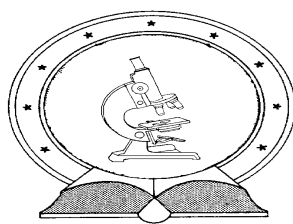


DE TTK



1949

**Félvezető és szcintillációs detektorok  
alkalmazása  
részecskefizikai kísérletekben**

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

**Sipos Attila**

Témavezető: Dr. Molnár József

Debreceni Egyetem  
Természettudományi Doktori Tanács  
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája  
Debrecen, 2012

**Készült**

A Debreceni Egyetem  
Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának  
Magfizika programja keretében a Magyar Tudományos  
Akadémia Atommagkutató Intézetében (ATOMKI)

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának *Magfizika* programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2012. ....

Sipos Attila  
jelölt

Tanúsítom, hogy *Sipos Attila* doktorjelölt 2011 – 2012 között a fent megnevezett doktori iskola *Magfizika* programjának keretében irányítással végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2012. ....

Dr. Molnár József  
témavezető



# Félvezető és szcintillációs detektorok alkalmazása részecskefizikai kísérletekben

Értekezés a doktori (PhD) fokozat megszerzése érdekében  
a fizika tudományágban

Írta: Sipos Attila, okl. villamosmérnök, okl. fizikatanár

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok  
Doktori Iskolájának Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Molnár József

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....

A doktori szigorlat időpontja: 2012.....

Az értekezés bírálói:

Dr. ....  
Dr. ....

A bírálóbizottság:

elnök: Dr. ....  
tagok: Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....  
Dr. ....

Az értekezés védésének időpontja: 2012... . . . . .



# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés és célkitűzés.....</b>	<b>1</b>
<b>2. A radioaktív sugárzások detektálásának elméleti és kísérleti áttekintése.....</b>	<b>5</b>
2.1. Töltött részecskék kölcsönhatásai.....	6
2.2. Gamma sugárzás kölcsönhatása anyaggal.....	8
2.3. Detektorok.....	10
2.4. Gáztöltésű ionizációs detektorok.....	10
2.5. Szcintillációs detektorok.....	11
2.6. Szcintillátorok fényhozamának és energiefelbontó képességének mérési módszerei.....	13
2.7. Félvezető detektorok.....	21
2.8. CMOS APS detektorok.....	24
2.9. A félvezetők sugárkárosodása.....	26
<b>3. A CERN CMS barrel-müon detektorainak pozícióját monitorizáló rendszerében használt CMOS kamera sugárkárosodási mérései és azok eredményei.....</b>	<b>28</b>
3.1. A VM5402 CMOS kameramodul.....	31
3.2. A kísérletekhez során alkalmazott részecskegyorsítók .....	31
3.3. Mérési összeállítás.....	33
3.4. A sugárkárosodási vizsgálatok.....	35
<b>4. A VM5402 CMOS kamerával végzett kísérletek és fejlesztések</b>	
4.1. A részecskenyomoknak a nyaláb intenzitásától való függésének mérése 180MeV protonbesugárzás esetén.....	39
4.1.1. Mérési összeállítás.....	40
4.1.2. Kiértékelés.....	41
4.1.3. Eredmények.....	43
4.2. A részecskenyom méretének függése a részecske energiájától és típusától nehézionokkal való besugárzás esetén.....	44
4.2.1. A CMOS szenzor besugárzási környezete.....	44
4.2.2. Mérőberendezés.....	45
4.2.3. Az ütközések modellezése.....	45
4.2.4. Kiértékelési módszer.....	47
4.2.5. Eredmények.....	48
4.3. Kvantitatív képfeldolgozás és protonterápia-nyalábdozimetria CMOS videokamerával .....	52
4.3.1. Kísérleti összeállítás.....	52
4.3.2. Eredmények.....	55
4.4. CMOS kamera alkalmazása alfa-sugárzás hatótávolságának a nyomás függvényében való mérésére .....	59

<b>5. Szcintillátorokkal végzett kutatások és fejlesztések</b>	
5.1. Kísérleti összeállítás .....	60
5.2. Saint-Gobain és Sinocera szcintillátor kockakristályok fényhozamának összehasonlítása.....	63
5.2.1. Eredmények.....	63
5.3. Módszer kidolgozása szcintillátor kristályok fényhozamának és energiafelbontó képességének mérésére	
5.3.1. Az MCRIM módszer továbbfejlesztése.....	65
5.3.2. A túkristályok minősítésének elvi módszere.....	67
5.4. Szcintillátorok fényhozamának növelését célzó kísérlet .....	67
5.4.1. Kísérleti körülmények.....	69
5.4.2. Eredmények.....	72
<b>6. A Swedish Space Corporation Prisma műholdjainak alkatrészein végzett sugárzástűrési tesztek</b> .....	73
6.1 Totális dózis tesztek.....	75
6.2 Proton tesztek.....	77
<b>7. Összefoglalás</b> .....	79
<b>8. Summary</b> .....	82
<b>9. Köszönetnyilvánítás</b> .....	87
<b>10. Irodalomjegyzék</b> .....	88
<b>11. Függelék</b> .....	96

## A dolgozatban használt rövidítések magyarázata

*MOS*, Metal-Oxide Semiconductor: fém-oxid félvezető  
*CMOS*, Complementary Metal-Oxide Semiconductor: komplementer fém-oxid félvezető  
*CERN*, Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire: Európai Atommag-kutatási Tanács  
*LHC*, Large Hadron Collider: Nagy Hadronütköztető  
*CMS*, Compact Muon Solenoid: Kompakt Müon Szolenoid  
*CT*, Computed Tomography: komputertomográfia  
*LED*, Light Emitting Diode: fénykibocsátó dióda  
*PET*, Positron Emission Tomography: pozitron-emissziós tomográfia  
*LYSO*,  $\text{YLu}_2\text{SiO}_5$ : lutécium-ittrium-oxiortoszilikát  
*LSO*,  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ : lutécium-ortoszilikát  
*YSO*,  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ :Ce: ittrium-ortoszilikát  
*GSO*,  $\text{Gd}_2\text{SiO}_5$ : gadolínium-oxiortoszilikát  
*IMRT*, Intensity Modulated Radiotherapy: intenzitás-modulált sugárterápia  
*CVD*, Chemical Vapor Deposition: kémiai gőzfázisú leválasztás  
*PMT*, PhotoMultiplier Tube: fotoelektronsokszorozó cső  
*CCD*, Charge Coupled Device: töltéscsatolt eszköz  
*SEE*, Single Event Effects: egyetlen részecske által kiváltott hatások  
*SEU*, Single Event Upset: átmeneti károsodás  
*SBU*, Single Bit Upset: egy bit átvált  
*MBU*, Multiple Bit Upset: több bit is átvált  
*SHE*, Single Hard Error: végleges károsodás  
*SEL*, Single Event Latchup: áramnövekedés következik be  
*SEGR*, Single Event Grounding: leföldelődés következik be  
*SEBO*, Single Event Burning-out: átégés következik be  
*TID*, Total Ionisation Dose effects: az összes ionizáció okozta hatások  
*DD*, Displacement Damage: atomkilökődés okozta károsodás  
*ESA*, European Space Agency: Európai Űrügynökség  
*BAC*, Barrel Alignment Control: a CMS müonkamráinak beállító rendszere  
*COTS*, Commercially available Off The Shelf: kereskedelemben kapható  
*MPEG*, Moving Picture Experts Group: mozgóképszakértők csoportja, az MPEG szabványok kidolgozója  
*AVI*, Audio Video Interleave: audio-video formátum  
*GEANT4*, GEometry ANd Tracking: fizikai szimulációs szoftver  
*VHS*, Video Home System: otthoni videorendszer  
*JPEG*, Joint Photographic Experts Group: képek tárolására alkalmas fájlformátum  
*TIFF*, Tagged Image File Format: képek tárolására alkalmas fájlformátum  
*SRIM*, Stopping and Range of Ions in Matter: ionok fékeződése, hatótávolsága az anyagban  
*NKFP*: Nemzeti Innovációs Hivatal  
*DOI*, Depth of Interaction: kölcsönhatási mélység  
*MCRIM*, Monte-Carlo refractive index matching: törésmutató illesztés Monte-Carlo módszerrel

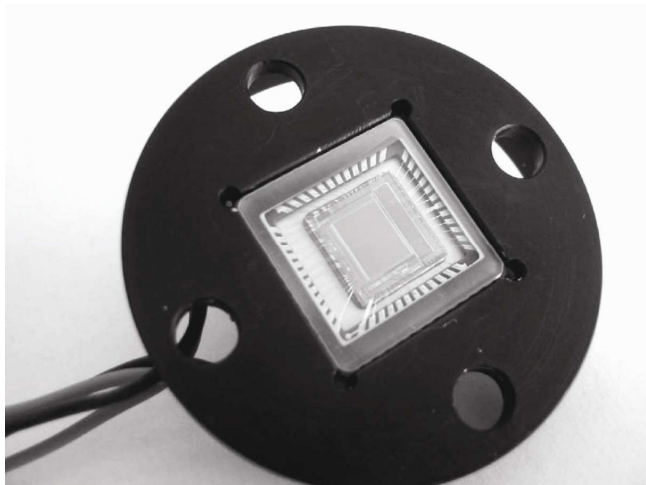
*FWHM*, Full width at half maximum: félérték-szélesség  
*FWTM*, Full width at tenth maximum: tizedérték-szélesség  
*SSC*, Swedish Space Corporation: Svéd Űrügynökség  
*DLR*, German Aerospace Center: Német Űrkutatási Központ  
*CNES*, France Space Agency: Francia Űrügynökség  
*DTU*, Danish Technical University: Dán Műszaki Egyetem  
*SPENVIS*, Space Environment Information System: űr-környezeti információs rendszer

## 1. Bevezetés

A fém-oxid félvezető (Metal-Oxide Semiconductor, *MOS*) és a komplementer fém-oxid félvezető (Complementary Metal-Oxide Semiconductor, *CMOS*) technológiával gyártott áramkörök jelentik napjaink mikroelektronikai ipara termékkálájának legfontosabb szeletét. Amikor egy ilyen eszközt nagyenergiájú radioaktív sugárzás vagy részecske ér, ronthatja annak működési paramétereit vagy akár csökkentheti élettartamát. 1962-ben amikor az amerikai Telstar I kommunikációs műhold a Van Allen övezetéből érkező radioaktív sugárzás miatt meghibásodott, világszerte az ionizáló sugárzásoknak a félvezetőkre gyakorolt hatását célzó intenzív kutatások indultak meg. Ez a - radioaktív térben is működő áramkörökre való igény által hajtott - kutatás az ún. sugárzástűrő eszközök fejlesztésére, alkalmazásukra fókuszált. Ezek az áramkörök nélkülözhetetlen alkatrészek az interplanetáris-, kommunikációs-, meteorológiai-, navigációs és megfigyelő műholdakban, továbbá a fejlett fegyverrendszerekben (pl. neutronbomba), a nukleáris erőművekben és a nagyenergiás fizikai kísérleteknél.

A kutatás másik hajtóereje a még nagyobb integráltságú és még nagyobb teljesítményű áramkörökre, mikroprocesszorokra való igény volt. Az ilyen áramkörök rendkívül bonyolult gyártástechnológiája gyakran alkalmaz olyan nagyenergiájú részecskéket vagy fotonokat (elektronnyaláb-litográfia, röntgenlitográfia, ionmaratás), amelyek jelentős sugárkárosodást okozhatnak. Nyilvánvaló, hogy a gyártott mikroáramkör működőképességének biztosítása megköveteli a gyártás során az eszközt érő radioaktív behatások ismeretét és közben tartását. Mindkét fentebb említett alkalmazás esetében alapvető fontosságú megérteni a sugárzás által keltett töltéshordozók keletkezési mechanizmusait és mind tranziens, mind hosszú távú hatásait.

A mikroelektronikai ipar utóbbi évtizedben tapasztalt robbanásszerű fejlődésének köszönhetően nagytisztaságú szilícium alapanyagból a kis zajú planár és p-i-n szerkezetű fotodetektorok, fotodiódák, félvezető multiplierek és a hibrid foto-detektorok sorozatgyártása vált lehetségessé. A molekuláris képalkotó kamerákat tekintve - különösen a speciális multi-modalitásoknál - a legfontosabb fényérzékelő eszközök a lavina fotodiódák és a



1.1. ábra. *CMOS aktív pixel szenzor fényképe.*

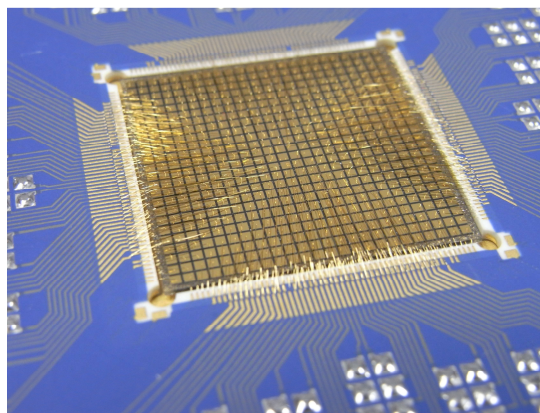
szilícium drift detektorok. Ezek az alkatrészek viszonylag nagy kvantumhatásfokkal (> 80%) jellemezhetők széles hullámhossz tartományban, és a technológiának köszönhetően kisebb holttérrel, fizikai mérettel rendelkeznek. Az eszközök ára ma még magas, de ez a sorozatgyártásra érett technológia miatt várhatóan radikálisan csökkenni fog a jövőben. Ezzel szemben a fotodiódákon alapuló CMOS video érzékelők (1.1. ábra) már elég régóta léteznek és elég széles körben elterjedtek ahhoz, hogy olcsón beszerezhetők legyenek.

A mindennapi gyakorlatban a már jól ismert eszközök használatánál is előfordul, hogy egy félvezető alkatrész szokatlan alkalmazása során további tanulmányozásra érdemes jelenségekkel találkozunk. A CERN LHC project keretében épült CMS detektorának [5] nagy pontosságú, a detektorok helyzetét és irányultságát monitorizáló opto-elektromechanikai alrendszerében [1,2] opto-elektronikai eszközként fekete-fehér CMOS Active Pixel Sensor (APS) alapú videokamerák és fényemittáló diódák (Light Emitting Diode, LED) kerültek felhasználásra. Az egyszerű CMOS kamerák sugárzástűrési [3] vizsgálatai során megfigyelték, hogy egy fénytől elzártan működő videokamera kimenő jelében nyomot hagynak a bejövő ionizáló részecskék.

A megfigyelés több kérdést is felvetett: lehetséges-e a részecskenyomoknak a nyaláb intenzitásától való függése mérésének útján a részecskék típusának azonosítása, azok energiájának meghatározása, és a kamerának protonterápia-nyalábdozimetriában való alkalmazása? Az irodalomban számos publikáció foglalkozik CMOS félvezető detektorokkal, ugyanakkor igen kevés olyan közlemény található, melyekben a CMOS videoszenzorok nukleáris detektorként történő alkalmazását vizsgálják [28, 32].

A kísérleteink befejezése óta elkészült CMS-ben a CMOS kamerákat pozíció érzékeny nukleáris detektorként használják, és e dolgozatban többek között a sugártűrési tesztek tapasztalatai által motivált további kutatás során elért eredményeket mutatom be. Hasonló tesztek végztünk műholdakba építendő integrált félvezető eszközökön, ezek eredményeiről is beszámolok a dolgozatban.

A helyzetérzékeny nukleáris detektorok fejlesztése orvosi, biológiai, fiziológiai és fizikai célokra manapság egyike a legintenzívebben kutatott területeknek. Az új generációs detektorok iránt azonban nemcsak az orvosi, hanem a többi tudományág, mint a fizikai, a kémiai és a mérnöki tudományok is rendkívüli mértékben érdeklődnek. Ennek az oka, hogy az említett területek ugyanazokkal az igényekkel



1.2. ábra. Monolitikus 2D CVD gyémánt alapú doziméter prototípusa (a Pera Innovation Ltd. engedélyével). [4]

lépnek fel, vagyis szükséges a minél nagyobb felbontás és jel-zaj viszony, valamint elfogadható adatfeldolgozási sebesség. A félvezető detektorok mellett az ezen a területen és a nagyenergiás fizikában is használt másik igen fontos detektortípus a szcintillációs detektorok, amelyek orvosi alkalmazásai – komputertomográfia (Computed Tomography, *CT*), és pozitron-emissziós tomográfia (Positron Emission Tomography, *PET*) - is jelentősek.

Az e területen végzett kutatómunkám a manapság az egyik legmodernebb szcintillátor alapanyagának számító lutécium-ittrium-ortoszilikát ( $\text{YLu}_2\text{SiO}_5$ , *LYSO*) szcintillátor kristályok fényhozamának és energiafelbontó képességének a meghatározására alkalmas módszer kifejlesztése céljából folyt. A módszerre az igény humán és kisállat - PET készülék fejlesztése során merült fel.

Itt kell megemlítenem részvételemet az intenzitás-modulált sugárterápiában (Intensity Modulated Radiotherapy, *IMRT*) alkalmazandó monolitikus, két dimenziós, kémiai gőzfázisú leválasztással (Chemical Vapor Deposition, *CVD*) előállított gyémánt alapú mátrixdetektor (1.2. ábra) prototípusának kifejlesztésében, amely az Európai Unió által létrehozott RADI-CAL FP7 nemzetközi konzorcium [4] keretein belül zajlott. Mivel a detektor a pillanatnyi csúcstechnikát képezi, a konzorciumi szerződés értelmében publikáció a fejlesztési munka 2011 tavaszán történt befejezését követő hét éven belül nem jelenhet meg róla.

A CMS detektorban alkalmazott CMOS aktív pixel szenzor alapú videokamerák tesztjei során megfigyelt jelenségek tisztázása érdekében a kamerákon ellenőrzött körülmények között szisztematikus vizsgálatokat kezdtünk a svéd Királyi Műszaki Egyetem [5] Fizikai Tanszékének (Stockholm, Svédország) részvételével az MTA Atommagkutató Intézetében (ATOMKI) [6], a Theo Svedberg Laboratóriumban (TSL, Uppsala, Svédország) [7], és az Uppsalai Egyetem Tandem Laboratóriumban (Uppsala, Svédország) [17]. A vizsgálatokat az alábbi területekre fókuszáltuk:

- különböző áramú proton besugárzással a CMOS kamera kvantitatív képfeldolgozásban való alkalmazása [8]
- különböző energiájú protonokkal,  $\alpha$ -részecskékkel, valamint szén- és szilícium-ionokkal végzett részecskeazonosítás [9]
- a CMOS kamera alkalmazása proton-nyalábdozimetriában [10]
- a kamera felhasználási lehetőségének vizsgálata alfa-sugárzás hatótávolságának a nyomás függvényében való mérésére

A fentiekén kívül célul tűztük ki módszer kifejlesztését szcintillátorok fényhozamának és felbontóképességének a meghatározására, valamint egy fényhozam növelését célzó kísérlet elvégzését. Ehhez át kellett tekintenünk az adott feladat elméleti

és gyakorlati háttérét, kidolgoznunk egy mérési stratégiát amellyel nagyszámú mérést végeztünk.

Disszertációmban közel tíz éves kutatási tevékenységem eredményeit ismertetem. Dolgozatom felépítése a következő : az első részben a CMOS APS videoszenzor nukleáris detektorként való alkalmazásainak vizsgálatával foglalkozom, a második rész a szcintillátorokkal kapcsolatos kutatómunkám eredményét tartalmazza, végül a sugártűrési tesztekhez kapcsolódva ismertetem a Swedish Space Corporation Prisma műholdjainak alkatrészein végzett hasonló tesztek eredményeit. Az elméleti áttekintés után a kísérletek során használt technikákat mutatom be, az egyes részeknél lehetőleg külön részletezve a kísérleti körülményeket. Az elért eredmények tárgyalására a fejezetek végén és az összefoglalásban kerül sor.

## 2. A radioaktív sugárzások detektálásának elméleti és kísérleti áttekintése

A radioaktív sugárzás és az anyag közötti kölcsönhatáskor változások jönnek létre egyrészt a sugárzást alkotó részecskék állapotában, másrészt az anyag atomjaiban (ionizáció, gerjesztés, magreakció, másodlagos hatásként fizikai, kémiai változás). Ezért amikor sugárzást akarunk érzékelni vagy mérni, akkor annak az adott anyaggal való kölcsönhatását kell tanulmányoznunk, vagy mérnünk a rendszerben bekövetkezett változást. Ha csak az áthaladás tényét kell rögzíteni, akkor *detektálás* történik. Az alábbiakban röviden áttekintem a sugárzások kölcsönhatásait az anyaggal, a detektorokat és működésüket, a jelen disszertációban leírt kutatómunka szempontjából fontos fajtákra fókuszálva.

A magfizikai mérőeszközök működése szempontjából a részecskék lehetnek töltött részecskék ( $\alpha$ -részecskék, protonok, elektronok), és semleges részek (neutronok, fotonok). Mi elsősorban a *töltött részecskéknek* anyaggal való kölcsönhatását vizsgáljuk. A különböző kölcsönhatások bekövetkezésének valószínűségét a hatáskeresztmetszettel szokás jellemezni. Tegyük fel hogy van egy  $\Phi$  fluxussal (ami az adott felületen időegység alatt áthaladó részecskék számát jelenti) rendelkező részecskenyalábunk, amely eléri a céltárgyat. A céltárggyal való kölcsönhatás után a bejövő nyaláb néhány részecskéje szóródni fog. Tegyük fel, hogy van egy detektorunk, amely képes megszámolni az időegység alatt az adott térszögbe ( $d\Omega$ ) kiszóródó részecskék  $dN$  számát. Ez az átlagos mennyiség a bejövő részecskefluxussal elosztva a differenciális hatáskeresztmetszethez definiálható:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\Phi} \frac{dN}{d\Omega}, \quad (1)$$

Az egyenletről látható, hogy a  $\sigma$  hatáskeresztmetszet terület dimenziójú. Ha a differenciális hatáskeresztmetszetet integráljuk, adott energián megkapjuk a teljes hatáskeresztmetszetet (a differenciális hatáskeresztmetszet a bejövő részecske energiájának függvényében):

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (2)$$

A hatáskeresztmetszet szokványos egysége a barn (b),  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ . A hatáskeresztmetszet értéke a részecske fajtájától, energiájától, a kölcsönhatásban résztvevő anyag rendszámától és sűrűségétől függően széles határok között változik.

Az ütközési folyamatok a *töltött részecskék* és a *fotonok* esetén az atomhéjban kötött, vagy szabadnak tekinthető elektronokon játszódnak le. Az atomi elektronok a maggal való kölcsönhatásuk miatt kötött pályákon helyezkednek el. Lehetséges, diszkrét energiaállapotaikat a kvantummechanika egyenletei írják le. Kívülről történő  $E_{\text{ion}}$  energiabevitel során egy vagy több elektron energetikailag magasabb szintre

kerülhet. Amennyiben ez a magasabb szint még mindig a maghoz kötött állapot, akkor gerjesztésről; ha szabad állapot, azaz az elektron elszakadt a magtól, akkor ionizációról beszélünk. Egy kötött állapotban lévő elektron gerjesztése vagy ionizációja létrehozható foton, elektron vagy más töltött részecskével, vagy akár semleges atommal való bombázással. Az ionizáció eredményeképpen töltéshordozó párok keletkeznek az anyagban, melynek tulajdonságait megváltoztathatják, amit észlelni lehet. A kölcsönhatás során az  $E_{gerj}$  energiabefektetéssel atomi nívók gerjesztődhetnek is, ahonnan aztán fotonemisszióval kerülnek alapállapotba (vagy másodfajú ütközésekkel). A fény megjelenése utal a közegen áthatoló sugárzásra.

Általánosságban (mivel a félvezetőknél erről bővebben szó lesz) az  $E$  kinetikus energiájú részecske ionizációs kölcsönhatása során keletkezett egyfajta töltéshordozók átlagos  $n$  száma és annak  $\Delta n$  szórása:

$$n = E/E_{kelt}, \quad \Delta n = \pm \sqrt{n}, \quad (3)$$

Itt  $E_{kelt}$  a töltéshordozó-párok létrehozásához szükséges „hasznos” energia. Ha csak a töltés-generáló folyamatokat használjuk fel, akkor  $E_{kelt} = E_{ion} + E_{gerj}$  a teljes „elhasznált” energia. Gázokban, folyadékokban elektron-ion párok keletkeznek, félvezetőkben és szigetelőkben elektron-lyuk párok, fémekből elektronok léphetnek ki.

A részecskék az anyagon való áthaladásuk közben ütközéseket kénytelenek elszenvedni, amelyek megváltoztathatják mozgásuk irányát. Ezért az ezen ütközések közötti átlagos távolság jellemzi a kölcsönhatások valószínűségét. Ez a “közepes szabad úthossz” ( $\lambda$ ) néven ismert távolság fordítva arányos a hatáskeresztmetszettel és az anyag sűrűségével:

$$\lambda_m \sim \frac{1}{\rho_n \sigma}, \quad (4)$$

ahol  $\rho_n$  és  $\sigma$  jelenti a számszerű sűrűséget és a részecske hatáskeresztmetszetét az anyagban. A közepes szabad úthossz definíciója függ a számításban alkalmazott hatáskeresztmetszet típusától. Például ha szórás hatáskeresztmetszetet használunk, akkor a közepes szabad úthossz csak arra fog vonatkozni. Mindazonáltal a legtöbb esetben a teljes hatáskeresztmetszet használatos, amelyből kiszámítható a teljes közepes szabad úthossz.

## 2.1. Töltött részecskék kölcsönhatásai

A töltött részecskéket célszerű még tovább felosztani „könnyű” ( $e^-$ ,  $e^+$ ) és „nehéz” töltött részecskékre (protonok, deuteronok,  $\alpha$ -részecskék). Ez utóbbiakon belül külön csoportot alkotnak a gyorsítóknál előállított 6-200 (A) atomtömegű *nehéz ionok*, és a maghasadás során keletkező *hasadványok*:  $A \approx 100-140$ .

A **nehéz töltött részecskék** energiájukat elsősorban az atomi elektronokkal történő ütközési folyamatokban, ionizáció során veszítik el, az energiaátadás sok egymást követő ütközés révén történik. A beeső részecske ilyen ütközések (elsődleges ionizáció) sorozatával történő energiavesztésére *Bethe és Bloch* adott meg kvantitatív összefüggést. E szerint ha a beeső részecske töltése  $ze$ , tömege  $M$ , sebessége  $v$ , a  $Z$  rendszámú abszorbens pedig  $N$  számú atomot tartalmaz  $\text{cm}^3$ -ként, az egységnyi úthosszra eső ütközési energiavesztés:

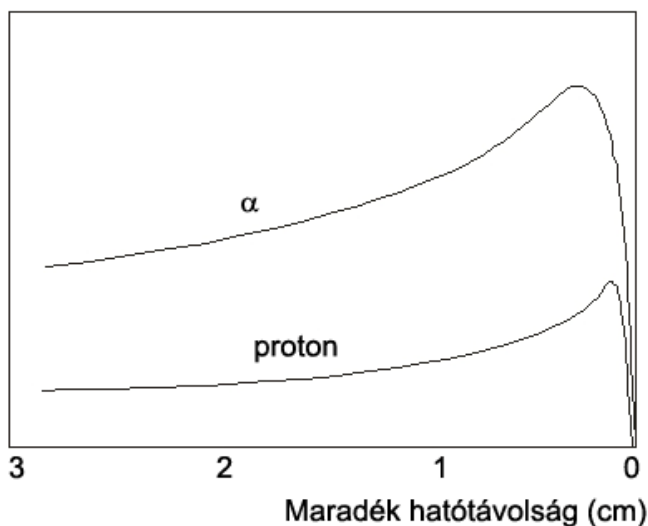
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ütk}} \sim \frac{z^2}{v^2} NZ \sim \frac{Mz^2}{E} NZ, \quad (5)$$

A részecskék energiájuktól és a közegtől (amelyben haladnak) függően jól meghatározott

távolságot tesznek meg, ezt nevezzük hatótávolságnak.

Látható, hogy az energiavesztés a beeső rész sebességétől függ, gyors részecske kevésbé fékeződik. Az alkalmazások során azonban általában nem a részecske sebességét adják meg, hanem az energiáját. A pálya végén megnő az ionizáló képesség, majd a hatótávolságnál megszűnik. A fajlagos ionizációnak a részecske pályája menti változását a Bragg-görbe szemlélteti (2.1. ábra). A részecskéket hatótávolságuk és fékezőképességük alapján meg lehet különböztetni; a fékező anyagra hasonlóképpen lehet következtetni.

### Fajlagos ionizáció



2.1. ábra.  $\alpha$  részecske és proton fajlagos ionizációja levegőben. Az  $\alpha$  maximumhoz kb.  $6.6 \times 10^4$  ionpár/cm tartozik.

Az  **$\alpha$ -részecskék**  ${}^4\text{He}^{++}$  atommagok, azaz két protont és két neutront tartalmaznak. Az anyagon való áthaladásuk során az anyag atomjaival, pontosabban az atomi elektronokkal és az atommagokkal lépnek elektromágneses-, vagy magköölcsönhatásba. A 10MeV alatti energiatartományban az  $\alpha$ -rész magköölcsönhatásai a közeg atommagjaival elhanyagolhatók a mag kis méretei és a magerők rövid hatótávolsága miatt. Ugyancsak elhanyagolható az  $\alpha$ -rész és a mag közötti Coulomb-

kölcsönhatás (Rutherford-szórás) is. Az  $\alpha$ -résznek az anyaggal való kölcsönhatásában a döntő szerepet az atomi elektronokon történő rugalmatlan szórás játssza. Az  $\alpha$ -rész ütközésenként leadott energiája igen kicsiny, ezért teljes energiáját igen sok apró lépésben veszti el. Az ütközésekben gerjesztett atomok, és/vagy ionpárok (szabad elektron – pozitív ion) keletkeznek. Egy ionpár keltéséhez szükséges energia levegőben 30-35 eV, tehát egy 5 MeV-es  $\alpha$ -rész  $1,5 \times 10^5$  ionpárt hoz létre. Az elektronok az ütközésben akkora energiát nyerhetnek, hogy további ionizációt hozhatnak létre (szekunder ionizáció). Az ilyen elektronokat az irodalomban szokás delta-elektronoknak is nevezni. Az  $\alpha$ -rész impulzusa az egyedi ütközésekben csak rendkívül kis változásokat szenved, s ráadásul a nagyszámú ütközés során ezek kiátlagolódnak: Wilson-kamrában vagy fotoemulzióban egyenes vonalú  $\alpha$ -nyomok figyelhetők meg.

## 2.2. Gamma sugárzás kölcsönhatása anyaggal

A  $\gamma$ -sugárzás számos módon kölcsönhatásba léphet az anyaggal. A töltött részecskékhez képest a  $\gamma$ -sugárzás áthatolóképessége jóval nagyobb, energiája nem csökken az abszorbensen történő áthaladása során, csak intenzitása. Méréstechnikai szempontból az alábbi három fő kölcsönhatási mechanizmus jelentős:

**Fotoeffektus** : azt, hogy elektromágneses sugárzás (fény) hatására az anyagból elektronok léphetnek ki először Hertz mutatta ki, 1887-ben. A jelenséget *fotoelektromos effektus*nak nevezték el és elméleti magyarázta Einstein nevéhez fűződik, aki feltételezte hogy a  $\nu$  frekvenciájú sugárzás fotonoknak nevezett  $h\nu$  energiakvantumokban nyelődik el az anyagban, miközben a bejövő foton teljes energiája egy, az atomban kötött elektronnak adódik át.

A foton-elektron kölcsönhatás során is lehetséges a foton rugalmas szóródása, amikor a foton nem nyelődik el az atomban, tehát energiájának csak egy részét adja át, (ez az ún. *Compton-szórás*), ám ennek valószínűsége a röntgen tartományban ( $E < 20$  keV) nagyságrendekkel a fotoelektromos jelenség valószínűsége alatt van. A szilárd anyagból, foton hatására emittálódó elektron, a *fotoelektron*  $E$  kinetikus energiájára az

$$E = h\nu - E_k - A, \quad (6)$$

összefüggés áll fenn, ahol  $E_k$  az elektron Fermi szinthez képest mért kötési energiája,  $A$  pedig az adott anyagra jellemző, kilépési munkának nevezett mennyiség, ami egy elektronnak az adott anyag Fermi-nívójáról a vákuum szintre történő gerjesztéséhez szükséges energia. (Fémek esetében ez az a legkisebb energia, amely egy elektronnak a fémből való eltávolításához szükséges.) A fotoelektromos hatás két alternatív kísérő jelensége a *karakterisztikus Röntgen sugárzás* kibocsátása, ill. *Auger-elektronok* kilépése elsősorban az  $L$ -héjról. Bármelyik kísérő folyamat valósul is meg, termékeik általában még az abszorbens anyagban lefékeződnek vagy elnyelődnek. Tehát végeredményben a fotoelektromos hatást szenvedett  $\gamma$  kvantum teljes energiája az abszorbens anyagában nyelődik el. A gamma-spektrométerekben ez az energia jelenik meg a *fotoecsúcsban*.

**Compton-hatás:** az atom egy külső, gyengén kötött elektronja és a foton kölcsönhatása klasszikus ütközéshez hasonló. Az ütközésben a foton energiájának csak egy részét adja át az elektronnak, a maradék energiát a szórt foton viszi el (2.2. ábra). A kölcsönhatás úgy írható le, mintha szabad elektronon játszódná le. Mind a beérkező, mind a szórt foton és az elektron pályája egy síkban van.

Mivel tetszőleges szórási szögek ( $\Theta$  és  $\Phi$ ) előfordulhatnak (valamilyen, az energiától függő valószínűséggel), ezért a meglökött elektron energiája nullától egy maximális értékig változhat. Ez az  $E_{e,\max}$  melynek neve a spektrumban Compton-él, a  $\Theta=180^\circ$ -os szögnél van (visszaszórt foton), értéke:



2.2. ábra. A Compton-szórás sematikus rajza.

$$E_{e,\max} = \frac{2E_\gamma^2}{2E_\gamma + m_e c^2}, \quad (7)$$

ahol  $m_e$  az elektron tömege,  $E_\gamma$  a foton energiája.

**Párkeltés :** ha a gamma-kvantum energiája nagyobb, mint  $2mc^2=1.02$  MeV, akkor párkeltési folyamat jöhet létre, feltéve hogy jelen van egy atommag, amely az egyidejű energia- és impulzusmegmaradást biztosítja. A folyamatban keletkező elektron-positron-pár teljes mozgási energiája:

$$E_{\text{pár}}=E_\gamma-2mc^2, \quad (8)$$

A keletkezett pozitron lefékeződés után egy elektronnal egyesül és két darab 511 keV-es ún. annihilációs foton jelenik meg, amelyek pályája egymással  $180^\circ$ -os szöget zár be. Ez a jelenség orvosi diagnosztikai szempontból nagy jelentőséggel bír, mivel ezen fotonok detektálásán alapszik a pozitron-emissziós tomográf (PET) készülékek működése.

## 2.3. Detektorok

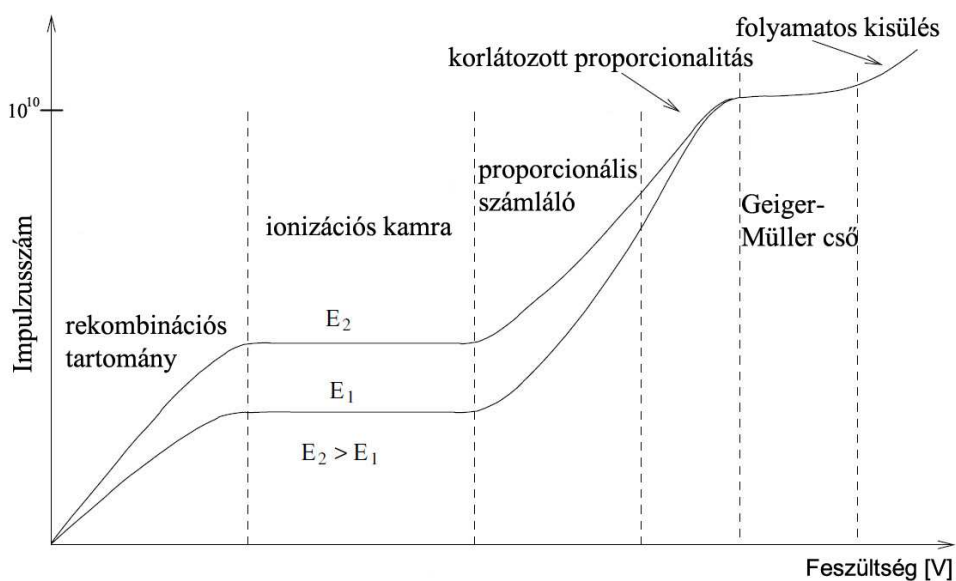
A detektorok működése azon alapszik, hogy a radioaktív sugárzás energiájának egy része vagy a teljes energia átalakul a detektorban. Az energiaátalakítás eredménye a detektortípustól függ, gáztöltésű és félvezető detektorokban elektromos térerőt alkalmazunk, amelynek hatására a létrehozott töltéshordozók mozgása irányítottá válik így közvetlenül összegyűjthetők, és elektromos impulzust hoznak létre a detektor kimenetén. Szcintillációs detektorokban mind ionizáció mind a gerjesztés szükséges a fényemisszióhoz.

