeszítés még kisebb, mint a letörési feszültség, akkor a foton nem detektálható. Ha azonban már elkezdődött a feszültség újratöltődése, akkor a foton detektálható, de az általa kiváltott jel kisebb, aminek oka, hogy a feszültség még nem állt teljesen helyre, így a hozzá tartozó túlfeszültség és a vele arányos erősítés is kisebb. Rövid fényimpulzusokkal történő gerjesztés során ennek az effektusnak nincs számottevő hatása a kimenő jelre nézve. Azonban gyors pulzusok esetén egy másik hatás okozhat a lineáristól eltérő viselkedést, melynek oka, hogy az egyszerre gerjesztett cellák számának függvényében eltérő lehet a lavinák kioltásához szükséges idő. [10]

4.2. A dinamikus tartomány

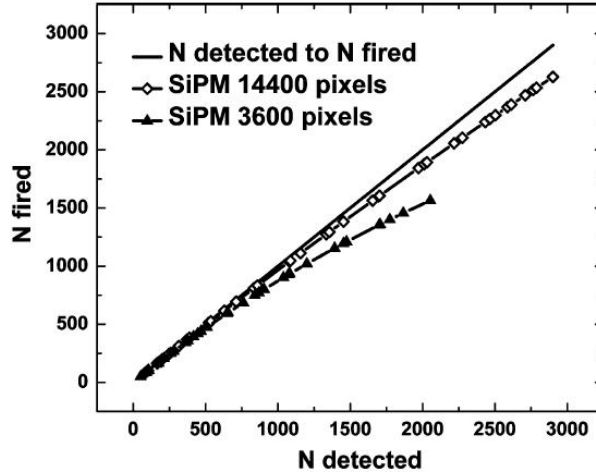
A detektor működése szempontjából rendkívül fontos tulajdonsága a dinamikus tartománya, melyen belül a kimenő jel arányos a beérkező fotonok számával. Mivel a lavinákat nem csak fotonok válthatják ki, hanem létrehozhatják termikusan gerjesztett elektronok is, melyek a hőmérséklet függvényében adott zajjal terhelik a rendszert, ezért a dinamikus tartományt a zaj alulról korlátozza. Emellett, mivel a pixeleket felépítő mikrocellák Geiger-módban működő lavina fotodiódák, így bináris eszközök, ezért a detektorban lévő cellák száma felülről korlátozza

a dinamikus tartományt. Ennek oka, hogy a G-APD-k kimenő jele független a beeső fotonok számától, illetve minden foton által kiváltott lavina után a jelzett mikrocellának időre van szüksége ahhoz, hogy újra gerjeszthető legyen, így a holtidőben beérkező fotonok nem detektálhatóak. Amennyiben több foton vált ki egy lavinát vagy a feléledési időn belül újabb foton érkezik a mikrocellára, akkor a detektor válasza, mely arányos a jelzett cellák számával, nem lesz arányos a bejövő fotonokkal, kisebb lesz annál. A jelzett cellák számára a 4.2 elméleti összefüggés ad egy alsó becslést a belépő fotonok számának függvényében.

$$N_{jelzett} = N_{cella} \cdot (1 - \exp(-\frac{N_{foton} \cdot PDE}{N_{cella}})), \quad (4.2)$$

ahol $N_{jelzett}$ a gerjesztett cellák száma, N_{cella} az összes mikrocellák száma, N_{foton} a beérkező fotonok száma és PDE a fotodetektálási hatásfok. Ez a telítődési modell nem számol az áthallással, az afterpulsinggal és a sötét árammal, melyek szintén befolyásolják a lineáris tartományt. Ezenkívül csak pillanatszerű fényimpulzusokra érvényes, mert végtelenül hosszú feléledési időt tételez fel, aminek következtében a gerjesztés során minden cellában csak maximum egyszer jöhet létre lavina kisülés. [3] Az összefüggés értelmében nem teljesül tetszőleges fotonfluxus esetén, hogy a jelzett cellák száma lineárisan arányos a belépő fotonok számával. Azonban abban az esetben, ha a beeső fotonfluxus elegendően kicsi, illetve abban az idealizált esetben, ha a cellák száma tart a végtelenbe, akkor a lineáris arányosság jó közelítéssel érvényes. Nem végtelen cellaszám esetén viszont, adott fotonok számánál, tovább növelve a beérkező fotonok számát, a jelzett cellák száma lassabban nő, így telítésbe megy a detektor. Az összefüggés alapján megállapítható, hogy minél több a detektorban lévő aktív pixelek száma, annál nagyobb a lineáris tartomány, mely a 4.2 ábrán is látható. A lineáris viselkedés azonban körülbelül csak a teljes cellaszám 15 %-áig érvényes. Ez figyelhető meg a vizsgált Hamamatsu detektor esetén is, ahol az egyes pixelek felépítésében 3600 mikrocella vesz részt, de a lineáris arányosság csak körülbelül 600 jelzett celláig érvényes, azon felül már a telítődő jelleg figyelhető meg. [4]

A linearitást a telítődés mellett más jelenségek is befolyásolják, mint például az afterpulsing, az optikai áthallás és a sötét áram. Míg a telítődés a detektor válaszát a lineáriséhoz képest csökkenti, addig az afterpulsing és az áthallás növelhetik azt. A lavina kisülések során előfordulhat, hogy a töltéshordozók egy része csapdába esik a mikrocellák felépítésében részt vevő félvezető szerkezet rácshibáiban. Ezek a töltéshordozók később kiszabadulhatnak, és újabb kisüléseket hozhatnak létre, ezzel növelve a kimenő jelet. Ezt a jelenséget afterpulsingnak nevezik. Hatása főleg kis kimenő jelek esetén jelentős, és a jel végén felhalmozódva figyelhető meg. Annak a valószínűsége, hogy egy csapdába került töltéshordozó újabb lavinát vált ki $p_{ap}(\Delta t)$, ahol



4.2. ábra. A jelzett cellák száma a pixelek számának függvényében [1]

Δt a csapdában töltött idő. Általános esetben ez a valószínűség exponenciálisok összegeként írható fel, melyek időállandójában azonban igen nagy eltérések lehetnek. Emiatt megkülönböztethetünk rövid és hosszú idejű jelenségeket. Mivel a mérések során általában csak egy véges időablakban vizsgáljuk a gerjesztésre adott választ, ezért csak a megfelelő tartományba eső időállandóval rendelkező eseteket detektáljuk. Így az afterpulsing mindkét esetben egy-egy időállandóval jellemezhető. Az afterpulsing valószínűsége a 4.3 képlet segítségével fejezhető ki a csapdában töltött idő függvényében:

$$p_{ap}(\Delta t) = \frac{1}{\tau_{ap}} \cdot e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{ap}}}, \quad (4.3)$$

ahol τ_{ap} az afterpulsing időállandója. Az afterpulsing a linearitás mellett a feléledési időt is befolyásolja, mivel hatására akkor jön létre újabb kisülés, amikor még nem állt helyre a cella az előző lavina után.

A lavina kisülések során lehetséges, hogy a kibocsátott optikai fotonok között vannak olyanok, amelyek energiája meghaladja a félvezető tiltott sáv szélességét. Ezek a fotonok a kiürített tartományban elérhetik a szomszédos cellákat és azokban hozhatnak létre kisülést, ezzel növelve a detektor választ. Ezt a jelenséget optikai áthallásnak nevezik. Az optikai áthallás időbeli lefolyását vizsgálva pillanatszerűnek tekinthető, így a szomszédos pixelekből létrehozott lavinák egyidejűek az eredeti kisülésekkel. Elhanyagolva a telítődést, illetve az afterpulsing és az áthallás együttes hatását, de figyelembe véve az áthallás által létrehozott áthallás láncok kialakulásának lehetőségét, az egy cellában az áthallás által létrehozott kisülések száma a

Poisson-eloszlást követi, melynek várható értéke:

$$N_{oct,1} = N_{oct} \cdot (1 + N_{oct}) \cdot N_{pt,1}, \quad (4.4)$$

ahol $N_{pt,1}$ az összes többi cellában elsődlegesen létrehozott kisülések számának várható értéke és N_{oct} az egy kisülés hatására áthallással keltett kisülések számának várható értéke. [10] Az optikai áthallás mértékének becsléséhez a sötét áram vizsgálata szükséges. Egy ideális detektor esetén annak a valószínűsége, hogy két vagy több, termikus úton vagy külső tér által létrehozott töltéshordozó vált ki lavinát egyszerre, elhanyagolható. Ennek következtében áthallás nélkül a detektor jelének nagysága megegyezne az egy fotoelektronra adott válasszal. De mivel egy valós detektor esetén fellép az áthallás jelensége is, ezzel növelve a detektor válasz jelét, ezért mérve a teljes sötét áram nagyságát és összehasonlítva azt az egy fotoelektronra adott válasz nagyságával, az áthallás mértéke becsülhető. [11] Az áthallás hatása a cellák optikai szigetelésével, illetve kis erősítés alkalmazásával csökkenthető. Az optikai szigetelést leggyakrabban a cellák között elhelyezkedő barázdák biztosítják. Az elsődleges gerjesztések és az áthallás révén létrehozott kisülések összege adja meg a foton indukálta kisülések teljes számát.

A fotonok által indukált kisülések mellett előfordulnak olyan lavinák is, amelyeket valamilyen más úton létrehozott szabad töltéshordozók váltanak ki. Ezt a jelenséget nevezzük sötét áramnak. A szabad töltéshordozók keltésének két leggyakoribb módja a termikus, illetve a külső tér révén való gerjesztés. Mindkét esetben a külső hatás következtében elektronok jutnak a vegyérték sávból a vezetési sávba, s így ezek is részt vesznek a vezetési folyamatokban. A sötét áram mértéke a félvezető kristály rácshibáinak és szennyező anyag tartalmának csökkentésével mérsékelhető. A sötét áram várható értéke, az ekvivalens gerjesztett cellák számában megadva, kifejezhető a számlálási sebességgel és a mérésnél használt időablak hosszával:

$$N_{dc} = r_{dc} \cdot \Delta t, \quad (4.5)$$

ahol r_{dc} a számlálási sebesség várható értéke és Δt a mérés során alkalmazott időablak, melynek hossza a kimenő jel nagyságával esik egybe. Szobahőmérsékleten a számlálási sebesség tipikusan a kHz-MHz tartományba esik. Két nem fotonok által indukált kisülés között átlagosan eltelt idő éppen a számlálási sebesség reciprokával egyezik meg. Amennyiben ez az idő lényegesen nagyobb, mint a fényimpulzus hossza, a feléledési idő és az afterpulsing karakterisztikus ideje, akkor a sötét áram hatása irreleváns. Abban az esetben viszont, ha r_{dc}^{-1} sokkal kisebb, mint τ_d , τ_{rec} és τ_{ap} , akkor a sötét áram nem elhanyagolhatóan befolyásolja a detektor válaszát. Ebben az esetben, úgy vehetjük figyelembe a sötét áram hatását, mint egy konstans eltolást a kimenő

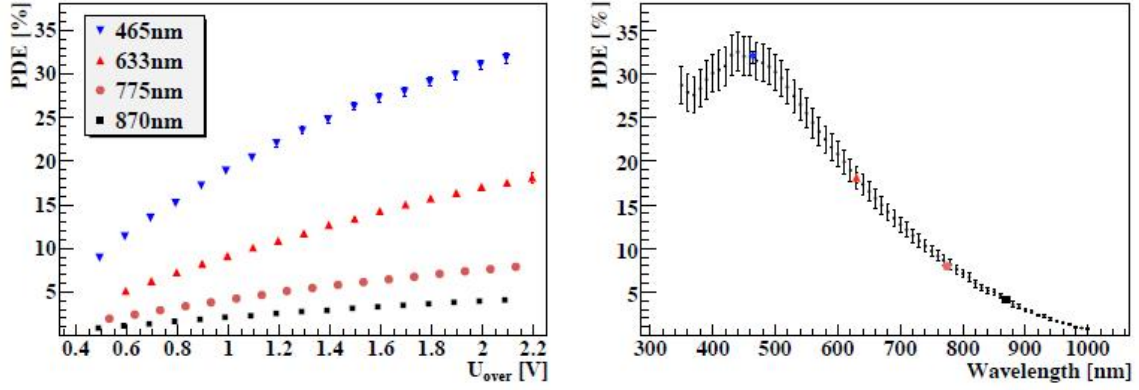
jelben. Ez azonban, annak ellenére, hogy könnyen modellezhető egy offset értékkel, mégis igen fontos a detektor működése szempontjából, mert ezzel a zaj alulról korlátozza az eszköz lineáris tartományát. [10]

4.3. A fotodetektálási hatások

A fotodetektálási hatások, a dinamikus tartományhoz és az erősítéshez hasonlóan, a detektor fontos jellemző paraméterei közé tartozik, mely a 4.6 összefüggéssel fejezhető ki:

$$PDE = QE \cdot FF \cdot GP \cdot RT, \quad (4.6)$$

ahol QE a kvantumhatásfok, FF (Fill Factor) a detektor geometriai kitöltési tényezője, mely az érzékeny és a teljes felület aránya, GP (Geiger Probability) annak a valószínűsége, hogy egy belépő foton lavinakisülést vált ki, RT pedig egy a cellák feléledési idejével kapcsolatos faktor. [3] A kvantumhatásfok erősen hullámhossz függő mennyiség, melynek maximuma egy szűk tartományra koncentrálódik, aminek oka, hogy a félvezető érzékeny rétege nagyon vékony. A maximum helye függ a félvezető szerkezet kialakításától. Míg az n -szubsztráton elhelyezkedő p -szilikon esetén a kék tartományban a legnagyobb a kvantumhatásfok, addig a p -szubsztráton lévő n -szilikon típusúak érzékenyebbek a vörös és a zöld tartományban, de kevésbé érzékenyek a kék tartományban. Ennek magyarázata, hogy a nagy abszorpció együttható miatt a kék fény nem képes mélyen behatolni a szilikon rétegbe, így az általa keltett elektron-lyuk párok a felület közelében keletkeznek. Ez az n -szubsztráton elhelyezkedő p -szilikon esetében a kiürített tartománynak a p -réteghez közelebbi része, ahol az elektronok nagyobb valószínűséggel váltanak ki lavinákat, mint a lyukak. A fordított felépítés esetén az elektron-lyuk párok a kiürített rétegben az n -réteghez közelebb keletkeznek, melynek következtében kisebb a hatások a kék tartományban. Az eszköz abszolút fotodetektálási hatásokának meghatározása egy erre a célra kifejlesztett kísérleti elrendezés segítségével lehetséges. A mérési összeállítás egy integráló gömböt tartalmaz, melynek belső fala jól reflektáló anyaggal van bevonva, ezáltal lehetővé téve egy olyan referencia érték megállapítását, melynek tulajdonságai nem függnek a belépő fény intenzitás- és irány-karakterisztikájától. A gömb szétosztja a belépő sugárzást a két kivezetése között, melyekhez rendre a SiPM és egy hitelesített kalibrált fotodióda csatlakozik. Ez utóbbi teszi lehetővé a SiPM-re érkező abszolút fénymennyiség meghatározását. A két detektor érzékenységének különbségét egy a SiPM elé helyezett apertúra korrigálja, ami egyben azt is biztosítja, hogy minden az adott kivezetésen kilépő fény a detektor érzékeny térfogatára essen.