A detektorok egyik jellemzője a *hatásfok*: a keletkezett elektromos impulzusok számának viszonya a beérkező részecskék mennyiségéhez. A *holdidő* alatt újabb részecskék jeleinek feldolgozására az elektronika nem képes. Az energiaeloszlást meghatározó spektrométerek minősíthetők *felbontóképességük* szerint, ezt egy Gauss-függvény félmagasságánál vett szélességgel adják meg. A *válaszfüggvény* a részecske által a detektorban létrehozott töltéseloszlás eredményeképpen kialakuló energiaspektrum.

A nukleáris mérés technikában az elektromos elven működő detektorokat kétféle üzemmódban használják:

- integrális (áram) üzemmód: ha nagy a számlálási sebesség, és a kölcsönhatások közötti idő nagyon rövid, az egyes impulzusok megkülönböztetése nem lehetséges
- impulzus üzemmód: ekkor a mérőberendezés mindegyik kölcsönható részecskét vagy kvantumot külön-külön regisztrálja.

## 2.4. Gáztöltésű ionizációs detektorok.



2.3. ábra. Gáz-ionizációs detektorok karakterisztikája.

A gáz ionizációja folytán keltett töltéspárokat az elektromos tér a megfelelő elektródákra kigyűjti. Egy elektron-ion pár keltéséhez 20 – 50 eV energia szükséges az anyagi minőségtől függően. Ha elég nagy a térerősség, nem lép fel rekombináció az ellentétes előjelű töltések között és veszteség nélkül feldolgozhatók. Egyenáramú üzemben működik az *ionizációs kamra* (2.3. ábra), amelynek árama a részecskék energiájával és intenzitásával arányos. Impulzus-mód esetén a részecskék egyenkénti észlelésére nyílik lehetőség adott hatásfokkal. Nagy térerősség mellett a sugárzás által keltett elektronoknak olyan nagy az energiájuk, hogy a gázatomokkal ütközve újabb elektron-ion párt hoznak létre, útjuk során többször is. Ez a másodlagos folyamat a töltéssokszorozás, ami belső erősítésnek felel meg. Ha az elektródákra kapcsolt nagyfeszültség hatására az elektromos tér által felgyorsított elektronok az eredeti sugárzás energiájával arányos mennyiségű töltést hoznak létre, akkor *proporcionális számlálóról* beszélünk. A gáztöltés többnyire kisnyomású metán, argon-metán keverék (90% – 10%). A jel nagyság analizálásával a sugárzás energiaspektruma felvehető: a részecskék energiája és töltése meghatározza a keltett elektron-ionpárok számán keresztül az impulzus nagyságát, melyek száma a beérkezett részecskék számától és a hatásfoktól függ. Az elektromos tér nagy értékeinél olyan sok másodlagos töltéshordozó keletkezik, hogy számuk független lesz a primer részecskék energiájától és számától.

Ez a detektor a *Geiger-Müller számláló*, vagy “GM cső”. Töltése: argon + metán + alkoholgőz, argon + halogéngáz. Az alkohol és a halogén kioltógázként szerepel, ugyanis a sok töltéshordozó a gázt gerjesztheti is, az ultraibolya fotonok a nagyfelületű katódból újabb elektronokat válthatnak ki, lavinasokszorozás indulna be (holtidő). A nagy molekulák abszorbeálják a fotonokat, így a lavina leállítható. A GM csőnek állandó forráserősség mellett a nagyfeszültség függvényében felvett karakterisztikája akkor jó, ha a beütésszám alig függ a feszültségtől. Ez a tartomány a “plato”, ahol a mérések úgy végezhetők, hogy a tápegység instabilitásai nem okoznak nagy hibát. A gáztöltésű detektorokkal elsősorban töltött részecskéket lehet észlelni, amelyek az érzékeny térfogatban energiájuk nagy részét (spektrometriánál az egészet) le tudják adni.

## 2.5. Szcintillációs detektorok

A részecskék által ionizációs és egyéb kölcsönhatás révén a közegnek leadott energia atomi- és molekula-állapotokat gerjeszthet. Kristályos struktúrák esetén a betöltött sávból a vezetési sávba való átmenet, a szennyezési nívók egymás közötti és a vezetési sávba történő energiáttranszfer következhet be. Ha a “gerjesztett” állapotból alacsonyabb szintre fénykibocsátással történik a legerjesztődés, általában lumineszcencia lép fel. Az egyes részecskék becsapódását 10 - 500 ns-on belül követő fényfelvillanást *szcintillációnak* nevezik, amivel a részecskéket közvetlenül és egyenként lehet észlelni.

Szervetlen szcintillátorokban a nukleáris sugárzás hatására első lépésben energikus elektronok (foto-, Auger-) keletkeznek, melyek másodlagos folyamatként a szcintillátorban, mint szigetelő egykristályban elektron-ion (lyuk) párokat keltenek. Ezek szerencsés esetben diffúzió révén eljutnak egy ún. aktivátor centrumhoz (lutécium-ortoszilikát ( $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ , *LSO*) és *LYSO* esetén  $\text{Ce}^{3+}$ ), amelyen befogódva az

aktivátornak az adott atomi környezete által meghatározott energiaszinteknek megfelelő hullámhosszúságú (itt 420 nm) fénykvantum kibocsátásával rekombinálnak. Az így keltett ún. szcintillációs fotonok száma a három részfolyamat mindegyikétől függ. Az elektron-lyuk pár keltés csakis a szcintillációs kristály fajtájától függ, míg a párok átvitele már erősen függ a kristály minőségétől (rácshibák, szennyezők), a hőmérséklettől, a fénykibocsátási folyamat pedig, elsősorban az aktivátor atomoktól, azok eloszlásától, a rácsbeli sűrűségüktől, másodsorban viszont szintén a kristálymátrix tökéletlenségeitől függ, sőt az elektron-lyuk párok térbeli sűrűségeloszlásától. Mindhárom fentebb fentebb folyamat sztochasztikus jellegű lévén, a fényhozam specifikus szórással fog rendelkezni. A szcintillátorban keltett fényt, ellentétben az ionizációs detektorokban keltett töltések elektromos tér általi irányított begyűjtésével, csak reflektorokkal tudjuk a fényérzékelő elem, esetünkben a fotoelektronszorzó cső (PhotoMultiplier Tube, *PMT*) irányába „terelni”. Ezért a fénybegyűjtési hatások eléggé alacsony, tipikusan 30-60%. Mivel ennek oka valójában a fényvesztés, amely szintén sztochasztikus folyamat, a fénybegyűjtés szórása esetenként igen jelentős lehet.

A LYSO kristályban az 511 keV-es  $\gamma$ -sugárzás szcintillációs eseményt hoz létre. Az elnyelt sugárzás a szcintilláció során energikus elektron közbeiktatásával 400-600 nm hullámhosszúságú (optikai) fotonokat kelt, amelyekből egy szcintilláció során kb. 16000 db keletkezik. A PMT fotokatódját elérő optikai fotonok mintegy ~2-5% kelt várhatóan fotoelektront. Ezeknek viszont jó PMT konstrukció esetén közel 100 %-a eléri az elektronszorzó lánc első elemét (dinóda) és annak anyagától, valamint a gyorsító feszültségtől függően tipikusan 10 másodlagos elektront kelt. Ez a folyamat ismétlődik további 7-14 fokozaton keresztül (ezeknél már csak 2-4 a másodlagos elektronok száma). Ha a sokszorozás minden fokozatban azonos volna és azonos lenne a szórássuk is, matematikailag bizonyíthatóan az eredő sokszorozás szórássának szempontjából mégis az első fokozat járuléka a meghatározó. A szcintillációs pixelek szétválaszthatósága a PMT-k jelei alapján, és a PMT-k jelével történő időzíthetőség pontossága jelentősen függ attól, hogy a keletkező optikai fotonokból mekkora hányadot tudunk detektálni, azaz mekkora a fényhasznosítás. A fényhasznosítást jelentősen befolyásolja a kristálytűket körülvevő reflektor anyag optikai tulajdonsága, a kristálytű felületi minősége, továbbá a kristály mátrixot és a fénydetektort elválasztó anyag – a fényvezető – optikai leképző tulajdonsága.

A szcintilláció gyors folyamat, a fényintenzitás “lecsengési ideje” 10 - 500 ns. A szcintillációs anyaggal szembeni legfontosabb követelmények: a saját fényre átlátszó, továbbá az energia-fotonszám konverzió nagy hatásfokú és (lehetőleg) lineáris legyen, a fényimpulzus rövid ideig tartson, minél nagyobb térfogatú detektor legyen készíthető belőle, a kibocsátott fény színe a fotondetektor érzékenységi tartományához illeszkedjen. A  $\gamma$ -sugárzás detektálásánál fontos szempont még a nagy átlagos rendszám a jó hatásfok miatt. Az anyag fizikai tulajdonságai gyakorlati okok miatt érdekesek (keménység, alakíthatóság, higroszkóposság, összetétel stabilitás, érzékenység a sugárzásokra).

Mivel a szcintillációs fotonok a tér minden irányában emittálódnak, egy részük közvetlenül, más részük reflexióval éri el a katódot. Azok a legjobb szcintillátor-

formák, amelyekben minimális a reflektált fotonok száma. A legjobb eredményt általában a csonka kúp és parabola alakú testek adják, de egyszerűbb (és olcsóbban gyártható) testek is - kocka vagy rúd - gyakran megfelelnek a célnak. Legújabban a szcintillátorok elemi szál formában is kaphatók. A felületek minősége és szimmetriája meghatározza, hogy a szcintillátorból mennyi fény szökik ki vagy nyelődik el magában a szcintillátor anyagában, még mielőtt elérné a PMT katódját. Általában minél szimmetrikusabb egy forma, a veszteségek annál nagyobbak. A szimmetria csökkentésével és az egyes felületek minőségének megváltoztatásával (durvítás vagy fényvisszaverő bevonat alkalmazása) a veszteségek csökkenthetők.

## 2.6. Szcintillátorok fényhozamának és energiefelbontó képességének mérési módszerei

Esetünkben humán- és kisállat-PET készülék fejlesztése kapcsán merült fel az igény az annihilációs gamma-fotonok mérésére szolgáló szcintillátor kristályok fényhozamának és energiefelbontó képességének a meghatározására. Ennek oka, hogy az irodalomban eltérő adatok találhatók LSO és LYSO szcintillátorokra. Különböző gyártótól is szereztünk be szcintillátorokat, így lényeges volt annak eldöntése, hogy melyik gyártmány milyen minőségű, és mekkora szórással rendelkeznek a kérdéses paraméterek. Ehhez nagy számú, megbízható mérés elvégzése szükséges.

Egy szcintillátorból és PMT-ből felépített detektor kimenő jelének amplitúdóját és felbontását alapvetően öt, funkcionálisan egymást követő paraméter határozza meg: a szcintillátor fényhozama, a fény csatolása a PMT-re, a fotoelektronok keletkezése és többszörözése valamint a jelfeldolgozás. Fontos megjegyezni, hogy ezen paraméterek között a pusztán funkcionális sorrendiségnél egy jóval szorosabb, bonyolult és nehezen leírható kapcsolat van, mivel ezek egymással összefüggenek. Ebből következően bármelyik paraméter megváltoztatása előre nem kiszámítható hatással lesz az egész detektor viselkedésére és jellemzőire, ami nagymértékben megnehezíti a detektorok paramétereinek javítását célzó munkát. [83]

A mérőberendezésben a PMT anódjáról levett áramjelet integráljuk, majd a töltésérzékeny erősítő kimenetén megjelenő feszültségimpulzust megfelelő módon erősítjük, formáljuk. A formált jel nagyságát sokcsatornás amplitúdó analízátorral határozzuk meg. A szcintillációs folyamat időben exponenciális jellege (pontosabban annak nem végtelenül rövid volta) miatt az elektronikus feldolgozás látszólagos amplitúdócsökkenést, idegen terminológiával ballisztikus deficitet fog okozni. Ennek szórása elhanyagolható jelentőségű. A mért amplitúdót, amely valójában a detektált sugárzás energiájával arányos, a felsorolt folyamatok eredményeképpen az

$$A = N T M B, \quad (9)$$

szorzattal fejezhetjük ki, ahol  $N$  a szcintillátorból a fotokatódig eljutó fotonok száma,  $T$  a fotonoknak a fotokatódig történő eljutásának, továbbá ott fotoelektronokká történő konverziójának és azoknak az első dinódáig való eljutásának (total transfer) a valószínűsége,  $M$  a PMT sokszorozási tényezője,  $B$  pedig a ballisztikus veszteség

(deficit). Mivel  $N$  fotonszám,  $T$  az elektron/foton dimenziójú, míg  $M$  és  $B$  dimenzió nélküli mennyiségek, ezért  $A$  dimenziója elektronszám.

A  $T$  total-transfer tehát felírható

$$T = \eta_L QE \quad \eta_{pe} = \eta_L^* (1 - R_{eff}) QE \quad \eta_{pe}, \quad (10)$$

alakban, ahol  $\eta_L$  a teljes optikai rendszer fénybegyűjtési hatásfoka a fotokatódra, míg  $\eta_L^*$  ugyanez a PMT belépő ablakára vonatkoztatva,  $R_{eff}$  a PMT ablakának effektív fényvisszaverési tényezője az adott módon hozzá csatolt kristály jelenlétében,  $QE$  a fotokatód kvantumhatásfoka, míg  $\eta_{pe}$  a fotoelektronok begyűjtési hatásfoka az első dinódára vonatkoztatva. Hasonlóképpen az  $A$  amplitudó relatív statisztikus ingadozása, amely ezek szerint az energiamérési pontosságot jellemzi és így (energia)felbontó képességnek is nevezünk, az alábbi formulával közelíthető [53]:

$$(\Delta A / A)^2 \approx (\Delta_N / N)^2 + (\Delta_T / T)^2 + (\Delta_M / M)^2, \quad (11)$$

ahol  $\Delta_i$  az  $i=A, N, T, M$  mennyiségek szórása. A  $\Delta_i^2$  mennyiségeket idegen szóhasználatlaltal varianciáknak, míg a  $v_i = (\Delta_i / i)^2$  mennyiségeket relatív varianciáknak nevezzük.

Kisméretű, tehát  $N$  és  $T$  szempontjából homogénnek tekinthető szcintillátor kristály esetén a feloldóképesség normális (Gauss) eloszlásúnak tekinthető, azaz a félérték-szélesség (FWHM)

$$FWHM = 2.355 (\Delta A / A), \quad (12)$$

A szcintillátor ún. saját (intrinsic) felbontó képességét elsősorban a kristály nem-proporcionális viselkedése és a fényhozam térbeli inhomogenitása (az aktivátor inhomogén eloszlása miatt) határozza meg:

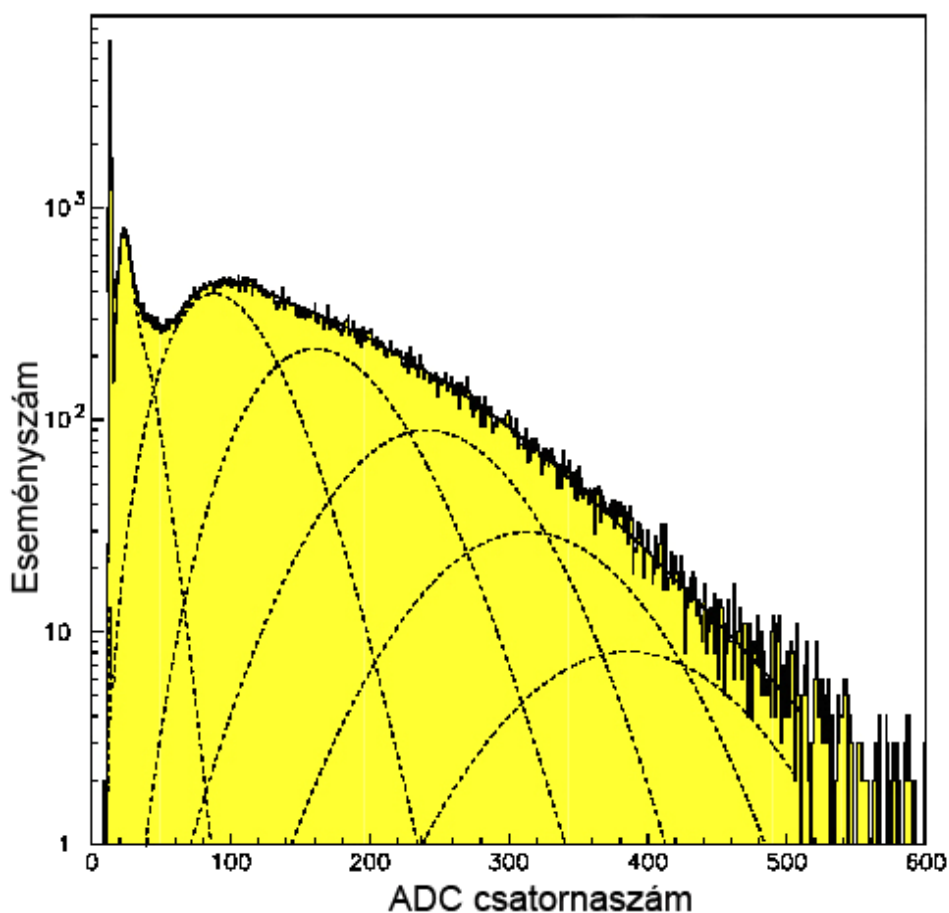
$$\Delta_N^2 = \Delta_{np}^2 + \Delta_{inh}^2, \quad (\text{np és inh magyarázata a fentiekben}) \quad (13)$$

Jóllehet a  $T$  transzfer tag (bonyolult) függvénye a szcintillátor átlátszóságának, az alkalmazott fényreflektor(ok)nak, a kristály és a PMT optikai csatolásának, a fotokatód hatásfokának (beleértve annak hullámhosszfüggését is), valamint az első dinóda begyűjtőképességét a fotoelektronokra,  $\Delta_T$ -t nem szokás tagokra bontani.

A PMT szűken vett elektronsokszorozási szórásának járulékát az energia feloldáshoz viszont felírhatjuk a

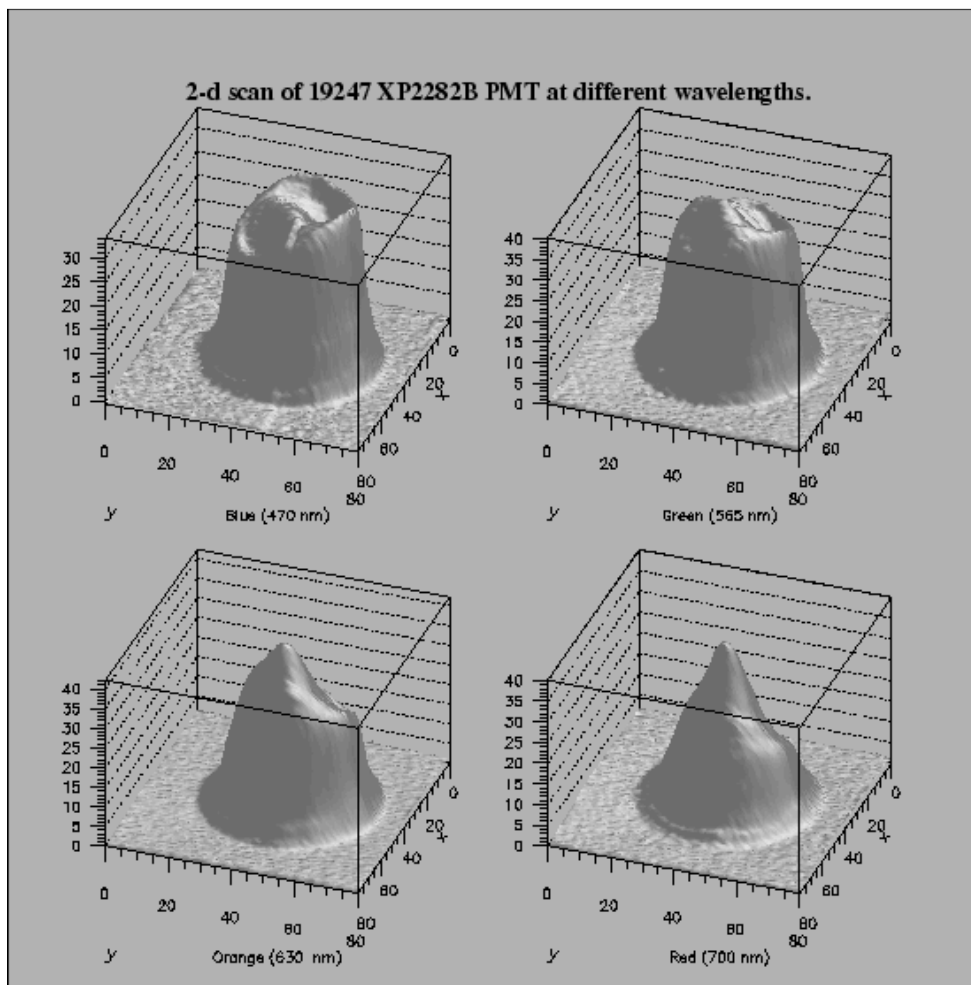
$$\Delta_M = \frac{\sqrt{1-T + (\sigma_M / M)^2}}{\sqrt{NT}}, \quad (14)$$

alakban, ahol a számlálóban a zárójeles tag az eredő elektronsokszorozás relatív szórása (tipikus értéke 0.1-0.2), míg a nevező a fotoelektronok számának ( $N_{pe} = NT$ ) szórásával



2.4. ábra. Villanásonként átlagosan 1.52 fotoelektront eredményező LED villogó PMT-vel felvett single fotoelektron spektruma. Az illesztés az 1,2,3,... fotoelektron járulékokat mutatja. A csúcsok ekvidisztáns elhelyezkedése az alapja a PMT amplitúdó spektrumainak fotoelektronokban történő kalibrációjának. [87]

egyenlő,  $\sigma_M$  pedig a PMT erősítésének (az  $M$  elektronsokszorozási tényezőnek) a szórása.



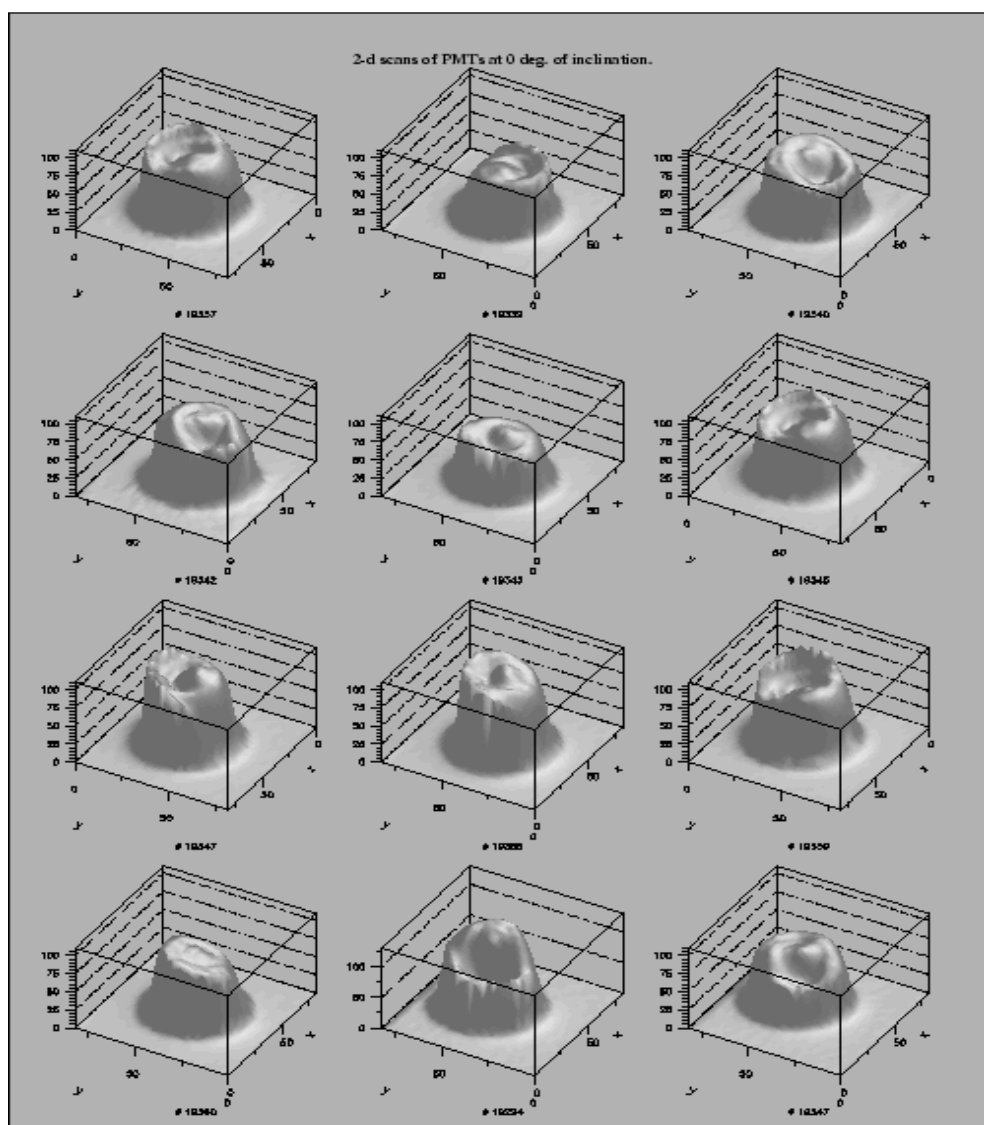
2.5. ábra. Egy PMT helyfüggő érzékenysége ( $QE \eta_{pe}$ ) különböző hullámhosszakon merőleges megvilágítás mellett. Fényforrások: pulzált LED-ek. <http://www.physics.mcgill.ca/~fortin/thesis/node20.html>

A sokcsatornás analizátorral mért spektrumból tehát meghatározhatjuk az  $A$  amplitúdót és annak félérték-szélesség (FWHM) értékét. A kristályok minősítése szempontjából viszont a fentiek szerint  $N$  és  $\Delta N$  értékére vagyunk kíváncsiak, hiszen ezek hordozzák a szcintillátorra vonatkozó információt. A (9) kifejezésből látható, hogy ehhez elég sok összetevő-, de főleg a  $T$  transzfer tag ismerete szükséges. Először is abszolút skálán kell mérnünk az  $A$  amplitúdót.

Erre két lehetőség van: az egyik, hogy meghatározzuk a PMT ún. single fotoelektron választ [54], és így az amplitúdót a fotoelektronok darabszámával tudjuk kifejezni. Ennek hátránya, hogy a remélt jó fényhozam, vagyis sok fotoelektron esetén azok meghatározásának hibája jelentős lehet.

A módszer elve az, hogy kellő érzékenyséű PMT-vel már egyetlen foton is érzékelhető. Technikailag a módszer lényege az, hogy különböző (nagy) intenzitású lézer/LED impulzusokat alkalmas fényszűrővel annyira legyengítenek, hogy a mért jel az egy-fotoelektron jelnek csak néhányszorosa legyen, így a gyengített jel is abszolút módon megadható, hogy darabra hány fotoelektronnak felel meg. Ha meghatározzák a fényimpulzusok intenzitását (foton/lövés), akkor ilyen mérések sorozatával felvesznek egy fotonszám-fotoelektron-szám kalibrációs egyenest. Ennek segítségével egy adott mérésből kapott fotoelektron-számból a beérkezett fotonok száma meghatározható [56]. Ráadásul ismernünk kell még a fotokatód kvantumhatásfokát ( $QE$ ) és a fotoelektron begyűjtési hatásfokot ( $\eta_{pe}$ ).

A 2.4. ábrán látható legelső hegyes csúcs (a 20. csatorna) zaj. Fény nélkül csak ez a zaj lenne mérhető, és a 80. csatorna körüli ún. single electron response (SER) csúcs. Azzal is lehet kalibrálni, de erre a célra jobb a fenti gyenge fényforrás, mert illesztés alapján az egy elektronhoz tartozó lépésköz pontosabban meghatározható. Ennek alapján egy, az origótól (0. csatorna) távoli csúcstról is kideríthető, hogy hány fotoelektronnak felel meg.



2.6. ábra. Azonos típusú PMT-k helyfüggő érzékenységének összehasonlítása 470 nm-en. <http://www.physics.mcgill.ca/~fortin/thesis/node20.html>

A másik lehetőség, hogy készítünk egy, a scintillátorhoz hasonló spektrális eloszlású fény-villogót, amelyet megpróbálunk foton/pulzus értékre kalibrálni abszolút módon. Ez azt jelenti, hogy egyúttal lehetőségünk nyílik PMT-k kvantumhatásfokának akár hely- és szög-függő meghatározására is.

Az  $\eta_{pe}$  fotoelektron begyűjtési hatások külön meghatározására irodalmi mérési módszer nem ismeretes. Ezt a kérdést úgy szokás megkerülni, hogy nagyméretű PMT ablakának a közepét használják, ahol szükségszerűen  $\eta_{pe}$  nagyon közel kell legyen a 100 %-hoz. A 2.5. ábra, ahol a  $QE$   $\eta_{pe}$  szorzattal leírható érzékenységet vizsgálták, mindenesetre óvatosságra int ebben a tekintetben. Figyelemre méltó, hogy milyen erős a hullámhossz-függés és milyen nagyfokú helyfüggés tapasztalható a nagyobb hullámhosszaknál. 470 nm-en leellenőrizve azonos sorozatból származó, azonos típusú csöveket, szintén elgondolkodtató eredményt kaptak (2.6. ábra).

A rendkívüli változatosság ellenére minden cső esetében megfigyelhető egy, a centrum táján mutatkozó kidudorodás. Ezért precíziós méréshez mindenképpen kalibrált PMT-ket szükséges alkalmazni.

A legnehezebb feladat azonban az  $\eta_L$  fénybegyűjtési hatások meghatározása. Jelenleg a legelfogadottabb módszer erre optikai Monte Carlo (MC) programok használata. Sajnos, jó fénybegyűjtést eredményező, ezért komplex kristálycsomagolási esetekre a MC módszerek megbízhatósága erősen kérdéses, mivel nehéz a csomagolás optikai jellemzése.

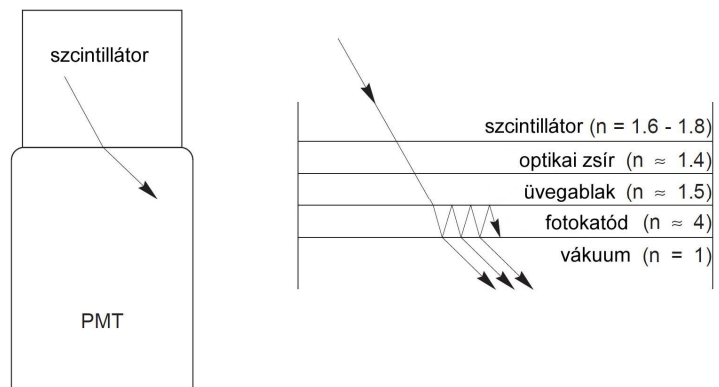
Ennek megkerülésére kínál megoldást az ún. „Monte-Carlo refractive index matching” (MCRIM) módszer [55]. A módszer alapötlete, hogy a lehető legegyszerűbb és egyértelműen definiálható kísérleti elrendezést valósítsuk meg, amelyet a MC programok még megbízhatóan tudnak kezelni. Nevezetesen: vegyünk derékszögű hasáb alakú kristályt tökéletesen polírozott oldallappokkal. Csatoljuk ezt a kristályt a PMT-hez előbb légréssel ( $n_1=1$ ), majd  $n_2 > 1$  törésmutatójú közeggel. Határozzuk meg az  $A_1$  és  $A_2$  amplitúdókat radioizotópos gerjesztéssel. Könnyű belátni, hogy a két amplitúdó hányadosát képezve, abból a konstans tagok kiesnek, és egyszerűen

$$A_1/A_2 = T_1/T_2 = \eta_{L1}^* (1 - R_{eff1}) / \eta_{L2}^* (1 - R_{eff2}) = \eta_{L1} / \eta_{L2}, \quad (15)$$

Szigorúan véve az  $\eta_L^*$  tényező is változik ha változtatjuk a csatoló közeget, így azzal nem egyszerűsíthetünk. Ismeretes, hogy a kristály határfelületén a külső közeg (csatolás) törésmutatójától függő szögekre teljesül a teljes belső visszaverődés.

A szcintillátor-PMT átmenetnél a törésmutatók alakulását a 2.7. ábra mutatja.

A határszögnél kisebb szögekre a fotonok ki tudnak lépni, míg nagyobb szögekre a fény bezárva marad. A bezárt hányad olyan



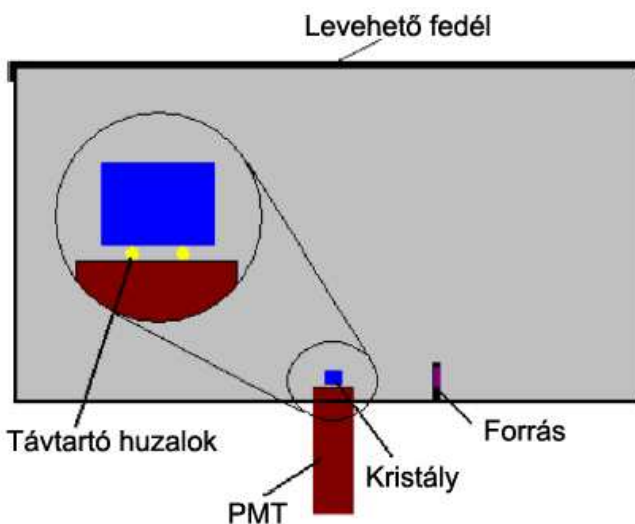
2.7. ábra. Törésmutatók a szcintillátor-PMT átmenetnél.

nagy törésmutatójú kristályokban, mint az LSO is, elég nagy lehet. A csatoló közeg törésmutatóját növelve csökkenthetjük a bezárt fény mennyiségét. Túl nagy értéknél határfelületi Fresnel reflexió már rontani fog a helyzetet. Optimálisnak a két csatolt közeg törésmutatóinak mértani közepe tekinthető. Ezen túlmenően az MCRIM technikát tárgyaló cikk szerint a nehéz szeretlen szcintillátorokban éppen a nehezített fénykijutás miatt nem elhanyagolható szerepe van a térfogatban jelenlévő szórócentrumoknak, amelyek a bezárt fényt véletlenszerűen éppen kedvező, kilépési irányba szórhatják. Ezért előnyös ha a kristály minél átlátszóbb, tehát minél hosszabb átlagos út megtétele után nyelődik el a fotonunk. Ugyanakkor jó, ha minél nagyobb a szórási együttható  $\alpha_{\text{scat}}$ , vagyis annak valószínűsége, hogy a bezárt foton egységnyi út alatt szóródni fog

$$S = 1 - \exp(-\alpha_{\text{scat}}/\alpha_{\text{abs}}), \quad (16)$$

Míg az  $\alpha_{\text{abs}}$  együtthatót egyszerűen mérhetjük,  $\alpha_{\text{scat}}$  meghatározása lényegesen nehezebb. Beépítve a szórási folyamatot is a MC-programba, az MCRIM technika lehetőséget ad a  $B = \alpha_{\text{scat}}/\alpha_{\text{abs}}$  hányados meghatározására, így  $\alpha_{\text{abs}}$  ismeretében  $\alpha_{\text{scat}}$  kiszámolására is.

Ezek után az MCRIM módszer lényege a következő. A PMT-t egy viszonylag tágas, feketére festett belsejű dobozban helyezik el a kristályból kiszökött fény visszaszórásának minimalizálása érdekében (2.8. ábra). A PMT ablakára távtartó szerepét betöltő, vékony (50  $\mu\text{m}$ ) huzalokra fektetve helyezik el a szcintillátor kristályt egyik esetben légréssel ( $n = 1.0$ ), míg a másikkban különböző törésmutatójú folyadék(ok)kal (víz  $n = 1.34$ , stb.). A szórást is figyelembe vevő MC programmal meghatározzák ezekre az egyszerű esetekre a várható  $A_1/A_2 = T_1/T_2 = \eta_{L1} / \eta_{L2}$ , hányadost, mint a  $B = \alpha_{\text{scat}}/\alpha_{\text{abs}}$  paraméter függvényét. Ugyanakkor meghatározzák kísérletesen is az  $A_1/A_2$  ( esetleg  $A_1/A_3$ , stb.) értékét, célszerűen fotoelektron (tehát abszolút) skálán. Az MCRIM módszer jellegéből következően abszolút eredményt szolgáltat és bár nem bonyolult, semmiképpen sem alkalmas sorozatmérésekre, csak egyediekre.



2.8. ábra. MCRIM mérési elrendezés.