4.3. ábra. Hamamatsu S10362-11-050C detektor PDE -je a túlfeszültség függvényében különböző hullámhosszokon, illetve a hullámhossz függvényében $U_{over}=2,15\pm 0,05$ V túlfeszültség esetén, szobahőmérsékleten ($25\pm 1,5^\circ\text{C}$) [11]

A SiPM fotodetektálási hatásfokának meghatározása a 4.7 képlet alapján lehetséges:

$$PDE = \frac{N_{fotoelektron} \cdot R \cdot h \cdot \nu}{P \cdot T}, \quad (4.7)$$

ahol $N_{fotoelektron}$ a fotoelektronok száma, R az apertúra teljesítmény-csökkentésének aránya, h a Plack-állandó, ν a belépő fény frekvenciája, P a fotodiódával mért teljesítmény és T a fényimpulzusok periódusideje. [11] Növelve a detektor túlfeszültségét nő a fotodetektálási hatásfok is, melynek magyarázata, hogy a 4.6 képletben szereplő GP , mely a lavina kiváltásának valószínűsége, függ a feszültségtől. Ugyanebből a képletből érthető meg a PDE hullámhosszfüggése is, mivel a kvantumhatásfok erősen hullámhosszfüggő mennyiség. A fotodetektálási hatásfok a hullámhossz és a túlfeszültség függvényében a 4.3 ábrán látható. A 4.3 ábra alapján megállapítható, hogy a detektor a kék tartományban a legérzékenyebb, mely az n -szubsztráton elhelyezkedő p -szilikon felépítésnek köszönhető. Az eszköz PDE -jének ismeretében a detektált fotonok számára érvényes összefüggés:

$$N_{detektált} = N_{foton} \cdot PDE, \quad (4.8)$$

ahol N_{foton} a teljes belépő fotonszám.

A fotodetektálási hatásfok legalább olyan fontos paramétere az eszköznek, mint a dinamikus tartományának nagysága. Mindkét tulajdonság javítása, értékeik növelése, napjainkban is fejlesztés alatt áll, azonban ezek egyszerre nem megvalósíthatóak. Adott detektor felületen és meghatározott cellánkénti holtter esetén, amit a kiolvasó és kioltó áramkörök, illetve az áthallás csökkentésére szolgáló szigetelés foglalnak el, különböző elrendezések valósíthatók meg. A

cellák számának növelésével és ezzel együtt a cellák méretének csökkentésével nő a detektor dinamikus tartománya, de csökken a kitöltési tényezője és ezáltal a fotodetektálási hatásfoka. Hasonlóan a cellaszám csökkentésével és a cellaméret növelésével csökken az eszköz dinamikus tartománya, de nő az érzékeny felülete és ennek következtében a fotodetektálási hatásfoka. Tehát a detektor dinamikus tartományának nagysága és PDE -je egyszerre nem növelhető, csak egymás rovására, így az egységnyi felületen lévő cellaszámot, illetve cellaméretet az adott alkalmazásoknak megfelelően kell optimalizálni. [3]

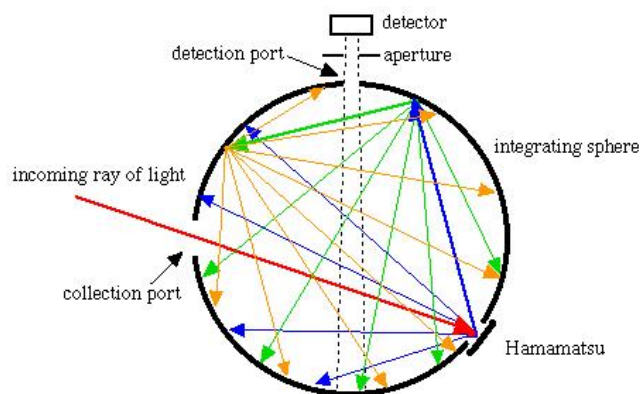
5. fejezet

Hamamatsu passzív paramétereinek vizsgálata

Vannak a detektornak olyan passzív tulajdonságai, melyek legalább olyan fontosak az eszköz pontos feltérképezése céljából, mint az aktív paraméterek. Ilyen paraméter például a detektor reflexiója, melynek meghatározása azért játszik fontos szerepet a detektor működése szempontjából, mert a reflexió ismeretében lehetőség nyílik a fotodetektálási hatásfok nagyságának becslésére.

5.1. Reflexió mérése

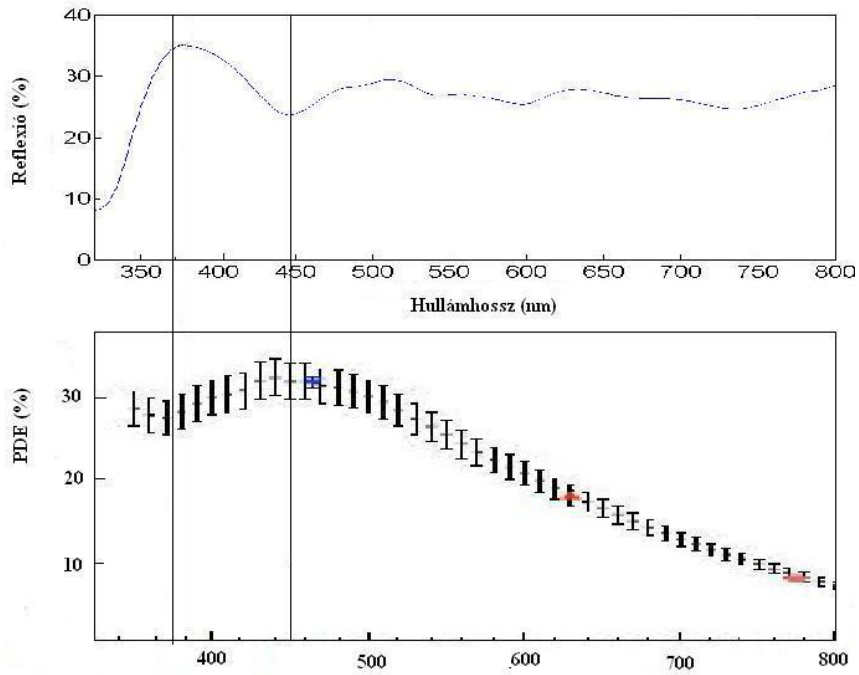
A detektor reflexiója a fedőüvegen történő felületi visszaverődésből és a pixeleken való reflexióból tevődik össze. Vizsgálataim során meghatároztam a detektor reflexióját a hullámhossz függvényében 8° -os beesési szög mellett, illetve a beesési szög függvényében 404 nm-es hullámhosszon. Méréseim során a detektor felületén egy $3 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ -es téglalapot világítottam meg. Vizsgálataimat PerkinElmer Lambda 1050 típusú, integráló gömbbel ellátott spektrofotométerrel, illetve 404 nm-es hullámhosszú, folytonos üzemű, S polarizációjú, Power Technology Inc. gyártmányú LDCU12/5407 (j020338) típusú lézerrel és Coherent által gyártott FieldMax II típusú teljesítménymérővel végeztem. Mivel a reflexió következtében térben szétszóródott diffrakciós kép alakul ki, ezért először az integráló gömbbel rendelkező spektrofotométer segítségével vizsgáltam a visszaverődés mértékét a hullámhossz függvényében. Az integráló gömbös elrendezés vázlata az 5.1 ábrán látható. Az integráló gömbnek köszönhetően az összes diffrakciós rendbe szóródó nyaláb összegyűjthető, így a reflexió teljes mértéke meghatározható. Ezzel az



5.1. ábra. Az integráló gömbös mérési elrendezés vázlata

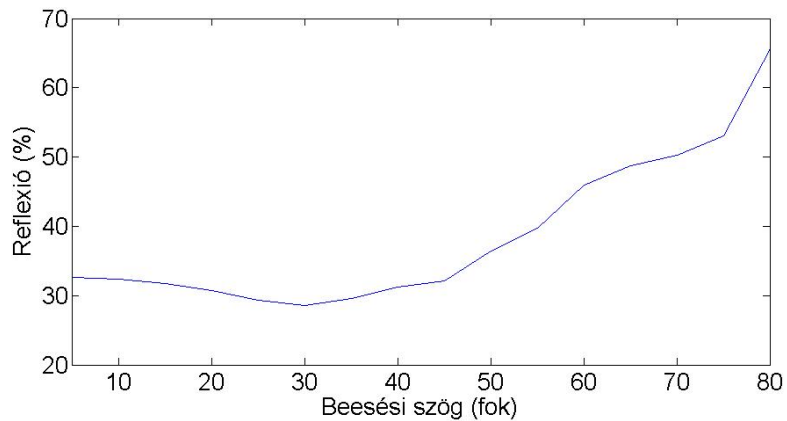
elrendezéssel azonban csak a 8° -os beesési szög vizsgálatára volt lehetőség. A spektrofotométer segítségével a 320-800 nm-es hullámhossz-tartományban 2 nm-es lépésközönként, polarizálatlan fényvel megvilágítva felvettem a detektor reflexióját. A mért eredmények, valamint a fotodetektálási hatások hullámhosszfüggése az 5.2 ábrán láthatók. Mérési eredményeimet összevetve az irodalomban található adatokkal megállapítható, hogy a reflexió és a fotodetektálási hatások hullámhosszfüggésének szélsőértékei azonos hullámhosszaknál találhatóak. A PDE maximuma egy hullámhosszra esik a reflexió lokális minimumával, míg a reflexió maximuma egybeesik a PDE lokális minimumával. Ennek oka, hogy a beérkező foton detektálása illetve reflexiója egymást kizáró folyamatok. Tehát ezek alapján elmondható, hogy a mérési eredményeim összhangban vannak az irodalomban közölt adatokkal. [11]

Szcintillációs fény detektálásakor a detektort érő fény nagy része nem merőlegesen érkezik, ezért vizsgáltam a reflexiót a beesési szög függvényében is. Az irodalomban a PDE szögfüggésére nem találtam információt. A reflexió szögfüggésének vizsgálatára a 404 nm-es folytonos üzemi lézer, valamint a teljesítménymérő segítségével volt lehetőségem. Azonban ez az elrendezés a diffrakciós képből csak a nulladrendben diffraktált fény összegyűjtését és vizsgálatát tette lehetővé. Ezzel az elrendezéssel az 5° - 80° -os szögtartományban 5° -os lépésközönként megmértem a reflexió értékét a beesési szög függvényében. Az 5° -on és a 10° -on mért eredményekből interpolációval meghatároztam a reflexió értékét 8° -os beesési szög esetén is, melyre 17,41 % adódott. A kétféle méréssel kapott eredmény közötti eltérés oka, hogy a lézer és a teljesítménymérő segítségével a visszavert fénynek csak a nulladrendben diffraktált részét volt lehetőségem vizsgálni, míg az integráló gömbös elrendezés segítségével az összes visszavert fény összegyűjthető volt. Ezért a lézerrel mért eredményeket az integráló gömbös összeállítással mért eredményeknek megfelelően átskáláztam. Az így meghatározott reflexió a beesési szög függvényében az



5.2. ábra. A reflexió és a fotodetektálási hatásfok a hullámhossz függvényében

5.3 ábrán látható. Az eredmények alapján megállapítható, hogy 404 nm-es hullámhosszon, az 5° - 45° -os szögtartományban a reflexió értéke $30,91 \pm 1,46$ % és csak kis mértékben függ a beesési szögtől. Nagyobb beesési szögek esetén azonban megállapítható, hogy lényegesen megnő a pixelek reflexiója, ami a *PDE* csökkenését vonja maga után.



5.3. ábra. A reflexió 404 nm-es hullámhosszon a beesési szög függvényében

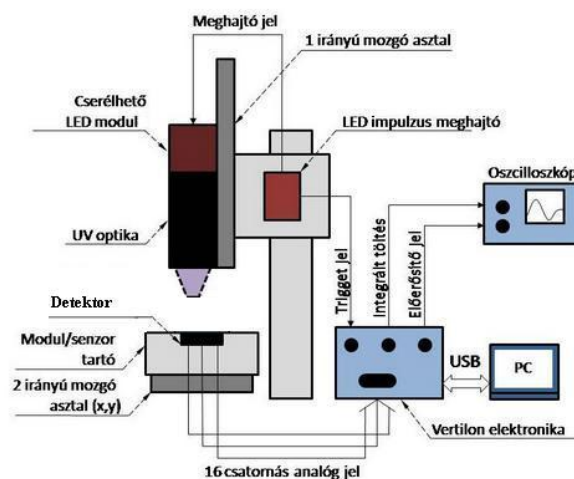
6. fejezet

Mérési elrendezés, vizsgálati eszközök az aktív mérésekhez

Aktív méréseim célja először a vizsgált Hamamatsu gyártmányú S11830-3344MF cikkszámú félvezető alapú fotoelektron-sokszorozó jellemző paramétereinek feltérképezése volt. Az aktív jellemzők közül meghatároztam a pixelek dinamikus tartományát, a pixelek közötti optikai áthallás mértékét, illetve a detektor pixeleinek egyformaságát. Méréseim ezen részében 455 nm-es hullámhosszú LED modult használtam a detektor megvilágítására. A fényforrás alkalmazásának előnye, hogy a nyaláb fókuszálásával a gerjesztés helye pontosan meghatározható és az intenzitás könnyen változtatható.

6.1. Mérési elrendezés, mérési paraméterek

Vizsgálataim során a 6.1 ábrán látható mérési összeállítást alkalmaztam. A két irányú mozgó asztal a detektor vízszintes síkban történő mozgatására szolgált, melynek segítségével a detektor megvilágítani kívánt részét tudtam változtatni. Az egy irányú mozgó asztal segítségével a LED modult függőleges irányban lehetett mozgatni, a detektorra jutó folt méretének változtatása érdekében. A méréseim során a mozgatókat úgy pozicionáltam, hogy mindig egy 3 mm × 3 mm-es pixel volt teljesen megvilágítva. Ennek érdekében a függőleges irányú mozgató segítségével a defókuszfoltot a detektor síkjában egy 4,7 mm átmérőjű körlapnak állítottam be. A LED meghajtója a LED impulzus üzemi vezérlésén kívül a Vertilon adatgyűjtő rendszer külső trigger jelét is biztosította. A detektor kijövő jelének valamint a LED vezérlő jelének kvalitatív időbeli vizsgálatához Agilent Technologies gyártmányú Infinii Vision DSO-X 2012A típusú

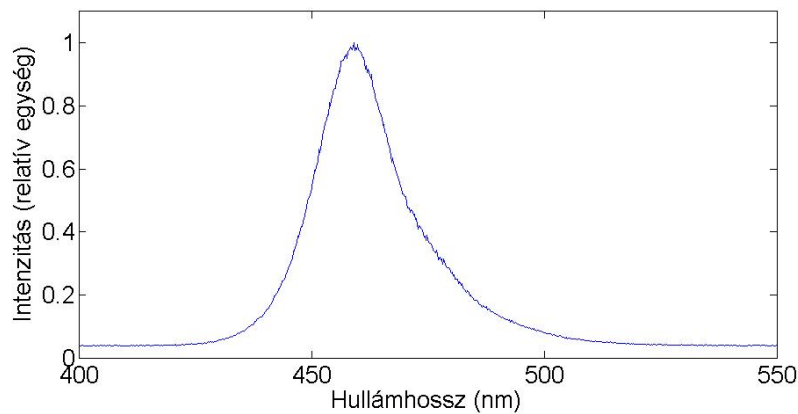


6.1. ábra. A mérési elrendezés vázlata

digitális oszcilloszkópot használtam. A detektor pixelenkénti jele, illetve az összegjel először az előerősítőre, majd a külső panelre, s végül a Vertilon sokcsatornás adatgyűjtő rendszerbe jutott, ahonnan USB kapcsolaton keresztül került a számítógépre. Méréseimet szobahőmérsékleten végeztem. A háttér csökkentése érdekében a helyiségben a mérések idejére besötétítettem és az elrendezést letakartam. A LED teljesítményének a megfelelő tartományba való csökkentéséhez különböző transzmissziójú denzitásszűrőket alkalmaztam. A denzitásszűrők transzmissziójának meghatározásához PerkinElmer Lambda 35 típusú kétutas spektrofotométert használtam. A spektrofotométer segítségével a 350-650 nm-es hullámhossz-tartományban 2 nm-es lépésközönként felvettem a denzitásszűrők transzmisszióját, majd ez alapján meghatároztam a vizsgált hullámhosszon a transzmisszió értékét. A denzitásszűrők alkalmazása a teljesítmény csökkentése mellett a fényfolt méretét is megváltoztatta, melyet a LED magasságának állításával korrigáltam. A korrigálás mértékét paraxiális közelítésben a szűrők törésmutatója és vastagsága alapján határoztam meg.

6.2. Az adatgyűjtő rendszer

Méréseimhez egy Vertilon által gyártott, PhotoniQ IQSP580M típusú, sokcsatornás adatgyűjtő rendszert alkalmaztam. A detektor 16 pixelének jele, valamint az összegjel a 32 csatornás adatgyűjtő rendszer 17 különböző csatornájára érkezett, ahonnan USB kapcsolaton keresztül jutott a digitalizált adat a számítógépre. A mérési eredmények pC egységben voltak megadva csatornánként. Az adatgyűjtő rendszer triggerelése több különböző módon lehetséges. A méréseim

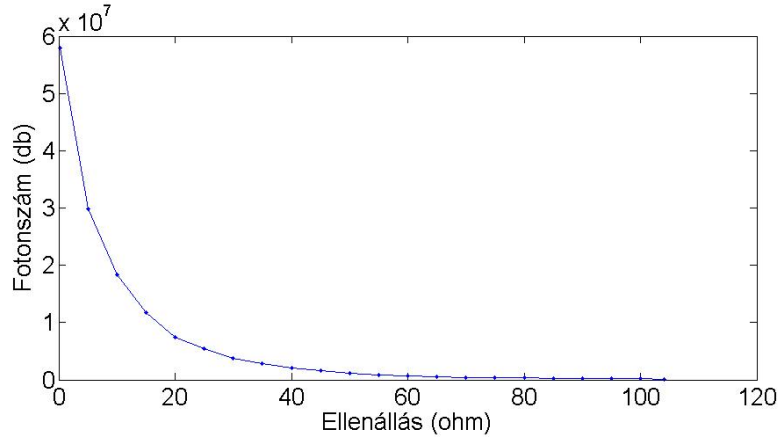


6.2. ábra. A vizsgált 455 nm-es hullámhosszú LED normált spektruma

során külső triggerelést alkalmaztam, melyhez a trigger jelet a LED meghajtója szolgáltatotta. A rendszer integrálási paramétereit, így az integrálási időt és a trigger jelhez képesti késleltetést, is változtathatók. A rendszer segítségével lehetőség van valós idejű háttér korrigálásra, melyet alkalmaztam a méréseim során. A szoftver lehetővé teszi a mérési adatok grafikus megjelenítését és fájlba mentését is. A mentés során az adatokat a program egy saját fájlformátumba menti, mely a szoftver segítségével text fájlba konvertálható. A szoftver segítségével változtatható a felvenni kívánt jelenségek száma, és így a mérés időtartama is.

6.3. A fényforrás vizsgálata

A Hamamatsu aktív paramétereinek meghatározása érdekében végzett méréseim során használt fényforrás egy 455 nm-es hullámhosszú, impulzus üzemi, Thorlabs Inc. gyártmányú M455L2 (M00254163) típusú LED volt. A LED direkt spektruma a 6.2 ábrán látható. A spektrum csúcsa közel esik a 440 nm-es hullámhosszhoz, ahol a Hamamatsu detektor fotodetektálási hatásfoka maximális. A LED meghajtó mellett, hogy biztosította az impulzus üzemi működés feltételeit 64 μ s-os periódusidővel, tartalmazott egy potenciométert, melynek segítségével a fényforráson átfolyó áram erőssége, és így a teljesítménye változtatható volt. A potenciométer ellenállása 0,2 Ω -tól 104 Ω -ig volt állítható. A mérések pontos rekonstruálhatósága érdekében kalibráltam a detektor egy pixelére eső fotonok számát az ellenállás függvényében. Először a kalibráció elvégzéséhez egy Coherent által gyártott FieldMaxII (0999A11R) típusú teljesítménymérőt alkalmaztam, melynek segítségével a LED átlagteljesítményét vizsgáltam az ellenállás függvényében. A mért átlagteljesítmény alapján az egy pixelre eső fotonszámot a 6.1



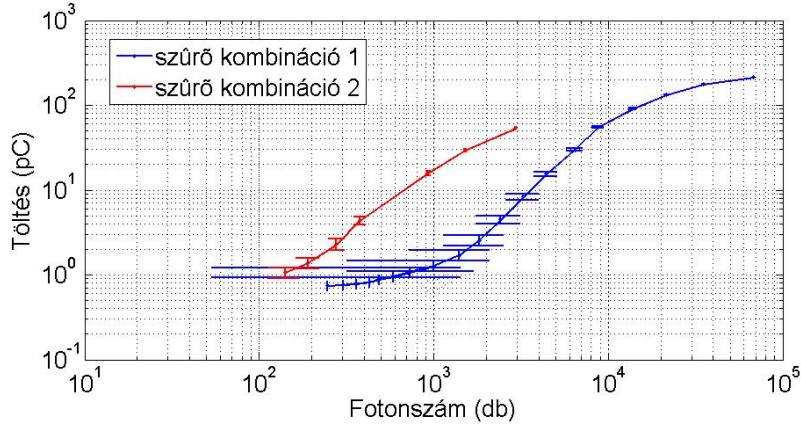
6.3. ábra. A LED ellenállás fotonszám kalibrációja az átlagteljesítmény mérése alapján

képlet segítségével határoztam meg:

$$N_{foton} = \frac{P \cdot A_{pixel} \cdot T \cdot \lambda}{A_{teljes} \cdot h \cdot c} \cdot K, \quad (6.1)$$

ahol P a mért átlagteljesítmény, A_{pixel} egy pixel területe, A_{teljes} a teljes megvilágított terület, T a LED impulzusainak periódusideje, λ a LED hullámhossza, h a Planck-állandó, c a vákuumbeli fénysebesség és K a LED spektrumából, illetve a teljesítménymérő érzékenységi görbéjéből adódó korrekciós faktor. A korrekciós faktor meghatározásához felvettem a teljesítménymérő érzékenységi görbéjét fehér fényű megvilágítás esetén és felhasználtam a LED spektrumát. Ez alapján a korrekciós faktorra $K=0,865$ adódott. A LED kalibrációs görbéje a 6.3 ábrán látható. Ezzel a kalibrációval azonban rossz mérési eredményeket kaptam a SiPM-ek vizsgálata során. Több különböző összeállítás esetén is vizsgáltam a detektorok válaszát a beérkező fotonszám függvényében és a kalibráció alapján azt az eredményt kaptam, hogy a detektor ugyanazt a válaszjelet adta eltérő nagyságrendű fotonszámok esetén, ami ismerve a detektorok elméleti viselkedését, nem lehetséges. A hiba forrása a LED nem megfelelő teljesítmény-kalibrációja volt. Ennek oka, hogy a LED impulzusainak alakja az ellenállás változtatásával jelentős mértékben változik, így a teljesítménymérővel végzett mérés nem adta meg jól a kalibrációs görbét. Emellett a mért átlagteljesítmény időben is változott, ami tovább rontotta a mérés pontosságát. A rossz teljesítmény-kalibrációval kapott mérési eredmények és azok szórása a 6.4 ábrán látható.

A hiba kiküszöbölése érdekében a LED impulzusait egy SPADnet-I típusú (lásd A. függelék) digitális többpixeles fotonszámlálóval vizsgáltam. Ennek segítségével lehetőség nyílt a LED impulzusainak időbeli vizsgálatára és a teljesítmény-kalibráció helyes elvégzésére. A LED ellenállásának függvényében a detektor egy pixelére eső fotonszám meghatározásához azonban

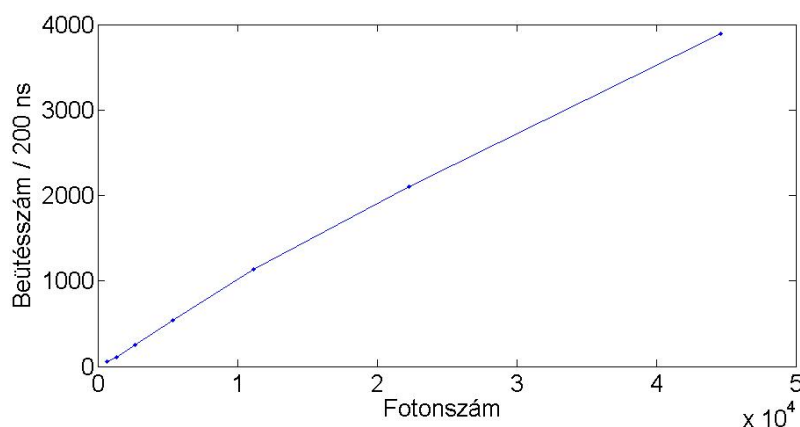


6.4. ábra. A rossz kalibrációval kapott eredmények a Hamamatsu detektor vizsgálata során

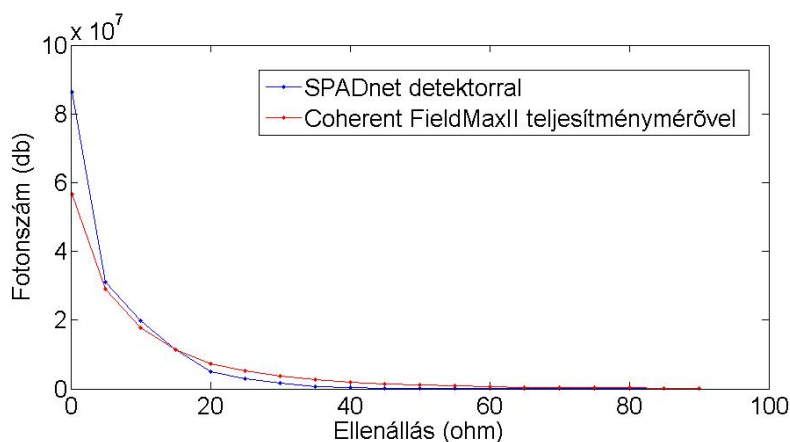
először a SPADnet detektor beeső fotonszám-időegység alatti beütésszám kalibrálását kellett elvégezni. A SPADnet detektor kalibrálásához egy változtatható teljesítményű, fehér fényű, folytonos üzemű fényforrást használtam. Mivel a detektor válasza függ a beeső fény hullámhosszától és a LED kalibrálásához csak a detektor 455 nm-es hullámhosszon való viselkedésére volt szükség, ezért a detektor kalibrációját is csak ezen a hullámhosszon végeztem el. Ennek érdekében a fénynyalábot egy monokromátoron vezettem keresztül. Az így létrehozott állandó teljesítményű, megfelelő spektrumba eső nyaláb már alkalmas volt a detektor kalibrálására. Méréseim során 1280 ns-os mérési idő mellett megmértem a teljes detektor beütésszámát. Ez alapján meghatároztam a 200 ns-ra eső beütésszámot, illetve a fényforrás mért teljesítményéből meghatároztam az egy pixelre eső fotonszámot a 6.2 összefüggés segítségével:

$$N_{foton} = \frac{P \cdot A_{pixel} \cdot t \cdot \lambda}{A_{teljes} \cdot h \cdot c}, \quad (6.2)$$

ahol P a mért átlagteljesítmény, A_{pixel} egy pixel területe, A_{teljes} a teljes megvilágított terület, t a mérési idő, λ a vizsgált fényforrás hullámhossza, h a Planck-állandó és c a vákuumbeli fénysebesség. Azért a 200 ns-ra eső beütésszámot vizsgáltam, mert az analóg Hamamatsu detektor aktív paramétereinek meghatározására végzett méréseim során az integrálási idő 200 ns volt. A SPADnet detektor 455 nm-es hullámhosszon mért kalibrációs görbéje a 6.5 ábrán látható. A SPADnet detektor kalibrációja alapján megállapítható, hogy az eszköz az elméleti várakozásoknak megfelelően viselkedett, hiszen a mikrocellák számához képest kis fotonszám esetén a válaszjel lineárisan arányos volt a beérkező fotonok számával. A detektor kalibrációs egyenesének segítségével már el tudtam végezni a LED ellenállás-fotonszám kalibrációját. Ennek érdekében a LED teljesítményét, minden ellenállásérték esetén, különböző denzitásszűrő kombinációk segítségével, úgy állítottam be, hogy a kapott válaszjel a SPADnet detektor ka-