## 2.7. Félvezető detektorok

A gáztöltésű detektorok alkalmazása során fény derült hátrányos tulajdonságaikra is. A szokásos méretű ionizációs és proporcionális kamrákban a részecske energia meghatározását akadályozza, hogy a hatótávolság általában meghaladja a kamra méreteit. De még a teljesen lefékeződött részecske energiájának pontos mérését is korlátozza az a körülmény, hogy az egy ion-pár kiváltásához szükséges  $w$  energia gázokban nagy, tehát a kiváltott kis számú elektron relatív statisztikus ingadozása -következésképpen az energia-bizonytalanság is- nagy. A szcintillátor anyagának nagy sűrűsége a detektor határfokát megnöveli, de az energia-feloldás tekintetében nem nyújt optimális megoldást, mert  $w$  itt is nagy ( $\sim 30\text{eV}$ ). A jó energia felbontás csak egy új detektor típus, a *félvezető detektor* kifejlesztésével vált lehetővé. Az ilyen detektort úgy tekinthetjük, mint szilárd töltő-anyagú ionizációs kamrát, ahol a kamra érzékeny térfogatának a *kiürített réteg* felel meg.

A többi detektorral összehasonlítva a félvezető detektorok legfőbb előnye kiváló energiafelbontó képességük. A töltéshordozó párok keltéséhez itt szükséges a legkisebb energia, ugyanolyan energiájú primer részecske itt kelti a legtöbb töltést, ezért itt várható a legjobb feloldás. További jó tulajdonságaik közé tartozik a lineáris válaszfüggvény széles energiatartományban, és hogy érzéketlenek a mágneses térre. Egyes alkalmazásoknál a detektálási *határfok* is lényeges szempont lehet, és ebből a szempontból a szcintillációs számláló előnyösebb.

Tökéletes félvezetőben az abszolút nullához közeli hőmérsékleten minden elektron a vegyértéksávban van, a vezetési sáv ebben az esetben üres, de a kettő közötti tiltott sáv keskeny. A rács atomjai közötti kovalens kötésben részt vevő külső héj-elektronok nem mozoghatnak az anyagban szabadon. A hőmérséklet emelkedésével néhány elektron elegendő termikus gerjesztést kap a vegyértéksávból a vezetési sávba való ugráshoz, hátrahagyva egy elektronhiányt, más néven pozitív lyukat. Ha az elektron mozog valamilyen irányba, a pozitív lyuk az ellenkezőbe. Tiszta (szennyezőanyag-mentes) félvezetőkben az elektronok száma egyenlő a lyukak számával. Az elektronokkal nemcsak hő formájában közölhető energia, hanem úgy is hogy ionizáló sugárzás halad át az anyagon. Ennek hatására a félvezető elektronjai magasabb energia állapotokba - a vezetési sávba- kerülhetnek nemcsak a vegyértéksávból, hanem mélyebben levő betöltött sávokból is, továbbá az abszorbeált energia egy része disszipálódik a kristályrácsban. Ez azt eredményezi, hogy egy elektron-lyuk pár keltéséhez szükséges átlagos energia nagyobb, mint a tiltott sáv szélessége ( $E_g$ ).

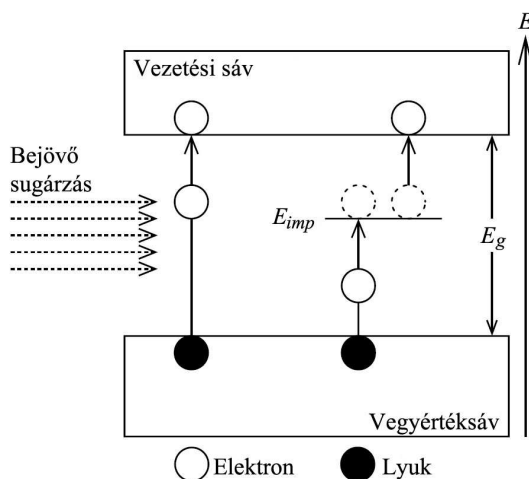
Szilíciumban szobahőmérsékleten  $E_g = 1.115\text{eV}$ , és az egy elektron-lyuk-pár létrehozásához szükséges energia  $3.62\text{eV}$ , amely a többi félvezetővel összehasonlítva alacsony (lásd a lenti táblázatot), és kívánatosá teszi a szilíciumot detektorokban való alkalmazás szempontjából.

Egy elektron-lyuk pár létrehozásához szükséges fizikai folyamatok a félvezetőkben ugyanazok mint egyéb szilárd anyagokban. A gázokhoz hasonlóan az egy elektron-lyuk-pár létrehozásához szükséges átlagos energia a félvezetőkben is független a sugárzás fajtájától, de függ a félvezető anyagától és hőmérsékletétől.

Anyag	Sűrűség (g/cm <sup>3</sup> )	Ionizációs energia eV
Szilícium	2.328	3.62
Germánium	5.33	2.8
Szilícium-dioxid	2.27	18
Gallium-arszenid	5.32	4.8

A folyamat hasonló a gázokban megfigyelhető ionizációhoz, de a félvezetőben ehhez 4-8-szor kevesebb energia szükséges. Ebből következik hogy a sugárzás által keltett töltéshordozók száma egy félvezetőben jóval magasabb mint a gázokban.

A 2.9. ábra mutatja az elektron-lyuk-párok keletkezési mechanizmusát félvezetőben a bejövő sugárzás és a hőmérséklet hatására. A tiltott sávban a kristály hibái és szennyezései által előálló energiaszintek ( $E_{imp}$ ) növelik a keletkező töltéspárok számát, amely nemkívánatos jelenség, mivel nemlinearitásokat eredményez a detektor működésében. Amikor egy elektron ilyen szintre kerül, rövid időre csapdába esik, majd vagy átugrik a vezetési sávba vagy visszaesik a vegyértéksávba és rekombinálódik a lyukkal. Az első esetben a töltéspár keletkezése késik, a másodikban pedig elmarad, mivel az energia, amely nem elegendő egy elektron-lyuk-pár keletkezéséhez, abszorbeálódik a kristályrácsban.



2.9. ábra. Elektron-lyuk-párok keletkezése a félvezetőben a bejövő sugárzás és a hőmérséklet hatására.

Az elektron-lyuk-párok keletkezési statisztikájának megértéséhez tételezzük fel, hogy a bejövő sugárzás által leadott energia ( $E_{dep}$ ) a rács gerjesztéséhez és

ionizációhoz vezet. Ha  $\epsilon_i$  és  $\epsilon_x$  reprezentálja azon átlagos energiákat, amelyek az ionizációhoz és a gerjesztéshez szükségesek, akkor a teljes leadott energia ebben a formában írható fel:

$$E_{dep} = \varepsilon_i n_i + \varepsilon_x n_x, \quad (17)$$

ahol  $n_i$  és  $n_x$  jelenti a sugárzás által keltett ionizációk és gerjesztések teljes számát. Ha feltételezzük hogy ezek a folyamatok Gauss statisztikát követnek, akkor az ionizációk és gerjesztések számának szórása így írható:

$$\sigma_i = \sqrt{n_i} \text{ és } \sigma_x = \sqrt{n_x}, \quad (18)$$

Ez a két szórás normálisan nem egyenlő, mivel a gerjesztési és az ionizációs folyamatok küszöbenergiái különböznek. Mindazonáltal ha a szórásokat súlyozzuk a küszöbenergiákkal, akkor nagy számú ütközés esetére igaz, hogy:

$$\varepsilon_i \sigma_i = \varepsilon_x \sigma_x \text{ vagy } \varepsilon_i \sqrt{n_i} = \varepsilon_x \sqrt{n_x}, \quad (19)$$

Kombinálva ezeket az egyenleteket a (17) egyenlettel az alábbi összefüggést kapjuk:

$$\sigma_i = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_i} \left[ \frac{E_{dep}}{\varepsilon_x} - \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_x} n_i \right]^{1/2}, \quad (20)$$

Jelöljük az egy elektron-lyuk-pár keletkezéséhez szükséges átlagos energiát  $\omega_i$ -vel. Ez az energia tartalmazza az összes, nem ionizációs folyamat járulékát is. Egyszerűen megkapható, ha az összes leadott energiát elosztjuk a detektált elektron-lyuk-párok számával ( $n_s$ ). Vagyis

$$\omega_i = \frac{E_{dep}}{n_s} \text{ vagy } n_s = \frac{E_{dep}}{\omega_i}, \quad (21)$$

Egy olyan rendszerben, amely képes detektálni az összes keletkezett elektron-lyuk-párt, az  $n_s$  helyettesíthető  $n_i$ -vel. Ebben az esetben a fenti kifejezés így alakul:

$$\sigma_i = \left[ \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_i} \left( \frac{\omega_i}{\varepsilon_i} - 1 \right) \left( \frac{E_{dep}}{\omega_i} \right) \right]^{1/2}, \quad (22)$$

Felhasználva hogy  $E_{dep} / \omega_i = n_s$ , írható hogy

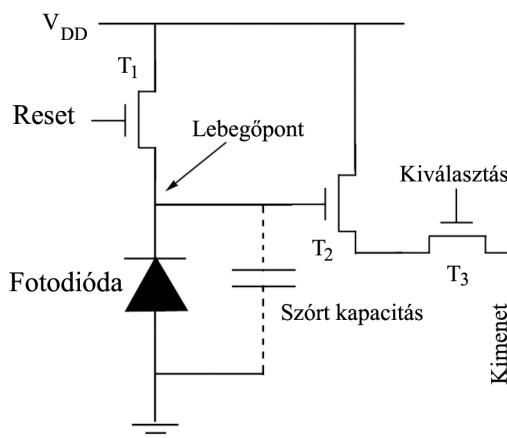
$$\sigma_i = \sqrt{F n_s}, \quad F = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_i} \left( \frac{\omega_i}{\varepsilon_i} - 1 \right). \quad (23)$$

ahol  $F$  az ún. Fano faktor [82]. Még ha itt az ionizációkat és gerjesztéseket Gauss eloszlásúnak is tételeztük fel, a kimenő jel csak akkor lesz Poisson folyamattal leírható, ha egy másik faktorról megszorozzuk. Ennek oka az, hogy ezek a folyamatok nem függetlenek egymástól, amit egy Gauss eloszlás szigorúan megkívánna. A Fano faktort először azért vezették be, hogy megmagyarázzák a kimenő jelben tapasztalt anomáliát a megfigyelt és várt szórás között a jelben. A fenti egyszerű számítások nem adnak túl pontos eredményt, és csak arra szolgálnak hogy a Fano faktor bevezetésének szükségességét igazolják. A Fano faktor értéke 0 és 1 között változik, 1 jelenti a tökéletes Poisson folyamatot. Germánium és szilícium esetében az  $F=0.1$  kielégítő eredményt ad.

## 2.8. CMOS APS detektorok

A CMOS képérzékelőket integrált CMOS technológiával gyártják, amelynek előnyei többek között az alacsony teljesítményfelvétel valamint az analóg és digitális funkciók egy chipen való könnyű integrálhatósága, főleg a jóval speciálisabb töltéscsatolt (Charge Coupled Device, CCD) technikával összevetve. Viszont az is igaz, hogy a többféle integrált alkatrészt tartalmazó CMOS APS pixel emiatt jobban ki van téve a zajoknak, mint a CCD. Az elmúlt évtizedben a CMOS kamerák sokat profitáltak a technológiának a miniaturizálásban és a fogyasztás csökkentésében elért eredményeiből. Mára a CMOS képérzékelők több alkalmazásban átvették a korábban egyeduralgató CCD-k helyét. A lineáris CMOS aktív pixel képérzékelő szenzor (APS) egy pixeljének felépítését a 2.10. ábra mutatja. A bejövő fény intenzitását érzékelő elem egy záróirányban előfeszített fotodióda, a hozzá csatlakozó kapcsoló és feszültségkövető tranzisztorokkal együtt. A pixel kapacitását ( $C_p$ ) a fotodióda záróirányú kapacitása és a fotodióda katódjához kapcsolódó  $T_1$  és  $T_2$  tranzisztorok szórt kapacitásainak az összege határozzák meg. A  $C_p$  nagysága kb. 15 fF.

A fotodióda fordított irányú előfeszítését általánosan biztossítjuk, hogy a lebegőpontot a  $T_1$  reset tranzisztor rövid idejű kinyitásával a tápfeszültségre kötjük. A  $C_p$  a szórt kapacitások és a  $T_1$  kapcsolótranzisztor source-drain elektródái közötti bekapcsolási ellenállás által meghatározott időállandó alatt akkora feszültségre töltődik fel, amelyet egyrészt limitál a tápfeszültség, másrészt az az ún. threshold feszültség, amely a nyitott állapotban lévő  $T_1$  tranzisztoron a



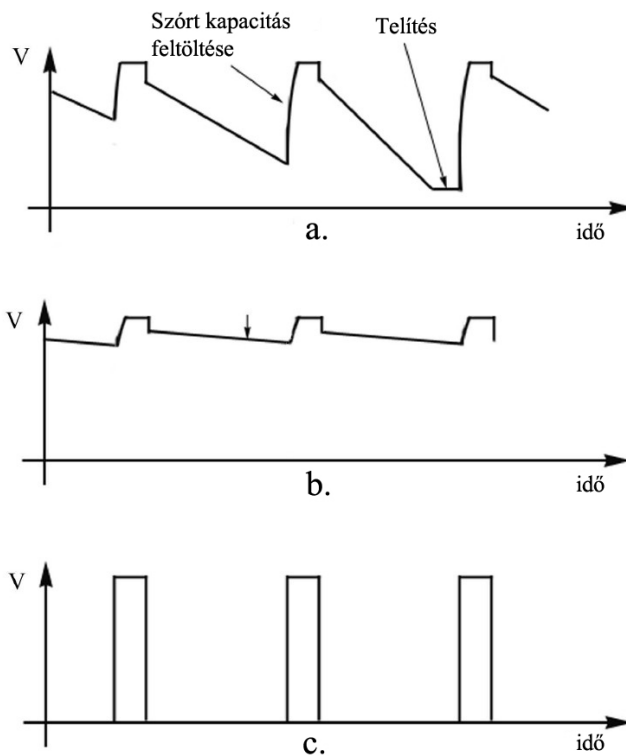
2.10. ábra. CMOS aktív pixel szenzor egy cellájának felépítése.

vezérlőelektróda és a source kivezetés között ( $V_{TH}$ ) esik az éppen alkalmazott FET-től függően. Ha a gate-re adott feszültség ( $V_G$ ) egyenlő a tápfeszültséggel ( $V_{DD}$ ), akkor a dióda max.  $V_G - V_{TH}$  feszültségre töltődik fel. A reset jel megszűnésével a tranzisztor lezár, a lebegőpont elszigetelődik, és  $C_p$  feszültsége a fotoáram ( $I_f$ ) hatására alábbi egyenlet szerint csökkenni kezd.

$$\Delta U = \int_0^{\Delta t} I_f dt / C_p, \quad (24)$$

Az áramkör működésének időbeli diagramját a 2.11. ábra mutatja. A reset folyamatot az *a.* és *b.* ábrákon látható felfutó élek jelzik, a reset impulzusok a *c.* ábrán láthatók. A fotodióda a fotonok a lapka felső rétegén át lépnek be. Ezen rétegek általában szilícium-dioxidból és/vagy szilícium-nitridből készülnek, esetleg a fényáteresztő képességet növelő bevonattal ellátva. Ezeket az anyagokat úgy választják meg, hogy alkalmazásuk ne növelje az alattuk levő rétegek fényvisszaverő képességét.

A bevonatokat a detektálni kívánt fény frekvenciájára lehet optimalizálni, mivel a nagyobb frekvenciájú fotonok inkább a felső rétegekben fognak abszorbeálódni, míg az alacsonyabb frekvenciájúak mélyebben behatolnak az eszköz alsóbb régióiba. Az abszorpciónak ezen variációja meghatározza az arányt a drift és a diffúzió segítségével gyűjtött elektron-lyuk-párok között.



2.11. ábra. CMOS aktív pixel szenzor cella idődiagramjai.

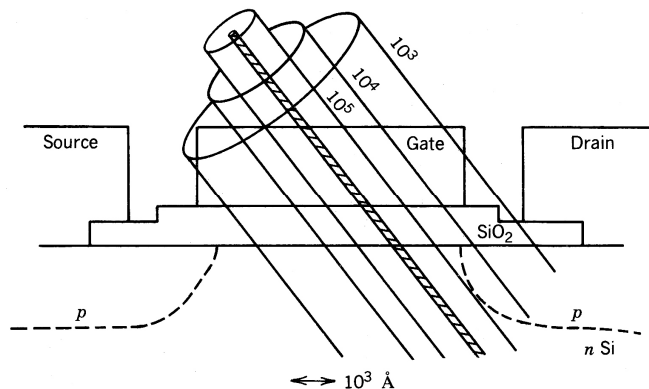
Ha az eszközt fény vagy egy nagyenergiájú protonnyaláb éri, akkor a záróirányban előfeszített pn átmenet kiürített rétegét elérő fotonok hatására a  $C_p$  kapacitás kezd kisülni. A kiürített rétegben keletkezett elektron-lyuk párok gyorsan áthaladnak a réteg elektromos mezején. Egy részük az eszköz anyagában

rekombinálódik, míg a többi relatíve lassan halad a kivezetések felé, fotoáramot létrehozva. Végeredményben ez a fotoáram fogja kisütni a fotodióda kapacitását, és a kisütött töltés megközelítőleg arányos az eszközt érő fény intenzitásával. A  $T_2$  tranzisztor feszültségkövető üzemmódban működik, feladata a  $C_p$  kapacitás feszültségének a kiolvasása, amely feszültség a  $T_3$  kiválasztó tranzisztoron keresztül a kimenetre jut.

A gyakorlatban  $C_p$  feszültsége megvilágítás nélkül is csökken. Azt az áramot amely megvilágítás nélkül folyik, sötétáramnak nevezzük. A sötétáram egyrészt a fotodiódán, másrészt a  $T_1$  és  $T_2$  tranzisztorokon keresztül folyik. A gyakorlatban a fotodiódák kiürített rétegében termikusan gerjesztett elektron-lyuk párok kisebbségi töltéshordozók diffúziós áramai és felületi szennyeződések egy áramot keltenek, amely hozzájárul a szórt kapacitás kisütéséhez megvilágítás hiányában is. Ezenfelül a  $T_1$  reset tranzisztor és a fotodióda közötti egy szívárgási áram is hozzájárul a lebegőpont töltésének csökkenéséhez, amit a 2.11. b ábra nyíla szemléltet.

## 2.9. A félvezetők sugárkárosodása

Az előzőekben láttuk, hogy az ionizáló sugárzások hatással vannak a félvezetőkre. A modern MOS mikroelektronikai eszközökben az információ töltésmennyiségek formájában tárolódik, amelyet az ionizáló sugárzások, vagy nagy energiájú részecskék képesek megváltoztatni. Alapvetően kétféle ionizáló hatás okoz problémát: a gamma-, és röntgensugárzás, és a nagy energiájú, kozmikus eredetű töltött részecskéké, amelyek befolyásolják az integrált áramkörökben levő információtartalmat és azok stabilitását. A sugárzás zavaró hatása átmeneti és tartós károsodásban nyilvánulhat meg (angolul soft error vagy hard error).



2.12. ábra. Gerjesztő részecske behatolása félvezetőbe a határrétegen keresztül. [24]

Egyedi ionizáló részecskék mindenhol előfordulnak, de szerencsére nem mindegyik forrása az ionok által gerjesztett elektronikai hibáknak. Amikor egy ionizáló részecske behatol a félvezető anyagába, nyomában egy  $1 \mu\text{m}$ -nél kisebb sugarú, henger alakú plazmacsatorna alakul ki (2.12. ábra).

A részecske által kialakított csatorna teljes hossza függ az atomszámtól ( $Z$ ), a tömegtől ( $M$ ) és a kezdeti energiától ( $E_0$ ). Bár a töltésleadás ilyen esetben nagyon lokális és fizikailag az IC-n belül csak egy relatíve kis régióra vonatkozik, a keltett zajok ellenére elektromosan szétterjedhetnek. A fotonok és az ionok képesek

mobil töltéshordozókat létrehozni a félvezetőben, amelyek képesek megváltoztatni a szomszédos régiók működését oly módon, hogy töltés jut azokba is. Könnyű ionok a földközeli atmoszférából általában nem rendelkeznek elegendő energiával ahhoz, hogy megzavarják az integrált áramkörök működését, azonban protonok, neutronok és a közepes energiájú  $\alpha$ -részecskék előidézhetnek bizonyos magreakciókat, amelyeknek során olyan nagyenergiájú bomlástermékek keletkeznek, amelyeknek atomszáma közel van a hordozó anyagéhoz.

Az elektronikai és optoelektronikai eszközök működésében megfigyelhető legfontosabb sugárkárosodási hatások az alábbiak:

*Egyetlen részecske által kiváltott hatások (Single Event Effects: SEE)*

- Az eszköz károsodása átmeneti (*Single Event Upset, a továbbiakban: SEU*), a töltéseloszlás átmenetileg megváltozik a szerkezetben és ezért
  - egy bit átvált (*Single Bit Upset: SBU*),
  - több bit is átvált (*Multiple Bit Upset: MBU*).

- Az eszköz károsodása végleges (*Single Hard Error SHE*), például ha a szerkezeten áthaladó részecske pályája mentén kis elektromos ellenállású ioncsatorna alakul ki és

- áramnövekedés következik be (*Single Event Latchup: SEL*),
- leföldelődés következik be (*Single Event Grounding: SEGR*),
- átégés következik be (*Single Event Burning-out: SEBO*),

vagy ha permanens hibahelyek alakulnak ki (igen nagy energiájú részecskék esetén) és belső anyagszerkezeti átrendeződések mennek végbe.

*Sok részecske által kiváltott kumulatív hatások*

- Ionizáció okozta hatások (*Total Ionisation Dose effects: TID*), főleg a bipoláris és a MOS-eszközöknél,
- atomkilökődések okozta hatások (*Displacement Damage: DD*), főleg a bipoláris eszközök és az optikai elemek érzékenyek rájuk.

Az elektronikákat érő sugárkárosodási hatások a rendkívül nehéz javíthatóság miatt különösen károsak a félvezetővel telezsúfolt műholdakra, ezért az ilyen eszközök sugártűrése alapvető fontosságú. Az ESA többféle előírást is kidolgozott az űrbe küldendő eszközök sugártűrésére vonatkozóan, a svéd Prisma műholdak alkatrészein végzett sugártűrési tesztek is ezen előírások szerint végeztük.

A fentebb leírtak alapján látható hogy a félvezető detektorok egyszerűen használhatók a sugárzások detektálására. Ennek alapján sok olyan eszközt fejlesztettek ki, amelyek kifejezetten a nukleáris detektálás céljaira szolgálnak. A tapasztalat viszont azt mutatja, hogy az eredetileg más célra kifejlesztett eszközök is alkalmasak lehetnek arra, hogy sugárzást detektáljanak velük.

A CCD is ilyen, de bármelyik tranzisztor vagy dióda is szolgálhat ilyen célra. Jelen disszertáció fő témájául is egy ilyen eszköz, egy CMOS APS chip szolgált, amelyet az eredetitől teljesen eltérő célra használtunk.

### 3. A CERN CMS barrel-müon detektorainak pozícióját monitorizáló rendszerében használt CMOS kamera sugárkárosodási mérései és azok eredményei.

A CERN *Large Hadron Collider* (LHC) project keretében megépült *Compact Muon Solenoid* (CMS) detektorának (3.1. ábra) nagy pontosságú, a detektorok helyzetét

és irányultságát monitorizáló alrendszerében optoelektronikai eszközként fekete-fehér CMOS kamerák (700 db), és LED-ek (10000 db) kerültek felhasználásra [1]. Az aktív pixeles CMOS kamera érzékeny felületére optikai képet vetítve, az a képet a kimeneten video eszközökkel megjeleníthető formájú elektronikus jellé alakítja. Ezt a tulajdonságát kívántuk felhasználni arra a célra, hogy a CMS detektor precíz belső pozíció



3.1. ábra. A CERN CMS detektorának fényképe összeszerelés közben. [1]

meghatározására LED fényforrások által kibocsátott pozíció jeleket rögzítsünk és annak változása alapján határozzuk meg a belső elemek pozíciójának megváltozását.

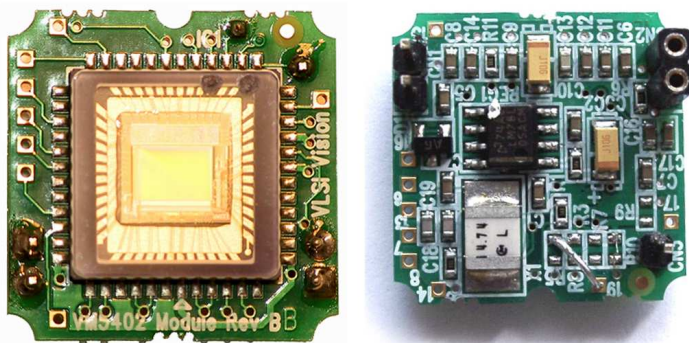
A CMS detektorainak helyzetét és irányultságát monitorizáló alrendszer pontossága jelentősen függ az egyedi detektorok helyzetétől és orientációjától. A CMS kísérletben a protonok esetén az ütközési gyakoriság  $10^9 \text{ s}^{-1}$ , és az ütközési pontokat legalább  $20 \mu\text{m}$ -es pontossággal kell lokalizálni. Ugyanakkor az LHC-nek és az egyes kísérletek detektorrendszereinek a térbeli alakja állandóan változik, a detektor már csak a tömege miatt is mechanikailag deformálódik.

Alakváltozást okozhatnak a hőtágulási folyamatok, az elektromágnesek környezetében fellépő erők, a szeizmikus mozgások, a Jura-hegységben és a Genf-tóban előforduló tömegátrendeződések, és a Hold-Föld árapály jelenség okozta gravitációs hatások is. Hosszú távon a ragasztott kötések mentén az anyag elmozdulhat, felléphet anyagfáradás is. A precizitásra jellemző, hogy a fenti pontosság eléréséhez a müon detektoroknál  $50 \mu\text{m}$ -es pontosságú helyzetadatokat várnak el, miközben a 12500 tonnás CMS hossza 21,5 m, szélessége pedig 15 m.

Ezért a CMS detektor része egy olyan rendszer is, amely az egyes detektorok helyzetét és irányzását (alignment) monitorizálja. Molnár és Fenyvesi az alábbiak szerint ismerteti a rendszert [2] : "A CMS detektorrendszerének legkülső rétegét a müonok detektálására szolgáló, négy rétegben elrendezett detektorok alkotják (ld. <http://cmsinfo.cern.ch>). Mindegyik réteg henger alakú és két véglappal ellátott, vagyis hordóhoz hasonló elrendezésben teljesen körbeveszi a nyalábkeresztesződési pontot. Adatgyűjtési és vezérlési szempontok miatt a hordók palástját (barrel) alkotó lapos téglatest alakú detektorok, valamint a véglapokat (end-cap) alkotó detektorok külön-külön rendszereket alkotnak. Mindhárom csoporthoz tartozik egy-egy, a detektorok helyzetét és irányzását (alignment) monitorizáló, nagy pontosságú opto-elektromechanikai alrendszer. A barrel müondetektorai esetén 75 mikrométeres pontosságú helyzetadatokat várnak el. Ez a három alrendszer egy rendszerbe szerveződik. Az így összeálló rendszert egy ugyancsak opto-elektromechanikai rendszer közvetítésével szinkronizálják a CMS szolenoidján belül található nyomkövető detektorrendszer (tracker) saját hasonló feladatokat ellátó rendszerével. Ezen rendszerek adatai együttesen írják le az egyes időtartamokra vonatkozóan a CMS időben állandóan változó "belső" elrendezését. Az események helyzetének megadása érdekében természetesen szükség van még a szintén állandóan változó "külső" vonatkoztatási rendszert leíró adatokra is. A két idősor alapján már meghatározhatók az események helykoordinátái egy olyan "globális" vonatkoztatási rendszerben, amelyet egy referencia időpontra vonatkozóan definiálnak. A CMS-kollaboráción belül a MAB (Module for the Alignment of the Barrel) mozaikszóval rövidítik a palástban levő müondetektorok helyzetét és irányzását monitorizáló nagy pontosságú opto-elektromechanikai alrendszer (BAM: Barrel Alignment Monitor) moduljait. A továbbiakban mi is a MAB rövidítést használjuk." A müondetektáló rendszer esetén a pillanatnyi helyzet- és irányadatokat a Barrel Alignment Control (BAC) rendszer össze-síti.

Ez a rendszer LED fényforrásokat tartalmaz a hozzájuk tartozó elektronikával, és videokamerákat. A fényforrások a müon kamrákra vannak rögzítve és hálózatba

integráltan mikrokontrollerek vezérlik a működésüket. A videokamerák a kamrákhoz rögzített LED-ek pozícióját figyelik, és egy lézerrel kalibrált helyzetű merev szénszál mechanikai struktúrán foglalnak helyet [81]. A kamerák képének digitalizálását és kiértékelését 36 db PC104 rendszerű mikroszámítógép, ún. "board computer" végzi. A



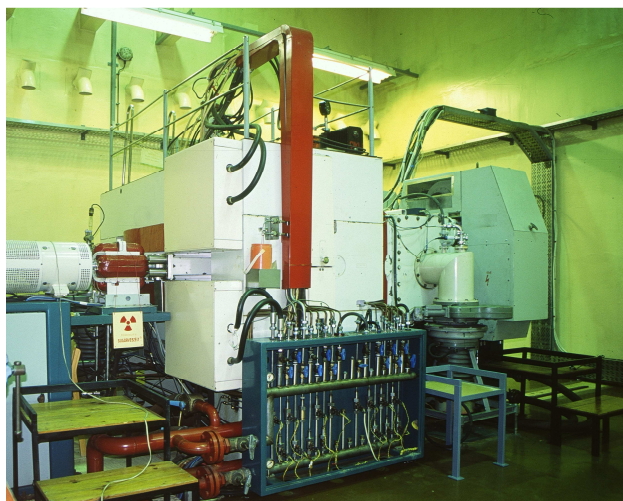
3.2. ábra. A VM 5402 CMOS videoszenzorral szerelt kameramodul két oldala. Az eszköz mérete  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ , a szenzor érzékeny felülete  $4.66 \times 3.54 \text{ mm}^2$ , a pixelek száma kb. 110000, méretük  $12 \times 12 \text{ }\mu\text{m}^2$ .

board számítógépek által kiszámított LED-koordináták további feldolgozás céljából egy vezérlő és adatgyűjtő munkaállomásba kerülnek.

A rendszer megvalósításához a fejlesztők az optikai és opto-elektronikai elemek nagy száma miatt kereskedelemben kapható ún. Commercially available Off The Shelf (COTS) alkatrészeket választottak. A kamerák és a LED-ek a szolenoid mágneset körülvevő vasszerkezet átlagosan 2 Tesla erősségű mezőjében és ugyanakkor nagyenergiájú részecskéket is tartalmazó sugárzási környezetben 10 évig kell hogy működjenek. A várható neutron-, és proton fluxus  $2.6 \times 10^{12}$  n/cm<sup>2</sup> és  $10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>, a teljes várható neutron fluxus a tervezett 10 éves üzemidő alatt közelítőleg  $8 \times 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup> lesz. Mivel egy műonkamra meghibásodása esetén a felaktiválódott belső részek miatt a CMS-t nem lehet egyszerűen szétszedni, az alkatrészek megbízhatósága elsőrendű fontosságú, ezért elengedhetetlen volt a kiválasztott elemek megfelelő környezetben végzett sugárkárosodási vizsgálata.

A neutronok és a töltött részecskék azonban nemcsak sugárkárosodást okozhatnak, hanem megváltoztathatják az alkatrészek elektromos és optikai tulajdonságait is, befolyásolva ezzel az egész rendszer pontosságát. Ezenfelül a bejövő sugárzás hamis kimenő jelet is generálhat. Mivel ez zavarhatja a kamera CMS-beli alkalmazását, szükséges volt a jelenség minél pontosabb vizsgálata ezért a kamerát különböző teszteknek vetették alá (lásd később).

A CMS videokameráiban kompakt videoérzékelő chipet alkalmaznak. A megfelelő elem kiválasztása céljából végzett tesztek során megvizsgálták a VISION cég által gyártott VM5402 CMOS videokamerát is (3.2. ábra), amely végül megfelelt a célnak. A sugárzás okozta változások tanulmányozása céljából az ATOMKI-ben és a TSL-ben neutron és proton besugárzási tesztek végeztek a CMOS aktív pixel szenzoros kamerákon. Ezekben a vizsgálatokban olyan részecskéket használtak, amelyek egyrészt elsődleges beeső részecskéként a kamera érzékeny felületét eléri (protonok és neutronok), másrészt olyanokat, amelyek ezekben az elsődleges folyamatokban keletkeznek (nehéz fragmentumok), és másodlagos



3.3. ábra. Az MGC-20 ciklotron fényképe. [16]

Nyalábparaméterek:

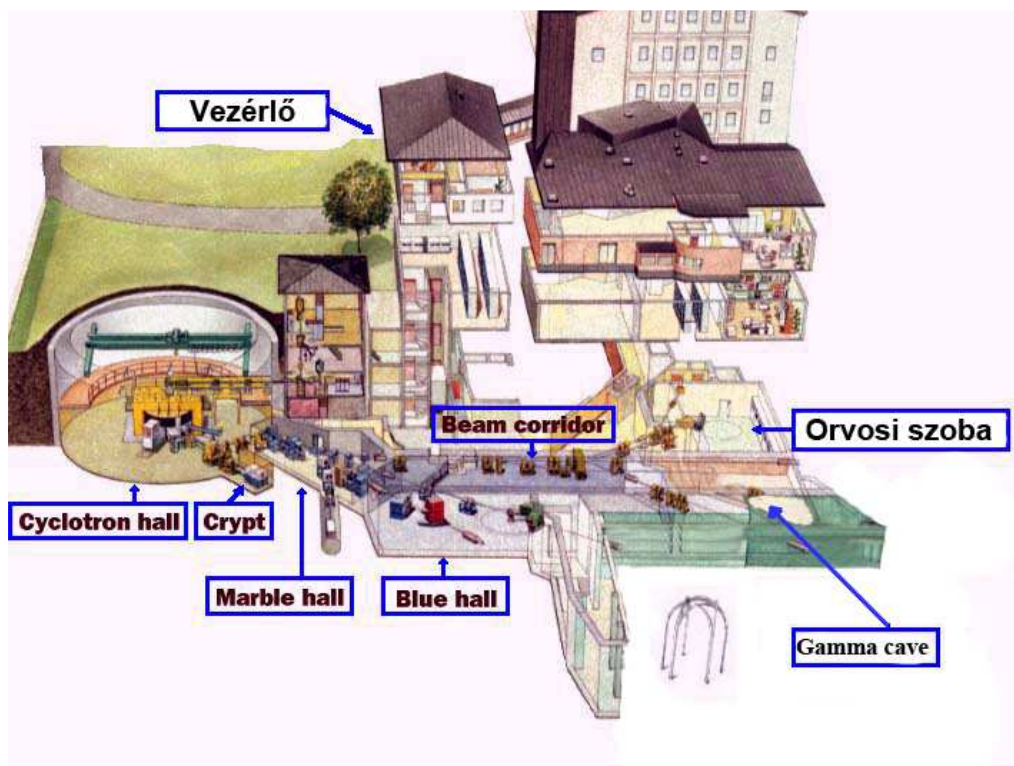
Részecskenyaláb	Energia [MeV]	Intenzitás [ $\mu$ A]
Proton	2.5 – 18	40
Deutérium	1 – 10	40
$^3\text{He}^{++}$	4 – 27	10
Alfa	2 – 20	20

sugárterhelést jelentenek a kamerára. A protonokkal és neutronokkal végzett tesztek közben váltak nyilvánvalóvá az eszköz egyéb felhasználási lehetőségei.

### 3.1. A VM5402 CMOS kameramodul

Bár a CMS-ben való használatra eredetileg a Vision VM5402 típusú komplett CMOS kameramodult választották ki, a ténylegesen használt kamerákat a VM5402 specifikációja alapján az ATOMKI-ban fejlesztették és gyártották. Az eszköz lelke egy VV5402 típusú fekete-fehér aktív pixel chip, mérete  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ , érzékeny felületének  $4.66 \times 3.54 \text{ mm}^2$ -es fényérzékeny felülete  $388 \times 295$  (110000 db), egyenként  $12 \times 12 \mu\text{m}^2$  méretű pixelből áll. A  $0.5 \text{ mm}$  vastagságú chipet egy szintén  $0.5 \text{ mm}$  vastag üveglapk fedí, a  $20 \mu\text{m}$  vastagságú aktív réteget pedig egy  $2 \mu\text{m}$  vastagságú szilícium-nitrid védőréteg takarja. A modul  $75 \text{ Ohm}$ os terhelést tud meghajtani, és kiválasztásakor szempont volt, hogy minimális számú külső alkatrészt tartalmazzon [11]. Az eszköz megfelelő bármely olyan célra, ahol standard CCIR ( $384 \times 287$ ) vagy EIA ( $320 \times 244$ ) pixelformátumú kompozit fekete-fehér videojel előállítására szükséges.

### 3.2. A kísérletekhez során alkalmazott részecskegyorsítók



3.4. ábra. A The Svedberg Laboratórium blokkvázlata. [7]

Mivel mind az előzetes sugártűrési tesztekhez mind a dolgozat alapjául szolgáló kísérletekhez ugyanazokat a nagyberendezéseket használtuk, ezért a kísérletek leírásánál erre már nem térek ki.

### **MGC-20 ciklotron, ATOMKI**

Az ATOMKI MGC-20 ciklotrona az 1985 novemberi üzembe helyezése óta Magyarország legnagyobb részecskegyorsító berendezése (3.3. ábra). Ez egy olyan változtatható végenergiájú kompakt ciklotron, amely proton, deutérium és alfa részecskenyalábokat képes gyorsítani. Két évtizedig az egyetlen ciklotron típusú gyorsító berendezés volt az országban, számos kutatási és alkalmazási program mellett jelentős orvosi (PET) felhasználással. Az utóbbi években két új PET-ciklotront helyeztek üzembe (Budapesten és Debrecenben), amelyek protonnyalábokat az ATOMKI ciklotronhoz közeli végenergiával képesek előállítani. Bár az új ciklotronok nyalábintenzitásában és így az orvosi célú működtetés gazdaságosságában felülmúlják az MGC-20-at, az ATOMKI berendezése még mindig a legsokoldalúbb és a különböző felhasználói feladatokhoz rugalmasan illeszthető gyorsító, amely ezért nem rutinjellegű feladatok megoldására is kiválóan alkalmazható. Ezt a széles tartományban változtatható nyalábparaméterek mellett a gyorsító fejlett külső nyalábvezető rendszere és az alkalmazott nyalábdiaosztikai megoldások is elősegítik.

### **TSL - The Svedberg Laboratórium, Uppsala**

A The Svedberg Laboratórium 1949-ben nemzeti laboratóriumként alapított intézmény, (3.4. ábra) 2004 óta az uppsalai egyetem részeként üzemel. Bár az uppsalai egyetem és az akadémiai kórház között létrejött megállapodás értelmében a TSL fő tevékenysége protonterápia biztosítása a kórház számára, a terápia szüneteiben kereskedelmi célú neutron és protonbesugárzásra is van lehetőség, sőt, az uppsalai egyetemmel és különböző Európai Uniói projektekkel kapcsolatos alap kutatásokra is jut nyalábidő.

Az előállítható protonnyaláb maximális átmérője 7 cm. A protonokkal történő tumorterápiában 200MeV körüli energiákat használnak a páciensek besugárzására, mivel az emberi agyban a 4.5-5 cm-nél mélyebben elhelyezkedő tumorok eléréséhez min. 160MeV energiájú nyaláb szükséges [69].

### **5MV-os Van de Graaff gyorsító, ATOMKI**

Az ATOMKI két Van de Graaff típusú gyorsítója (3.5. ábra) 1968 és 1971 között került átadásra. A berendezések saját tervezésben és mintegy 90%-ban az akkori hazai iparra támaszkodva készültek. Mindkét gyorsító tankrendszerű, vagyis maga a generátor egy nagynyomású tartály belsejében, szigetelőgázban működik, ami a



3.5. ábra. Az 5MV-os Van de Graaff gyorsító nyalábcsatornái. [43]

korábbi szabadtéri generátorokhoz képest nagyobb gyorsítófeszültség elérését tette lehetővé. A kezdetektől fogva ezek a gyorsítók az ATOMKI alapműszer-parkjához tartoznak. A tudományos fejlődés során felvetődő, egyre bővülő témakörökben szolgálják ki immár több kutató generáció kutatásait, szükség szerint fejlesztésekkel követve az egyre újabb igényeket.

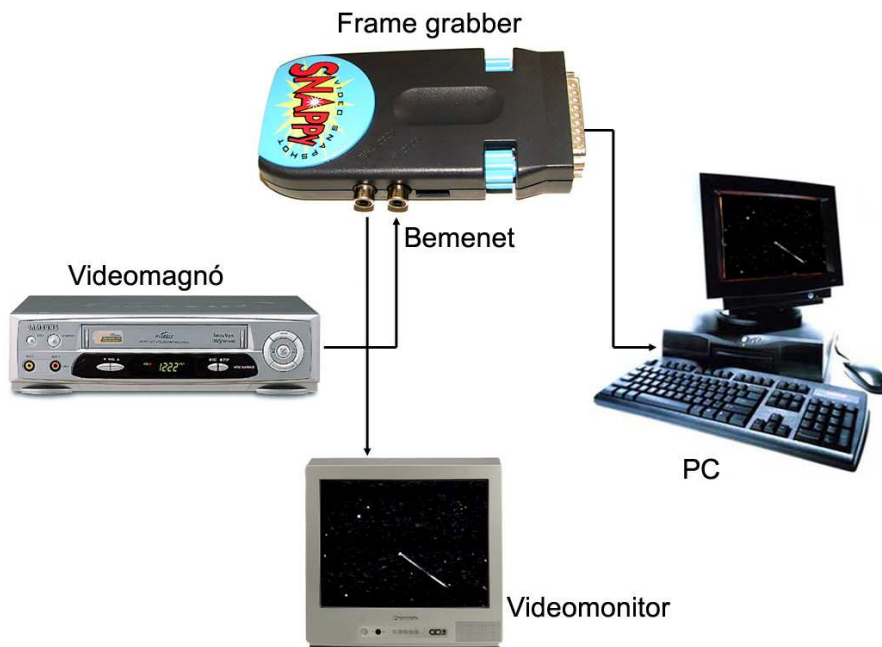
### 3.3. Mérési összeállítás

A kamera érzékeny felületét érő részecskék - mind a fény fotonjai, mind az elsődleges és másodlagos részecskék - elektronokat váltanak ki és az elektronikus elemek az így kiváltott elektronok begyűjtésével állítják elő a video megjelenítő eszközre juttatott képet. Ennek alapján várható volt, hogy a sugártűrési vizsgálatok során a kamera valamilyen formában a becsapódó részecskéket olyan jelek formájában fogja jelezni, amelyeket a video megjelenítő eszköz - televízió készülék vagy video digitalizáló berendezés - látható fényességváltozás formájában jelenít meg. A fénytől teljesen leárnnyékolt kamerákat működés közben sugároztuk be, a kimenő videojelet egy



3.6. ábra. A besugárzásnál használt, VHS videomagnetofonra alapozott analóg jelrögzítő összeállítás.

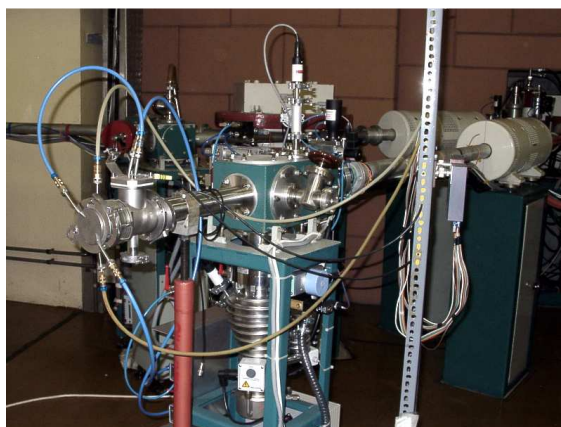
fekete-fehér televízió monitoroztuk és további felhasználás céljából normál felvételi sebességgel kereskedelmi VHS videokazettára rögzítettük (3.6. ábra).



3.7. ábra. Az utólagos analízishez használt számítógép-alapú videodigitalizáló összeállítás.

Az utólagos analízishez a video egyedi képkockáit használtuk fel. A kamera kimenő jele egy Logitech Snappy típusú külső, parallel portos kompozit képdigitalizáló eszközre került (3.7. ábra), amelynek videokimenetére a digitalizálás vizuális monitorozása céljából egy hagyományos fekete-fehér tv készülék csatlakozott. A digitalizáló vezérlését párhuzamos port-on keresztül egy PC végezte. A digitalizáló a hozzá adott szoftver által vezérelve percenként egy darab max. 1500x1125 pixel méretű JPEG formátumú képet tudott előállítani.

Miután számunkra a legérdekesebbek a hosszabb sávokat és csíkokat tartalmazó képek voltak, meglehetősen időigényes folyamat volt a lejátszásra kapcsolt videomagnó kimenő jelében megfigyelni az ilyen-, pár ms időtartamú csíkokat tartalmazó képkockákat. A kísérlet



3.8. ábra. Nyalábvég az ATOMKI Ciklotron Laboratóriumában széles spektrumú gyorsneutronokkal történő nagyintenzitású besugárzások céljára. [41, 42]

közben mértük a CMOS kamera aktuális áramfelvételét is. A kamera képérzékelő chipje rendelkezik automatikus fényerő-, erősítés (gain) és feketeszint-beállítási lehetőségekkel, de ezeket a funkciókat a besugárzás alatt kikapcsoltuk.

### 3.4. A sugárkárosodási vizsgálatok

A sugárkárosodási vizsgálatok során 5 db VM5402 tip. kamera került tesztelésre 20 MeV (3.8. ábra) és 95 MeV neutron-, és 98 MeV (3.9. ábra) protonnyalábokkal, az előzetes számításoknak megfelelő nyaláb fluxusokkal. A neutronbesugárzásos tesztek a debreceni ATOMKI MGC-20E tip. ciklotronjában történtek. A széles spektrumú ( $E_{\max} < 20$  MeV,  $E_{\text{mean}} = 3.5$  MeV) neutronokat egy 3 mm vastag Be targetnek 18 MeV energiájú protonokkal történő besugárzásával állították elő.

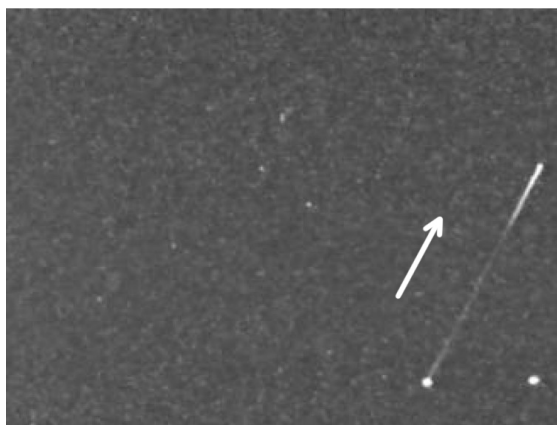
A 95 MeV energiájú neutronnyalábot a The Svedberg Laboratórium Gustav Werner ciklotronja állította elő, 98 MeV energiájú protonnyalábnak 8 mm vastagságú Li céltárggyal való ütköztetésével. A TSL ciklotron protonnyalábjába szórítás után került ki a levegőbe [12]. Minden mérés és besugárzás szobahőmérsékleten történt, a chip tápfeszültsége (mint az összes kísérletben) 9 V DC volt.

A besugárzás közben rögzített felvételek fényes fehér foltokat és időről időre hosszabb csíkokat mutatnak. A kapott képek azt tükrözik, hogy mely pixelek térfogatában generálódott töltés.

Ezeket a töltéseket azonban nem a beérkező fény keltette, hiszen fény elleni árnyékolást használtunk. A különböző elektronikus és termikus zajok által keltett töltések csak a nem teljesen fekete háttérre adhatnak magyarázatot. A kamerára beeső protonok átlagosan csak 1-2 képpontban okoznak észlelhető



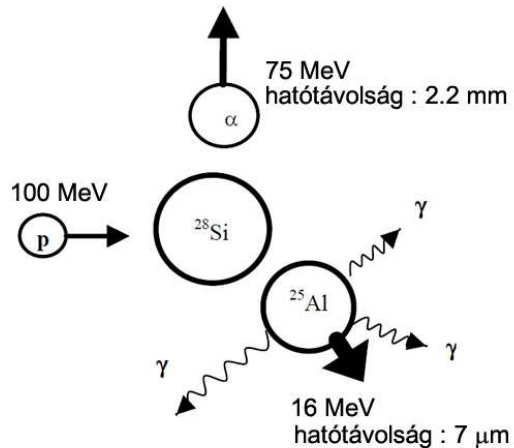
3.9. ábra. 98MeV-es protonnyalábbal besugárzott CMOS szenzor kimenő jelének egy képkockája.



3.10. ábra. A szenzor érzékeny rétegében a réteggel párhuzamosan haladó részecske nyoma, és a sugárzás okozta háttér.

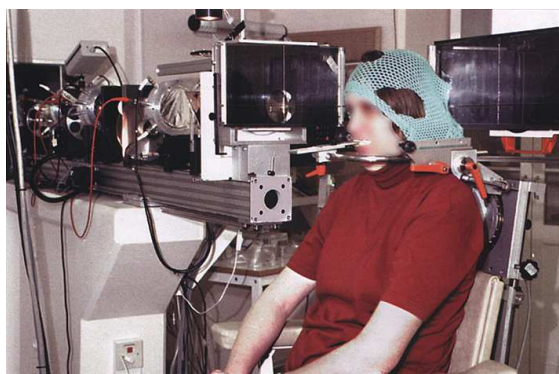
fényességváltozást. Bizonyos valószínűséggel azonban  $^{28}\text{Si}(p,\alpha)$  magreakciókat is okozhatnak, amelynek során olyan, nagyobb ionizáló képességgel rendelkező nehéz részecskék is keletkezhetnek, amelyek több képpont fényintenzitását is megváltoztathatják. Ezeket a reakciókat nagyobb (4-20) képpontra kiterjedő fényintenzitás változásként észlelhetjük. Kis valószínűséggel még az is előfordul, hogy a létrehozott hasadvány a kamera érzékeny rétegének síkjával csaknem párhuzamos irányban indul el, majd sorozatos ütközések során lelassul és végül megáll. Ezt a folyamatot a kamera olyan fényesség-változásként érzékeli, amely egy 2-3 milliméter hosszú fénycsíkként jelenik meg. A 3.10. ábrán a 98 MeV energiájú protonokkal történt besugárzás egyik képkockája látható. A képen látható részecske nyíllal jelölt haladási irányában készített fényintenzitás-eloszlás a csík két végén csúccsal rendelkező eloszlást mutat.

Ha a protonok nem a kamera érzékeny rétegére merőleges irányban esnek be, a fényfoltok gyakorisága a határos rétegvastagság megváltozása miatt megnő, és nagyobb lesz ezek között a fénycsíkok aránya is, a magreakció hatáskeresztmetszetének irányfüggése miatt. A fénypontokért és a vonalakért ily módon csakis a bombázó részecskék, az általuk meglökött atommagok, valamint a kiváltott magreakciók végtermékei a felelősek. A szakaszok mentén mért fényintenzitás eloszlásának részletes és kvantitatív analízise megmutatta, hogy a szakaszok végpontjainak környezetében levő pixelekben keletkezett a legtöbb töltés. Ez analóg a nehéz töltött részecskék pálya menti energialeadását leíró Bragg-görbe jellegével. A monitoron látható "kép", az események a proton és neutronbesugárzás által előidézett magreakciók eredményeként jelennek meg, a videoérzékelő tehát részecskék detektálására is alkalmas. A nukleáris reakciókban keletkező nehéz fragmentumok a képeken fehér foltokként figyelhetők meg. A reakcióban kibocsátott könnyű részecskék mint protonok és alfák energiáját és irányát a folyamat kinematikája határozza meg.



3.11. ábra. 100MeV energiájú proton szilíciummal való kölcsönhatásának reakciótermékei.

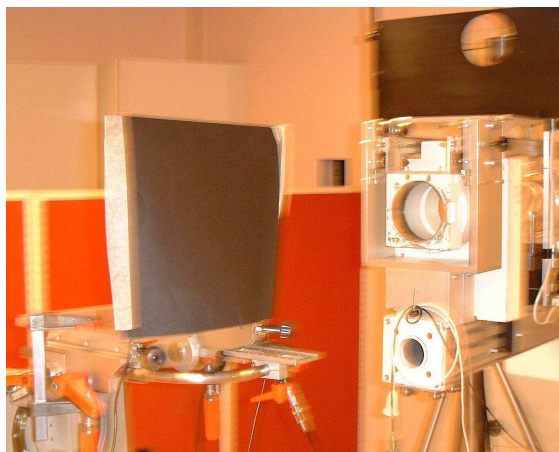
A 3.10. ábrán világosan kivehető a sugárzás okozta közvetlen ionizáció által keltett “háttér” is. A nyaláb bekapcsolásakor mind a nyalábra merőleges, mind arra párhuzamos kamera-elhelyezéskor a magreakciókban részt nem vevő pixelek fényessége megnőtt az alap fényességhez képest, a színük feketéről a szürke irányába tolódott. Ez a protonok közvetlen ionizációs hatásával magyarázható. A protonok többsége bár nem kerül nukleáris kölcsönhatásba a kamera szilícium alapanyagával, de ionizáló hatása miatt mégis veszít bizonyos mennyiségű energiát. Ezen kis leadott energiáknak az összege képez egy speciális háttérszerkezetet. A képen egy reakcióban keletkezett nehéz és könnyű fragmentum nyomai is láthatók.



4.1. ábra. *Humán proton-tumorterápiára használt nyalábvég az uppsalai TSL laboratóriumban. [12]*

A leírt kísérletben a kamerában keletkezett töltések a nehéz és a könnyű töltött részecskék energialeadásának következményei, tehát a monitoron látható kép a töltött részek közvetlen hatását mutatja. Ezt illusztrálja a 3.11. ábra, amely proton okozta nukleáris reakció lehetséges kimenetelét mutatja  $^{28}\text{Si}$ -ban.

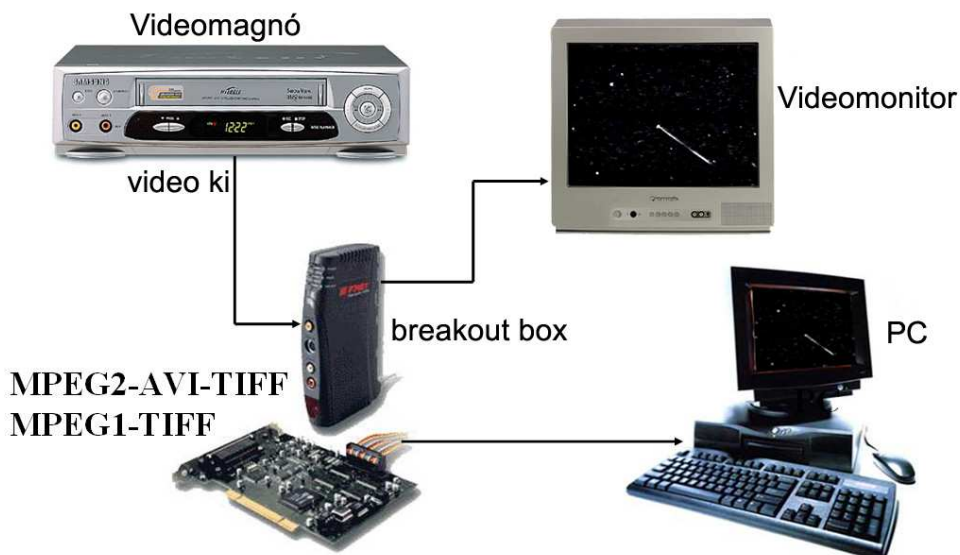
A nehéz reakciótermék ( $^{25}\text{Al}$ ) energialeadása átlagosan  $2 \text{ MeV}/\mu\text{m}$ . Ha ez az energia a kamera képérzékelő chipjének érzékeny rétegében kerül leadásra, egy fényfolt jelenik meg a kamera kimenő képében. A nehéz fragmentum rövid hatótávolsága miatt a leadott energia egy kerek foltot formál a képen. A könnyű fragmentum ( $\alpha$  részecske) hatótávolsága jóval nagyobb ( $2.2 \text{ mm}$ ), ezért ennek egy csík vagy sáv a képe. A 3.11. ábrán látható reakció a 3.10. ábrán látható részecskenyom egy lehetséges magyarázatát adhatja. A reakciónyom mentén történő energialeadás egy Bragg görbe szerint alakul, ezért válik a hosszú csík a vége felé egyre fényesebbé és szélesebbé.



4.2. ábra. *A kamera fénytől elzártan lett besugározva. [12]*

Egy proton, vagy neutron által okozott nukleáris reakció jóval összetettebb folyamat, mint egy nehézion által előidézett hagyományos *Single Event Upset* (SEU). Ez egy ún. “soft error”, amely nem károsítja tartósan az eszközt úgy mint a SEL, SEGR vagy SEB. A kísérleti információk hiánya ösztönzőleg hat a szilíciumban történő

nukleáris folyamatok kiderítésére, különös tekintettel azon ritka reakciócsatornákra, amelyeknek nagymértékben ionizált másodlagos fragmentumok a reakciótermékei. Egy korábbi kísérletben [14] egy szilíciumdetektort mint aktív targetet, és részecske



4.3. ábra. A 180 MeV-es protonokkal történő besugárzásnál használt videodigitalizáló setup.

teleszkópokat használtunk könnyű töltött reakciótermékek mint p, d, t,  $^3\text{He}$  and  $\alpha$ -részecskék detektálására.

A magok által előidézett reakciókból származó legnehezebb fragmentumok felelősek a SEU-kért, de a szilíciumban való rövid hatótávolságuk miatt csak közvetve-, a hozzájuk tartozó könnyű fragmentum segítségével detektálhatók. Ezen eredmények összehasonlíthatók ismert topológiájú áramkörökön végzett standard hatáskeresztmetszet-mérésekkel. A mérés leírása és az első tesztek publikálásra kerültek [14]. A kapott eredményeket GEANT kód felhasználásával Monte-Carlo szimulációval hasonlítottuk össze és értékeltük ki. Ezekből a felfedező kísérletekből arra következtethetünk, hogy a reakcióban nagyszámú töltött részecske keletkezik, és hogy a Monte-Carlo szimuláció eredménye jól egybeesik a mért adatokkal.

A VM5402 CMOS videokamerákon végzett proton és neutronbesugárzásos tesztek megmutatták, hogy a kamera a CMS tervezett élettartamának megfelelő dózis elszenvedése után is működőképes marad, azaz alkalmas a CMS detektor pozícióját monitorizáló rendszerben való használatra [13]. Mindazonáltal különös figyelmet kell fordítani a LED-ek pozíciójának kiszámítására, mivel a kamera képeire jelentős hatással van a sugárzó környezet.

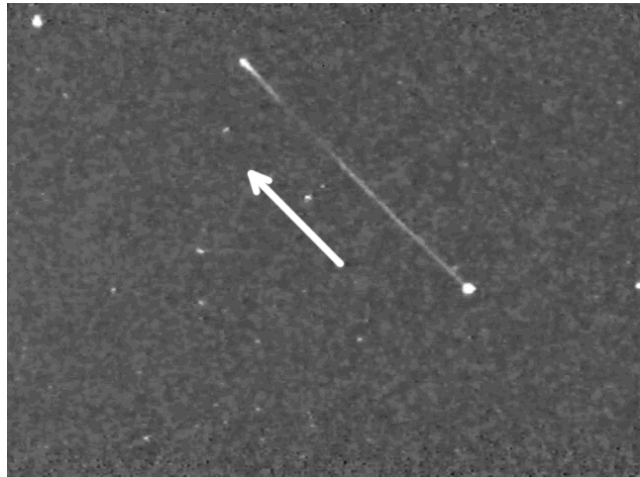
## 4. A CMOS kamerával végzett kísérletek és fejlesztések

### 4.1. A részecskenyomoknak a nyalábintenzitástól való függésének mérése 180 MeV protonbesugárzás esetén

A sugártűrési tesztek tapasztalatai további kutatásokat motiváltak, első kísérletként célunk volt a protonterápiában (4.1. ábra) használatos energiatartományban vizsgálni a kamera működését, ezért a CMOS kamerát 180 MeV energiájú protonnyalábbal teszteltük. Ebben az energiatartományban egy vékony Si-réteg (mint amilyen egy CMOS videokamerában van) protonokra vonatkozó fékezőképessége kicsi, emiatt kimenő jelet főként a nukleáris kölcsönhatás fog produkálni. A nukleáris reakciókban számos visszalökött nehéz mag és másodlagos könnyű részecske jön létre, a  $^{28}\text{Si}(p,\alpha)$  reakcióban  $^{25}\text{Al}$  mag, és egy alfa részecske. A meglökött nehéz részek hatótávolsága szilíciumban összemérhető a detektor pixeleinek méretével, azaz néhány mikron. Így a nehéz reakciótermékek az

összes energiájukat leadják a nukleáris reakció pontjában, és annak néhány pixel sugarú környezetében.

Mivel szilíciumban átlagosan csak 3.6 eV szükséges egy elektron-lyuk-pár létrehozásához [25], a szétszóródó töltések sűrű felhője alakul ki a kölcsönhatási pontban, amely egy fényes foltként vizualizálható. Az ilyen foltok gyakorisága és megjelenése függ a nyaláb intenzitásától, a nukleáris reakció energiatartományától, a nukleáris reakció hatáskeresztmetszetétől, a reakció kinematikájától és végül a detektor hatásfokától az adott



4.4. ábra. A 98 MeV-es proton által keltett-, a szenzor érzékeny felületével párhuzamosan haladó részecske nyoma a szenzor kimenő jelében.

csatornán. Ezek az ismert effektusok előfordulnak minden egyes, nukleáris sugárzásnak kitett elektronikus áramkörnél. Másrészt, a nukleáris reakció által termelt másodlagos könnyű részecskék hatótávolsága szilíciumban elég nagy ahhoz, hogy azok kiszökjenek a detektor érzékeny felületéből, vagy abban azzal párhuzamosan haladva egy ionizációs sávot hagyjanak maguk után. A detektor felületét érő részecskesűrűség megkapható a CMOS chip közvetlen kiolvasásával vagyis a fényes foltok megszámlálásával, az adott energián a detektor hatásfokára jellemző korrekciós tényezők figyelembe vételével. Ezek után ha ismert a detektor érzékeny rétegének vastagsága, a felületet érő részecskék száma és azok energiaspektruma, akkor a besugárzási idő alapján kiszámítható az elnyelt dózis.

#### 4.1.1. Mérési összeállítás

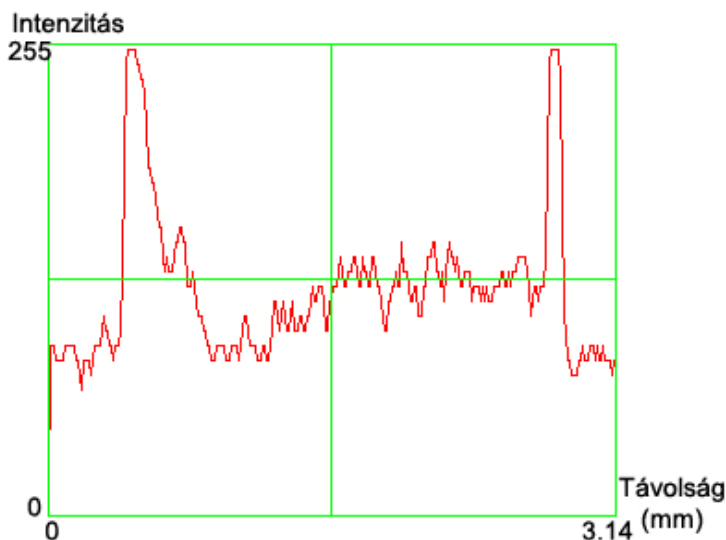
E kísérlet során a sugárkárosodási mérésekben alkalmazott videomonitor - videomagnó összeállítást használtunk adatrögzítésre. Először egy 125 sec hosszúságú nyaláb nélküli felvételt készítettünk, hogy a videomagnó szalagsebessége stabilizálódjon. Ezután 0.5 nA nyalábáram mellett készült egy 35 másodperces felvétel. Ezt követően a nyalábáramot 0.25 nA-re csökkentettük.

Az uppsalai TSL Laboratórium alapvetően tumorterápiára használt biomedical targethelyiségek nyalábvégén elhelyezett kamerát (4.2. ábra) az operátori helyiségben levő videomagnóval egy hosszú koaxiális kötötte össze, emiatt a rögzített felvételben kis mennyiségű 50 Hz-es hálózati zavar volt észrevehető, amely főként a nyaláb nélküli részeken volt látható. Ez azonban a kiértékelést nem

zavarta, mivel a zavar okozta vízszintes csíkok fényessége alatta maradt a kiértékelő programban a részecskék keltette fényfoltokhoz beállított fényességi küszöbszintnek. A már említett lassú videodigitalizálóval való munka során a videofelvételt képkockánként kellett végignézni a részecskenyomok megtalálása céljából.

Ezért egy újabb-, alább részletezett képdigitalizáló rendszert állítottam össze (4.3. ábra). A videojel digitalizálása a FAST cég DVD Master PCI videodigitalizáló kártyájával történt. A PC-ben levő kártya egy csatlakozó dobozon keresztül kapta meg a videomagnó videojelét. A digitalizálást a kártyához mellékelt MovieStar elnevezésű program vezérelte. A program kizárólag MPEG1 vagy MPEG2 típusú videofájlt volt képes előállítani.

Az Uppsalában rögzített kazettáról először 2 perces részeket digitalizáltam be a MovieStar PAL DVD felbontású (720x576) MPEG2 formátumban. Miután a kiértékelés a felvett videók képkockáin látható fényfoltok megszámlálásán alapult, a felvett videókat TIFF formátumú állóképek sorozatává alakítottam. Egy másodpercnyi videofelvételből a PAL videorendszernek megfelelően 25 képkockát kaptam.



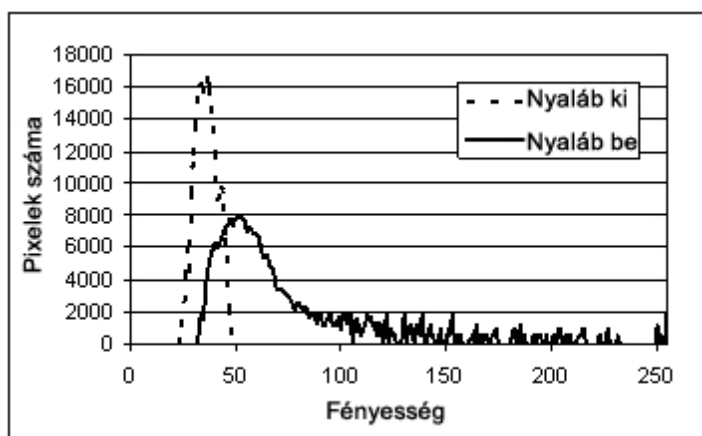
4.5. ábra. A 98 MeV-es proton által keltett-, a szenzor érzékeny felületében azzal párhuzamosan haladó részecskenyom két fényes végpontja között mért fényintenzitás.

A rendelkezésre álló videoszerkesztő szoftverek közül csak az Adobe Premiere volt képes videofájlból képszekvenciát előállítani, de 720x576 képméretű AVI, vagy 352x288 pixel méretű MPEG1 formátumú videókból, ezért a MovieStar-ral felvett 720x576 képméretű MPEG2 videókat először AVI formátumúra kellett volna konvertálni. Az eleve tömörített videofájlok többszörös konverziója a jel minőségének további romlásához vezetett volna, ezért egy más megközelítést választottam. Mivel a kamera és a VHS videomagnó alacsony képfelbontása és gyenge képminősége eleve nem indokolta a nagyfelbontású MPEG2 technika használatát, a videofelvételeket standard 352x288 pixel méretű MPEG1 formátumban digitalizáltam. Ez a felbontás hasonló volt a CMOS szenzor 388 x 295 pixeles felbontásához. A videofelvételek feldolgozása során végig az MPEG1 formátumot használtuk.

Ha egy neutron vagy proton által szilíciumban okozott magreakcióban könnyű és nehéz részecske is keletkezik, az impulzus megmaradása megköveteli, hogy a nehéz fragmentum és a könnyű részecske más irányban haladjon. Ezen részecskék hatótávolsága különböző, amint azt az 3.11. ábra mutatja: néhány mikron a nehéz hasadványra és pár milliméter az alfa részecskére.

#### 4.1.2. Kiértékelés

A képkockák analízise minden esetben a fényességértékek eloszlásának kiértékelésével kezdődött. Mindegyik fényes folt azt jelzi, hogy nukleáris reakció

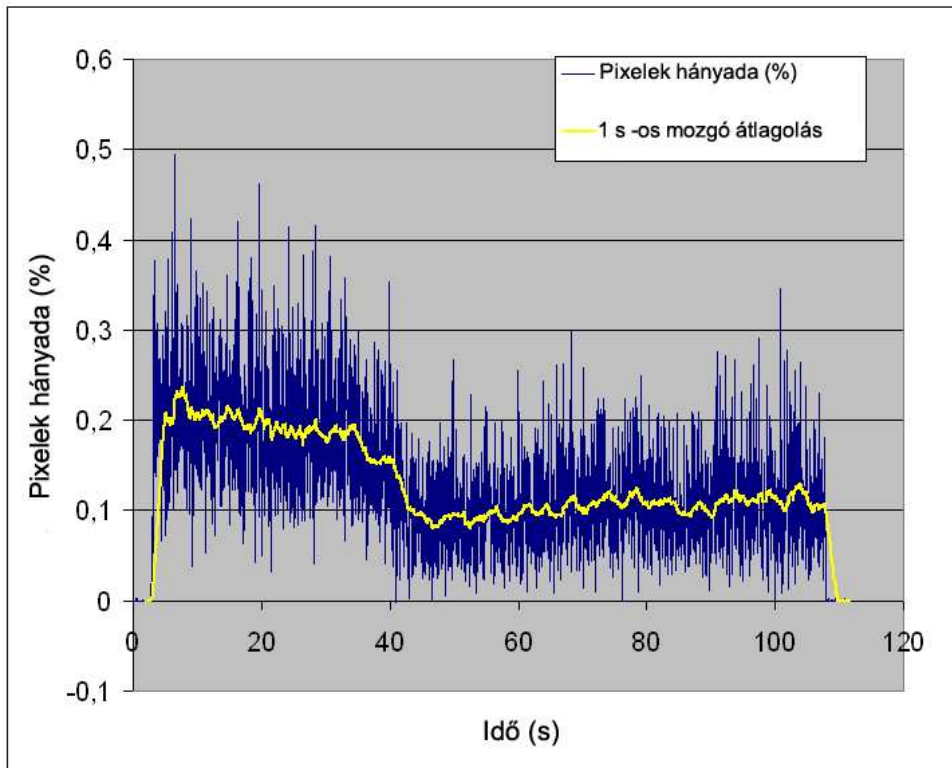


4.6. ábra. A 256 fokozatú lineáris skálán mért egyes fényességértékekhez tartozó pixelek száma ki- és bekapcsolt protonnyaláb esetén. Két képkocka alapján meghatározott eloszlás. ( $E_{proton} = 98 \text{ MeV}$ ,  $I_{proton} = 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ).

ción történt azon a helyen, ahol a töltött részecske elérte az adott pixel érzékeny felületét. A nukleáris reakciókból származó nehéz hasadványok rövid hatótávolságuk miatt fehér foltokként jeleníthetők meg. Ha egy hozzátartozó könnyű részecske is kibocsátásra került éppen a kamera chipjének síkjában, akkor az egy Bragg típusú nyomként látható a videojelben (4.4. ábra). A fénycsík intenzitásának változása szintén látható az ábrán. A részecske haladási irányát nyíllal jelöltem. A 98 MeV-es proton által keltett-, a szenzor érzékeny felületében azzal párhuzamosan haladó részecskenyom két fényes végpontja között mért fényintenzitást a 4.5. ábra mutatja. A két szaturációs csúcs közötti távolság 2.422 mm. A jobb oldali a nukleáris reakció helyszínéneként értelmezhető, míg a bal oldali a könnyű hasadványtól származó Bragg csúcsot mutatja, ami ebben az esetben a hatótávolsága alapján egy-, az érzékelő síkjában haladó alfa részecske lehetett. A képkockák részletes és automatikus kiértékelése céljából minden

képkocka minden pixelét beszkeneltük azért, hogy összeállíthassunk egy 256 fokozatú fényesség-gyakoriság-táblázatot. Ezután egy eredő fényesség-gyakoriság diagramot készítettünk minden egyes képkockához.