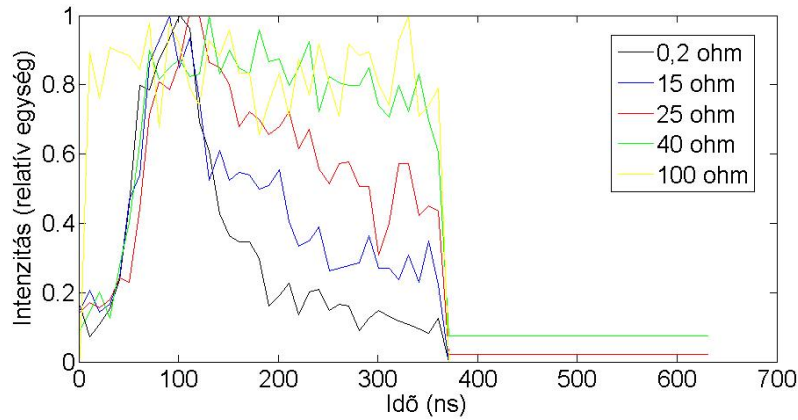


6.5. ábra. A SPADnet detektor kalibrációs görbéje 455 nm-en



6.6. ábra. A LED kétféle ellenállás fotonszám kalibrációja, a SPADnet detektor illetve a Coherent FieldMaxII teljesítménymérő segítségével

librációs egyenese által meghatározott lineáris tartományba essen. A mérési idő ezúttal 640 ns volt, melynek az 50 ns - 250 ns tartományba eső részét vizsgáltam, mely tartalmazta az impulzus csúcst. Ezután minden ellenállásértékhez meghatározva a válaszjelhez tartozó fotonszámot, majd korrigálva a szűrők transzmissziójával meghatároztam a Hamamatsu detektor egy pixelére eső fotonszámot a LED ellenállásának függvényében. Az eredmények a 6.6 ábrán láthatók a korábbi kalibráció eredményével együtt. Jól látható a jelentős eltérés a kétféle kalibráció között. A SPADnet detektor segítségével végzett LED kalibrációt használva már helyes eredményeket kaptam a Hamamatsu detektorral végzett mérések során. Az átlagteljesítmény mérésével végzett kalibráció használatánál fellépő skála problémát kiküszöböltem az új kalibráció segítségével. Emellett, mivel a SPADnet detektor digitális rendszere lehetővé tette a mérési eredmények valós idejű vizsgálatát, így a defókuszfolt méretének pontos beállításait is meg tudtam határozni minden denzitásszűrő kombináció esetén. Ezzel ellenőrizhető volt, hogy



6.7. ábra. A LED normált impulzusainak alakja különböző ellenállásértékek esetén

a paraxiális közelítés alapján számolt eltolás értékek mennyire voltak pontosak. Ezenkívül a digitális SPADnet detektor segítségével lehetőségem volt a LED impulzusalakjának időbeli vizsgálatára is. A mérési idő ebben az esetben is 640 ns volt. A különböző ellenállásértékek esetén normált intenzitás az idő függvényében a 6.7 ábrán látható. Az intenzitások időbeli lefutásának vizsgálata alapján megállapítható, hogy a LED ellenállásának függvényében jelentős mértékben megváltozik az impulzusalak. Míg 25Ω alatt egy rövid, nagy intenzitású csúcs figyelhető meg, addig a nagyobb ellenállásértékek esetén a csúcs ellaposodik és egy hosszabb hát jelenik meg. Figyelembe véve, hogy a LED impulzusalakja ilyen mértékben megváltozik az ellenállás függvényében, érthető, hogy az átlagteljesítmény méréseivel elvégzett kalibráció nem volt helyes. Ennek magyarázata, hogy a kis ellenállásértékek esetén a nagy intenzitású csúcs telítésbe vitte a teljesítménymérőt, ezzel eltorzítva a méréseket, míg a nagyobb ellenállások esetén ez a probléma nem jelentkezett.

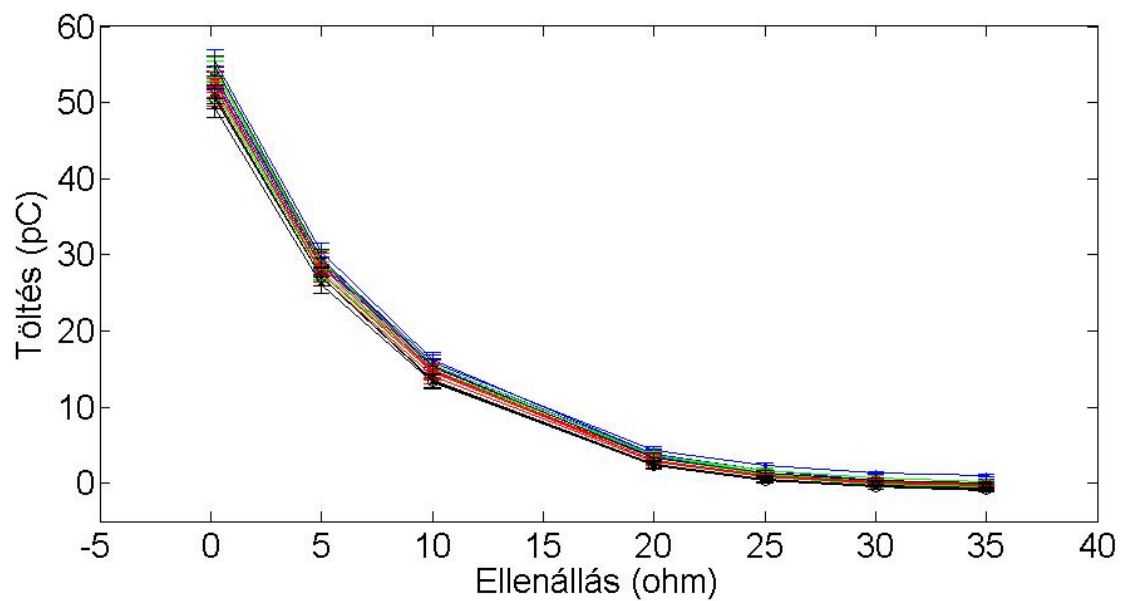
7. fejezet

Hamamatsu aktív paramétereinek vizsgálata

Méréseim célja a detektor aktív jellemző paramétereinek meghatározása volt, melyek ismerete elengedhetetlen a műszer kalibrálásához és alkalmazhatósági feltételeinek meghatározásához. Vizsgálataimhoz a kalibrált 455 nm-es hullámhosszú, impulzus üzemű LED-et használtam optikai gerjesztő eszköznek. Méréseim során az integrálási idő 200 ns, a trigger jelhez képesti késleltetés pedig 50 ns volt. Minden esetben körülbelül 11000 eseményt mértem meg, melyek közül az első 10000-ról készítettem statisztikát, így az átlagolással csökkentve a hiba mértékét. A mérések során a detektor pixeleit külön-külön vizsgáltam úgy, hogy az egyes pixelek teljes területét megvilágítottam, így az adott pixel összes mikrocelláját gerjesztettem.

7.1. A pixelek egyformaságának vizsgálata

A pixelek egyformaságának meghatározása érdekében a detektor mind a 16 pixelét egyesével ugyanolyan gerjesztések mellett vizsgáltam. A gerjesztés intenzitását a LED meghajtó ellenállásának változtatásával állítottam. Az egyes pixelek jele és azok szórása a 7.1 ábrán látható. Egy színnel ábrázoltam az egy sorban elhelyezkedő, és egy jellel az egy oszlopban elhelyezkedő pixelek eredményét. Minden gerjesztés esetén külön-külön meghatároztam az egyes pixelekre kapott jel szórását, valamint az egy pixelre átlagolt válaszjelek átlagát és szórását, mely a 7.1 táblázatban látható. Mint a 7.1 ábráról és a 7.1 táblázatban szereplő eredményekből is leolvasható nagy ellenállások, tehát kis intenzitások esetén lényegesen nagyobb a válaszjel relatív szórása, mind a teljes detektorra, mind az egyes pixelekre nézve, mint kis ellenállások, tehát



7.1. ábra. A pixelek egyformaságának meghatározása

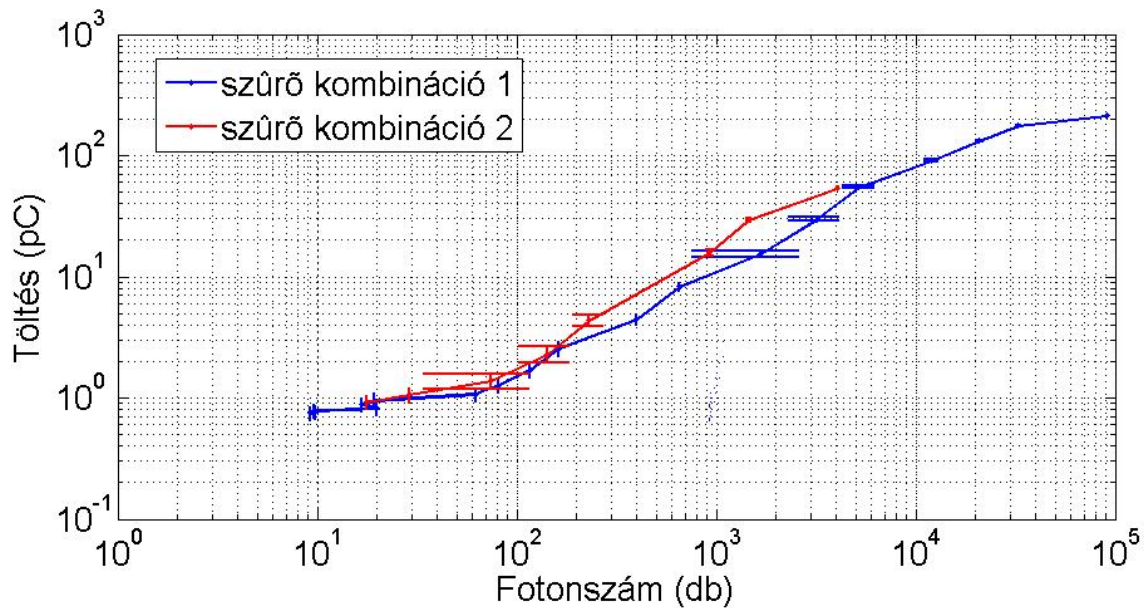
Ellenállás (Ω)	Átlagos töltés (pC)	Detektorra vett szórás (pC)	Piexelenkénti szórás (pC)
0,2	52,63	1,67	1,30
5	28,33	1,13	1,17
10	14,81	0,85	0,83
20	3,24	0,50	0,51
25	1,17	0,41	0,38
30	0,25	0,36	0,32
35	0,20	0,35	0,28

7.1. táblázat. Pixelek egyformaságának vizsgálata

nagy intenzitások esetén. Ennek magyarázata, hogy nagy ellenállások esetén a válaszjel egy nagyságrendbe esik a zajjal, így ebben az esetben a zajból adódó bizonytalanságok számottevőek, míg kis ellenállások esetén ezek elhanyagolhatóak. Megállapítható azonban, hogy a kis ellenállások esetén a pixelenkénti és a teljes detektorra vett szórás értékei jó közelítéssel megegyeznek egymással, ami azt mutatja, hogy a szórás főleg a statisztikai bizonytalanságokból adódik, nem pedig a pixelek különbségéből. Tehát elmondható, hogy a detektor pixelei a nem túl kis intenzitások esetén, mely az alkalmazások tartománya, homogén módon viselkednek, ami megfelel az irodalomban feltüntetett információknak. [9] Ennek következtében a továbbiakban csak a detektor egy pixelét vizsgálom az összes helyett.

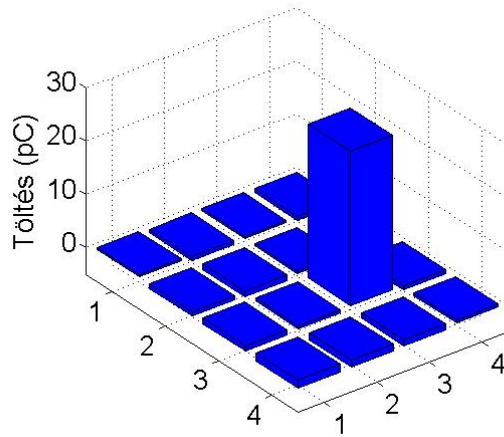
7.2. Dinamikus tartomány meghatározása

A detektor dinamikus tartományának ismerete nélkülözhetetlen tulajdonság az eszköz alkalmazásainak szempontjából. A kalibrált eszköz használata során a gerjesztést mindig olyan mértékűnek kell megválasztani, hogy a válaszjel a lineáris tartományba essen, mert csak ebben az esetben határozható meg a kapott válasz alapján a vizsgált gerjesztés mértéke. A dinamikus tartomány meghatározása érdekében a LED ellenállását, és ezzel együtt a fotonszámát, változtatva mértem a detektor válaszát. Mivel a detektor pixelei ilyen nagyfokú egyezést mutatnak, ezért a dinamikus tartományt egy kiválasztott pixelre vizsgáltam, különböző denzitásszűrő kombinációk esetén is. A mért eredményeket és a mérési eredmények szórását a reprezentatívabb ábrázolás érdekében logaritmikus skálán tüntettem fel, mely a 7.2 ábrán látható. A kétféle szűrő kombinációval kapott eredmény eltérő viselkedést mutat. Az 1-es szűrő kombináció esetén, mely egy 0,72 %-os és egy 14,64 %-os transzmissziójú denzitásszűrőt tartalmazott, a lineáris tartomány alsó határa 75-100 beeső fotonnál található, a felső határa pedig körülbelül 33000 fotonnál. A 2-es szűrő kombináció esetében, amelyben a 0,72 %-os és egy 0,65 %-os transzmissziójú denzitásszűrő volt, a lineáris tartomány alsó határa szintén 75-100 beeső fotonnál van, de a felső határa ebben az esetben körülbelül 3000 fotonnál található. A dinamikus tartomány alsó korlátjának magyarázata, hogy túl kicsi fotonszám esetén a detektor válaszjelét felülmúlta a termikusan, illetve a külső tér révén létrehozott töltéshordozók által kiváltott sötét áram. A lineáris tartomány felső határa azonban eltérő a két esetben. Ennek magyarázata, hogy a denzitásszűrők hatását elméleti úton, paraxiális közelítésben számolva kompenzáltam. Később a SPADnet detektor segítségével ellenőriztem a kompenzálások mértékének helyességét.