A nyaláb jelenlététől és intenzitásától függően a pixelek fényességértékeinek gyakorisága különböző karakterisztikákat mutat. A 4.6. ábrán a nyalábbal és anélkül mért eloszlás látható. Feltételezhető, hogy az alacsony fényintenzitású csúcs oka alacsony energiájú sugárzás, ún. “befagyott” pixelek vagy elektronikus zaj. A képszekvenciák kiértékelésekor egy kísérleti fényesség-küszöböt használtunk. Bármely pixel, amelynek fényessége ezt a küszöböt meghaladta, azonos módon lett kiértékelve függetlenül annak fényerősség-értékétől vagy szomszédos pixeleihez való viszonyától. A 4.7. ábra egy 2 perces videóból készült frame-szekvencia adatai alapján készült. A videofelvétel közben a nyalábáramot az előzőekben leírt módon megváltoztattuk. A



4.7. ábra. A magreakciók hatásának megfeleltetett küszöbfényesség feletti jelet adó „fényes” pixelek hányada a nyalábáram függvényében.

$$E_{\text{proton}} = 180 \text{ MeV},$$

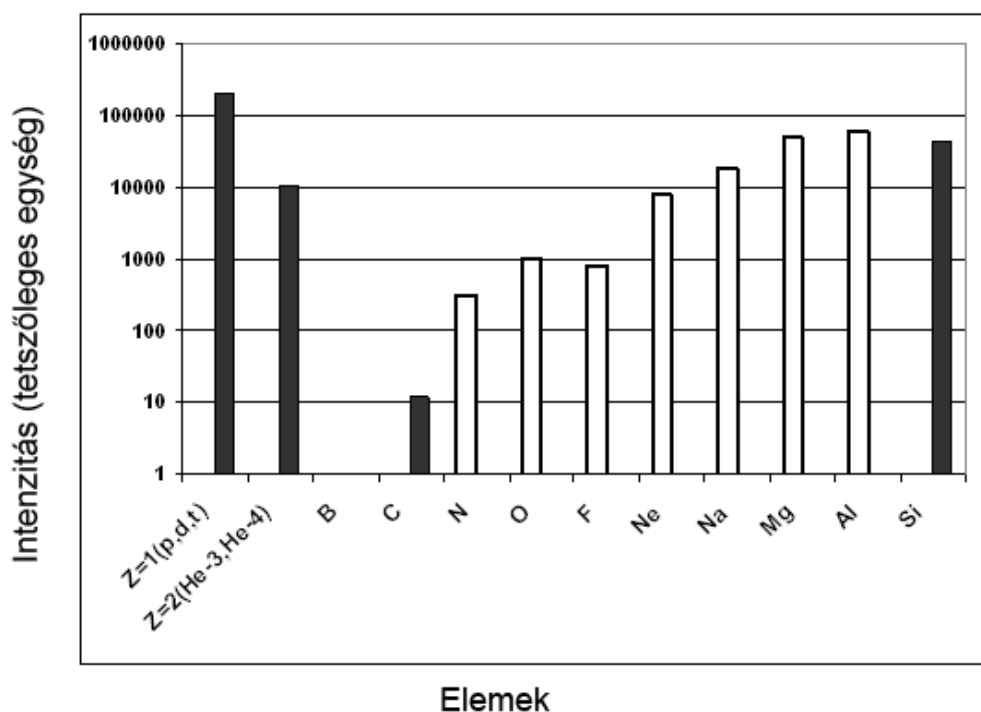
$$I_{\text{proton}}(3-30 \text{ s}) = 0.5 \text{ nA}, I_{\text{proton}}(50-110 \text{ s}) = 0.25 \text{ nA}.$$

küszöbszint feletti pixeleket megszámloltuk és nukleáris reakcióként értelmeztük. Az ábrán látható, hogy a 2 perces videofelvételben a nyaláb pár másodperc múlva jelent meg, és az intenzitása 30 sec után lépcsőzetesen csökkent. A 4.7. ábrán jól látható,

ahogy az egymást követő képkockákon a pixelek intenzitásának átlaga követte a nyalábáram változását.

### 4.1.3. Eredmények

Munkám során új típusú, az adatok statisztikus feldolgozásához használt adatgyűjtő rendszert terveztem meg és állítottam össze. A kísérletek során videomagnetofonra rögzített jelet először AVI vagy MPEG formában digitalizáljuk, majd képkockák sorozatává alakítjuk. A képkockák ezután a kívánt cél elérésének szempontja szerint egyenként és automatizáltan értékelhetők ki. A módszert -amely nélkül a kísérletek kiértékelése nem lett volna lehetséges- munkatársaimmal a többi CMOS kamerás kísérletünkben, valamint klinikai protonterápiában és nyalábdozimetriában is sikeresen használtuk.



4.8. ábra. Monte Carlo szimulációval készített relatív hatáskeresztmetszet 100 MeV energiájú neutron szilíciummal való reakciója által produkált hasadványokról.

A detektorként használt CMOS szenzor pontos kalibrációja függ a szilícium proton és neutronindukált magreakcióinak hatáskeresztmetszetétől. Elvben ez a hatáskeresztmetszet különböző energiatarományokra könnyen meghatározható. A gyakorlatban mindegyik chip néhány % pontossággal kalibrálható be. A nyalábintenzitás és a magreakció keltette foltok száma közötti összefüggés meghatározásához további részletes kutatás szükséges. További lehetőség

nyalábintenzitás monitorozása dozimetriai célokra, 20 ms-onként gyűjtött frame-ek folyamatos kiértékelésével (lásd az 4.3. fejezetet).

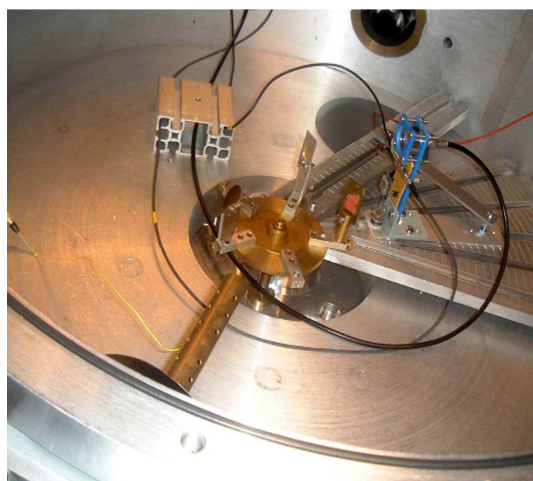
## 4.2. A részecskenyom méretének függése a részecske energiájától és típusától nehézionokkal való besugárzás esetén

A részecskenyomoknak a nyaláb intenzitásától való függésének mérése után vizsgáltuk a proton által szilíciumban előidézett nukleáris reakcióban keletkező másodlagos nehéz részecskéknek a kamera chipjére gyakorolt hatását az ion energiájának és fajtájának függvényében. Az ionok behatolását a chip felületébe a Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM v.2008) szimulációs programmal modelleztük. A SRIM [21] egy 1983 óta fejlesztett DOS majd Windows alapú ingyenes szoftver, amely Monte-Carlo szimulációs eljárásan alapszik. Bemeneti paraméterei az ion fajtája és energiája, valamint a céltárgy vagy rétegeinek összetétele.

A nukleáris reakciót követően a különböző energiájú könnyű töltött részek a folyamat kinematikája szerint különböző irányokba fognak emittálódni. Ezen másodlagos fragmentumok hatótávolsága szilíciumban változó, a nehezebbeké néhány mikron, a könnyebbeké pár milliméter. A fragmentumok lelassulási folyamatuk során elhaladásuk mentén töltéseket generálnak, ezek az elektron-lyuk párok fényes foltokként vagy csíkokként jeleníthetők meg a kamera képein. Mivel a másodlagos részecskéknek a detektor anyagával való kölcsönhatásakor keletkező töltések okozzák a világos foltokat, a másodlagos bombázó részecskék keverékének a hatásait analizálhatjuk. Ezért különböző energiájú egyedi másodlagos részecskék hatásának vizsgálata mellett döntöttünk. A 4.8. ábrán látható lehetséges bombázó részecskék közül négyet választottunk ki, és azoknak a kamerára gyakorolt hatását tanulmányoztuk. Az ábrán a másodlagos részecskék eloszlása látható GEANT Monte-Carlo szimulációval, 100MeV energiájú neutronokra. A fekete oszlopok jelzik az ebben a kísérletben vizsgált elemeket.

### 4.2.1. A CMOS szenzor besugárzási környezete

A nehézion-besugárzások Svédországban, az Uppsalai Egyetem Tandem Laboratóriumában [17] történtek (4.9 ábra). Minden besugárzás és mérés vákuumban és szobahőmérsékleten történt. A gyorsítóból kilépő ionnyalábot egy fólián szórattuk, és az így eltérített monoenergiás részek érték el a kamera chipjét. A szórt nyalábot felületi záróréteges detektorral monitoroztuk.



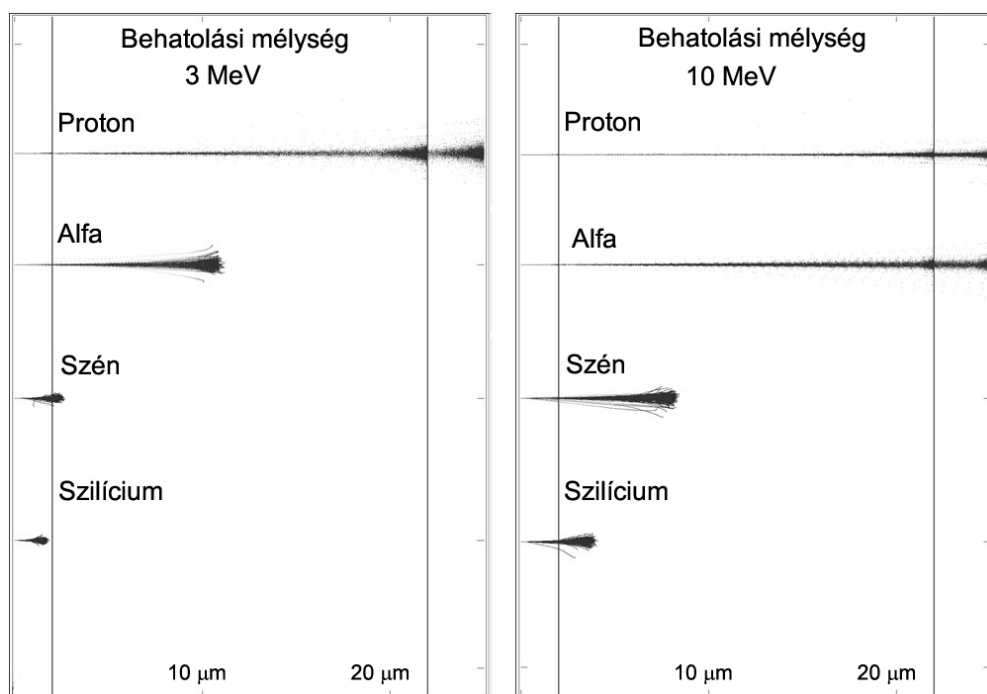
4.9. ábra. A szenzor a nehézion-besugárzás előtt.

#### 4.2.2. Mérőberendezés

A mérőberendezés egy videomonitoron és egy VHS videomagnón alapult (3.6. ábra), amely szalagra rögzítette a kamera kimenő kompozit videojelét az ATOMKI-ban történő későbbi feldolgozása és kiértékelése céljából. Másodpercenként 50 félkép rögzítése lehetséges, azaz a töltésintegrálási idő 20 ms volt. A videochip automatikus fényerő-, erősítés- és feketeszint-beállítási lehetőségei ezen kísérletek alatt is kikapcsolásra kerültek.

#### 4.2.3. Az ütközések modellezése

A mérés megtervezésekor az eredmények későbbi könnyebb értelmezése érdekében a kamera chipjének egyszerű modelljét használtuk. Ebben a modellben a védőüvegtől megfosztott chip az alábbi módon épül fel: 2  $\mu\text{m}$  vastag  $\text{Si}_3\text{N}_4$  védőréteg, 20  $\mu\text{m}$  vastagságú Si érzékeny réteg, és egy vastag de érzéketlen Si réteg. A beérkező részecske merőlegesen megy át ezen rétegeken, az atomokkal való ütközés közben ionizálja azokat, majd halad egy darabig és megáll.



4.10. ábra Különböző részecskék hatótávolsága és szóródása a chipben. A szimuláció a SRIM programmal készült. Az ionok balról lépnek be a 2  $\mu\text{m}$  vastagságú  $\text{Si}_3\text{N}_4$  védőrétegbe. A mozgási energia mindegyik ionra 3 és 10 MeV.

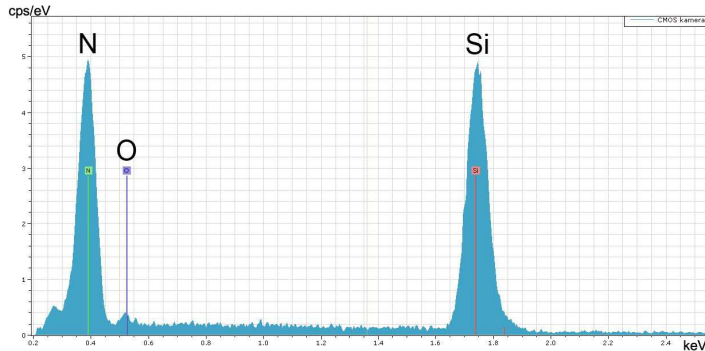
A modellben szereplő rétegvastagságok megválasztása egyrészt ismert (nem a konkrét chip-ekre vonatkozó) technológiai adatok alapján történt, másrészt több ilyen

értékpárral futtattuk a szimulációt, és a legmegfelelőbb értékeket fogadtuk el. Elektronmikroszkóppal történt mérés (Hitachi S4300 tér-emissziós katóddal) igazolta a chip védőrétegének összetételét (4.11. ábra).

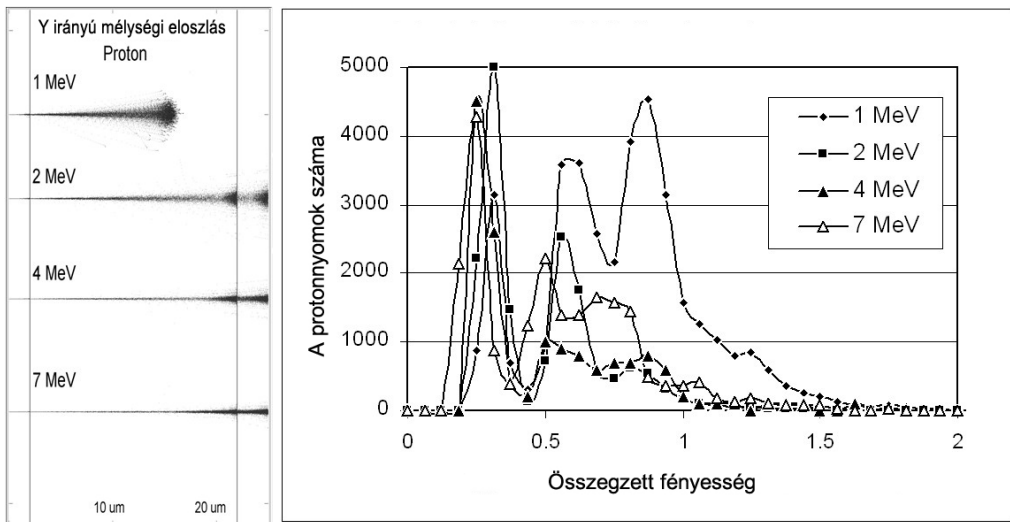
Amint a SRIM programmal készült 4.10. ábrán látható, az ionnak mindenképpen át kell haladnia az első rétegen azért, hogy jelet kapjunk a chip érzékeny rétegéből.

SRIM szimuláció szerint a szilícium-nitrid védőrétegen való átjutáshoz 900keV energia szükséges [20].

A töltött részecskék kezdetben viszonylag kevés energiát adnak le egységnyi hosszra vonatkoztatva (fékezőképesség, keV/ $\mu\text{m}$ ), majd a pályájuk végén rohamosan



4.11. ábra. A CMOS szenzor pixel röntgenemissziós spektruma.



4.12. ábra. Különböző energiájú protonlövedékek hatótávolsága SRIM programmal modellezve (bal oldali ábra). Kísérleti fényesség-eloszlások a protonenergiák függvényében (jobb oldali ábra).

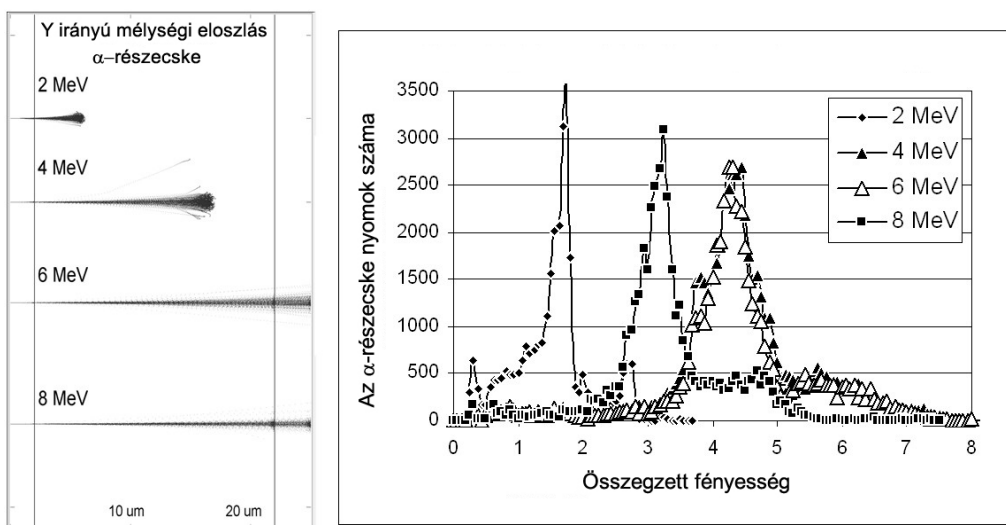
egyre többet. Ha tehát a részecske áthalad az érzékeny rétegen és azután áll meg, akkor energiájának nagyobb részét már az érzéketlen részben adja le. Az energia növelésével egyre kevesebb lesz az érzékeny részben leadott energia nemcsak relatíve, hanem abszolút értékben is. Ez az egyszerű modell magyarázatot adhat a változó spot

méretekre is. A nehezebb ionnak rövidebb szabad úthossza lesz, mint az ugyanakkora energiájú könnyebb ionnak. A keltett töltés a könnyű ion esetében hosszabb út mentén oszlik meg. A nagyobb spot méret és a hozzá tartozó nagyobb hatótávolság a töltés diffúziójának is következménye.

A modell kvalitatívan írja le a kamera chipjében lezajló folyamatokat, a lövedékek szóródását és hatótávolságukat pontosan jellemzi, és megfelelő a kísérletileg megfigyelt ionizációs jelenségek reprodukálására.

#### 4.2.4. Kiértékelési módszer

A kamera képei fehér foltokat mutatnak, és ezen foltok fényerősségének eloszlása és a foltok mérete változik a bombázó lövedék típusával és energiájával. Az ion becsapódása miatt töltések gyűlnek össze néhány pixelben, fényes pixelek halmazát eredményezve. A halmaz mérete a részecske energiájának függvényében változik. Kísérleteinkben az érintett pixelek száma néhánytól néhány tucatig terjedt.



4.13. ábra. Különböző energiájú  $\alpha$  lövedékek hatótávolsága SRIM programmal modellezve (bal oldali ábra). Kísérleti fényesség-eloszlások az  $\alpha$  energiák függvényében (jobb oldali ábra).

A részletes és automatikus kiértékeléshez mindegyik képkocka minden pixele digitalizálva lett a fényes foltok megtalálása céljából. A foltok pixelek halmazaként definiálhatók, ahol mindegyik pixel fényessége nagyobb egy küszöbszintnél, és ahol mindegyik pixelnek van legalább egy közvetlen szomszédja ugyanabban a halmazban.

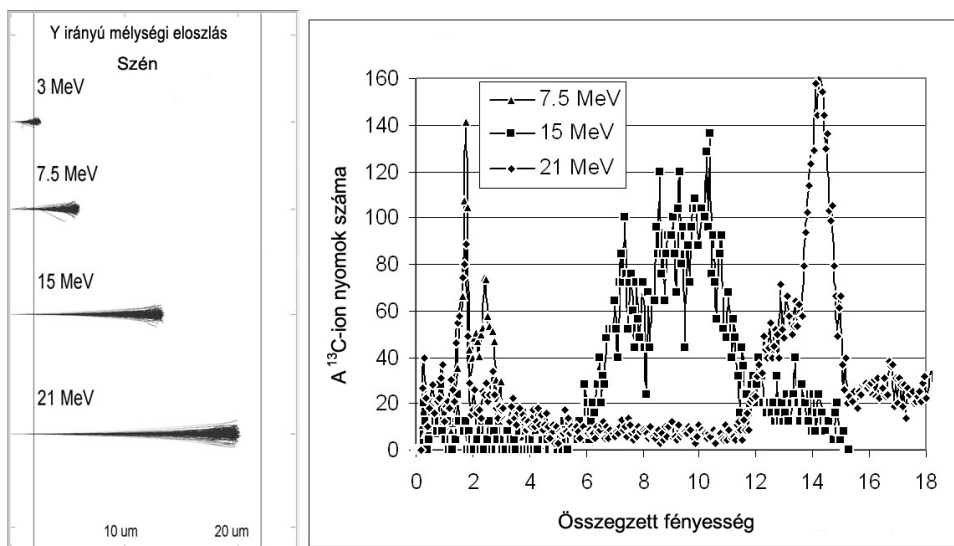
Az egyedi halmazok azonosítása után különböző statisztikák készíthetők. Az egyik lehetőség megszámolni az azonosított spotokat, ez a mennyiség arányos a bejövő részecskék számával és így a módszer alkalmas a részecskék számának a meghatározására.

Másfajta analízis végezhető a foltok teljes fényességének integrálásával, azaz a klaszter összes pixele fényerősségének összegzésével. Egy pixel fényerősségének értéke 0 és 1 közötti értéket vehet fel. Mivel az egyedi pixel fényessége várhatóan arányos az adott cellában előforduló teljes ionizációval, egy klaszter fényessége is a bejövő ion által előidézett teljes ionizációval lesz arányos. Ezzel a módszerrel mindegyik bejövő részecsketípusra és energiára meghatározható volt a teljes fényerőeloszlás.

#### 4.2.5. Eredmények

E kísérlet során feladatomban a kiértékelésben való részvétel volt. A rögzített videók feldolgozása az általam kifejlesztett módon történt. A nagyszámú mérés eredményeiként a 4.12-4.14. ábrákon különböző monoenergiás részecskék teljes fényerősség-histogramjai láthatók. Ezek azt mutatják, hogy bizonyos fényességű foltokból mennyi volt a képkockákon. A histogramok a már leírt kiértékelési módszerrel készültek, a vízszintes skála mutatja a klaszterek teljes fényerősségét, a függőleges skála mindegyik histogramhoz önkényesen lett választva. Ez kisebb klaszterek esetén az alacsony fényesség miatt pixelvesztéshez vezet.

Protonlövedékek esetén (4.12. ábra) a szimulációt követve csak az 1 MeV energiájú részecske áll meg és okozza a legtöbb ionizációt az érzékeny rétegben. A nagyobb energiájú protonok áthaladnak az érzékeny rétegen és a szubsztrátban állnak

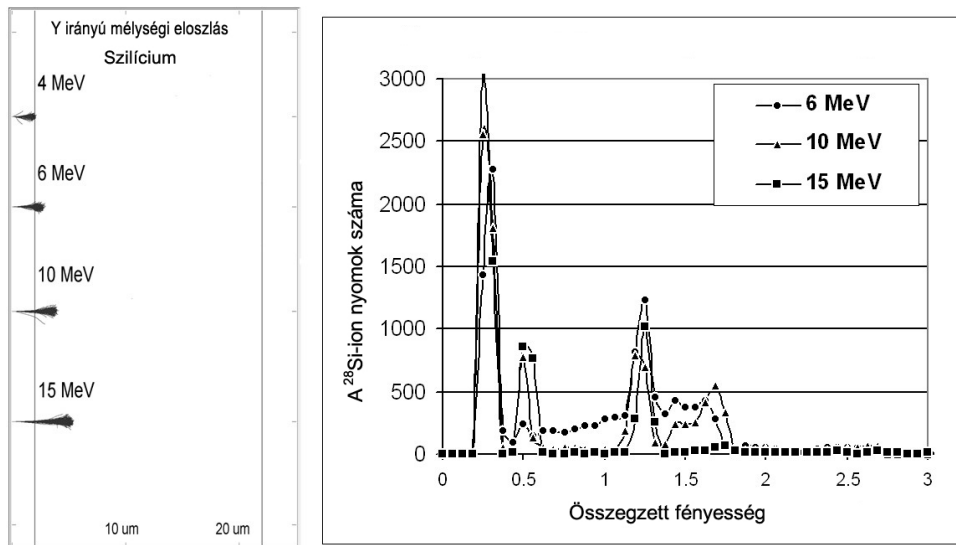


4.14. ábra. Különböző energiájú szénlövedékek hatótávolsága SRIM programmal modellezve (bal oldali ábra). Kísérleti fényesség-eloszlások a szénion-energiák függvényében (jobb oldali ábra).

meg, így ionizációjuknak csak kis része érzékelhető. Amint a fényesség histogramon látható, az 1 MeV energiájú protonok eloszlása jelentősen különbözik a többi protoneloszlástól.

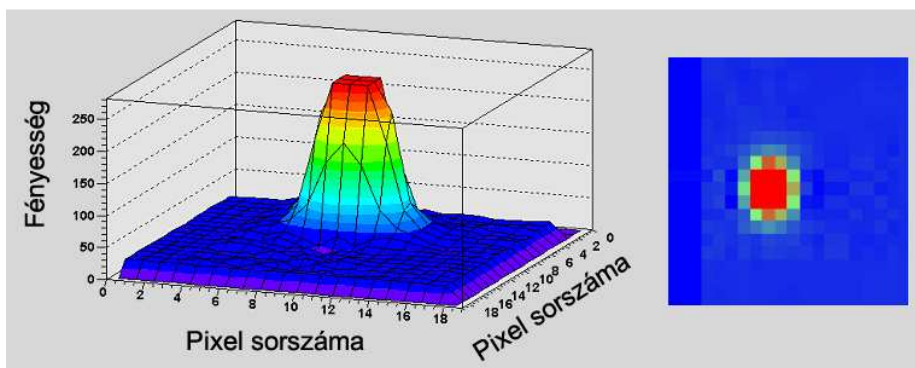
A 2 MeV és afölötti energiák hisztogramjai nagyon hasonló struktúrájúak, mutatva hogy az energia növekedésével a karakterisztikus mintázatok az alacsonyabb fényerősségtértek felé tolódnak. Eszerint az érzékeny rétegben, ahonnan a fényességre vonatkozó információ származik, az ionizáció kisebb mértékben fordul elő. Amint az egy korlátozott vastagságú szilíciumdetektor esetében várható, maximális ionizáció az érzékeny rétegben megálló részecskék esetében fordul elő, ezt az 1 MeV energiájú protonok példája is megerősíti. Azon részecskék amelyek alig lépnek be vagy éppen áthaladnak ezen a rétegen, kevesebb energiát fognak leadni.

Ezt a  $\Delta E$  típusú detektor viselkedést szépen illusztrálja a 4.13. ábra  $\alpha$  hisztogramja, ahol is maximális fényességet a 4 és 6 MeV energiájú alfa részecskék esetén kaptunk.



4.15. ábra. Különböző energiájú szilíciumlövedékek hatótávolsága SRIM programmal modellezve (bal oldali ábra). Kísérleti fényesség-eloszlások a szilíciumion-energiák függvényében (jobb oldali ábra).

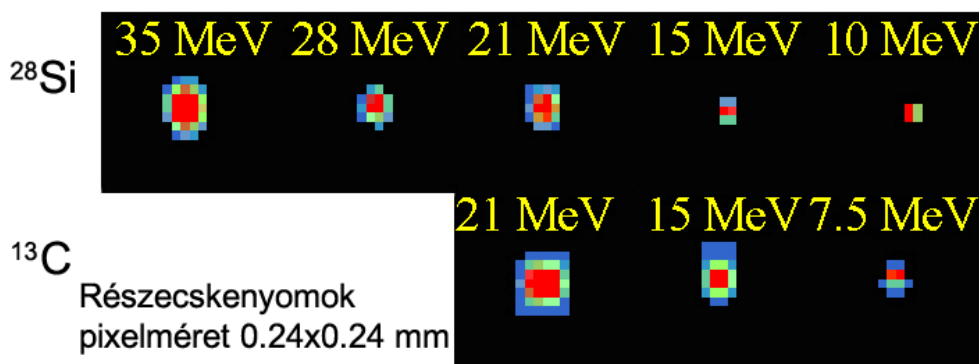
Megjegyzem, hogy a telítésbe ment egyedi pixelek miatt a klaszter teljes fényességtérképében pontatlanságok fordulhatnak elő. Hasonló eredményeket kaptunk szén ionokra (4.14. ábra) is. Mivel a Si ionok (4.15. ábra) éppen hogy átjutnak a kamera chipjének védőrétegén, az általuk okozott ionizáció és így a fényerő nagyon kicsi.



4.16. ábra Egy részecskenyomnak megfelelő fényfolt eloszlása a pixelsík fölött.

Amikor egy képérzékelő chipet ionokkal bombázunk, fényes foltok jelenhetnek meg a chip kimenő képeiben. Ezen foltok fényerősségének teljes integrált eloszlása a beeső részecske típusával és energiájával változik. A kísérletek bizonyították a chip általunk felállított rétegmodelljének helyességét, mivel a kiértékelés után kapott hisztogramok fényesség-eloszlásai megfeleltek az ionok modellezett energiafüggő behatolási mélységei alapján várható értékeknek.

A chip korlátozott vastagságú érzékeny rétege továbbá lehetővé teszi a kamera nagy térbeli felbontású (<100 $\mu$ m) részecskedetektorként való használatát, amely



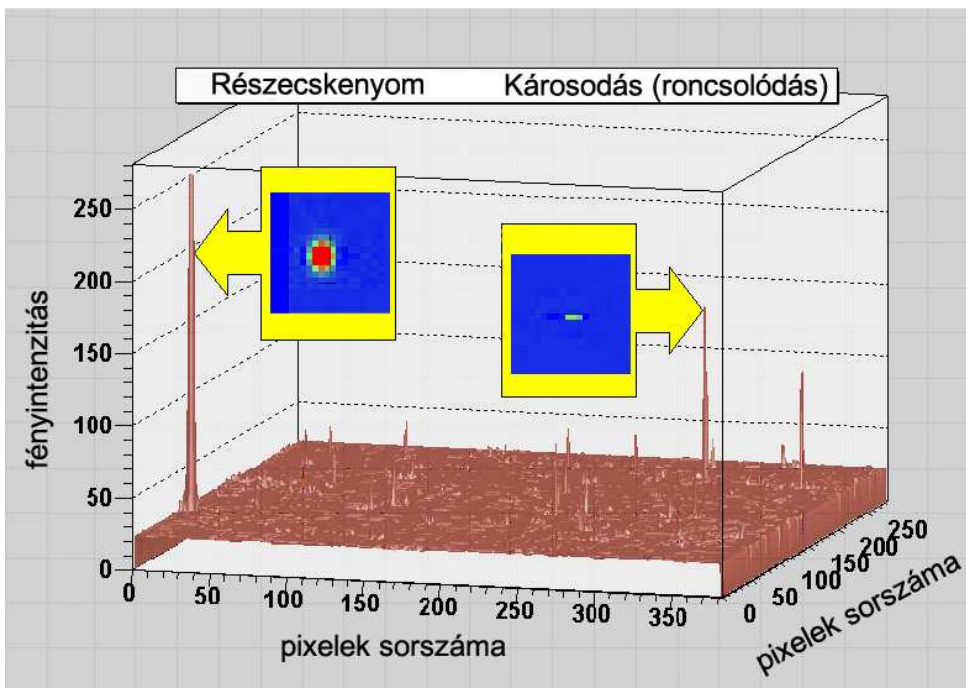
4.17. ábra. A részecskenyom méretének függése a részecske energiájától és típusától.

korlátozottan részecskeazonosításra is alkalmas. Ezek a jellemzők alkalmassá teszik a chipet bombázó részecskék durva energiaszelekciójára, a fényes foltok egyszerű megszámlálásával pedig dozimetriai célokra.

Az elsődlegesen beeső protonok által létrehozott másodlagos nehéz részecskék hatását külön mérési sorozatban vizsgáltuk meg. Ennek során 4-35 MeV energiára

gyorsított  $^{13}\text{C}$  és  $^{28}\text{Si}$  ionokat használtunk. A mérések kiértékelése azt mutatja, hogy ebben az energiatartományban a részecskék látható nyomokat hoznak létre a kamera érzékeny rétegében, és azonos energia mellett a részecskenyomok átmérője a részecske fajtájától, azonos részecskék esetén a részecske energiájától jelentősen függ. Tipikus eseteket mutatnak a mesterséges színezéssel készült 4.16. és 4.17. ábrák. A részecskenyomok jól elkülöníthetők a besugárzás hatása alatt károsodott cellák okozta hatástól (4.18. ábra). A mérési adatok feldolgozásához a rendkívül nagy adattömegre való tekintettel egyrészt automatikus adatkiértékelésre van szükség, másrészt a statisztikus viselkedésű képpontok miatt az alakfelismerő algoritmusok optimalizálása szükséges.

Előzetes eredményeink alapján várható, hogy a különféle folyamatokat a kamera érzékeny rétegében létrehozott lenyomat tulajdonságai alapján el tudjuk különíteni, továbbá meg tudjuk határozni a lenyomatok jellemzőinek a részecske fajtájától és energiájától való függését. Mindezek alapján várható, hogy eme olcsó és könnyen kezelhető "sugárzásdetektort" megfelelő kalibráció és célirányos vizsgálatok után olcsósága miatt akár az oktatásban is lehet használni.



4.18. ábra. A kamera felületére beeső 35MeV energiájú Si ion által kiváltott fényjel intenzitása az egyes pixelek esetén.

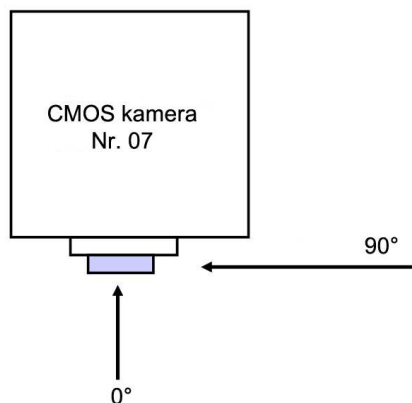
### 4.3. Kvantitatív képfeldolgozás és protonterápia-nyalábdozimetria CMOS videoszenzorral

Méréseinkben a CMOS szenzort 48, 95 és 180 MeV energiájú protonokkal sugároztunk be. Célunk a detektornak a beesési szögtől és az energiától függő válaszána vizsgálat volt. Végül a szenzor mint detektor protondozimetriai alkalmazási lehetőségeit foglaltuk össze.

A korábbi kísérletek [8] megmutatták, hogy neutron és protonnyalábok egészen széles energiaintervallumban egy pozíció-érzékeny CMOS kamerával egyszerűen megfigyelhetők. A megfigyelés a nukleonok által előidézett nukleáris reakciókból származó töltött hasadványok detektálásán alapszik. A terápiás célokra használt protonnyalábok energiatarományában a fékezési erősség a vékony szilíciumrétegben alacsony, így a fő folyamat amely miatt a chipből kimenő jelet kapunk, a nukleáris kölcsönhatás. A nukleáris reakciók a forrásai egy sor jellegzetes nehéz meglökött atommagnak és másodlagos könnyű részecskének mint  $^{25}\text{Al}$  és egy alfa részecske a  $^{28}\text{Si}(p,\alpha)$  reakcióból. Ezért ezen munka célja az volt, hogy megvizsgáljuk a CMOS kamera sugárzásdetektorként való alkalmazhatóságát fejlett protonterápiában a klinikai dozimetriában. Első megközelítésként néhány fő szempontot vizsgáltunk: a szenzor mint detektor határfoka, linearitása és a válasza a terápiában használt energiájú és áramú protonnyalábokra különböző beesési szög mellett. A videoképek mennyiségi analízisének elérhető statisztikai pontosságát is kiértékeltek.

#### 4.3.1. Kísérleti összeállítás

Az ezen kísérletekhez használt kamera chip a TSL laboratóriumban különböző monoenergiás  $I_p$  intenzitású, mérőleges beesési szögű protonnyaláboknak lett kitéve. A protonnyalábót egy tantál szórófolia 70 mm átmérőjűvé alakította.



4.19. ábra. A 180 MeV-es protonnyaláb beesési szögterápiája.

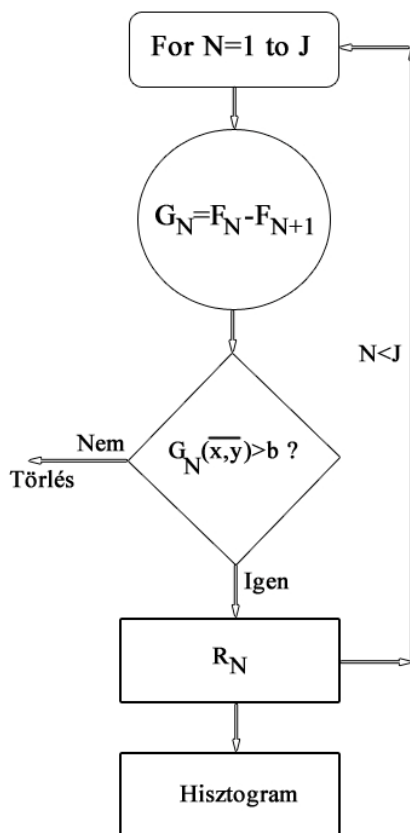


4.20. ábra. A szenzor a besugárzás végén, síkjával a nyalábbal párhuzamos pozícióban.

A nyalábáramot egy Faraday kalitka segítségével állítottuk be, amelyet a szórófólia elé helyeztünk. A szóródott nyaláb kollimálás után egy vékony kilépő fólián át jutott ki a levegőbe. A fólia által szórt protonokat egy műanyag szcintillátor teleszkóp érzékelt. Az ezen teleszkóp által mért beütésszám lett átszámolva fluxusárammá (proton/(cm<sup>2</sup>s)) az expandált nyaláb útjába elhelyezett GM tartományban működő hasadási kamra segítségével. A hasadási kamrából származó jel segítségével a CMOS kamera felületét érő abszolút proton fluxusáram 20% pontossággal megkapható volt.

A nyalábmonitorozó rendszerből jövő jelek egy sokcsatornás számlálóba kerültek, amely a nyalábintenzitást 40 - 500 ms-onként rögzítette.

Egy másik kísérletben a CMOS kamera beesési szögtől függő válaszreakcióit tanulmányoztuk, 180 MeV energiájú protonokkal. Erre a kamera dozimetriai alkalmazhatóságának vizsgálata miatt volt szükség. A beesési szöget a merőlegetől a kamera chipjének síkjával párhuzamosig 20 fokos lépésekben változtattuk. A 180 MeV-es protonbesugárzás során hasonló videomonitor és videomagnó összeállítást használtunk adatrögzítésre mint az előző kísérletben, a mérési setup viszont nemcsak a részecskék nyomainak a nyaláb intenzitásától-, hanem annak beesési szögétől való függésének mérését is lehetővé tette. Ez utóbbihoz a kamerát a tumorterápiához használt forgószekébe rögzítettük (4.20. ábra). A nyaláb kezdetben merőlegesen érte el a kamerát. Miután a videomagnó szalagsebessége stabilizálódott, rögzítettünk egy 2 perces felvételt, majd a forgószekét 20 fokkal elfordítottuk, újabb 2 perces részt rögzítettünk és így haladva értük el a nulla beesési szöget, végig 0.1 nA nyalábáram mellett (4.19. ábra). A rendelkezésre álló ciklotronidó nagy részét a mérőrendszer összeállítása és a folytonos beállítások tették ki, de így is sikerült a tervezett egy órányi videofelvételt elkészíteni.



4.21. ábra. A képek analízisének folyamatábrája.

A dozimetriai kísérletekben a kamera kimenő videojelét egy Hauppauge gyártmányú USB videodigitalizáló egység segítségével egy PC-n közvetlenül MPEG fájlba rögzítettük, így kiküszöbölhetőek voltak a VHS technika hiányosságai: egyrészt a képek korlátozott kontrasztja, másrészt a szalagról való digitalizáláskor mindig voltak elveszett képkockák. A módszer további előnye, hogy a közvetlenül a számítógépre

rögzített videofájlok esetében a frame szekvenciák a digitalizálás kihagyásával azonnal előállíthatók. Az MPEG videofájlt különálló JPEG képkockák sorozatává konvertáltuk, majd ezek a képfájlok a 4.21. ábrán látható folyamatábra szerint kerültek feldolgozásra.

A 4.21. ábrán látható algoritmus működése: ahhoz hogy a foltok számát megkapjuk, az esetleges beégett pixeleket tartalmazó háttérrel el kell tüntetni, ez az ún. háttér-korrekción, mivel két egymást követő képkockán nagy valószínűséggel ugyanaz a háttér. Ez úgy valósítható meg, hogy a képkockákat egy mátrixként felfogva azokat egymásból pixelenként kivonjuk, így megkapjuk a  $G_N(\overline{x, y})$  terület jellegű mennyiséget. Ha az egyes számú frame-et akarjuk vizsgálni, akkor az egyesből a kettest vonjuk ki, ha a kettest akarjuk vizsgálni akkor a kettesből a hármaszt és így tovább, vagyis mindig a kisebb sorszámú frame-ből vonjuk ki a nagyobb sorszámút. Az első frame-ből a másodikat kivonva csak a részecskenyom marad meg, amelynek területét megmérve valószínűsíthető hogy nukleáris reakció nyoma vagy sem.

A 4.21. ábrán  $G_N$ = az N-edik háttér-korrigált képkocka, N= a képkocka száma,  $R_N$ = a meglökött magok száma egy adott képkockán, b= azon összetartozó pixelek száma, amelyek egy klasztert képeznek. A b-nél nagyobb területű foltok minősíthetők meglökött magnak, az ennél kisebbeket az algoritmus törli. J= a képkockák száma -1. A kiértékelést N=1-től J db frame-ig folytatjuk, de a valóságban J+1 frame-ünk van, és a +1-ikből vonjuk ki az eggyel előtte levőt.

Így a protonok által a CMOS chip érzékeny rétegében előidézett magreakciók következtében keletkezett meglökött atommagok legvalószínűbb száma ( $R$ ) a kinetikai energia  $E_p$ , az intenzitás  $I_p$  és a beesési szög  $\theta$  függvényeként minden egyes képkockára kiszámítható volt. A képkockánkénti átlagos érték  $R(E_p, I_p, \theta)$  megkapható volt az egész besugárzás alatt rögzített összes meglökött atommagok összesített eloszlás-hisztogramjára illesztett Gauss eloszlásának átlagából.

Végül a chip  $\eta_p$  protonszámlálási hatásfokát az alábbi képlet szerint számoltuk ki [10]:

$$\eta_p(E, I_p, \theta) = \frac{R(E_p, I_p, \theta)}{\phi_p^{Chip}(E_p, I_p)} = \frac{R(E_p, I_p, \theta)}{f \cdot Mon(E_p, I_p)}, \quad (25)$$

Ahol  $\phi_p^{Chip}(E_p, I_p)$  reprezentálja a CMOS felületét érő proton-fluxusáramot,  $\theta$  a CMOS chip és a protonnyaláb közötti relatív szöget,  $Mon(E_p, I_p)$  a szcintillátor teleszkópból kapott nyaláb monitor fluxust,  $f$  pedig egy kalibrációs faktort amely a monitorozó hasadási kamra, vagy végső soron egy ionizációs kamra abszolút méréseiből kapható meg.

A könnyű részecskék nyomainak száma a rögzített képkockákon nagyon alacsony, mivel annak a valószínűsége is alacsony, hogy egy másodlagos könnyű részecske kerül kibocsátásra a chip síkjában.

A meglökött atommagok számának meghatározása az összefüggő pixelek által alkotott klaszterek azonosításával történik. A képkockánkénti pixelklaszterek száma megegyezik a képkockánkénti meglöködések számával. Mivel a nukleáris reakciók

véletlenszerűen fordulnak elő, változik a frame-enként rögzített meglöködések száma is. Megjegyzem hogy ez a fluxus egy független monitor-rendszerrel is meghatározandó. Ez a módszer az Uppsalai Egyetem protonterápiás részlegénél teszteltük, a CMOS kamerát homogén és monoenergiás protonnyaláboknak tettük ki.

A detektornak a részecskeenergiától függő lineáris választát, a detektálási hatásfokot, a sugárzás felhalmozott hatását és a detektor válaszában a beesési szögtől való függését lentebb foglaltam össze. A CMOS felületét érő proton fluxusáram a szcintillációs detektor teleszkóp beütésszám-gyakoriságából a szórt protonnyaláb útjába helyezett hasadási számláló segítségével meghatározott proton fluxusáram alapján becsültük meg.

### 4.3.2. Eredmények

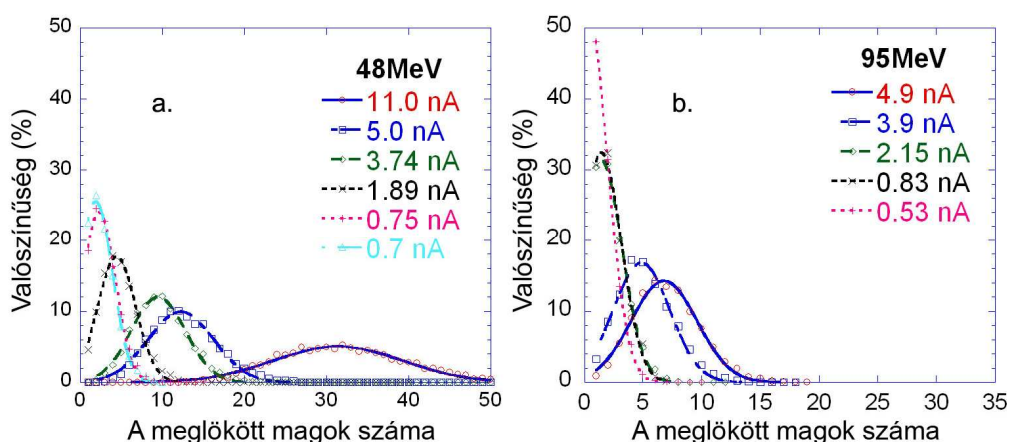
A 4.22a és b ábrák mutatják a meglökött atommagok kísérletileg meghatározott 20 ms képkockánkénti összesített hisztogramját és a Gauss-illesztéseket a merőlegesen beeső protonnyaláb energiájának és áramerősségének függvényében. A 4.22. ábra a valószínűségi függvényeket mutatja 48MeV (4.22a. ábra) és 95MeV (4.21b. ábra) energiájú protonbesugárzás esetében. A 4.23. ábra a meglökött atommagok Gauss-illesztéssel meghatározott legvalószínűbb képkockánkénti számát mutatja a protonnyaláb energiájának és áramerősségének függvényében. A mért pontok számát a detektor felületére merőlegesen beeső protonok által meglökött atommagok megszámlálásával kaptuk. Ezt és a kísérleti eredmények segítségével kiszámított proton fluxusáramot a chip felszínén  $\phi_p^{\text{Chip}}(E, I_p)$  adja meg, az 1. táblázatból pedig kiolvasható a CMOS kamera  $\eta_p$  protonszámlálási hatásfoka, a 25. képlet alapján kiszámítva.

$E_p$ (MeV)	$\phi_p(E, I_p)$ ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$\phi_p^{\text{Chip}}(E, I_p)$ ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$R(E, I_p, \theta)$	$\eta_p(E, I_p, \theta)$
48	$37.6 \times 10^6$	120320	$31.43 \pm 0.13$	$2.61 \times 10^{-4}$
48	$17.1 \times 10^6$	54720	$12.28 \pm 0.06$	$2.24 \times 10^{-4}$
48	$12.8 \times 10^6$	40960	$9.53 \pm 0.04$	$2.32 \times 10^{-4}$
48	$6.47 \times 10^6$	20704	$4.47 \pm 0.03$	$2.16 \times 10^{-4}$
48	$2.56 \times 10^6$	8192	$2.34 \pm 0.05$	$2.86 \times 10^{-4}$
48	$2.48 \times 10^6$	7936	$1.93 \pm 0.07$	$2.43 \times 10^{-4}$
95	$19.74 \times 10^6$	63168	$6.80 \pm 0.07$	$1.08 \times 10^{-4}$
95	$15.45 \times 10^6$	49440	$4.86 \pm 0.07$	$0.98 \times 10^{-4}$
95	$8.58 \times 10^6$	27456	$1.40 \pm 0.07$	$1.03 \times 10^{-4}$
95	$3.29 \times 10^6$	10528	$1.46 \pm 0.16$	$1.38 \times 10^{-4}$
95	$2.10 \times 10^6$	6720	$0.76 \pm 0.04$	$1.13 \times 10^{-4}$

1. táblázat A CMOS kamera proton nyalábenergia- és nyalábarám-detektálási hatásfokának változása. A  $\phi_p(E, I_p) = f \cdot \text{Mon}(E_p, I_p)$  értékeinek relatív pontossága  $10^{-3}$  -  $10^{-4}$  között változik, míg az abszolút pontosság csak 20. A  $\phi_p^{\text{Chip}}(E, I_p)$  megkapható a  $\phi_p(E, I_p)$  -ből, a szórófoliától való távolságkülönbségekre történő korrekció figyelembe vételével.

A kölcsönhatási pont körül a töltések begyűjtésének határfoka függ az előfeszítés nagyságától. Sugárterápiás célokra a tipikus proton nyalábáram 1-2 nA közötti, és bár a besugárzási idő kevesebb mint 1 perc, az alatt is elegendő számú frame gyűjthető és értékelhető ki a 4.21. ábrán látható módon, a szükséges 1 %-os pontosság eléréséhez. Mindazonáltal ilyen nagyságrendű pontosság eléréséhez egy ionizációs kamrával történő kalibráció szükséges.

A sugárterápiás célokra használt protonnyalábok fejlesztése magában foglalja a leadott dózis időbeli lefolyásának pontos monitorozását a pontos és megbízható kezelés érdekében. Protonnyaláb-dozimetriás célokra szilíciumdióda alapú detektorokat [88, 37] fejlesztettek ki és teszteltek, de ezen detektorok az elszenvedett dózis függvényében fellépő sugárkárosodás miatt érzékenység-csökkenést mutatnak.



4.22. ábra. A meglökött atommagok kísérletileg meghatározott összesített hisztogramjai a protonnyaláb energiájának és áramerősségének függvényében.

Emiatt egy eszközneként változó szintű előzetes besugárzásra van szükségük, a detektor jelének stabilizálása céljából. Ezzel szemben, mivel a CMOS kamera detektálási elve a nukleáris reakció, az ilyen eszköznek magas a sugárállósága, tehát nincs szüksége időszakos besugárzásokra.

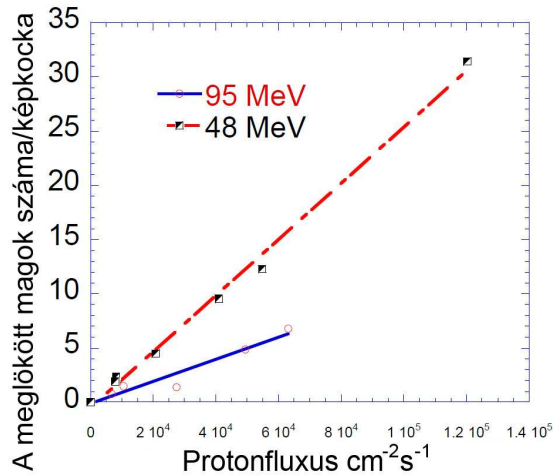
A kamera chipjének a sugárzás miatti károsodása a képek háttérének a változásában jelentkezik, azonban a több mint 20 órás kísérleteink során nem észleltünk komoly károsodást, és a kiértékelő módszer is ki tudta küszöbölni az esetleges károsodott pixelek hatását.

A 4.24 ábrán nehéz meglökött atommagok hisztogramja látható a beesési szög függvényében, konstans intenzitású, 180 MeV energiájú protonnyaláb esetére. A mérések ideje 2 perc volt pontonként.

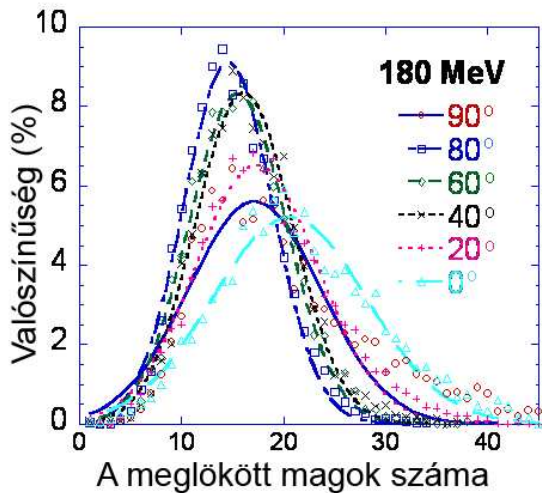
A CMOS kamera protondetektálási hatásfoka a protonnyalábáram és energia függvényében (4.25. ábra). Ezeket az értékeket merőlegesen érkező nyaláb esetén kaptuk.

Állandó áramú protonnyaláb által a CMOS kamerában keltett jelnek a nyaláb beesési szögétől való kismértékű függését mutatja a 4.26. ábra, ahol a  $0^\circ$  jelenti a merőleges beesés szögét. Amint látható, a képkockánkénti reakciók átlagos száma kismértékben változik a protonok beesési szögével. Ez a változás azzal a rétegvastagság növekedésével magyarázható, amelyen a részecske áthalad, mielőtt belép a chip érzékeny rétegébe. Még ha a hosszú idejű besugárzás alatt az ionok által okozott nukleáris reakciók zavarják is az eszköz működését, 20 órás kísérleteink közben pixelkárosodásból eredő háttér-fluktuációk nem voltak megfigyelhetők.

Munkánk során feladatunk a videodigitalizáló rendszer továbbfejlesztése volt. A kamera videojelét közvetlenül a számítógépre rögzítettük, kiküszöbölve ezzel az analóg videoszalagos technika korlátozott kontrasztját és lecsökkentve a korábban a szalagsebesség változása miatt elveszett képkockák számát. A generált MPEG videót a kiértékeléshez a könnyen kezelhető JPEG formátumú képkockák sorozatává konvertáltuk. A használt videodigitalizáló egység 20 ms-onként tette lehetővé egy kép elkészítését. A detektor klinikai használata esetén mind a mintavételi frekvencia, mind a kvantitatív mérési módszer újabb továbbfejlesztésre



4.23. ábra. Lineáris arányosság a protonfluxus és a keltett nukleáris reakciók (a meglökött magok száma) között.



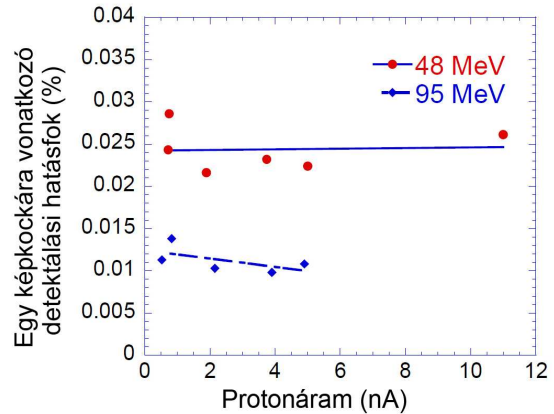
4.24. ábra. Fix áramú protonnyaláb által keltett meglökött magok számának a nyaláb beesési szögétől való függése a CMOS kamerán.

szorul. *Ez a módszer alkalmazható a részecskefluxus szerinti, valós időben történő közvetlen kiolvasásra.*

Korlátozott érzékenysége ellenére a CMOS kamera időben jelentéktelen háttér-változást mutat, alacsony öregedést, nagyon jó jelstabilitást és előzetes besugárzás szükségessége nélkül is állandó hatásfokot. Ez azt jelenti, hogy ha a kamerát egy ionizációs kamrával kalibráljuk, akkor nagy statisztikai pontossággal szolgáltat eredményeket.

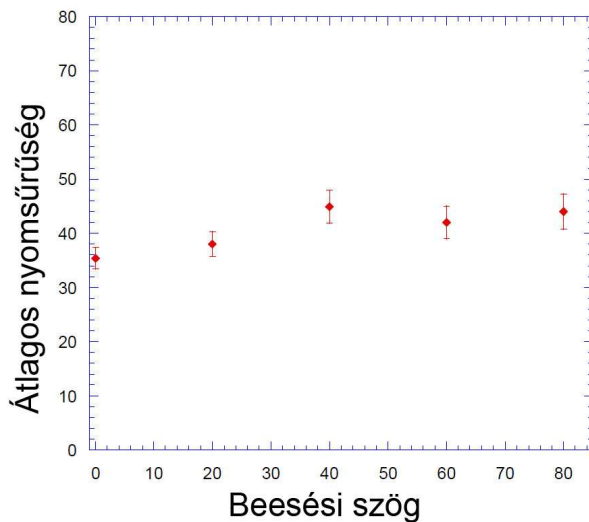
A közvetlen kiolvasás, az impulzus-átlapolási effektus hiánya, a jól definiált proton kölcsönhatás hatáskeresztmetszetek, a jel stabilitása, a detektornak a protonenergiával és a nyalábárammal lineáris válasza, valamint olcsósága miatt a CMOS detektornak esélye van a már bevált detektorok között a proton-nyalábdozimetriában való használatra.

A chipet kis mérete ideálissá teszi in vivo dozimetriában való alkalmazásra és protonnyaláb valós idejű monitorozására. Mindazonáltal a kisméretű szögfüggést precízebben kell meghatározni. Emellett a chip - főleg gyors - neutronokra is érzékeny, de termikus neutronok is detektálhatók vele, ha felületén egy vékony  ${}^6\text{Li}$  réteget alakítunk ki. Az ionnyaláb-terápiában való alkalmazási lehetőségek további kutatást igényelnek.



4.25. ábra. A CMOS szenzor protondetektálási hatásfoka a nyalábáram és energia függvényében.

detektorok között a proton-nyalábdozimetriában

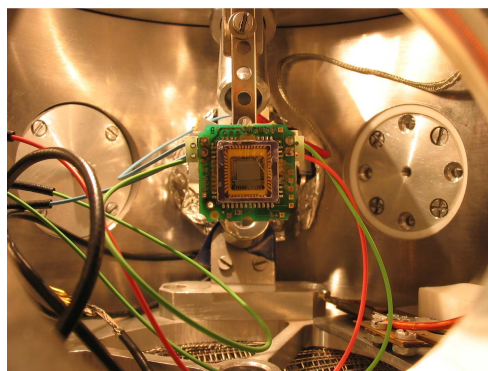


4.26. ábra. Állandó áramú protonnyaláb által a CMOS kamerában keltett jelnek a nyaláb beesési szögétől való kismértékű függése.

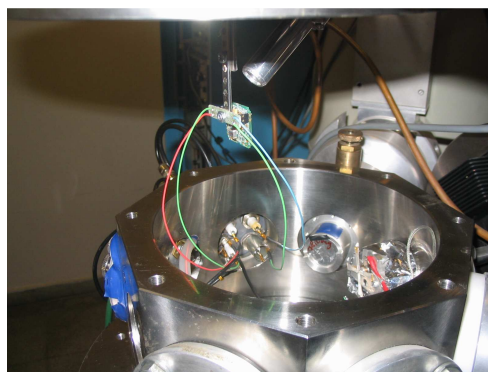
#### 4.4. CMOS kamera alkalmazása alfa-sugárzás hatótávolságának a nyomás függvényében való változásának mérésére.

A kísérlet célja annak vizsgálata volt, hogy a kis energiájú alfa részecskék átjuthatnak-e a chipet fedő 2 mikron vastagságú  $\text{Si}_3\text{N}_4$  védőrétegen és képesek-e felvillanást kiváltani a kamera chip aktív felületében? Sikeres kísérlet esetén a kamerát az oktatásban, a Debreceni Egyetem “Alfa-részecskék hatótávolságának mérése” című környezetfizikai laboratóriumi gyakorlatának korszerűsítésében kívántuk felhasználni. A SRIM szimuláció szerint az 5 MeV-es alfa részecskék áthatolóképesége levegőben, normál nyomáson 33 mm. A kamerát amelyről a védőüveget előzőleg eltávolítottuk (4.27. ábra) az ATOMKI Van de Graaf laboratóriumának egyik nyalábvégén levő protonmikroszonda kamrában helyeztük el (4.28. ábra). A kamra belső átmérője 170 mm, az eszközök elhelyezése után a forrás és a kamera távolsága 85 mm volt, tehát figyelembe véve az elméleti számításokat, a kamera és a forrás még mindig elég távol voltak egymástól ahhoz, hogy légköri nyomáson ne tapasztalhassunk felvillanásokat.

A kamera kimenő jelét különböző nyomásértékeknél VHS videokazettára rögzítettük úgy, hogy a kísérlet kezdetén a kamrában levő nyomást elővákuumszivattyúval a korábbi labormérésnél használt értékre csökkentettük. Ekkor nagyszámú becsapódást tapasztaltunk. A rendszert egy túszeleppel szakaszosan „fellevegőztetve” minden szakaszban 1-2 percnyit rögzítettünk a kamera kimenő jeléből. A kamera kimenő jelét egy tv képernyőjén lehetett monitorozni. Amikor a beütések száma láthatóan csökkenni kezdett, sűrítettük a mintavétel gyakoriságát. Nulla beütésszámnál a mérést befejeztük. Ezen munka során feladatom a mérések végrehajtásában és a kiértékelésben való részvétel volt. A kísérlet - amelynek folyamánya lett egy egyetemi laboratóriumi gyakorlat [20] - bebizonyította, hogy a CMOS APS kamera kis átalakítás után alfarészecskék detektálására is használható.



4.27. ábra. A védőablak nélküli chip.



4.28. ábra. A mérőkamra.

## 5. Szcintillátorokkal végzett kutatások és fejlesztések

A Jedlik Ányos program keretein belül folyt NKFP06A1-PETCT\_06 MiniPET project többek között különböző gyártóktól származó szcintillátor alapanyagok összehasonlítására alkalmas mérési módszerek kifejlesztését tűzte célul. Mivel a PET készülékek legdrágább részei a szcintillátor kristályok, egy olcsóbb de ugyanolyan minőségű szcintillátor alapanyag alkalmazásának jelentős pénzügyi kihatásai várhatók.

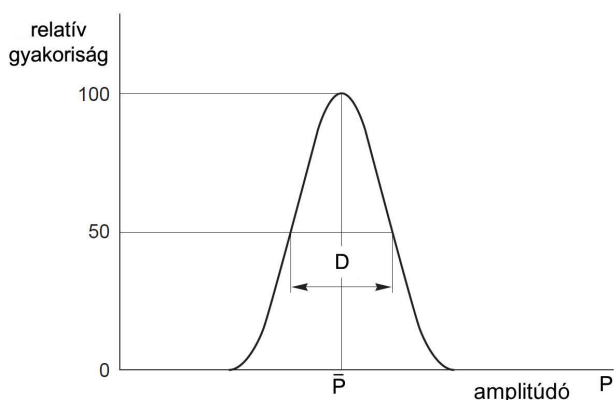
A feladat alapvetően a szcintillátorok jeleinek sokcsatornás amplitudóeloszlásában, a spektrumban a  $\gamma$ -sugárzástól származó fotocsúcs pozíciójának ( $P$ ), valamint félértékszélességének ( $D$ ) meghatározását jelentette (5.1. ábra), az elvárt pontosság elérése azonban komoly nehézségekbe ütközött. A mérési körülmények és beállítás részleteitől függően időnként különböző és/vagy inkonzisztens eredményeket kaptunk. Így több hónapba került míg előbb a  $D$ , majd a  $P$  pontos mérési módszerét sikerült kidolgozni.

A feladat szerint a sorozatmérések egyszerre több szcintillátor kristályon történének helyzetérzékeny fotoelektronsokszorozó cső segítségével. Előkísérletként közönséges PMT-re alapozott, egyszerre csak egyetlen kristályon végzett méréssel próbálkoztunk.

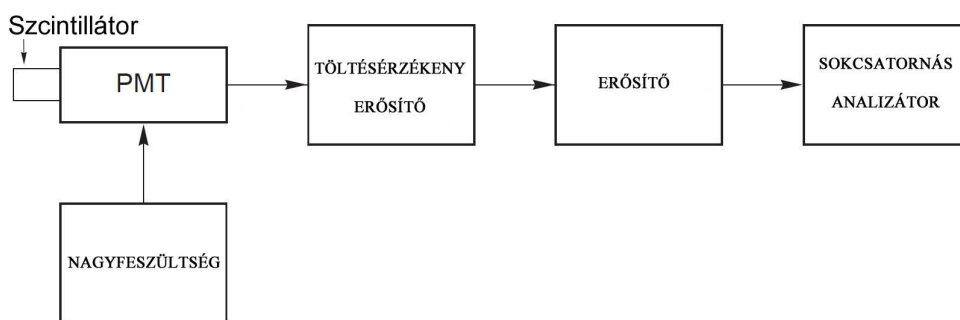
### 5.1. Kísérleti összeállítás

Egy  $\varnothing 29$  mm Photonis XP2910 PMT csőre alapozva egyszerű, gyors mintacserét lehetővé tevő, flexibilis mérési elrendezést készítettünk, az MCRIM módszer szerint.

A PMT-ből jövő gyors jeleket egy ATOMKI gyártmányú NV-804 lineáris erősítővel formáltuk: 800 ns időállandóval integráltuk, majd ennek unipoláris kimenetét egy ORTEC 572 spektroszkópiai erősítőbe vezettük, ahol 1  $\mu$ s-os unipoláris formálást alkalmaztunk. A kimenő jeleket egy Tennelec gyártmányú Nucleus PCA-II sokcsatornás analizátor alakította spektrummá (5.2. ábra).

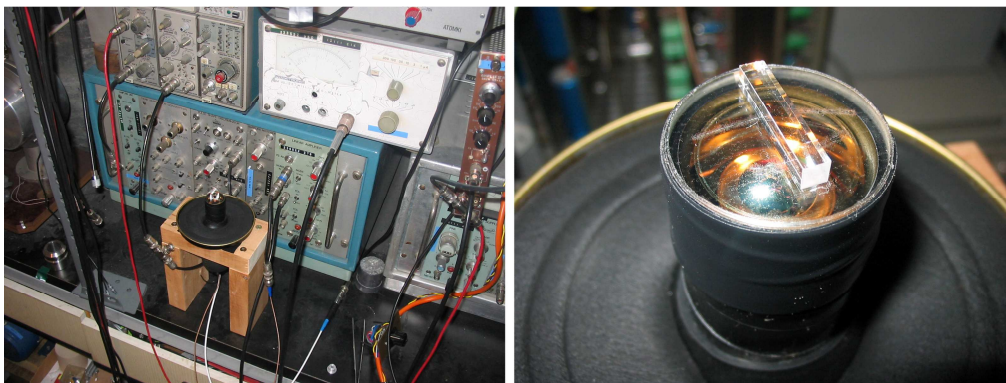


5.1. ábra. Relatív energiafeloldás %-ban.



5.2. ábra. A mérésekben használt sokcsatornás analízatoros energiaspektrométer összeállítás.

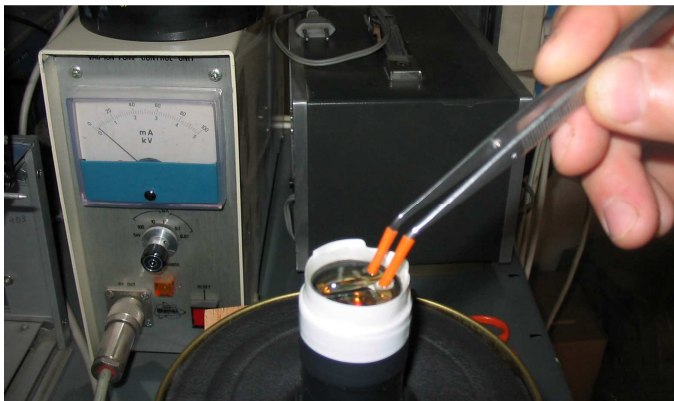
A teljes PMT-elrendezés egy 2 liter térfogatú, fejtetőre állított fémdobozban foglalt helyet, a doboz fedeléhez rögzített módon. A mintacsere magának a doboztestnek a levételével válik lehetővé, a tökéletes fényzárást a fedélben és a doboztestben egyaránt elhelyezett nagyon lágy és rugalmas, fekete habszivacs betétek biztosítják. A fotokatód inhomogén területi válasza miatt a kristályokat egy, a PMT homloklapjára ragasztott



5.3. ábra. Egyszerű mérési elrendezés LSO/LYSO kristályok minősítéséhez. A képen látható kristály a PMT felületén helyezkedik el, mérete  $3.5 \times 3.5 \times 20 \text{ mm}^3$ .

Cellux szalagba vágott ablakkal pozícionáltuk, a PMT üveglapjától való távolságukat pedig a Cellux szalag alá rögzített két db, egyenként  $20 \mu\text{m}$  vastagságú huzalra fektetéssel állítottuk be (5.3. ábra).

A továbbiakban a kristályok és a PMT közötti optikai csatolás hatását vizsgáltuk a  $P$  és  $D$  mennyiségekre, különös tekintettel a reprodukálhatóságra. Mivel zsír vagy olaj használatát mindenképpen szerettük volna elkerülni, ezért „szárazon”, vízzel nedvesítve és vízzel elárasztva megoldásokkal próbálkoztunk. Az elárasztásos módszer a szcintillációs fény hatékony kicsatolása miatt igen kedvező lehetne, de a nehézkes mintacsere és a nyáron 30-42 °C közötti laborhőmérsékleten fellépő kigázosodás miatt képződő buborékok rontották a reprodukálhatóságot. A vízzel való nedvesítésnél további problémát okoz az optimális mennyiség beállítása és a párolgás miatti bizonytalanság, emiatt bár a „száraz” csatolás kisebb fényhozamot eredményez, jelen kísérlet során, egyszerűsége folytán végig előbbit alkalmaztuk.



5.4. ábra. *Folyadékkal való feltöltésre is alkalmas feltét nyitott állapotban.*

A fénybegyűjtés hatásfokát minden esetben a minta fölé helyezett, jó fényvisszaverő tulajdonságú teflon kupakkal növeltük (5.4. ábra), a mágneses árnyékolást pedig két részből álló Mumetall lemezzel valósítottuk meg (5.6. ábra). A mágneses árnyékolás felszerelése után LED pulser-rel kimutattuk, hogy a PMT válasza állandó. A kristályokat sötétben tároltuk a mérés előtt, alatt, és a mintaváltás közben is.

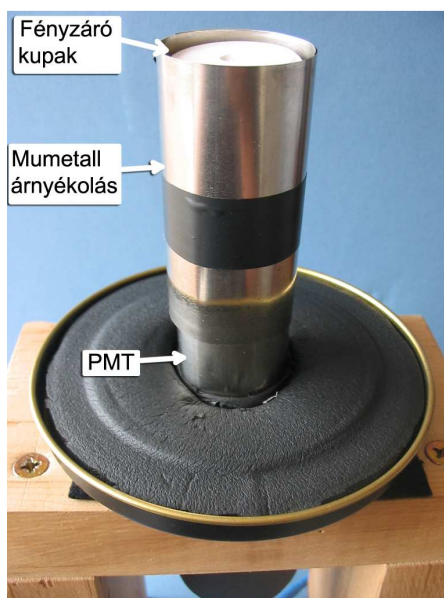
## 5.2. Saint-Gobain és Sinocera szcintillátor kockakristályok fényhozamának összehasonlítása

A kísérletben a francia Saint-Gobain és a kínai Sinocera által gyártott összesen 2-2 darab  $9 \times 9 \times 9$  mm<sup>3</sup> méretű LYSO kockakristály (5.7. ábra) viselkedését hasonlítottuk össze. Egy-egy kristályt mértünk azonos körülmények között, 662 keV  $\gamma$ -sugárzás segítségével. A fotocsúcsok körüli spektrumtartományokban illesztettük a Compton élt és a fotocsúcsot, valamint az alatta lévő, saját sugárzásból származó háttérrel. A fotocsúcsok három Gauss-csúcs összegére bonthatók. Ezek közül a középső az igazi fotocsúcs, a baloldali LuK csúcs a lutécium-K 55keV átlagenergiájú röntgenvonalainak kiszökése következtében áll elő, míg a jobboldali csúcs a kristályban a fotonok mélységfüggő begyűjtésének a következménye. Ez az ún. DOI effektus, amely abban nyilvánul meg, hogy a szcintillátorban a fénybegyűjtés határfoka mélységfüggő, a PMT-hez közelebb keltett fotonok nagyobb valószínűséggel fognak detektálódni.

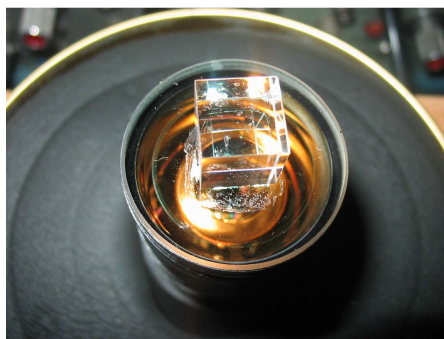
Tűkristályok esetén a PMT-re állított kristályban nagyobb a DOI effektus, míg fekvőben elhanyagolható.