7.2. ábra. A detektor lineáris tartományának meghatározása

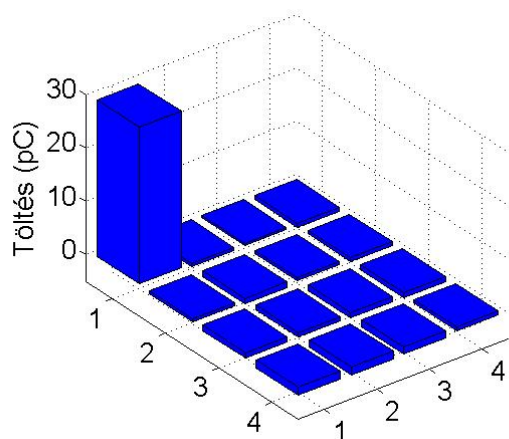
Az eredmény azt mutatta, hogy az 1-es kombináció esetén az elméleti úton számolt 1,24 mm eltolás jelentős mértékben eltért a mérés során kapott értéktől, ami 2,50 mm volt. Ennek oka, hogy viszonylag nagy szögű nyalábot vizsgáltam, így a paraxiális közelítés nem adott pontos eredményt, valamint a szűrő tulajdonságai is változtak a beesési szög és a hullámhossz függvényében. Ezzel szemben a 2-es szűrő kombináció esetén a számolt 1,45 mm és a mért 1,75 mm sokkal jobban egyezett. Így a foltméret eltérése kevésbé befolyásolta a 6.2 képlet alapján meghatározott fotonszámot. Mindkét esetben a méréssel meghatározott korrekció értéknél kisebb volt az elméleti úton számolt korrekció, aminek következtében a mérések során kisebb volt a foltméret, s így nagyobb volt az egy pixelre érkező fotonszám. Tehát a képlet alapján számolt értékkel mindkét esetben alulról becsültem a fotonszámot. A 2-es szűrőkombináció esetén tehát a szög- és hullámhossz-függés kevésbé befolyásolta a szűrők viselkedését. Tehát a két összeállítás közül a 2-es szűrő kombináció eredménye a helyesebb, ezért ezt vizsgáltam részletesebben. Az eszköz lineáris viselkedésének pontosabb megismerése érdekében $y = A \cdot x + B$ alakú egyenest illesztettem a dinamikus tartományba eső pontokra, majd meghatároztam az illesztés paramétereit, melyekre $A=0,019 \pm 0,001$ pC/db és $B=-1,7 \pm 0,9$ pC adódott. A detektor egyes pixeljei 3600 mikrocellát tartalmaznak, ami elvi korlátot jelent a lineáris tartomány felső határának. Figyelembe véve, hogy az eszköz lineáris viselkedését más effektusok is befolyásolhatják, elmondható, hogy a detektor válasza a gerjesztés függvényében az elméleti várakozásoknak megfelelő.



7.3. ábra. Az optikai áthallás vizsgálata egy középső pixel gerjesztése esetén

7.3. Optikai áthallás vizsgálata

A telítődés és a zaj mellett, melyek meghatározzák a dinamikus tartomány alsó illetve felső határát, más jelenségek is befolyásolják az eszköz lineáris viselkedését. Ilyen jelenség az afterpulsing mellett az optikai áthallás is. A pixelek közötti áthallás vizsgálata érdekében egy teljes pixelt gerjesztettem, a korábbi mérésekhez hasonlóan, de ebben az esetben az összes pixel válaszjelét, valamint az összegjelet vizsgáltam, hogy meghatározzam, milyen mértékben figyelhető meg az egyes pixelek között az optikai áthallás hatása. Ennek érdekében először a detektor egyik középső, (3,3)-mas pixelét világítottam meg, 5 Ω -os LED ellenállás mellett. Ekkor a gerjesztett pixelre beérkező fotonszám 1453 volt, mely a lineáris tartományba esett. Az egyes pixelek válaszjele a 7.3 ábrán látható. A gerjesztett pixel válaszjele $28,94 \pm 1,20$ pC volt. Az eredmények alapján megállapítható, hogy a nem megvilágított pixelek jele mind a zaj nagyságrendjébe esik, melynek értéke 1-2 pC volt. Az (1,1)-es pixel kivételével a többi pixel jele azonos, nem emelkednek ki a gerjesztett pixellel szomszédos pixelek. Tehát megállapítható, hogy nincs számottevő optikai áthallás a pixelek között. Ezt alátámasztja az is, hogy a gerjesztett pixel jele és az összegjel jó közelítéssel megegyeznek egymással. Az (1,1)-es pixel jele azonban kicsit nagyobb a többi pixel jelénél. Ennek magyarázata, hogy a jelek továbbítására szolgáló 32 csatornás kábelben az összegjel kivezetése az (1,1)-es pixel jelével szomszédos csatornán történik, így ennek a pixel jelének az eltérését az elektronikus áthallás okozza. Az elektronikus áthallásból származó eltérés mértéke azonban a zaj nagyságrendjébe esik, így ez a pixelek egyformaságát nem befolyásolja. Az áthallás további vizsgálata érdekében az egyik sarokban elhelyezkedő, az összegjellel szomszédos kivezetésű, (1,1)-es pixel gerjesztése esetén is



7.4. ábra. Az optikai áthallás vizsgálata egy sarokban elhelyezkedő pixel gerjesztése esetén

megvizsgáltam az összes pixel válaszjelét illetve az összegjelet. A gerjesztés mértéke megegyezett az előzőleg vizsgált esettel. A kapott eredmények a 7.4 ábrán láthatóak. A gerjesztett pixel válaszjele $29,37 \pm 1,16$ pC volt, mely hibahatáron belül megegyezik az előző esetben vizsgált, (3,3)-mas pixel válaszjével. Tehát az (1,1)-es pixel elektronikus áthallása nem befolyásolja a detektor homogenitását. Az eredmények alapján megállapítható, hogy a nem megvilágított pixelek jele ebben az esetben is a zaj nagyságrendjébe esik. Hasonlóan az előző esethez, a gerjesztett pixellel szomszédos pixelek jele nem emelkedik ki a többi közül, valamint az összegjel jó közelítéssel megegyezik a gerjesztett pixel jelével. Tehát az optikai áthallás meghatározására tett vizsgálataim eredményei alapján megállapítható, hogy a detektor viselkedését nem befolyásolja a pixelek közötti optikai áthallás. Emellett ezek a mérések is alátámasztották a pixelek egyforma viselkedését az eszköz lineáris tartományában.

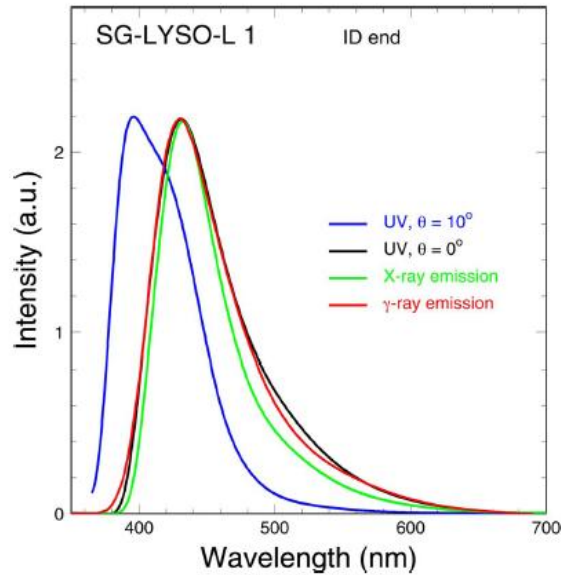
8. fejezet

Szcintillációs kristályokkal végzett vizsgálatok

Szakedolgozatom készítése során a Hamamatsu detektor aktív paramétereinek meghatározásához optikai gerjesztést alkalmaztam, mely a sugárforrással történő gerjesztéshez képest számos előnnyel rendelkezik. Ennek következtében a méréseimhez használt 455 nm-es hullámhosszú LED gerjesztés segítségével lényegesen egyszerűbben feltérképezhettem a detektor bizonyos jellemző paramétereit. Így beláttam, hogy a detektor pixelei homogén módon viselkednek, az egyes pixelek között nincs számottevő optikai áthallás, és a válaszjel kis intenzitások esetén lineárisan arányos a beérkező fotonok számával, nagy intenzitásokra azonban telítésbe megy. Az optikai gerjesztés a folytonos szcintillátort alkalmazó PET modulok vizsgálatára is alkalmazható. [13] A hivatkozott cikkben 365 nm-es hullámhosszú LED modullal gerjesztett folytonos LYSO kristályt tartalmazó PET modulokat vizsgáltak SENSIL gyártmányú SiPM szenzorokkal. Az UV fényforrás fotonszámát úgy választották meg, hogy a detektoron a jel a lineáris tartományban legyen. Azonban az UV-gerjesztés használatához célszerű meghatározni azt az optikai gerjesztést, ami a γ -gerjesztéssel azonos számú fotont generál a kristályban, azaz ekvivalens a γ -gerjesztéssel. TDK munkám célja a γ -gerjesztéssel ekvivalens UV-gerjesztés meghatározása volt.

8.1. LYSO szcintillációs kristály

Méréseim során cériummal adalékolt lutécium-ittrium-oxiortoszilikát ($Lu_{2(1-x)}Y_{2x}SiO_5 : Ce$), a továbbiakban LYSO, szcintillációs kristályt alkalmaztam, mely az adalékolt szervesen egy-



8.1. ábra. LYSO szcintillátor különböző gerjesztésekre adott spektrális válasza [2]

kristály szcintillátorok közé tartozik. Az adalékolt kristályok gyors átmenettel, magas fényhozammal és jó energiafelbontással rendelkeznek. Időbeli lefutásuk függ az aktivátor anyagtól, valamint a töltéshordozók adott anyagbeli mozgékonyaságától. A LYSO relatíve nagy sűrűségű, $\rho = 7,4 \text{ g/cm}^3$ szcintillátor, melynek effektív rendszáma $Z = 66$, így nagy fékezőerővel rendelkezik. Felfutási ideje $\tau_{\text{felfut}} < 0,5 \text{ ns}$, lecsengési ideje $\tau_{\text{lecseng}} = 40 \text{ ns}$, fényhozama pedig 32 foton/keV, így a gyors lecsengési idő és a magas fényhozam következtében nagy fotoemissziós sebességgel rendelkezik. Emellett az $n = 1,825$ -ös törésmutató és a $\lambda = 420 \text{ nm}$ -nél található emissziós csúcs biztosítják a fotodetektorokkal való kompatibilitást és így a hatékony transzfer a szcintillátor és a fotodetektor között. További előnyei, hogy nem higroszkópos, valamint igen jó, 8%-os energiafelbontással rendelkezik. 511 keV-os energián az elnyelési hossza 1,2 cm. Ezen tulajdonságai alapján a LYSO ideális szcintillátor-anyag. A LYSO szcintillátorok UV-, γ - és röntgen-gerjesztésekre adott spektrális válasza a 8.1 ábrán látható. A 8.1 ábra alapján megállapítható, hogy a $\Theta=0^\circ$ -os beesési szögű UV-gerjesztésre illetve a γ -gerjesztésre adott spektrális válasz szinte tökéletesen megegyezik egymással. A röntgen-gerjesztés hatására létrejövő emissziós spektrum valamivel keskenyebb, melynek magyarázata, hogy a röntgen-sugárzás behatolási mélysége lényegesen kisebb, így a felületi hatások okozta torzított kristályrács szerkezet befolyásolja a lumineszcens központokat. A $\Theta=10^\circ$ -os beesési szögű UV-gerjesztés vöröseltolódásának magyarázata, hogy ebben az esetben a fény nem haladt át a kristályon, így az önabszorpció nem érvényesült. Ezek alapján tehát elmondható, hogy a LYSO szcintillációs

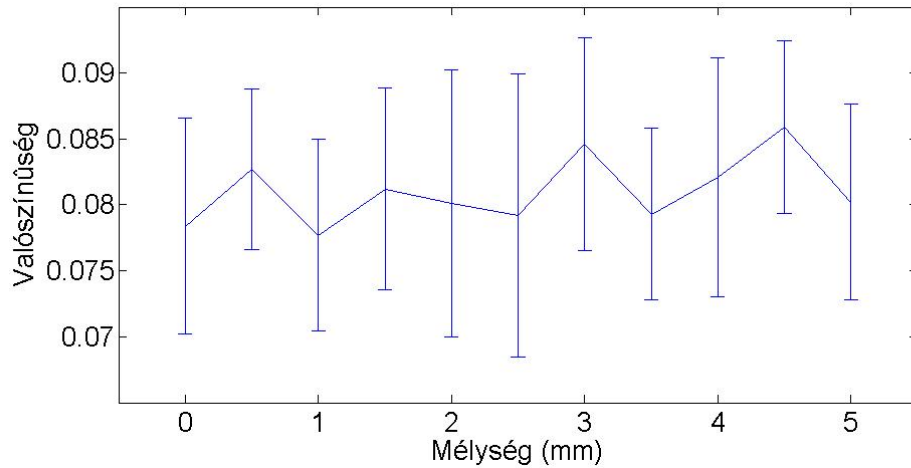
kristályok UV- és γ -gerjesztésekre adott spektrális válasza megegyezik. [2]

8.2. Szimulációs vizsgálatok

A szcintillációs kristály γ -fotonokkal történő gerjesztése egy véletlen, csak valószínűségekkel leírható folyamat, aminek következtében a kölcsönhatás mélysége (DOI - Depth of Interaction) nem meghatározott. Ebből adódóan a kristályt nem egy adott pontban, hanem egy egyenes mentén gerjesztjük. Amennyiben a detektálható fotonok száma függene a gerjesztés mélységétől, akkor az ekvivalens UV-gerjesztést nem lehetne általánosan meghatározni, figyelembe kellene venni az UV fény fókuszálási mélységét is. Ezért egy saját készítésű MATLAB szimulációs programmal vizsgáltam (lásd B. függelék), hogy hogyan függ a detektálható fotonok száma a gerjesztés mélységétől.

A szimuláció segítségével téglatest alakú szcintillációs kristály egy adott oldalán kilépő fotonok száma vizsgálható az indítási hely függvényében. A program 5 bemeneti paraméterrel rendelkezik: a téglatest élhosszai, a szcintillátor törésmutatója és az egy pontból induló fotonok száma. A szimuláció során a téglatest függőleges középvonalának felső 5 mm hosszú szakaszáról 0,5 mm-es lépésközönként indulnak fotonok, minden egyes pontból a bemenetben meghatározott számú. A program a kristály alsó vízszintes oldallapján kilépő fotonok számát vizsgálja. Az egyes fotonok indulási iránya egy, a 4π térszögben egyenletes eloszlású, pszeudo-véletlen valószínűségi változó, melyet egy számítógépes véletlen szám generáló algoritmus segítségével állítottam elő. A program meghatározza, hogy az adott pontból adott irányba elindított foton a kristály mely falát éri el először, majd megvizsgálja, hogy az optika törvényeinek megfelelően, ott kilép vagy visszaverődik. Ezt a foton kilépéséig vagy maximum 1000 visszaverődésig vizsgálja. Ezután eldönti, hogy a vizsgált foton kilépett-e a kristályból, és ha igen, akkor megfelelő oldalán lépett-e ki. Az visszaverődések számának korlátozására azért van szükség, mert a foton csapdába kerülhet a kristály belsejében, ami jelentősen megnövelné a program futási idejét, valamint a mérések során is csak az integrálási időn belül kilépő fotonok detektálhatóak. Így minden indítási pontra a kilépett és az összesen elindított fotonok hányadosaként a program meghatározza a kilépési valószínűséget. A szimuláció során 10-szer fut le ez a ciklus, amiből statisztikát készít a program.

A szimuláció segítségével egy leegyszerűsített modell vizsgálható, mely nem veszi figyelembe a törésmutató hullámhossz-függését, s ezzel a különböző hullámhosszú fotonok eltérő viselkedé-

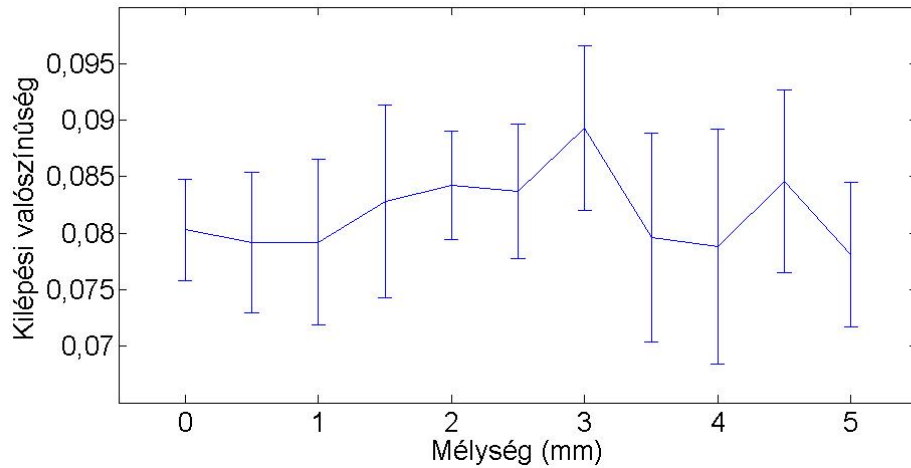


8.2. ábra. Az egyik $3 \times 3 \text{ mm}^2$ -es oldalon való kilépési valószínűség a gerjesztési hely függvényében

sét, valamint nem számol a kristály abszorpciójával sem.

A szimulációt lefuttattam a $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ -es kristálytű és a $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es kristálytű esetére is úgy, hogy minden pontból 1000 fotont indítottam, és a törésmutatót a LYSO $\lambda=440 \text{ nm}$ -es hullámhosszon vett törésmutatójának, 1,825-nek választottam meg. A szimuláció eredményei a 8.2 illetve a 8.3 ábrákon láthatók. Az eredmények alapján megállapítható, hogy adott kristály méret esetén a különböző gerjesztési mélységekre kapott kilépési valószínűségek hibahatáron belül megegyeznek egymással. Így a $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ -es kristálytű esetén az egyik $3 \times 3 \text{ mm}^2$ -es oldalon való kilépési valószínűség $8,1 \% \pm 0,82 \%$, míg a $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es kristálytű esetén az egyik $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ -es oldalon való kilépési valószínűség $8,2 \% \pm 0,75 \%$. Az eredmények alapján az is elmondható, hogy a két különböző méretű kristálytű esetére kapott kilépési valószínűségek hibahatáron belül megegyeznek egymással. Ennek oka, hogy a szimuláció veszi figyelembe a kristály elnyelését. Tehát megállapítható, hogy a kilépési valószínűség független a gerjesztés mélységétől, s így lehetőség van általános γ -ekvivalens UV-gerjesztés meghatározására.

Továbbá a szimuláció segítségével, a LYSO szcintillátor fényhozamának, valamint a gerjesztés energiájának ismeretében, lehetőség nyílik a szcintillátorból kilépő fotonok számának becslésére. $^{22}_{11}\text{Na}$ izotóppal, valamint tetszőleges β^+ -bomló izotóppal, történő gerjesztés esetén, a γ -fotonok energiája 511 keV . Ekkor figyelembe véve a LYSO 32 foton/keV -es fényhozamát, és a $8,15 \%$ -os kilépési valószínűséget, a kristályból az adott oldalon kilépő fotonok száma nagyságrendileg 1300.

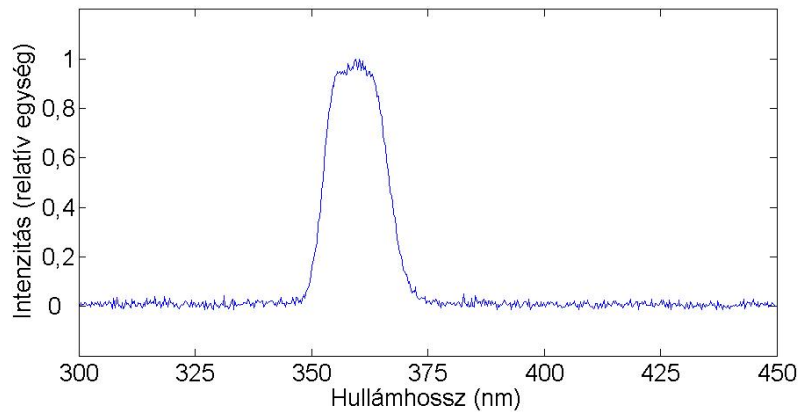


8.3. ábra. Az egyik $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ -es oldalon való kilépési valószínűség a gerjesztési hely függvényében

8.3. Mérési paraméterek, eszközök

Az UV-gerjesztéssel végzett méréseim során használt fényforrás egy 365 nm-es hullámhosszú, impulzus üzemű, Thorlabs Inc. gyártmányú M365L2 (M00250456) típusú LED volt. A LED meghajtója mellett, hogy biztosította a impulzus üzemű működés feltételeit 64 μs -os periódusidővel, tartalmazott egy potenciométert, melynek segítségével a fényforráson átfolyó áramerősség, és ezzel a teljesítmény volt változtatható. A potenciométer ellenállása 0,2 Ω -tól 100 Ω -ig volt állítható. Méréseim során a LED tartójában egy Thorlabs Inc. gyártmányú FB350-10 típusú, nominálisan 350 nm középhullámhosszú és 10 nm félértékszélességű szűrő volt elhelyezve. Ennek oka, hogy a szűrő segítségével ki lehetett vágni azt a hullámhossz-tartományt a LED spektrumából, amely áthalad a LYSO szcintillációs kristályon. Így a beeső fény nem juthatott át a kristályon, ezzel plusz gerjesztéseket okozva a detektor felületén, csak gerjesztette azt. A LED és a szűrő együttes spektrumát egy Ocean Optics gyártmányú USB4000XR típusú, UV irányba kiterjesztett érzékenységgel rendelkező, szálas spektrométer segítségével mértem meg, mely a 8.4 ábrán látható.

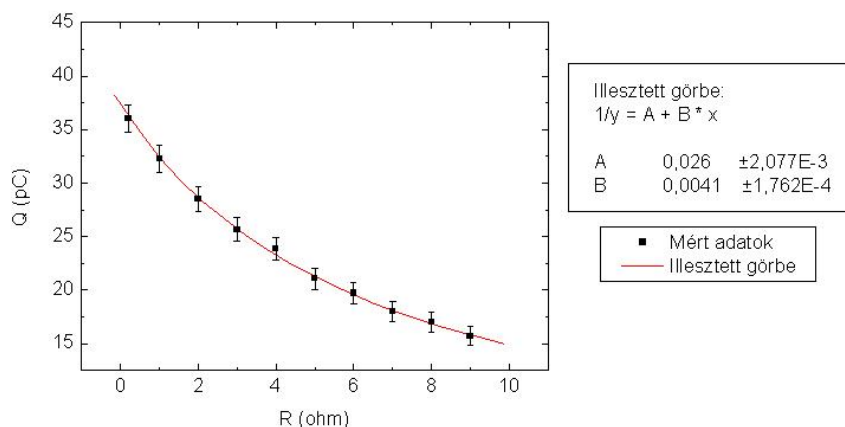
A γ -sugárforrással végzett méréseim során két különböző forrást vizsgáltam. Az egyik forrás egy $^{22}_{11}\text{Na}$ izotóp volt, melynek felezési ideje $T_{1/2} = 2,6$ év. Ebben az esetben a γ fotonok a Na β^+ -bomlása során keletkező pozitronok elektronokkal történő annihilációjából származtak, így a γ fotonok energiája 511 keV volt. A Na forrás aktivitása a mérések idején $A=106$ kBq volt. A másik sugárforrás egy $^{137}_{55}\text{Cs}$ izotóp volt, melynek felezési ideje $T_{1/2} = 26,6$ év. Ebben az esetben a vizsgált γ fotonok a Cs γ -bomlása során keletkeztek, így ezek maximális energiája



8.4. ábra. A 365 nm-es hullámhosszú LED és a használt szűrő együttes normált spektruma

662 keV volt. A Cs forrás aktivitása a mérések idején $A=2147$ kBq volt. A jelentős aktivitáskülönbség következtében a Na forrással hosszabb ideig végeztem méréseket, hogy mindkét esetben legyen elég adatom a megfelelő statisztikák elkészítéséhez.

Vizsgálataim során a 6.1 ábrán látható mérési elrendezést használtam, azzal a módosítással, hogy a Hamamatsu detektor fölött egy LYSO szcintillációs kristálytűt helyeztem el műanyag tartóban. Méréseim alatt két különböző nagyságú, egy $1,5 \times 1,5 \times 10$ mm³ és egy $3 \times 3 \times 20$ mm³ méretű kristálytűt alkalmaztam. Mindkét tű saját tartóval rendelkezett, melyek a szcintillátorok pontos rögzítése mellett azt is biztosították, hogy a detektor csak a kristálytűkben létrejött szcintillációk révén legyen gerjeszthető. Méréseim során a kristálytűket csak egy kiválasztott, az egyik középső pixel fölött helyeztem el, melynek oka, hogy korábbi vizsgálataim igazolták, hogy a detektor egyes pixeljei homogén módon viselkednek. A $1,5 \times 1,5 \times 10$ mm³-es kristálytű elegendően kicsi volt ahhoz, hogy ebben az esetben csak egy pixelt gerjesztettek a szcintillációk. A $3 \times 3 \times 20$ mm³-es kristálytű esetén azonban a szcintillációk még egy szomszédos pixelt is gerjesztettek, így ebben az esetben ezen két pixel összegjelét kellett vizsgálnom, valamint korrekciót kellett alkalmaznom a pixelek közötti holtter következtében. A korrekciót a két pixel összegjeléből számoltam a holtter és a pixelek területéből, területarányosan. Vizsgálataim alatt az integrálási idő minden esetben 470 ns volt, míg a trigger jelhez képesti késleltetés az UV-gerjesztés esetén 50 ns, a γ -forrással történő gerjesztés esetén pedig 0 ns volt. Az adatgyűjtéshez minden esetben külső triggerelést alkalmaztam, melyhez a trigger jelet a LED meghajtó biztosította. Az UV-gerjesztés esetén ez magától értetődő választás, a sugárforrással való gerjesztés esetén azonban nem. Ez utóbbi esetben logikusabb lenne belső triggerelést alkalmazni, azonban a belső triggerelés esetén a rendszer nem azonnal kezdi el az integrálást a



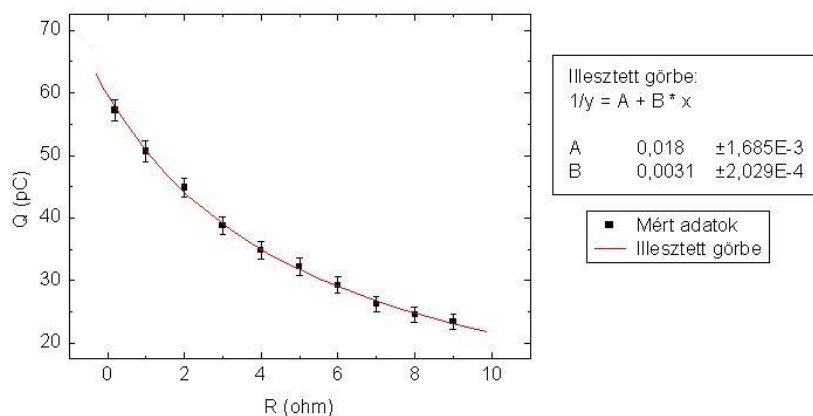
8.5. ábra. A $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es tú ellenállás-töltés karakterisztikája

trigger küszöböt meghaladó jel detektálása után, hanem késleltetéssel, ami jelentős jelvesztést okozna. Így pontosabb mérési eredményekhez vezet a külső triggerjel alkalmazása. Ennek hátránya azonban, hogy mivel a radioaktív bomlás sztochasztikus folyamat, ezért a mérés folyamán felvett adatmennyiség jelentős része nem tartalmaz értékes információt, csak zajt. Ennek következtében a γ forrásokkal való gerjesztések esetén nagyságrendekkel több adat felvételére és feldolgozására volt szükség, mint az UV fényel történő gerjesztés esetén. Míg UV-gerjesztés esetén 10000 adatból készített statisztika kellően pontos eredményeket szolgáltatott, addig a Cs forrással 1 millió, a Na forrással pedig 5 millió adat feldolgozására volt szükség.

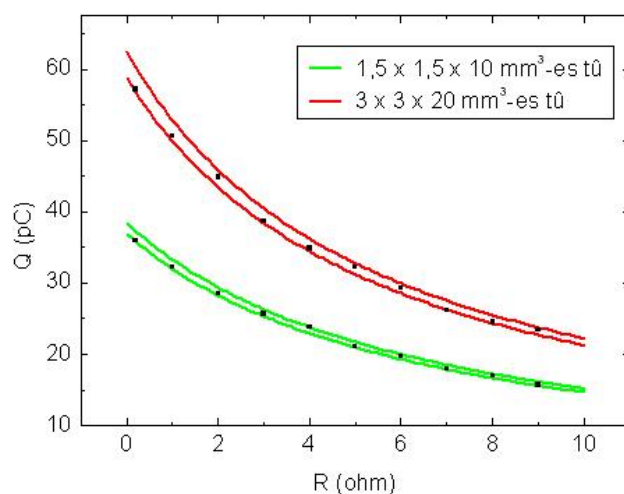
8.4. Mérési eredmények, következtetések

Méréseim célja a γ -ekvivalens gerjesztés meghatározása volt. Ennek érdekében, két különböző méretű kristálytűvel, és két különböző sugárforrással, valamint változtatható intenzitású UV fényel való gerjesztés esetén vizsgáltam a detektor válaszjelét. Felhasználva, hogy az UV- és a γ -gerjesztés spektrális válasza megegyezik, az UV-gerjesztésre kimért ellenállás-töltés karakterisztikák ismeretében a γ -gerjesztéshez tartozó töltés spektrumokhoz meghatározható egy ekvivalens ellenállás érték.