### 5.2.1. Eredmények

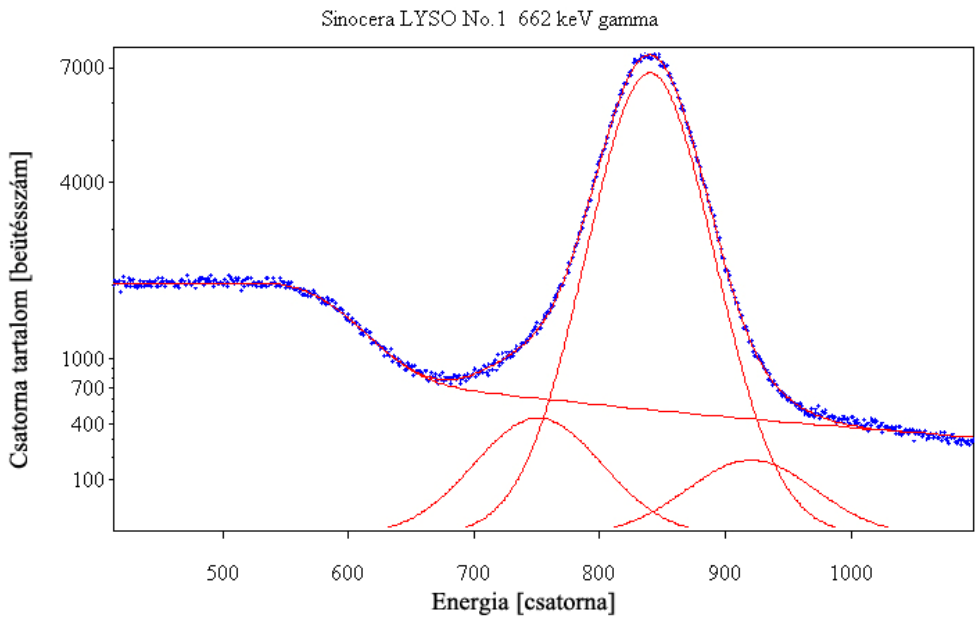
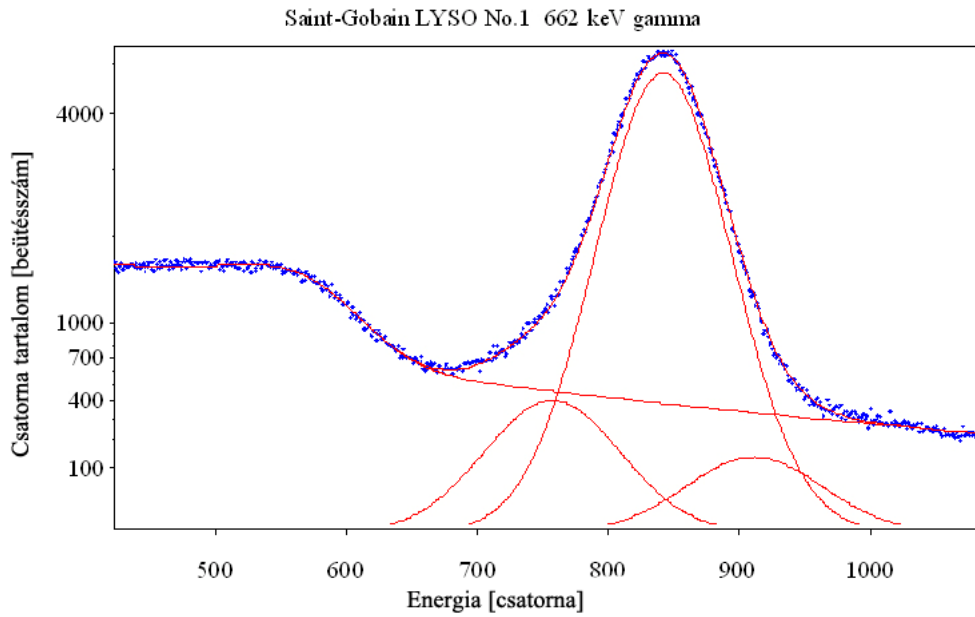
A munka során a fényhozam-meghatározási módszer kifejlesztésében, a kísérleti berendezések és az adatgyűjtő rendszer összeállításában és a mérések végrehajtásában vettem részt. A két kristály teljesen azonos fényhozamot produkált (5.8. ábra). A Saint-Gobain kristály feloldása az igazi fotocsúcsra 10.3 %, míg a Sinocera kristályé 10.1 %. Tehát szcintilláció szempontjából a két anyag azonos viselkedést mutat.



5.6. ábra. A PMT-t körülvevő Mumetall burkolat biztosította a mágneses tér elleni árnyékolást.



5.7. ábra. A PMT-re helyezett Saint-Gobain LYSO kockakristály.



5.8. ábra. *Saint-Gobain (felső ábra) és Sinocera (alsó ábra) gyártmányú 9x9x9 mm<sup>3</sup>-es kockakristályok fényhozamának összehasonlítása.*

### 5.3. Módszer kidolgozása szcintillátor kristályok fényhozamának és energiefelbontó képességének mérésére

#### 5.3.1. Az MCRIM módszer továbbfejlesztése

A szcintillátorok minősítése szempontjából a két legalapvetőbb paraméter a fajlagos fényhozam  $N/E_\gamma$  (foton/keV vagy foton/MeV) és annak relatív szórása,  $\Delta_N/N$ . Mivel a legtöbb szcintillátor anyagra mindkét mennyiség általában függ a méréshez használt sugárzás fajtájától és annak energiájától, ezért a fenti mennyiségeket rendszerint  $^{137}\text{Cs}$  662 keV  $\gamma$ -sugárzásra szokás megadni. PET készülékben történő alkalmazás esetén lehetne a specifikációt 511 keV-es  $\gamma$ -sugárzásra vonatkoztatni, de ennek nincs komolyabb jelentősége.

Mind a fényhozam mind a felbontóképesség meghatározásához az lenne az ideális, ha meg lehetne valósítani a 100%-os fénybegyűjtést. Mivel ez elérhetetlen, ezért két külön mérésre van szükség az alábbiakban ismertetettek szerint.

A szcintillátor anyagok minősítése célszerűen derékszögű hasáb, többnyire kocka geometriájú mintán történhet. Ennek oka kettős:

-Kocka idom esetére az  $\eta_L^*$  fénybegyűjtési hatások még analitikusan is megadható [30], vagy optikai Monte Carlo programmal meghatározható – abban az esetben, ha nem alkalmazunk külső fényvisszaverő csomagolást, festést. Ez pedig lehetővé teszi a fajlagos fényhozam meghatározását, például a fentebb ismertetett MCRIM módszer segítségével. A fényvisszaverő anyagokkal szemben a fő probléma az, hogy optikai tulajdonságaik, elsősorban a reflexió hullámhossz és szög szerinti függése a legkritikább esetben ismert kellőképpen. Fényvisszaverő alkalmazása nélkül viszont a nagyon alacsony  $\eta_L^*$  fénybegyűjtési hatások mellett a felbontóképesség nagyon rossz, azt elsősorban a  $T$  total transzfer határozza meg.

-Fényvisszaverő burkolás alkalmazása esetén ugyan nem tudjuk egzakt módon meghatározni az  $\eta_L^*$  értékét, viszont ezzel a geometriával nagyon jó fénybegyűjtést lehet megvalósítani. Ez azért fontos, mert ezzel kicsi lesz a feloldásban a  $\Delta_T$  transzfer járuléka, ami jelentősen megkönnyíti a szcintillátor anyagát jellemző  $\Delta_N$  saját felbontóképesség meghatározását. Az alábbiakban ismertetem, hogyan lehet ezt megtenni.

A Breitenberger [83] által a szcintillációs detektorok esetén szerepet játszó alternatív-, szimultán- és kaszkád-eseményekre kidolgozott valószínűségi modell segítségével a komplett detektor jelamplitudójának relatív varianciája  $v_A$ , általános esetben az alábbi alakban írható fel:

$$v_A = v_N + v_T + \frac{1 - \bar{T} + v_M}{\bar{NT}}, \quad (26)$$

ahol a felülvonások a várható értékeket, míg a  $v_i=(\Delta_i /i)^2$  mennyiségek a relatív varianciákat jelölik. A  $v_M$  a PMT,  $v_N$  a fotonszám,  $v_T$  a fotontranszfer relatív varianciája.

Ezt a formulát alkalmazzuk először arra az esetre, amikor a PMT-hez nem csatolunk semmit, az az üzemi feszültségén, sötétben működik. Ekkor szcintillációs fotonok hiányában nem keletkeznek fotoelektronok sem. Viszont termikus emisszió révén kis valószínűséggel mégis emittálhat a fotokatód egy-egy elektront, ami éppen az  $\overline{NT} =1$  összefüggéssel jellemezhető, és amely elektronok pontosan ugyanúgy sokszorozódnak a dinódasoron, mint a valódi fotoelektronok, azaz  $M$  és  $v_M$  változatlan. A foton transzfert illetően viszont  $v_T=0$ -nak veendő, hiszen  $T=1$ , nincs ingadozása. Ezekkel az értékekkel a (26) kifejezés a „single” elektronokra a (27) alakra

$$v_A = v_M, \quad (27)$$

egyszerűsödik. Vagyis, meghatározva az ezen egyedi elektronoktól származó ún. „single electron response”-t, annak félértékszélessége Gauss-közelítésben  $FWHM=2,355^2 v_M$  lesz. Ezzel tehát a PMT  $v_M$  értékét meghatározhatjuk.

Ezt követően világítsuk meg a PMT-t a szcintillátor által emittált fény spektrális eloszlásával megegyező, vagy ahhoz közeli spektrumú és ahhoz hasonlóan rövid fényimpulzusokkal. A fényintenzitást változtassuk úgy, hogy a sokcsatornás amplitúdó-spektrumban a hozzájuk tartozó csúcs helyzete egyezzen meg a szcintillátorunk kérdéses fotocsúcsának helyzetével. Az azonos csúcspozíció azt jelenti, hogy azok azonos  $\overline{N}_{pe} = \overline{NT}$  fotoelektron számhoz tartoznak. A fényvillogó esetét úgy is tekinthetjük, mintha  $\overline{N}_{pe}$  fotont indítanánk a PMT ablakának irányába úgy, hogy azokra  $\overline{T} =1$  lenne. Ekkor  $v_N =0$  és  $v_T =0$ , mint az előbbi esetben és ezért a fényimpulzusoktól származó spektrális csúcs kiszélesedése (26) alapján

$$v_A = \frac{v_M}{\overline{N}_{pe}}, \quad (28)$$

lesz. Ez azt is jelenti, hogy, mivel a fentiek alapján  $v_M$  már ismert,  $v_A$ -t pedig most mérjük, a fotoelektronok  $\overline{N}_{pe}$  számát is meg tudjuk határozni. Az ugyanezen szcintillációs (foto)csúcs szélessége nyilván azért lesz nagyobb, mert abban, ehhez képest additíve, megjelenik a szcintillációs folyamat  $v_N$  járuléka, továbbá a fotontranszfertől származó

$$v_T + \frac{1-\overline{T}}{\overline{NT}}, \quad (29)$$

járulék. Utóbbi,  $\bar{T} \rightarrow 1$  határesetben nullával lesz egyenlő. Mivel az MCRIM módszer segítségével  $\bar{N}$  értékét meg tudjuk határozni, most pedig  $\bar{N}_{pe}$ -t határoztuk meg, a kettő hányadosaként egyszerűen adódik a  $\bar{T}$  fotonátviteli hatásfok értéke. Ha változtatjuk a szcintillátor csomagolásán keresztül - például teflon fóliát alkalmazva reflektorként - a fólia-rétegek számával  $\bar{T}$  értékét, akkor ennek függvényében ábrázolva a (26) szerinti teljes szcintillációs vonalszélességet, abból extrapolációval meghatározható a  $v_N$  relatív, avagy a  $\Delta_N = N\sqrt{v_N}$  abszolút szcintillációs feloldás járulék, amire kíváncsiak voltunk.

A levezetésből látható, hogy egy ilyen jellegű mérés technikailag nem egyszerű, meglehetősen időigényes, viszont reálisan kivitelezhető.

### 5.3.2. A tűkristályok minősítésének elvi módszere

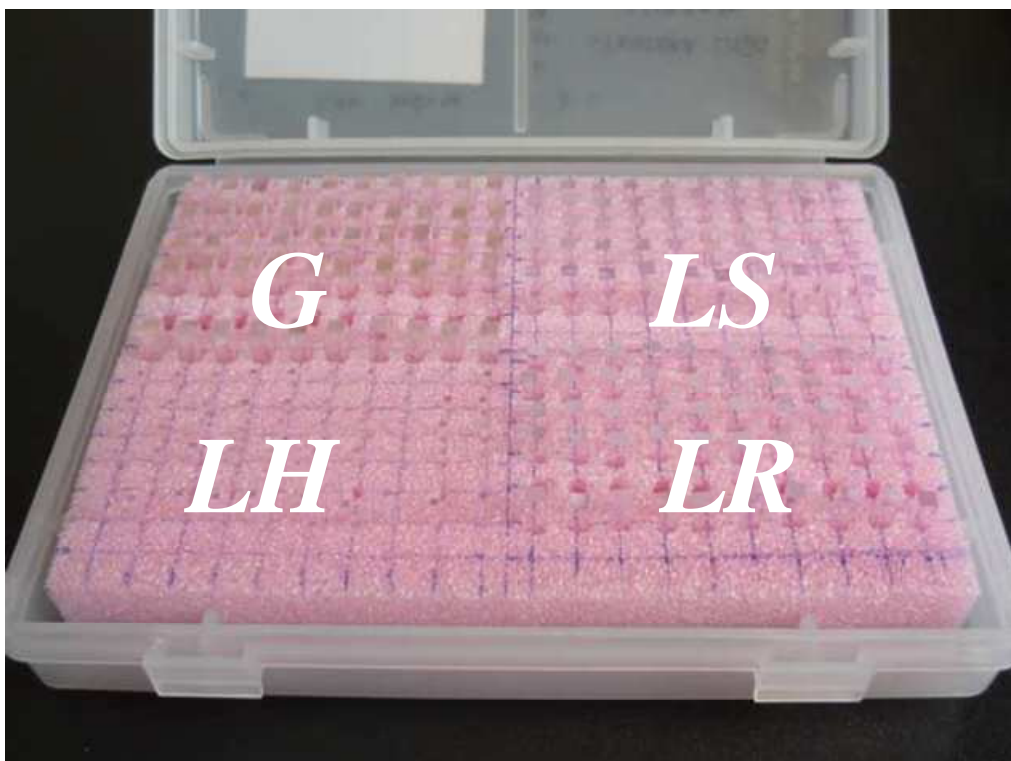
A nagyszámú méréshez alkalmas módszert a mérési eredményektől függetlenül, távlati célból dolgoztuk ki. A mérések Hamamatsu R9500 helyzetérzékeny PSPMT-vel, az ATOMKI DSP Card elnevezésű digitális jelfeldolgozó elektronikával [72], és az ennek jeleit megjelenítő miniPET2 Detector Tester szoftver [60] segítségével végezhető. A PSPMT 5x5 cm<sup>2</sup>-es érzékeny felületére egyidejűleg 6x3 tűkristályt lehet fektetve elhelyezni. A fektetést az indokolja, hogy elkerüljük a DOI effektusból adódó kellemetlenségeket. A kristályok gyors cserélhetősége érdekében nem szükséges optikai csatolóanyag használata. Az egyesével elhelyezett csupasz kristályok fénybegyűjtésének növelése érdekében egyetlen teflon tömbből kialakított válaszfalrendszerrel kell a kristályok köré és fölé elhelyezni, vagyis minden kristály egy-egy teflon rekeszben helyezkedne el. A PSPMT hatásfokának igen nagyfokú helyfüggése miatt minden rekeszt külön kell kalibrálni egy előzetesen részletesen bemért, így ismert  $\bar{N}$  és  $\Delta_N$  értékekkel jellemzett kockakristályból kivágott tűkristály(ok) segítségével.

### 5.4. "Oxygen trial" : szcintillátorok fényhozamának növelését célzó kísérlet

A feladat alapjául egy amerikai szabadalom [39] szolgált, amely részletesen ismerteti, hogy az LSO, a LYSO és az ittrium-ortoszilikát (Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce, YSO) szcintillátor anyagok Czochralsky-féle növesztéssel készített egykristályai nem csak húzásról húzásra, de még egyetlen kristályon belül is meglehetősen minőségbeli szórással rendelkeznek, melynek oka a kristályokban maradó oxigén-vakanciák. A magas olvadáspontok (2000-2200 °C) és az ebből következően alkalmazott iridium tégely (o.p. 2450 °C) miatt ui. a növesztés csakis oxigénmentes atmoszférában történhet.

Az olvadék és a gáztér közötti megoszlás következtében az olvadék és így a megszilárdult kristály is oxigénhiányos lesz. Márpedig, amint az ismert, az oxigén

vakanciák csapdaként működve akadályozzák a sugárzás által keltett elektron-lyuk pároknak a  $Ce^{3+}$  lumineszcens centrumokon történő radiatív rekombinációját.

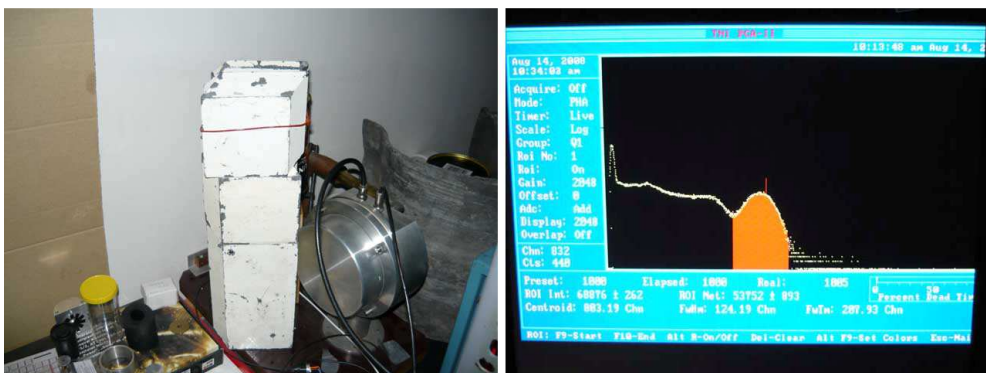


5.8. ábra. Mintatartó doboz a hőkezelésre előkészített kristályokkal.

Az oxigénhiányra meggyőző bizonyítékot azok az “elrontott” kristályok szolgáltatották, amelyek növesztése során véletlenül oxigén jutott a kamrába. Ekkor a kemence megóvása érdekében azonnal le kellett állítani a kristályhúzást, és ettől ezek a kristályok kivétel nélkül kiválóak lettek.



5.9. ábra. Még meleg ( $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) minták kivétele a kemencéből és pihentetése  $Al_2O_3$  vattapárnán.



5.10. ábra. A mérési összeállítás. A PMT-egység az ólomtégla-torony mögé van rejtve. A PCA-II kártya egy AT386 gépben foglalt helyet.

Kézenfekvő ezért, hogy utólagosan, alacsonyabb hőmérsékleten, oxigéntartalmú atmoszférában történő hőkezeléssel, termikus diffúzió útján csökkentsük az oxigén-vakanciák számát. A szabadalom konkrét kísérletekkel támasztja alá ezen elképzelés helyességét: 1100-1400 °C közötti hőmérsékleteken, 20-120 óráig tartó, normál levegőben végzett “oxigénezéssel” mind a fényhozam, mind az energiafelbontó képesség jelentősen, esetenként 50 vagy 100 %-al megjavult.

#### 5.4.1. Kísérleti körülmények

Az “oxigénezési” vizsgálatokat a lenti táblázatban szereplő kristálycsoportokon végeztük el. A hőkezelésre előkészített kristályokat az 5.8. ábra mutatja.

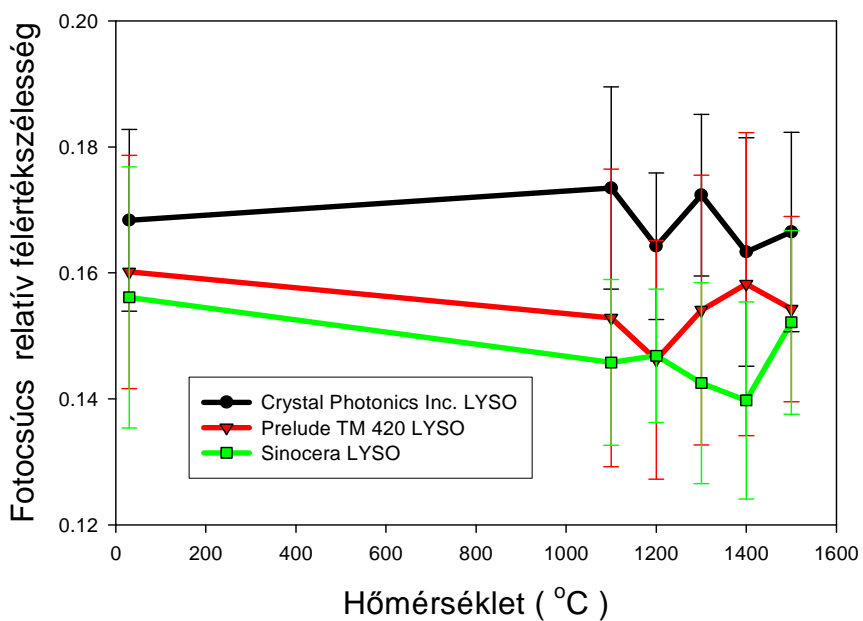
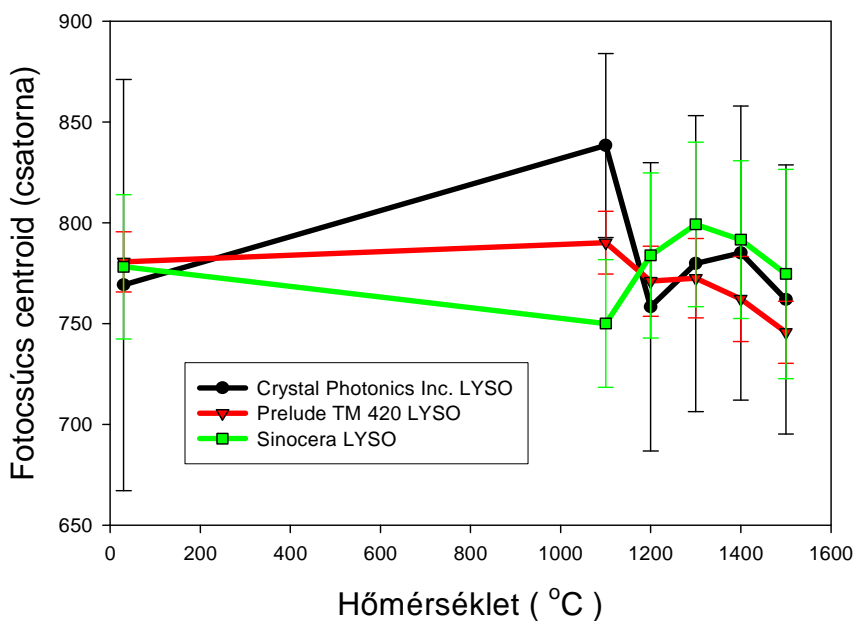
Típus	Gyártó	Méret	Jelölés
GSO	Hitachi, Japán	4x6x20 mm <sup>3</sup>	“G”
LYSO	Saint-Gobain, Franciaország.	3,5x3,5x20 mm <sup>3</sup>	“LR”
LYSO	Sinocera, Kína	3,5x3,5x20 mm <sup>3</sup>	“LS”
LYSO	Crystal Photonics Inc, USA	1,5x1,5x20 mm <sup>3</sup>	“LH”

Eredetileg az idézett szabadalomban leírt módszerhez hasonlóan minden egyes kristály relatív fényhozamát és feloldóképességét meg szándékoztunk mérni az adott hőkezelés előtt és után is. Egy előzetes próbamérés azonban a szabadalomban közölnél sokkal kisebb effektust mutatott. Ezért, hogy a különböző időpontban, nem feltétlenül azonos körülmények között elvégzett mérésekből származó hibát elkerüljük, egyedi összehasonlítások helyett azonos számú, hőkezelés nélküli és hőkezelt sokaságokon egyidejűleg elvégzett mérések statisztikus összehasonlítását vettük tervbe. A kiválasztott 1100 °C, 1200 °C, 1300 °C, 1400 °C és 1500°C hőmérsékleteken minden egyes kristálytípusból 5 órás időtartamban 10-10 db kristályt hőkezeltünk, melyekhez ugyancsak 10 darab kezeletlen kristályt vettünk referencia gyanánt.

A három hetet igénybe vevő hőkezeléseket a Debreceni Egyetem Szilárdtestfizikai Tanszékének "High temperature tube furnace HTRO 150/40/1600" típusú kemencéjében végeztük (5.9. ábra). A PMT-ből jövő gyors jeleket egy ATOMKI gyártmányú NV-804 lineáris erősítővel formáltuk: 800 ns időállandóval integráltuk, majd ennek unipoláris kimenetét egy ORTEC 572 spektroszkópiai erősítőbe vezettük, ahol 1 µs-os unipoláris formálást alkalmaztunk.

A kimenő jeleket egy Tennelec gyártmányú Nucleus PCA-II sokcsatornás analizátor alakította spektrummá (5.10. ábra). A GSO spektrumokat 1k, az LSO spektrumokat 2k felbontással mértük. A spektrumok felvételéhez 100 µCi aktivitású <sup>137</sup>Cs (662 keV) izotópot használtunk, amelyet közvetlenül a kristályokat borító teflon kupak tetejéhez rögzítettünk. Így a legkisebb, „LH” jelű kristályok esetén a fotocsúcsban a detektálási gyakoriság 50 esemény/sec volt.

A sokcsatornás analizátor beépített menüje lehetővé tette a fotocsúcs tartomány kézi kijelölését, ezen belül a bruttó, valamint a lineáris háttér levonása után maradó nettó intenzitás, a csúcs súlypontjának, félérték- és tizedérték-szélesség meghatározását. Kellő pontosság eléréséhez a legkisebb kristályok esetén 50000, míg a többi kristály esetén 200000 körüli impulzust gyűjtöttünk. Így a legkisebb, „LH” jelű kristályokat 2 nap, míg a többieket egy-egy nap alatt, vagyis összesen egy hét alatt tudtuk megmérni.



5.11. ábra. *Crystal Photonics Inc., Saint-Gobain és Sinocera gyártmányú LYSO kristályok hőkezelés előtt és után mért fényhozamainak (felső ábra) és felbontóképességeinek (alsó ábra) összehasonlítása.*

## 5.4.2. Eredmények

E kísérlet során a hőkezelésben vettem részt és a fényhozamok mérését végeztem. A 4x60 db kristályról készült mérési eredmények részét képezik az NKFP-A1-2006-0017 project eredményeinek [40]. A csúcs centroid (P) és FWHM eredményekből kristálytípusonként minden hőmérsékletre kiszámoltuk a tíz  $x_i$  mérés  $\bar{x}$  átlagát és  $\sigma$  szórását az alábbi kifejezések szerint:

$$\bar{x} = 0,1 \sum_1^{10} x_i \quad \sigma = \sqrt{0,1 \sum_1^{10} (x_i - \bar{x})^2} \quad (26)$$

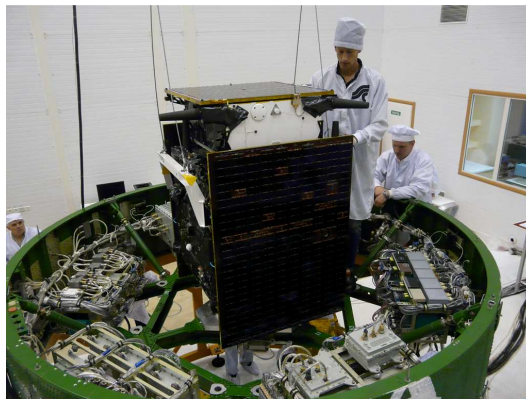
Végül az  $x_i$  egyedi értékeket, az  $\bar{x}$  átlagértéket, és a  $\pm\sigma$  szórást, mint hibát, ábrázoltuk a hőkezelési hőmérséklet függvényében az  $x=P$  csúcs helyzet és az  $x=FWHM/P$  relatív feloldás esetére, mind a négy kristálytípusra. Ezek közül a mi kisállat-PET készülékünk készítéséhez szóba jövő kristályokra vonatkozó eredményeket az 5.11. ábra mutatja.

Látható, hogy a különböző gyártmányú kristályok eltérően viselkedtek, 1100 foknál az amerikai és a francia kristályok fényhozama a hőkezeléssel csak kis mértékben, 5-10%-kal nőtt, a kínai kristály esetében 1100 foknál csökkent, majd 1300 fokig nőtt. A hőkezelések előtt ez utóbbi mutatta a legnagyobb szórást is. A felbontóképesség csak az amerikai kristálynál nőtt. A hőmérséklet emelésével a kristályok paramétereit látványosan nem javultak.

A kismértékű effektus oka feltehetően az, hogy mivel ezek a kristályok korszerű növesztési technikával készültek és minőségük eleve nagyon jó, a hőkezelés ezen az állapoton nem sokat tud javítani. Felmerült hogy esetleg nem voltak elég hosszúak a hőkezelések, de ennek ellentmond a spektrumban a csúcskettőződés hiánya, az oxigenizált kéreg és oxigén-hiányos mag miatt.

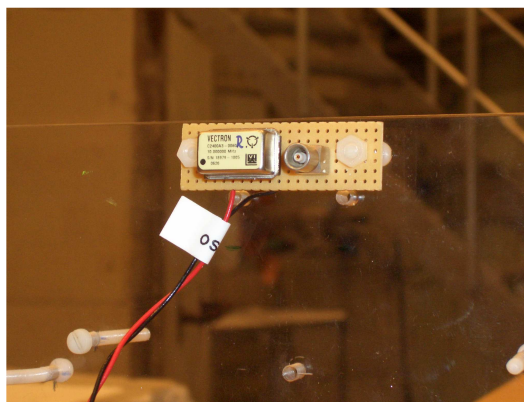
## 6. A Swedish Space Corporation Prisma műholdjainak alkatrészein végzett sugártűrési tesztek

A svéd Prisma műhold project (6.1. ábra) két műholdat tartalmaz, a nevük Mango és Tango, amelyek egy a jövő űreszközei számára fontos technológiát, az automatizált kötélekrepülést és a műholdak csatlakoztatását próbálják ki [84]. Az aktív szerepet a 150 kg-os Mango játssza, többször megközelítve a 40 kg-os Tangót. Az automata dokkolási kísérletet a Swedish Space Corporation (SSC), a GPS-es helymeghatározó berendezést a German Aerospace Center (DLR), a rádiós műszert a France Space Agency (CNES), az optikai navigációs berendezést a Danish Technical University (DTU) vezetésével készítették. A project során két új hajtómű-technológia is tesztelésre kerül, a műholdpár nagyobbik darabja két fedélzeti hajtóművével kipróbál egy új, környezetbarát hajtóanyagot az ammónium-dinitramidot, amely még hatékonyabb is, mint az általánosan alkalmazott hidrazin.



6.1. ábra. A Prisma műhold szerelése a hordozórakétára, 2010 júniusában.

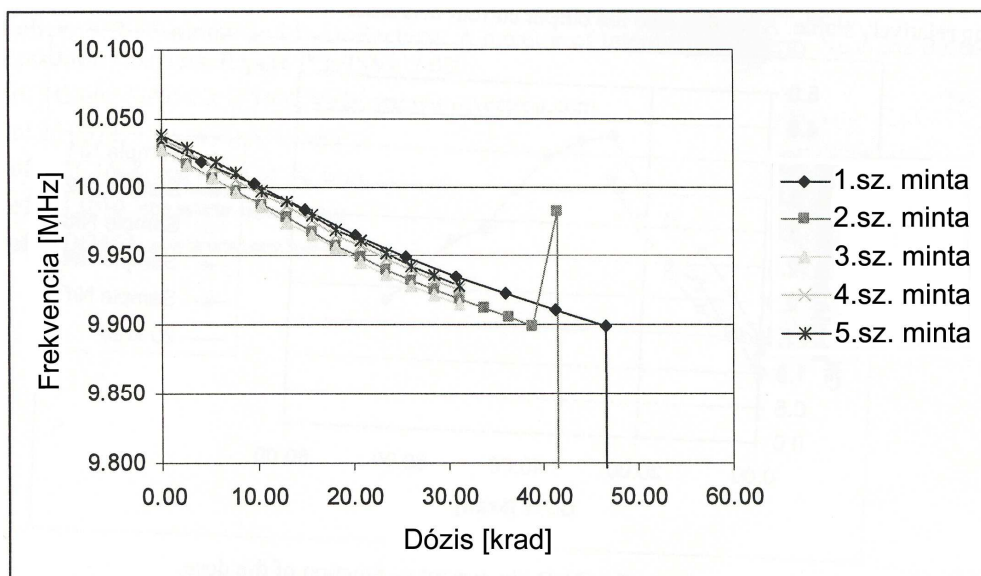
A GPS alapú navigációs rendszer deciméteres pontosságú pályainformációkat szolgáltat, de számos megközelítési manőver kerül megvalósításra pusztán a fedélzeti kamerák segítségével is, továbbá félautomatikus manőverek a 200 km-től 1m-ig terjedő távolság-, és 700 km magasságtartományban. A start 2010 június 15-én volt, a küldetés tervezett időtartama 10 hónap, de egy 14 hónapos hosszabbítás is elképzelhető. Az űreszközök elektronikájának tervezésekor a kereskedelemben kapható alkatrészeket választottak, ezért volt szükség a lentebb ismertetett kísérletek elvégzésére. A műholdak integrált áramköri alkatrészeit TID és proton teszteknek kellett alávetni, a TID szint több mint 20 krad-, a single event tesztekhez használt protonenergia 170 MeV volt.



6.2. ábra. A tesztre előkészített Vectron TC-400-DAF-256C típusú 10 MHz-es oszcillátor.

A műholdak elektronikáit 3 mm vastag alumínium dobozokban helyezik el, de a szerkezeti felépítésből adódóan további 1 mm vastag alumínium borítással lehet számolni. A vezérlő egységet az alkatrészek szintjén a 10 hónapos küldetés során  $1.0 \text{ krad}$  sugárzás fogja érni, ami a küldetés esetleges hosszabbításával  $2.4 \text{ krad}$ -ra nőhet. A szükséges biztonsági faktor és az alkatrészek esetleges jövőbeni alkalmazhatóságáról gyűjthető információkra való tekintettel minden egyes alkatrésze legalább  $20 \text{ krad}$  dózist választottunk.

Feladatunk a tesztelni kívánt áramkörökből egy minta kollekciónak kiválasztása, és a minimálisan igényelt dózissal nagyobb dózissal való besugárzása volt. A dózis minden esetben az előírás [45] szerinti  $3.6\text{--}36 \text{ krad}$  közötti standard dózistartományba esett. A totális dózis teszt az alkatrészekben az ATOMKI  $^{60}\text{Co}$  gamma forrásával történt. Mindegyik alkatrészből véletlenszerűen 6 mintát választottunk ki, amelyek közül 5 db-ot sugároztunk be, egy pedig megmaradt referenciának. Az alkatrészek ipari kivitelűek voltak ( $-40 \text{ °C} - +85 \text{ °C}$ ), a besugárzások szobahőmérsékleten folytak.



6.3. ábra. A Vectron TC-400-DAF-256C típusú 10 MHz-es oszcillátor frekvenciájának kismértékű változása a totális dózis függvényében, 5 db mintán mérve. Az 1. és 2. számú minták 40krad fölötti dózist kaptak.

A sugárzási környezet a SPENVIS programmal modelleztük [44]. A műholdak körüli sugárzási környezet várható lineáris energiáttranszfer (LET) értéke  $25 \text{ MeVmg}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , míg a napszél  $18 \text{ MeVmg}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . A gammabesugárzásokat az ATOMKI  $^{60}\text{Co}$  forrásával történtek, a protonbesugárzásokat az uppsalai TSL Laboratórium Blue Hall termében végeztük, az ESA előírások szerint [46]. A nyalábenergia a tesztek alatt  $170 \text{ MeV}$  volt, a nyaláb intenzitásának mérése egy vékonyréteg hasadási számlálóval [47] kalibrált szcintillátor teleszkóppal történt, mindig közvetlenül a besugárzások előtt. A

nyalábintenzitást az ESA ilyen tesztekre vonatkozó előírása alapján határoztuk meg. Az ESA a kísérlet alatt  $10^{10}$  proton/cm<sup>2</sup> fluxus elérését írja elő, ezért a besugárzások ezen kritérium alapján történtek.

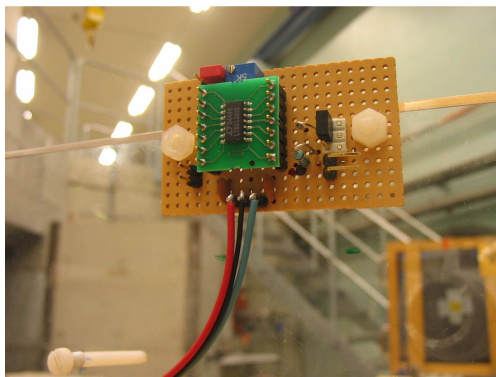
## 6.1 Totális dózis tesztek

**Oszcillátor:** a Vectron gyártmányú hőkompenzált 14/4 DIP tokozású kristályoszillátornak [48] a teszt során az áramfelvételét és az oszcillációs frekvenciáját mértük (6.2. ábra). A folyamatosan monitorozott tápfeszültség 3.3V volt. A dózisteljesítmény 31.8 krad/h és 15.58 krad/h volt, de két mintát besugároztunk 40 krad fölötti dózisteljesítménnyel is. Ezen esetekben az oszcilláció leállt a 41.55-44.14 krad és a 46.64-51.41 krad közötti tartományokban. A kisebb dózissal besugárzott többi minta működőképes maradt a besugárzás után is. A frekvenciának a totális dózis függvényében való változását az öt mintára a 6.3. ábra mutatja. A minták áramfelvételében jelentéktelen változás volt mérhető 20 krad dózis eléréséig. Ugyancsak megfigyelhető volt az oszcillációs frekvencia 1 % alatti csökkenése is.

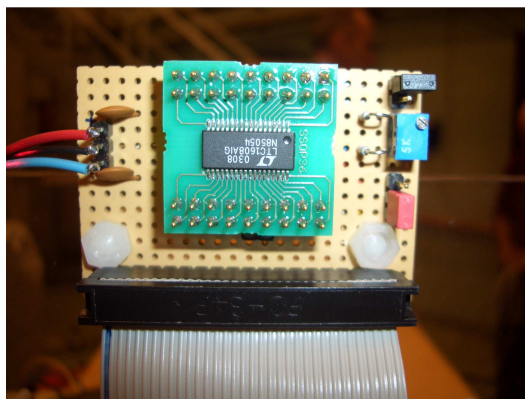
**Műveleti erősítő:** a Linear Technology által gyártott LT6012 precíziós kis zajú quad műveleti erősítő (6.4. ábra) a 2.7 - 36V tápfeszültség-tartományban működik, 5V tápfeszültség esetén mindössze 135  $\mu$ A áramfelvétel mellett.