Először az UV-gerjesztés ellenállás-töltés karakterisztikáját határoztam meg, mind a $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es, mind a $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ -es kristálytű esetén. Mindkét esetben az ellenállás értékét $0,2 \Omega$ -tól 10Ω -ig változtattam 1Ω -os lépésközönként. A mért adatokra $\frac{1}{y} = A + B \cdot x$ alakú görbét illesztettem, mely a 8.5 és a 8.6 ábrákon látható. A illesztések paraméterei alapján meghatároztam a 95%-os konfidencia intervallumokat, melyeket az ekvivalens ellenállás értékek



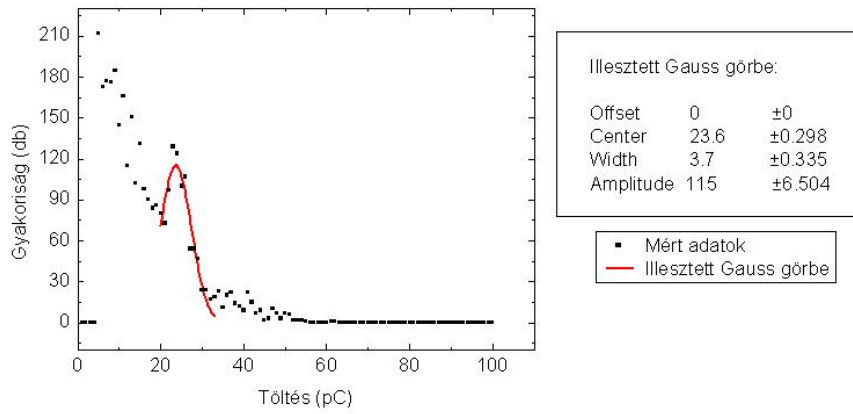
8.6. ábra. A $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ -es tű ellenállás-töltés karakterisztikája



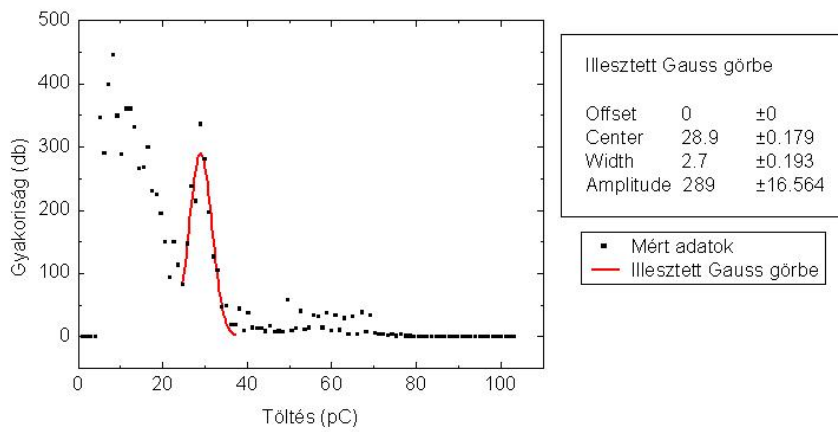
8.7. ábra. A két tű ellenállás-töltés karakterisztikája konfidencia intervallumokkal

meghatározásához használtam. A két kristálytűre mért adatok és az illesztések konfidencia intervallumai a 8.7 ábrán láthatók. Ezután meghatároztam mindkét sugárforrás és mindkét kristálytű méret esetén a töltés spektrumokat. A fotocsúcsok helyének meghatározása érdekében a mért adatokra Gauss-görbét illesztettem, melynek offsetjét zérusnak állítottam be fizikai megfontolások alapján. A mért spektrumok a 8.8, 8.9, 8.10 és a 8.11 ábrákon láthatók.

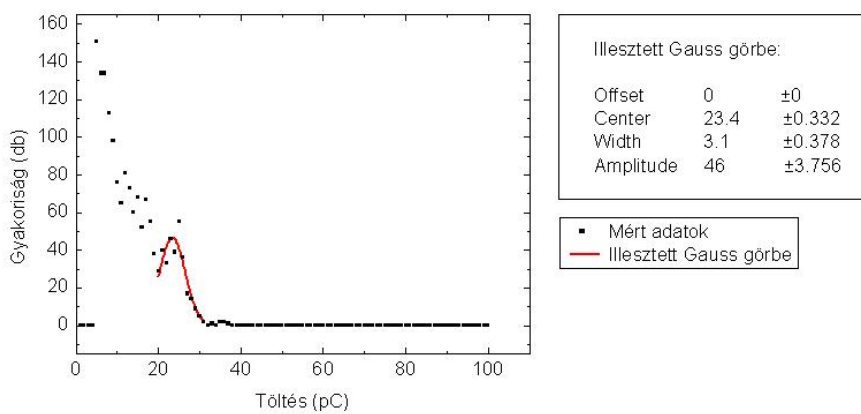
Az illesztett Gauss-görbe centrumának helye, illetve annak hibája alapján minden esetben megadtam egy töltés intervallumot, mely tartalmazza a fotocsúcsot, majd az UV-gerjesztés karakterisztikájához meghatározott konfidencia intervallumok alapján megadtam az ehhez tartozó ekvivalens ellenállás intervallumot. Az így kapott eredményeket a 8.1 táblázat tartalmazza.



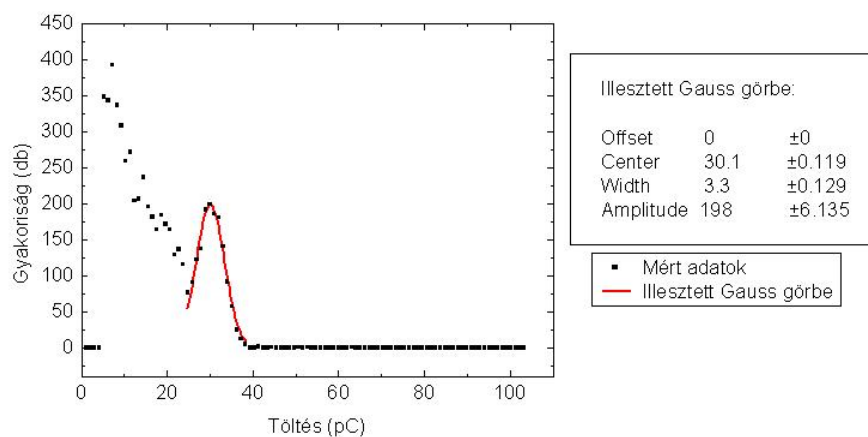
8.8. ábra. A $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es tű Na forrással gerjesztve



8.9. ábra. A $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ -es tű Na forrással gerjesztve



8.10. ábra. A $1,5 \times 1,5 \times 10 \text{ mm}^3$ -es tű Cs forrással gerjesztve



8.11. ábra. A $3 \times 3 \times 20$ mm³-es tú Cs forrással gerjesztve

	$Q_{min}(pC)$	$Q_{max}(pC)$	$R_{min}(\Omega)$	$R_{max}(\Omega)$
Na forrás, $1,5 \times 1,5 \times 10$ mm ³ -es tú	23,3	24	3,5	5
Na forrás, $3 \times 3 \times 20$ mm ³ -es tú	28,7	29,2	4,7	6,5
Cs forrás, $1,5 \times 1,5 \times 10$ mm ³ -es tú	23	23,8	3,6	5,1
Cs forrás, $3 \times 3 \times 20$ mm ³ -es tú	29,8	30,2	4,4	6

8.1. táblázat. Töltés és ekvivalens ellenállás intervallumok

Eredményeim alapján megállapítható, hogy mind a Na, mind a Cs forrás estében, a két különböző méretű kristálytűhöz tartozó ekvivalens ellenállás intervallumok átfednek egymással. Tehát elmondható, hogy LYSO szcintillációs kristállyal társítva a detektor válaszjele nem függ a kristálytű méretétől. Emellett az is megállapítható, hogy a két különböző energiájú, Na 511 keV és Cs 662 keV, sugárforrásos gerjesztéshez tartozó ekvivalens ellenállás intervallumok átfednek. Ennek oka, hogy a mérések valamint az illesztések nagy hibával rendelkeznek, ezért nem különböztethető meg egymástól a két fotocsúcs.

Emellett a kapott töltés-mennyiségek alapján, a korábban az optikai gerjesztésre meghatározott töltés-fotonszám karakterisztika ismeretében lehetőség van a beeső fotonszám becslésére. A detektor lineáris tartományára illesztett $Q = A \cdot N_{foton} + B$ alakú egyenes paramétereinek felhasználásával ($A=0,019 \pm 0,001$ pC/db és $B=-1,7 \pm 0,9$ pC) a beeső fotonok száma nagyságrendileg 1300-1600. Ez az eredmény összhangban van a szimulációs vizsgálat alapján meghatározott fotonszámmal, annak ellenére, hogy a szimuláció egy lényegesen egyszerűsített modellre épül.

9. fejezet

Összefoglalás

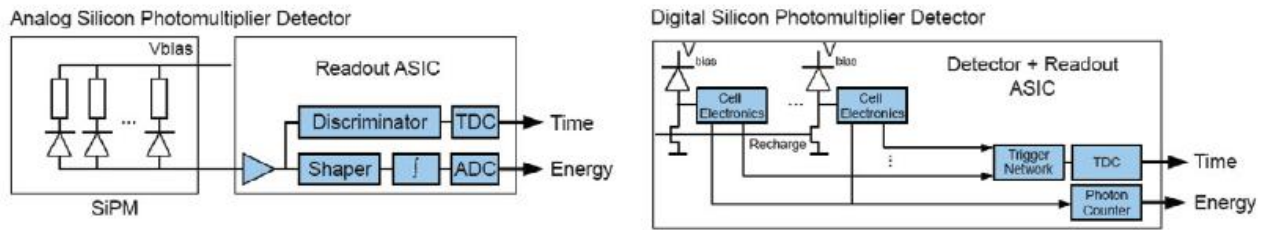
Munkám során feltérképeztem a vizsgált Hamamatsu gyártmányú S11830-3344MF típusú analóg többpixeles fotonyszámláló felépítését, működését és jellemző paramétereit. Emellett egy SPADnet-I típusú digitális félvezető alapú fotoelektron-sokszorozó segítségével betekintést nyertem az analóg és a digitális SiPM-ek különbségeibe, előnyeibe, hátrányaiba. Szakdolgozatom készítése során meghatároztam a Hamamatsu detektor legfontosabb aktív és passzív paramétereit. A reflexió hullámhosszfüggésére kapott eredményeim összhangban vannak az irodalomban a *PDE* hullámhosszfüggésére közölt adatokkal. Emellett a reflexió szögfüggésére kapott eredményeim alapján megállapítható, hogy kis beesési szögek esetén a reflexió, csak kis mértékben függ a beesési szögtől, melynek azért van nagy jelentősége, mert szcintillációs fény detektálása esetén a detektort érő fény nagy része nem merőlegesen érkezik. Az aktív mérések során optikai gerjesztést alkalmaztam, melynek előnye, hogy fókuszálással a gerjesztés helye pontosan meghatározható és a fényintenzitás könnyen változtatható. Méréseim megmutatták, hogy az eszköz pixelei homogén módon viselkednek, és gerjesztés hatására a detektor válaszjele az elméleti várakozásoknak megfelelően kis intenzitás esetén lineárisan arányos a gerjesztés mértékével, nagyobb intenzitások esetén azonban telítődő jelleget mutat. TDK munkám során γ és UV fotonnal gerjesztett LYSO szcintillációs kristályból kilépő lumineszcens fény ekvivalenciáját vizsgáltam. Egy saját készítésű MATLAB szimuláció segítségével beláttam, hogy a detektálható fotonok száma nem függ a szcintillációs kristályban való gerjesztési mélységtől. Ezt követően $^{137}_{55}\text{Cs}$ és $^{22}_{11}\text{Na}$ forrás esetén is meghatároztam a γ -gerjesztéssel ekvivalens UV-gerjesztést. Az eredmények alapján megmutattam, hogy az UV-gerjesztés erőssége beállítható oly módon, hogy az megfeleljen a γ -gerjesztésnek. Azaz használható UV-gerjesztés szcintillációs kristályt tartalmazó detektormodulok vizsgálatára.

A. Függelék

SPADnet detektor

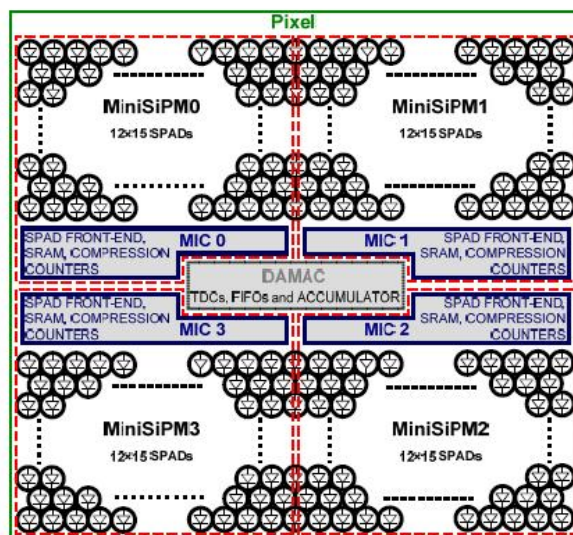
A vizsgálataim nagy részét képező Hamamatsu detektor egy analóg többpixeles fotonszámláló. Annak ellenére, hogy az analóg SiPM-ek a hagyományos PMT-k több jelentős hátrányát is kiküszöbölték úgy, mint a mágneses térre való érzékenységet és a megfelelő erősítéssel történő működtetéshez a nagyfeszültségű tápegység szükségességét, mégsem használták ki teljes mértékben a felépítésükben részt vevő lavina diódák összes lehetőségét. Ennek oka, hogy az analóg SiPM-ek esetében az analóg/digitális konverzió csak a végső összegzett kimenő jelre van megvalósítva, melynek következtében a jel jelentős mértékű elektromos zajjal van terhelve. Ezzel szemben a digitális, többpixeles fotonszámlálók nagy előnye, hogy ez esetben az analóg/digitális konverzió külön-külön minden mikrocellára meg van valósítva, hiszen az egyes celláknak megfelelő lavina diódák csak arról adnak számot, hogy volt-e abszorbeált foton vagy sem. A digitális SiPM-ek felépítése kihasználja a CMOS technológia előnyeit az egyes mikrocellák bitenkénti analóg/digitális konverziójához, melynek köszönhetően ezek az eszközök kisebb zajjal terheltek és kevésbé érzékenyek a hőmérséklet-ingadozásokra. A digitális eszközök a beépített TDC-kel (Time-to-Digital Converter) számos előnnyel rendelkeznek az analóg detektorokhoz képest. Így egy digitális eszköz lényegesen több információt szolgáltat a mérésről, lehetővé teszi a mérni kívánt jelenség időbeli lefolyásának vizsgálatát is, melyre az analóg SiPM-ekkel nem volt lehetőség, valamint jelentősen javítja a detektor térbeli és időbeli felbontóképességét. Az analóg és a digitális SiPM-ek felépítésének különbsége az A.1 ábrán látható.

Vizsgálataimat egy SPADnet-I típusú digitális SiPM-mel végeztem. A detektor egy 130 nm-es 1P4M CMOS képalkotó technológiával készített digitális, többpixeles fotonszámláló. Az eszköz 128 független csatornát tartalmaz, melyeknek megfelelő pixelek egy 8×16 -os tömbbe rendezve helyezkednek el. Minden egyes pixel egy $0,57 \text{ mm} \times 0,61 \text{ mm}$ területű téglalap, mely



A.1. ábra. Az analóg és a digitális SiPM-ek felépítése [14]

lényegesen kisebb az analóg SiPM-ek pixelméreténél, így a detektor fényeloszlás mérésére és foltméret meghatározására is alkalmas. Az egyes pixelek felépítésében 4×180 mikrocella vesz részt, ahol a négy mini-SiPM egyenként 15×12 cellát tartalmaz. Az eszköz felépítésében részt vevő egyes lavina diódák egy passzív kioltó áramkörhöz és egy áramátalakítóhoz csatlakoznak, így alkotva egy mikrocellát. Az eszköz geometriai kitöltési tényezőjének növelése, valamint a sötét áram arányának és a szükséges kiolvasó elektronikai rendszer méretének csökkentése térben és időben tömörített, teljesen digitális, kis területű SiPM-ekkel valósítható meg. Ezek az úgynevezett mini-SiPM-ek. A mini-SiPM-ek legnagyobb előnye a két részre osztható tömörítő áramkör, melybe becsatlakozik mind a 180 mikrocella megfelelő kivezetése. A tömörítő áramkör első része három mikrocellát kapcsol össze VAGY kapukkal, melynek következtében, ha egy cella gerjesztődne egy másik holtidejében, akkor ezek közül csak egy impulzust számlál az áramkör. Ennek a kapcsolásnak a fő előnye, hogy a sötét áram aránya lineárisan változik a cella területével és hozama állandó, míg az egy pixelre eső kiolvasó áramkör nagysága csökken. Ugyanakkor a tömörítésből adódó információ-vesztés, ami a kapcsolás hátránya lehet, kis cellamérettel és alacsony fotonfluxussal minimalizálható. Így az elrendezés alkalmazhatósága a fotonok számának térbeli eloszlásától függ. Az áramkörnek ez a része valósítja meg a térbeli tömörítést. A tömörítő áramkör másik része egy monostabil multivibrátor, melynek segítségével az impulzusok ideje és így a cellák holtideje nanoszekundum alá csökkenthető, s ezáltal több cella jele összetömöríthető. Ezeket a monostabil billenőáramköröket VAGY fába kapcsolva egy olyan csatorna hozható létre, mely az egyes cellák jelét továbbítja és egy számláló órajel bemenetére juttatja. Ez a kapcsolás jelentősen kisebb helyen megvalósítható, mint más összegző elrendezések. A kapcsolás hátránya ebben az esetben is a tömörítésből származó veszteség lehet. Ez azonban nagy sebességű digitális blokkokkal, melyekkel az instabil impulzusok hossza 250 ps kiterjedésűre csökkenthető, és alacsony fotonfluxussal minimalizálható. Mivel a tömörítő áramkör ezen részének alkalmazhatósága a fotonok számának időbeli eloszlásától



A.2. ábra. A pixelek felépítésének vázlatja [15]

függ, ezért ezt időbeli tömörítésnek nevezzük. A mini-SiPM-ek felépítésének vázlatja az A.2 ábrán látható. Az egyes mikrocellák aktív területe kör alakú, melynek átmérője $16,27 \mu\text{m}$, míg a cellák teljes mérete $19,27 \mu\text{m}$. Az eszköz teljes mérete $9,85 \text{ mm} \times 5,425 \text{ mm}$, mely a pixelek aktív területéből és a pixelek közötti holtteréből adódik. A szubmikronos CMOS technológia lehetővé teszi az egyes cellák jelfeldolgozó áramkörének beépítését minimális holtterrel. Így az egész detektorra vonatkozó geometriai kitöltési tényező $42,93 \%$, mely azonban lényegesen kisebb a vizsgált Hamamatsu SiPM kitöltési tényezőjénél, ami $61,5 \%$. Ennek a számottevő különbségnek az egyik magyarázata, hogy a SPADnet detektor esetén a mikrocellánként megvalósított analóg/digitális konverter az alkalmazott technológia ellenére is jelentősen megnöveli a holtter arányát. Az eszköz fotodetektálási hatásfokának maximuma $1,4 \text{ V}$ -os túlfeszültség esetén 28% . Ez az érték szintén lényegesen kisebb, mint a vizsgált analóg félvezető alapú fotoelektron-sokszorozó PDE -jének maximuma, mely 50% . Ennek a jelentős eltérésnek az oka részben az, hogy az eszköz fotodetektálási hatásfoka arányos a geometriai kitöltési tényezőjével. A detektor sötét áramának következtében a TDC-k akkor is jelezhetnek, ha nincs beeső foton. Ezért, annak elkerülése érdekében, hogy a ténylegesen detektált fotonok jele a sötét áramból adódó beütések miatt vesszen el, gyors mintavételezésre van szükség. A detektor mintavételezési sebessége 100 MHz . Így az eszköz felépítése lehetővé teszi a mért teljes energia valós idejű kiolvasását a 100 MHz -es felső korlátig. Az adatok kiolvasási sebessége $1,6 \text{ Gb/s}$. A vizsgált SPADnet detektor időbeli felbontása $63,88 \text{ ps}$. A detektornak fontos feladata az is, hogy a mérni kívánt jelenséget meg tudja különböztetni a háttér zajtól. Az analóg SiPM-ek eseté-

ben ennek érdekében a kimenő összeütésszámot egy diszkriminátorra vezetik. Amennyiben ez meghaladja a diszkriminátor küszöbértékét, akkor jelnek minősül, különben zajnak. Ezzel szemben a digitális SiPM-eknél más a helyzet. Mivel a beérkező fotonfluxus térben szétszóródhat, ezért ebben az esetben is a teljes eszköz összegjelének vizsgálatára van szükség. Ennek érdekében az eszköz az órajel segítségével időegységeket, úgynevezett bineket definiál, melyen belül felösszegezi az egyes pixelekre érkező fotonfluxust. Az egyes binek 10 ns hosszúak. Ezután az egy binre eső pixelenkénti jel térbeli összegzése is megtörténik. Ilyen módon a teljes eszköz összegjele valós időben vizsgálható az egymást követő binek segítségével, és így meghatározható a mérni kívánt jelenség kezdete. A diszkriminátor két egymást követő bin beütésszámát vizsgálja. Abban az esetben, ha a beütésszámok meghaladnak két meghatározott küszöbértéket, akkor jelnek minősül, egyébként zajnak. A digitális elrendezés előnye az analóggal szemben, hogy míg az analóg kapcsolás esetén a diszkriminátor indítja el a TDC-t, addig a digitális kapcsolás esetén az idő a diszkriminátortól teljesen függetlenül vizsgálható. Ennek következtében a digitális SiPM-ek esetén a küszöbértékek, a detektor hatásfokának növelése érdekében, tetszőlegesen megválaszthatók úgy, hogy minél kevesebb zajt detektáljon a rendszer, és ez nem befolyásolja az időfelbontás pontosságát. Másrészt a mérés előtt felvéve a detektor zajtérképét lehetőség van a zajos pixelek működésének egyenkénti letiltására is. [15], [16]

B. Függelék

MATLAB szimulációs kód

```
function [valszseg,szoras]=szimulacio(a,b,c,toresm,N)

melyseg=[0 0.5 1 1.5 2 2.5 3 3.5 4 4.5 5];
detektalt=zeros(length(melyseg),10);

for pozicio=1:length(melyseg)
    for inditas=1:10
        for darab=1:N
            %Kezdőpont.
            x0=a/2;
            y0=b/2;
            z0=c-melyseg(pozicio);
            %Random irány meghatározása.
            u=rand;
            v=rand;
            fi=2*pi*u;
            teta=acos(2*v-1);
            iranyv=zeros(1,3);
            iranyv(1)=sin(teta)*cos(fi);
            iranyv(2)=sin(teta)*sin(fi);
            iranyv(3)=cos(teta);
```



```

utk=0;
kilep=0;
while(kilep==0 & utk<1000)
    %Metszéspont meghatározása.
    t=zeros(1,6);
    if (iranyv(1)~=0)
        t(1)=-x0/iranyv(1);
        t(2)=(a-x0)/iranyv(1);
    end
    if (iranyv(2)~=0)
        t(3)=-y0/iranyv(2);
        t(4)=(b-y0)/iranyv(2);
    end
    if (iranyv(3)~=0)
        t(5)=-z0/iranyv(3);
        t(6)=(c-z0)/iranyv(3);
    end
    end

    %Legközelebbi irányba eső metszéspont.
    tmin=max(t);
    for i=1:6
        if(t(i)<tmin & t(i)>0)
            tmin=t(i);
            ind=i;
        end
    end
    end

    %Normálvektorok.
    if (ind==1)
        normalv=[1 0 0];
    elseif (ind==2)

```

```

        normalv=[-1 0 0];
elseif (ind==3)
        normalv=[0 1 0];
elseif (ind==4)
        normalv=[0 -1 0];
elseif (ind==5)
        normalv=[0 0 1];
elseif (ind==6)
        normalv=[0 0 -1];
end

%Beesési szög.
beszog=acos(iranyv(1)*normalv(1)+iranyv(2)*normalv(2)+
+iranyv(3)*normalv(3));
beszog=pi-beszog;

%Kilép.
if (beszog<=asin(1/toresm))
    kilep=1;
    if (ind==5)
        detektalt(pozicio,inditas)=detektalt(pozicio,inditas)+1;
    end

%Nem lép ki.
else
    x0=x0+tmin*iranyv(1);
    y0=y0+tmin*iranyv(2);
    z0=z0+tmin*iranyv(3);
    iranyv=iranyv+2*normalv*cos(beszog);
    iranyv=iranyv/sqrt(iranyv(1)^2+iranyv(2)^2+iranyv(3)^2);

end

```

```
        utk=utk+1;

    end

end

    valszeg(pozicio,inditas)=detektalt(pozicio,inditas)/N;
end
    valszeg(pozicio,11)=sum(valszseg(pozicio,:))/10;
    szoras(pozicio)=std(valszseg(pozicio,:));
end
```

Irodalomjegyzék

- [1] A. Nassalski, M. Moszynski, A. Syntfeld-Kazuch, T. Szczesniak, L. Swiderski, D. Wolski, T. Batsch, and J. Baszak, *Multi Pixel Photon Counters (MPPC) as an Alternative to APD in PET Applications*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 57, No. 3, 2010
- [2] R. Mao, L. Zhang, Ren-Yuan Zhu, *Emission Spectra of LSO and LYSO Crystals excited by UV Light, X-Ray and γ -ray*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 55, No. 3, 2008
- [3] Virginia Ch. Spanoudaki, Craig S. Levin, *Photo-Detectors for Time of Flight Positron Emission Tomography (ToF-PET)*, Sensors, 10, 10484-10505, 2010
- [4] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, A. Pleshko, E. Popova, S. Smirnov, Yu. Volkov, L. Filatov, S. Klemin, F. Kayumov, *An advanced study of silicon photomultiplier*, ICFA Instrumentation Bulletin
- [5] D. Renker, *Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 48–56, 2006
- [6] *New type of Si Photon-counting Device*, Hamamatsu, Multi-Pixel Photon Counter, 2010
- [7] *Thumb-sized "ultra-compact spectrometer" with VIS-NIR response*, Hamamatsu News Vol. 1, 2011
- [8] *MPPC array module C11206-0404FB(X) Operation manual*, Hamamatsu, Doc. No. K29-B61034, 2011
- [9] T. Kato, J.Kataoka, T.Nakamori, T.Miura, H.Matsuda, K.Sato, Y.Ishikawa, K.Yamamura, N. Kawabata, H.Ikeda, G.Sato, K.Kamada, *Development of a large-area monolithic 4×4 MPPC array for a future PET scanner employing pixelized Ce:LYSO and Pr:LuAG crystals*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 638 83–91, 2011

- [10] Herman T. van Dam, Stefan Seifert, Ruud Vinke, Peter Dendooven, Herbert Löhner, Freek J. Beekman, Dennis R. Schaart, *A Comprehensive Model of the Response of Silicon Photomultipliers*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 57, No. 4, 2010
- [11] Patrick Eckert, Hans-Christian Schultz-Coulon, Wei Shen, Rainer Stamen, Alexander Taday, *Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers*, arXiv:1003.6071v2 [physics.ins-det], 2010
- [12] F. Retiere, Y. Du, S. Foreman, P. Kitching, A. Kostin, T. Lindner, M. Low, P. Masliah, I. Moul, S. Oser, H. Tanaka, A. Vacheret, *Characterization of Multi Pixel Photon Counters for T2K Near Detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610 378–380, 2009
- [13] B. Játékos, Á. O. Kettinger, E. Lőrincz, F. Ujhelyi, G. Erdei, *Evaluation of Light Extraction from PET Detector Modules Using Gamma Equivalent UV Excitation*, In: Bo Yu (szerk.)IEEE, pp. 3746-3750. Paper M21-6. ISBN: 978-1-4673-2029-0, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Anaheim, Amerikai Egyesült Államok, 2012.10.29-2012.11.03.
- [14] York Haemisch, Thomas Frach, Carsten Degenhardt, Andreas Thon, *Fully Digital Arrays of Silicon Photomultipliers (dSiPM) – a Scalable Alternative to Vacuum Photomultiplier Tubes (PMT)*, Physics Procedia 37 1546 – 1560, 2012
- [15] Richard J. Walker, Leo H. C. Braga, Ahmet T. Erdogan, Leonardo Gasparini, Lindsay A. Grant, Robert K. Henderson, Nicola Massari, Matteo Perenzoni, David Stoppa, *A 92k SPAD Time-Resolved Sensor in 0.13 μm CIS Technology for PET/MRI Applications*, International Image Sensor Workshop, Utah USA, 2013
- [16] Leo Huf Campos Braga, Leonardo Gasparini, Lindsay Grant, Robert K. Henderson, Nicola Massari, Matteo Perenzoni, David Stoppa, Richard Walker, *A fully digital 8×16 SiPM array for PET/MRI applications with per-pixel TDCs and real-time energy output*, International Solid-State Circuits Conference (ISSCC), San Francisco USA, 2013