A specifikáció szerint [49] ez az IC  $LET > 82 \text{ MeVmg}^{-1}\text{cm}^{-2}$  értékig SEL immunis. A tesztek során a 4 db műveleti erősítőt feszültségkövető kapcsolásban sorba kötöttük, a legelső fokozat bemenetére állítható egyenfeszültséget adtunk, és az utolsó fokozat kimenő szintjét monitoroztuk (in situ testing). A minták áramfelvételét szintén mértük. A besugárzás után a áramkörök kimeneti jellemelkedési sebessége is mérésre került. Mindegyik mintát 31.8 krad dózisteljesítménnyel sugároztuk be, amelynek során az áramfelvétel 20

TC-400-DAF-256C típusú 10 MHz-es



6.4. ábra. A tesztre előkészített Linear Technology LT6012 tip. műveleti erősítő IC.

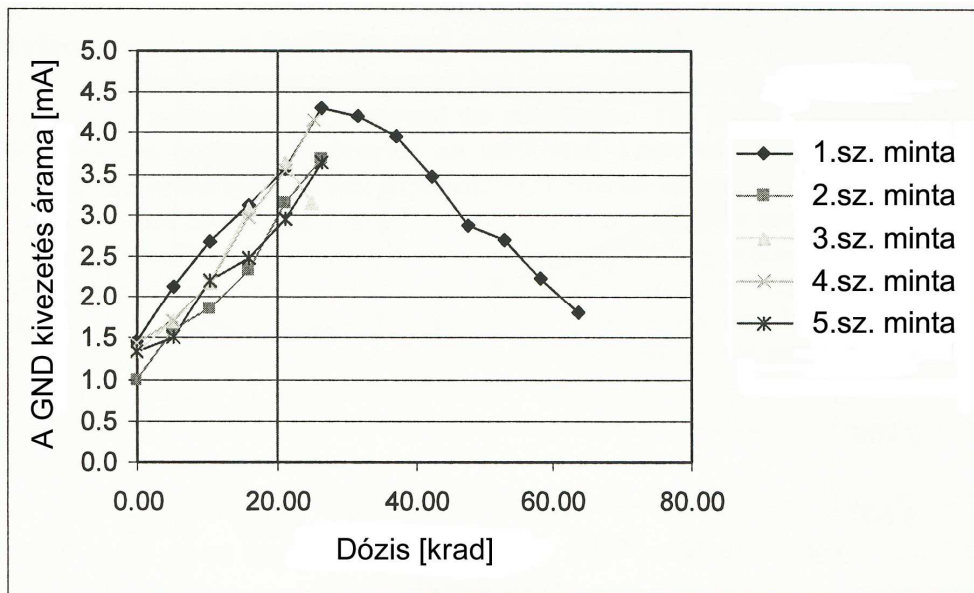


6.5. ábra. A tesztre előkészített Linear Technology LTC1608AIG tip. ADC IC.

*krad* eléréséig 6%-kal csökkent. A kimeneti DC nem változott. A slew rate a dózis növelésével csökkent, de egy mintát kivéve még így is a 25 °C fokos értékre specifikált érték fölött volt. Ez utóbbi mintánál az elszenvedett dózis jóval 20 *krad* fölött volt, de a slew rate még így is a -40° C -85 °C közé specifikált tartományba esett.

**Analog-digitális átalakító:** az ugyancsak a Linear Technology által gyártott LTC1608AIG nagy sebességű 16 bites 500 kpsps mintavevő A/D konverter (6.5. ábra) a specifikáció szerint [50]  $LET > 82 \text{ MeVmg}^{-1}\text{cm}^{-2}$  értékig SEL immunis. Az ADC bemenetére egy függvénygenerátorról háromszögjelet kapcsoltunk, és a besugárzás közben a 4 legfelsőbb bitet monitoroztuk. A tesztek során az IC áramfelvételét is mértük. A besugárzást követően háromszög bemenő jellel ismét vizsgáltuk az eszköz működőképességét. Az IC tápfeszültsége végig 5V, a dózis mindegyik mintára 31.8 *krad* volt.

A tesztelt minták áramfelvételében mérhető változást az adott dózistartományban nem tapasztaltunk. A besugárzott minták a besugárzást követően kifogástalanul működtek. Egy minta esetében az eszköz működésképtelenségének elérése céljából a dózist 53 *krad*-ra emeltük, azonban ez az ADC meglehetősen sugárzástűrő áramkör, nem volt megfigyelhető hiba még 53 *krad* esetén sem.



6.6. ábra. A Linear Technology LT3020EMS8E tip. lineáris feszültségszabályozó IC GND kivezetésének árama a dózis függvényében, 5 db mintán mérve. A 2. számú minta 60*krad* fölötti dózisonál veszítette el működőképességét.

**Lineáris feszültségszabályozó:** szintén a Linear Technology gyártmánya az LT3020EMS8E típusú alacsony dropout-tal és nagy bemeneti feszültségtartománnyal rendelkező lineáris feszültségszabályozó IC [51], amelyet a műhold alrendszerei tápellátásának vezérlésére választottak ki. Az eszköz 3-80V kimenő feszültséget és 50 mA kimenő áramot képes szolgáltatni 300 mV dropout feszültség mellett. A tesztek során a bemenő feszültség 6.2V, a kimenő 5V volt. A kimenetet egy 120Ohmos ellenállással terheltek, így a kimenő áram a maximumhoz közeli volt. A tesztek során a kimenő feszültséget és az áramfelvételt mértük.

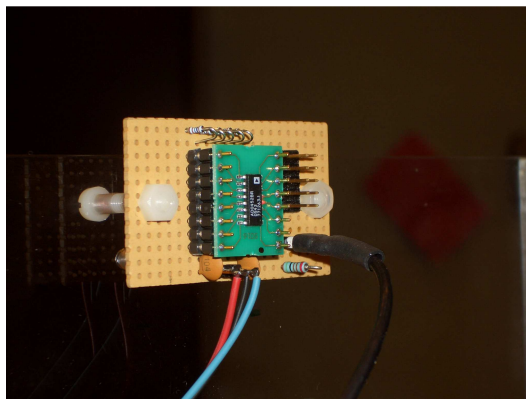
Mindegyik mintát besugároztuk 31.8 krad dózissal, a 2. számú minta esetében pedig 60 krad fölé emeltük a dózist, ekkor az áramkör elvesztette működőképességét. A besugárzások közben mind a kimenő feszültség, mind az áramfelvétel változott, először mindkettő kismértékben nőtt, majd 25 krad fölött mindkettő csökkent. A tápáram két részből tevődik össze, egyrészt a terhelésen, másrészt a ground kivezetésen folyó áramból. A GND kivezetés áram-dózis-görbéje látható a 6.6. ábrán, mind az öt mintára.

## 6.2 Proton tesztek

**Oszcillátor:** erről az alkatrészről feltételezhető volt hogy nem érzékeny a SEU effektusokra, de a szabad nyalábidó miatt lehetőség nyílt a feltételezés igazolására. A protonbesugárzás okozta effektusokat digitális oszcilloszkóppal vizsgáltuk. Az első tesztben tüskéket vagy az amplitúdó növekedését kerestük, a trigger szintnek a normálisnál alacsonyabb vagy magasabbra állításával. A második tesztben az amplitúdó csökkenése vagy a rezgés leállása volt a vizsgálat tárgya, de hibát egyik esetben sem tapasztaltunk. A protonok száma mindegyik tesztben nagyobb volt  $10^{10}$  proton/cm<sup>2</sup>-nél.

**Műveleti erősítő:** a kísérleti összeállítás megegyezett a totál dózis teszteknel használttal. A láncba kötött 4 db erősítő kimenete egy digitális oszcilloszkóra és egy gyors ADC kártyára csatlakozott, amely a helyiségen kívül volt elhelyezve. Az IC-k áramfelvételét is mértük. A threshold szintek a besugárzás nélküli normál szintek alatt és fölött voltak beállítva a tranziensek keresése céljából. Tranzienst nem tapasztaltunk  $10^{10}$  proton/cm<sup>2</sup>-nél nagyobb protonszám esetén sem.

**Lineáris feszültségszabályozó:** a kísérleti összeállítás megegyezett a totál dózis teszteknel használttal. A tesztek során a kimenő feszültséget és az áramfelvételt mértük. Digitális oszcilloszkópot és gyors ADC kártyát



6.7. ábra. A tesztre előkészített Analog Devices ADG452 CMOS quad kapcsoló IC.

használtunk a bejövő protonok okozta tranziensek vizsgálata céljából, de ilyet nem tapasztaltunk.

**CMOS kapcsoló:** az Analog Devices gyártmánya az ADG452 tip. monolitikus IC [52], amely 4 db egymástól független nagy sebességű CMOS kapcsolót tartalmaz (6.7. ábra). Az IC  $LET > 82 \text{ MeVmg}^{-1}\text{cm}^{-2}$  értékig SEL immunis. A CMOS kapcsolók bemenetére 4 különböző feszültséget adtunk, kimeneteik ugyanarra a terhelésre voltak kötve. A négy kapcsoló közül mindig csak egy volt bekapcsolva. A kimenetre egy digitális oszcilloszkóp és egy gyors ADC kártya kapcsolódott, a normál kimenő feszültségnél magasabbra és alacsonyabbra beállított threshold szintekkel, a protonbesugárzás okozta pozitív és negatív tüskék monitorozása céljából. A 3 db minta tesztje során ilyeneket nem tapasztaltunk.

A Prisma műholdak alkatrészein végzett sugártűrési tesztek során a szükséges számítástechnikai háttér felépítésében és működtetésében, továbbá a proton besugárzások kivitelezésében vettem részt [73].

## 7. Összefoglalás

Dolgozatomban alapvetően három területtel foglalkozom. Az első a CERN CMS detektorának nagy pontosságú, a detektorok helyzetét és irányultságát monitorizáló alrendszerében optoelektronikai eszközként használt fekete-fehér CMOS kamerák nukleáris detektorként való alkalmazási lehetőségeinek vizsgálata. E munkát a kamera sugárzástűrési tesztjei során tett megfigyelés motiválta, nevezetesen hogy a fénytől elzártan működő videokamera chip kimenő jelében nyomot hagynak a bejövő ionizáló részecskék. A megfigyelés több kérdést is felvetett: hogyan függenek a részecskenyomok a nyaláb intenzitásától, a nyomok mérése útján miként lehetséges a részecskék típusának azonosítása és azok energiájának meghatározása, továbbá mik a lehetőségei a kamerák protonterápia-nyalábdozimetriában való alkalmazásának.

A fenti kérdések megválaszolására szisztematikus kísérletsorozatba kezdünk. A kamerát először a protonterápiában használatos energiatartományban, az uppsalai TSL Laboratóriumban 180 MeV energiájú protonnyalábbal teszteltük. A kísérletekhez kifejlesztésre került egy új típusú, az adatok statisztikus feldolgozásához használt adatgyűjtő rendszer [8, 57], amely nélkül a kísérletek kiértékelése nem lett volna lehetséges. A rendszer segítségével bebizonyítottuk, hogy a kamerák a kiértékelő szoftver nélkül is használhatók egyszerű, olcsó de kvalitatív sugárzsdetektorként, tumorterápiában való nyalábmonitorozásra. A protonokkal történő bombázás esetén közvetlen arányosságot találtam a küszöbfényesség feletti jelet adó "fényes" pixelek száma és a kamera érzékeny felületét érő részecskenyaláb áramerőssége között. Az arányosság értelmezhető, ha figyelembe vesszük az érzékeny réteg vastagságát, a protonok energiájától függő fékezőképességet (stopping power), a protonok által az érzékeny térfogatban keltett töltések mennyiségét és az érzékeny térfogat atommagjain kiváltott magreakciók gyakoriságát. A 180MeV energiájú protonokkal egyben teszteltük a kamera használhatóságának felső határát is, amely információ hasznos a CMS-beli alkalmazásokban.

A részecskenyomoknak a nyaláb intenzitásától való függésének mérése után vizsgáltuk a proton által szilíciumban előidézett nukleáris reakcióban keletkező másodlagos nehéz részecskéknek a kamera chipjére gyakorolt hatását az ion energiájának és fajtájának függvényében. Ebben az Uppsalai Egyetem Tandem Laboratóriuma volt segítségünkre. A kísérlet kiértékelése során megállapítottuk, hogy a kamera kimenő jelében látható foltok fényerősségének teljes integrált eloszlása a beeső részecske típusával és energiájával változik. A chip korlátozott vastagságú érzékeny rétege lehetővé teszi a kamera nagy térbeli felbontású (<100 $\mu$ m) részecske-detektorként való használatát, amely korlátozottan részecskeazonosításra is alkalmas. Ezek a jellemzők alkalmassá teszik a chipet bombázó részecskék energiaszelekciójára, a fényes foltok egyszerű megszámlálásával pedig dozimetriai célokra [9, 18].

Az ezt követő kísérletsorozatban a CMOS kamera kvantitatív képfeldolgozás és protonterápia-nyalábdozimetriai alkalmazási lehetőségeit vizsgáltuk, ehhez a kamerát a TSL Laboratóriumban 48, 95 és 180 MeV energiájú protonokkal sugároztunk be, és a detektornak a beesési szögtől és az energiától függő válaszát vizsgáltuk. A

kísérletekhez modernizáltam az adatfeldolgozó rendszert, így a kamera videojele közvetlenül a számítógépen került rögzítésre. Megállapítottuk, hogy korlátozott érzékenysége ellenére a CMOS kamera időben jelentéktelen háttér-változást, alacsony öregedést, rövid és hosszú idejű jelstabilitást és előzetes besugárzás szükségessége nélkül is állandó hatásfokot mutat. Ez azt jelenti, hogy ha a kamerát egy ionizációs kamrával kalibráljuk, akkor nagy statisztikai pontossággal szolgáltat eredményeket. A chipet kis mérete ideálissá teszi in vivo dozimetriában való alkalmazásra és protonnyaláb valós idejű monitorozására. Emellett a chip főleg gyors neutronokra érzékeny, de termikus neutronok is detektálhatók vele, ha felületén egy vékony  ${}^6\text{Li}$  réteget alakítunk ki [10, 67].

A CMOS kamerával folytatott kísérletek eredményei alapul szolgáltak egy további alkalmazás kifejlesztésének is, ehhez azonban tisztázni kellett számos, az alfarészecskék detektálása szempontjából fontos kérdést, amelyekre az ATOMKI Van de Graaf generátorának egyik nyalábkamrájában végzett kísérletek adtak választ. Az eszközt detektorként az oktatásban, a Debreceni Egyetem fizika szakos hallgatói számára kötelező "Alfa-részek hatótávolságának mérése" című környezetfizikai laboratóriumi gyakorlatának korszerűsítésében használtam fel, alfa-sugárzás hatótávolságának a nyomás függvényében való változásának mérésére [20].

Dolgozatom másik témája egy módszer kifejlesztése, amely az annihilációs gamma-fotonok mérésére szolgáló szcintillátor kockakristályok fényhozamának és energiafelbontó képességének a meghatározására alkalmas. A módszerre humán és kisállat-PET készülék fejlesztése során merült fel az igény. Esetünkben különböző gyártóktól szereztünk be szcintillátorokat, így lényeges volt annak eldöntése, hogy melyik gyártmány milyen minőségű és ezeknél mekkora a szórása a kérdéses paramétereknek. Ehhez áttekintettük az adott feladat elméleti és gyakorlati hátterét, kidolgoztunk egy mérési stratégiát és összeállítottunk egy „Monte-Carlo refractive index matching” módszeren alapuló egyszerű mérőberendezést, amellyel nagyszámú mérést végeztünk. Mivel az MCRIM módszerrel közvetlenül nem lehet abszolút energiafelbontást mérni, először  $9 \times 9 \times 9 \text{ mm}^3$  méretű LYSO kockakristályok fényhozamának mérését végeztük el abból a célból, hogy két kristálygyártó cég alapanyagait összehasonlíthassuk. Azt tapasztaltuk, hogy a kristályok szinte teljesen azonos fényhozamot produkáltak (5.8. ábra). Tehát szcintilláció szempontjából a két anyag azonos viselkedést mutat, jóllehet egyéb tulajdonságaik különböznek. A mérések során vizsgáltuk a LYSO kristály és a PMT közötti optikai illesztőanyag alkalmazásának hatását a fényhasznosításra, eltérő kristályfelület-reflektor kombinációkra.

A felbontóképesség méréséhez továbbfejlesztettük az MCRIM módszert. Az új módszer alapelve az, hogy a komplett szcintillációs összeállítást (scintillátor + optikai rendszer + PMT) jellemző-, a felbontóképességet leíró komplex kifejezés egyes összetevőit lépésenként, fordított sorrendben határozzuk meg: PMT + optikai rendszer + scintillátor. Egy ilyen mérés meglehetősen bonyolult és időigényes, viszont reálisan kivitelezhető.

Távlati célból kidolgoztuk a tükristályok minősítésének elvi módszerét is. A mérések az ATOMKI-ban rendelkezésre álló pozíció-érzékeny PMT, az ATOMKI-ban kifejlesztett digitális jelfeldolgozó elektronika [72], és az ennek jeleit megjelenítő miniPET2 Detector Tester szoftver [60] segítségével elvégezhető.

Az LSO, YSO és LYSO szcintillátor anyagok Czochralsky-féle növesztéssel készített egykristályai még egyetlen kristályon belül is meglehetősen fényhozam és feloldás szórással rendelkeznek, melyet a kristályokban maradó oxigén-vakanciák okoznak. Kézenfekvő volt a feltételezés, hogy utólagosan, alacsonyabb hőmérsékleten, oxigéntartalmú atmoszférában történő hőkezeléssel, termikus diffúzió útján csökkenthető az oxigén-vakanciák száma. Egy szabadalom ezt konkrét kísérletekkel is alátámasztotta. Ezek után az "oxigénezési" vizsgálatokat négy különböző kristálycsoporton végeztük el, az MCRIM módszert alkalmazva a különböző gyártóktól származó kristályok vizsgálatához mind eredeti, mind levegőben végzett hőkezelés utáni állapotukban. A mérési sorozat konklúziója: az általunk vizsgált LYSO és GSO tükristályok fényhozama oxigén atmoszférában történt hőkezeléssel csak 5-10%-ban javítható. A méréseket az ATOMKI-ban és a Debreceni Egyetem Szilárdtestfizikai Tanszékén végeztük.

Dolgozatom harmadik témájául üreszközökbe építendő integrált áramkörökön elvégzett sugártűrési tesztek és azok eredményei szolgáltak. A svéd Prisma műholdak integrált áramkört alkatrészeit TID és proton teszteknek vetettük alá. A sugárzási környezet a SPENVIS programmal modelleztük. A gammabesugárzások az ATOMKI-ban egy  $^{60}\text{Co}$  forrással történtek, a protonbesugárzásokat az uppsalai TSL Laboratórium Blue Hall termében végeztük, az ESA előírások szerint. A nyalábintenzitást az ESA ilyen tesztekre vonatkozó előírása alapján lett határozott meg.

A tesztek során meghibásodást nem tapasztaltunk. A műholdak azóta fellövésre kerültek, és bár e dolgozat írásakor már túl voltak tervezett élettartamukon, az űrben eltöltött 20 hónap után is még kiválóan működtek [73].

## 8. Summary

Metal-oxide-semiconductor (MOS) and Complementary Metal-Oxide Semiconductor (CMOS) circuits are currently the cornerstone of the modern microelectronics industry. When an MOS device is exposed to a flux of energetic photons or particles, the resulting effect of this radiation can be to cause severe degradation of the device and of its operating life. These radiation effects are of both practical and scientific interest. Since 1962, as a consequence of the American space program, there has been intensive study into the effects of ionizing radiation on semiconductor devices. This research, driven by the need for circuits that can function properly in a radiation-rich environment, has focused on the development of so-called radiation-hardened devices. Such circuits are essential for interplanetary space exploration, different satellites, advanced weaponry (for example the neutron-bomb), instrumentation for nuclear power plants, and detectors for high-energy physics experiments.

Another driving force for research in this area has been the quest for ever higher density, higher performance, integrated circuits and microprocessors. The advanced processing techniques required to manufacture such circuits often utilize energetic particles or photons and thus may cause significant radiation damage. In this regard, the practical objective of the research is to control and remove the radiation damage in order to ensure proper functionality of the circuits after they are fabricated. For both of the above applications, it is important to understand the fundamental mechanisms involved in the creation of radiation-induced charge carriers and bonding effects, and their effects (both transient and long term) on the electrical properties of devices.

In daily practice, when working with well known devices, we can sometimes observe unusual effects, for example in the case of a commercial CMOS Active Pixel Sensor (APS) image sensor used as part of the Compact Muon Solenoid (CMS) Muon Barrel Alignment system of the Large Hadron Collider (LHC) accelerator at CERN. The radiation tolerance of this component was tested in a radiative environment. When testing the radiation hardness of the video camera with protons and neutrons, it became obvious that the device has a potential for usage in other applications.

During hardness testing bright spots of different size were noticed on the sensor image. These bright spots were interpreted as the results of different nuclear interactions caused by proton and neutron irradiation. A nuclear reaction in silicon initiated by a neutron or proton frequently results in emission of a light particle and the bright spots.

The investigation of the above mentioned observation has split into different directions. This work contains new results in the following main areas:

- using the CMOS image sensor as a radiation detector in the energy range of therapeutic proton beams,
- the effects of the secondary particles in the image sensor as a function of energy and type of ion,

- using the CMOS image sensor as a Radiation Field Detector for clinical dosimetry in advanced proton therapy.

Beside my experiments with CMOS sensors, I played a role in the development of a small animal Positron Emission Tomography (PET) scanner. My task was to participate in the development of a new method for measuring scintillator parameters such as light yield and energy resolution.

As a spin-off from PET scanners, in recent years a new market has appeared for so called small animal PET scanners. These are miniaturised PET scanners for studying the influence of new pharmaceuticals on rodents such as mice. This market, however, is still limited to pharmacological research.

ATOMKI has been involved in space-related projects for a long time. Our latest contribution was performing tests on some electronic components for the Swedish Space Corporation PRISMA satellite project [84]. The aim of the tests was to determine the radiation hardness properties for these components and verify that they met the radiation tolerance required for the PRISMA mission.

### **Proton irradiation of the CMOS sensor**

In this experiment a CMOS sensor was irradiated with a 180MeV proton beam. The irradiations were performed at the TSL Laboratory at Uppsala, Sweden. The video signal of the sensor was collected on VHS videotapes and analysed off-line after digitization. The camera chip with 110000 pixels each having 12x12 mm<sup>2</sup> size, shows the nuclear reactions occurring in the sensitive layer as bright spots or tracks. For evaluation, a new digitization system and method has been developed. The output signal of the sensor was recorded on a videotape for 2 min. First, the videos were converted to MPEG1 streams, and then, exported into frame sequences. The analysis of the video frames started with an evaluation of the distribution of brightness values of all pixels for each frame. Every bright spot indicates where a nuclear reaction has occurred and a charged particle has reached the sensitive volume of the pixel. For automated and detailed evaluation, all pixels of the picture are scanned for each frame to assemble the frequency of the possible 256 gradation intensity values. The resulting brightness frequency histogram is created for each individual frame.

The present experiments have proven that the CMOS sensor (even without evaluation software) can be used as simple, inexpensive, but qualitative radiation detector, to detect charged particles for educational purposes, for radiation monitoring in tumor therapy, etc., and also, after removal of the protecting glass window, to detect heavy charged particles. [8, 57]

**Participation of the author:** I was responsible for the development of the new evaluation system and method which was also used in our further experiments. I participated in the preparation of the targets, in setting up the equipment at the TSL bio-medical beam-end, the irradiation process and the recording and converting of the videos.

### **Heavy ion irradiation of the CMOS sensor**

The electron–hole pairs created by nuclear interaction caused by proton and neutron irradiation are visualized as bright spots or tracks in the sensor images. Because the spots are caused by the charges created by the interaction of the secondary particles with the detector material, one analyzes the effect of some mixture of secondary projectiles. It was therefore decided to study the effect of individual secondary particles at different energies. The heavy ion irradiations were performed at the Tandem Laboratory at Uppsala, Sweden. In order to design the measurement and also to help interpret the results, a simple model of the image sensor was used. For automated and detailed evaluation all pixels are scanned for each frame to find the bright spots. The bright spots are defined as a cluster of pixels, where each of the pixels have brightness above some threshold level and the pixels have at least one neighbour joining it side by side from the same cluster. After identifying the individual clusters (spots), different types of statistical analysis can be performed. The limited thickness of the sensitive layer still enables the chip to be used as a particle detector with high spatial resolution ( $<100\mu\text{m}$ ) and with limited energy resolution for particle identification. These features enable the use of the image sensor for energy selection of projectiles, while simple counting of the bright spots can be used in dosimetry applications. [9, 18]

**Participation of the author:** I participated in the preparation of the targets, and the evaluation of the videos.

### **Proton therapy beam dosimetry with CMOS image sensors**

In this experiment a CMOS sensor was irradiated with 48, 95 and 180MeV protons at the TSL Laboratory. The detector efficiency, linearity, and angular dependence for proton beams of different therapeutic energy and current were studied. The achievable statistical accuracy of the quantitative data analysis of the video image was also evaluated.

Even though the charge collection around the interaction point in the chip might be incomplete due to the very low bias supplied to the device, the number of resultant electron–hole pairs diffusing around the interaction spot might be correlated with the type and energy of the recoil nuclei. For radio therapeutic purposes the irradiation time is less than 1 min per single delivered beam. With the use of the CMOS sensor as detector, despite such a short exposure time a sufficient number of frames can be collected and analysed. Si-diode detectors used in proton beam dosimetry requires a suitable level of pre-irradiation to stabilize the detector signal. Since the use of this CMOS image sensor is based on detection of nuclear reactions, the radiation hardness of this device is high. The deterioration due to radiation will be observed as a change of the background level of the image. However, during the present experiments, which lasted for more than 20h, no serious damage of the chip was found and the analysis method also eliminates the influence of damaged pixels. In addition to other well-established detectors, the CMOS detector could make a good candidate for proton radiation dosimetry, and has the following advantages (or due to the following factors): direct read out, lack of pile up effects, the well-established proton interaction cross-sections, the stability of the signal, the detector linear response with proton energy and current and the very low cost. In addition, since the video chip detects nuclear interactions, it is also sensitive to neutrons. [10, 67]

**Participation of the author:** in this experiment my duty was to update the digitization and evaluation system. The generated read out video signal displaying the proton–silicon nuclear reactions in the CMOS sensor, was *directly* recorded in a PC by using a 50Hz sampling frequency video-grabber unit. The generated MPEG video file was then converted frame by frame to separate JPEG files.

### **Development of a method for measuring of light yield of LYSO scintillation crystal.**

Positron Emission Tomography is a leading imaging technique for the detection of cancer. In PET systems the gamma rays are absorbed by interacting with scintillation crystals that convert the gamma ray's energy into light that are collected by photomultiplier tubes. The signal is then amplified, digitized, and readout for later analysis. This information gives the energies and positions of the pair of photons and is later used to reconstruct an image with typical system resolution of approximately 1.4mm for small animal scans.

One of the main reasons for building small animal is to test new detector technologies. The most expensive components of a traditional PET system are the scintillating crystals and the photomultiplier tubes used in the detector modules. When building a PET scanner designed to study small animals it means smaller geometry with less scintillating material, which, in turn, means a less expensive design. These less expensive machines are more suitable for testing novel scintillator materials, detector types and other new concepts. The other reason is to use them in pre-clinical drug tests.

There are two important quantities of the PET system that define its performance: system resolution and efficiency. The resolution refers to the level of detail that can be distinguished in the image while the efficiency refers to the number of recorded events divided by the total number of events. Higher efficiencies correspond to quicker data acquisition times and a lower radiation dose to the patient. For developing our Small Animal PET scanner we could obtain the scintillation crystals from different manufacturers at different prices. It was necessary to have a classification system to qualify the parameters of the crystals, and to determine the spread of the important parameters. We, therefore, developed a method for crystal qualification. This method is an upgrade of the so called Monte-Carlo refractive index matching method. With the new method we can determine the components of the complex mathematical expression which can be used to describe the light yield and energy resolution of the whole scintillation system (scintillator + optical system + PMT).

Using the classic MCRIM method first, we made experiments to compare the light yield of Lutetium Yttrium Orthosilicate ( $\text{YLu}_2\text{SiO}_5$ , LYSO) cube crystals ( $9 \times 9 \times 9 \text{ mm}^3$ ) made by Saint-Gobain (France) with crystals made by Sinocera (China). The measurement configuration can be seen on Figs 5.2- 5.7. We didn't find significant differences between the crystals, as can be seen on Fig. 5.8.

Our second experiment was trying to increase the light yield of LYSO and Gadolinium Orthosilicate ( $\text{Gd}_2\text{SiO}_5$ , GSO) crystals. According to a U.S. patent [39] the light yield of Orthosilicate scintillation crystals can be improved with annealing in a furnace.

We have performed the annealing experiment with the following groups of crystals: GSO (Hitachi, 4x6x20 mm<sup>3</sup>, marked as “G”), LYSO (Prelude TM 420, Saint-Gobain, France, 3,5x3,5x20 mm<sup>3</sup>, “LR”), LYSO (Sinocera, China, 3,5x3,5x20 mm<sup>3</sup>, “LS”), LYSO (Crystal Photonics Inc., USA, 1,5x1,5x20 mm<sup>3</sup>, “LH”) as can be seen on Fig. 5.8. The number of the annealed crystals was 10 from each group. The scintillation crystals were placed in an Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crucible. The crucible was then placed in a furnace as can be seen on Fig. 5.9. During the annealing cycle, the temperature was ramped up linearly from room temperature to the annealing temperature, which was 1100, 1200, 1300, 1400 and 1500 °C respectively. The duration of the annealing was 5 hours. Upon reaching room temperature, the crystals were removed from the furnace.

After annealing we tested the crystals with our recently developed method, and the results clearly show that achievable improvement in the light yield is 5-10%. The measurement configuration can be seen on Fig. 5.10. The measured results are shown in Fig. 5.11. [36, 40]. The reason probably is that the quality of the crystals is very good in advance. Therefore it was not necessary to use the updated MCRIM method in the practice.

**Participation of the author:** I participated in the development of the upgrade of MCRIM measuring method, in the preparation of the targets, in setting up the equipment, in the annealing process and the evaluation of the results.

### **Component tests for PRISMA spacecraft**

The expected total ionising dose radiation environment has been calculated with SPENVIS. The electronic components in the System Unit of the satellite will experience 1.0krad on component level after 10 months of mission. This goes up to 2.4krad after 24 months. Considering the required safety factor and the desire to be able to use the parts in future projects with higher radiation levels, it was decided to test every component at least up to a total dose of 20krad. Our aim was to irradiate one sample of each IC type up to a higher dose than the minimum requirement to check the overall progress of damage. The dose rate used in all tests fell in the Standard Rate range (3.6krad-36krad). The total dose rate measurements of the components were done at the ATOMKI, using a <sup>60</sup>Co gamma source. The proton irradiation was performed at the TSL Laboratory. All measurements were carried out according to the ESA requirements. During the test no errors were found [73].

At this writing the spacecraft has already spent 20 months in space, with no indications of degradation or any problems.

**Participation of the author :** I participated in the preparation of the targets, in setting up the equipments at the TSL Blue Hall, and in the irradiation process.

## 9. Köszönetnyilvánítás

Köszönöm az alább felsorolt munkatársaknak a mérésekben való közreműködésüket, valamint a dolgozat elkészítéséhez nyújtott segítségüket:

Dr. Molnár József  
Dr. Kalinka Gábor  
prof. Dr. Végh János  
Dr. Fenyvesi András  
Dr. Novák Dezső  
Dr. Kerek András  
Dr. Lars-Olov Norlin  
Dr. Gál János  
a TSL Laboratórium munkatársai

A kutatások elkészítését a TÁMOP-4.2.2/B-10/1-2010-0024 számú projekt támogatta. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósult meg.

## 10. Irodalom:

- [1] CMS – The muon project. Technical Design Report. CERN/LHCC 97-32.
- [2] Molnár József, Fenyvesi András, *Fejlesztések a CMS müondetektorainak helyzetérzékelő rendszeréhez*. MTA ATOMKI, Debrecen Fizikai Szemle 2004/2.
- [3] L. Baksay, P. Raics, Zs. Szabó, L. Molnár, G. Pszota, A.Fenyvesi, J. Molnár, Gy. L. Bencze, L. Brunel, D. Novak: *Neutron radiation tolerance tests of optical and opto-electronic components for the CMS Muon Barrel Alignment*, Presented at the 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sweden, September 2001, CERN/LHCC/2001-034, (2001).
- [4] <http://www.radical.pera.com>
- [5] CMS Technical Report, CERN/LHCC 94-38.
- [5] Royal Institute of Technology, <http://www.kth.se/en>
- [6] MTA ATOMKI, <http://www.atomki.hu>
- [7] The Svedberg Laboratory, <http://www.tsl.uu.se>.
- [8] Sipos A., Grusell E., Kerek A., Klamra W., Molnár J., Norlin L. -O., Novák D., Sanchez-Crespo A., van der Marel J., Végh J. : *Visualization of neutron and proton induced particle production in a CMOS image sensor*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 509 (2003) 328-332.
- [9] J. Végh, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marel, A. Fenyvesi, I. Valastyán, A. Sipos. : *Visualization of heavy ion-induced charge production in a CMOS image sensor*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 525 (2004) 229–235
- [10] A. Sanchez-Crespo, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, B. Skatt, E. Grusell, D. Novák, A. Sipos, J. Van der Marel, J. Végh. : *Proton therapy beam dosimetry with silicon CMOS image sensors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 525 (2004) 289–293
- [11] VISION VM 5402 Camera Module datasheet
- [12] O. Jonsson, P.-U. Renberg, A. Prokofiev, A. Smirnov, *A broad-proton-beam facility for irradiation purposes*, TSL progress report 1998-1999.
- [13] Gy. L. Bencze, A. Fenyvesi, A. Kerek, L-O. Norlin, J. Molnár, D. Novák, P. Raics, Zs. Szabó, Z. Szillási. *Radiation tolerance tests of CMOS active pixel sensors used for*

*the CMS muon barrel alignment*. Presented at the Eighth Workshop on Electronics for LHC Experiments Colmar, France, 9–13 September, 2002, CERN-LHCC 2002 34, LHCC-G014.

[14] D. Novák, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, J. Van der Marel, L.-O. Norlin, J. Nyberg and P.-U. Renberg. *A comparison of experiment and simulation of light particle production in silicon by 74 MeV neutrons*. Presented at RADECS 2001, Grenoble, and accepted for publication in IEEE Trans. Nucl. Sci.

[15] A. Fenyvesi, I. Mahunka and T. Molnar, Zeitschrift für Medizinische Physik, 1, 1 (1991) 30-32.

[16] Valek A. *Ciklotron laboratórium interdiszciplináris és gyakorlati kutatásokra. Az atomenergia és a magkutatás újabb eredményei*. Szerk. Koltay Ede, Akadémiai Kiadó, Budapest (1983).

[17] Tandem Accelerator Laboratory, <http://material.fysik.uu.se/Virtual/Lab08.html>

[18] J. Vegh, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marel, A. Fenyvesi, I. Valastyán and A. Sipos: *Visualization of Heavy Ion Induced Particle Production in a CMOS Image Sensor*. International conference on imaging techniques in subatomic physics, astrophysics, medicine, biology and industry. Stockholm 2003

[19] A. Simon, L. Balkay, I. Chalupa. G. Kalinka, A. Kerek, J. Molnár, D. Novák, A. Sipos, J. Végh: *High spatial resolution measurement of depth-of-interaction of a PET LSO crystal*. International Workshop on Radiation Imaging Detectors University of Glasgow, 25-29 July 2004

[20] Sipos Attila, *Az „alfa-részek hatótávolságának mérése” című kötelező laboratóriumi gyakorlat korszerűsítése*. Debreceni Egyetem, diplomamunka. 2006

[21] <http://www.srim.org/>

[22] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York (2000)

[23] George C. Messenger, Milton S. Ash, *Single event phenomena*, Chapman & Hall, New York, (1997)

[24] *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices & Circuits*. Ed. T.P. Ma & Paul V. Dressendorfer George C. Messenger, John Wiley & Sons Inc., New York, (1989)

[25] Gerhard Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer, Berlin (1999)

- [26] *Electronics for Radiation Detection*, Ed. Krzysztof Iniewski, CRC Press, Broken Sound Parkway NW, Suite 300, Boca Raton, FL, (2011)
- [27] *Selected Topics In Nuclear Electronics*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1986
- [28] R. Turchetta et al. *CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS): Developments and future outlook*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 582 (2007) 866–870
- [29] A. Simon, J. Molnár, Z. Szillási, N. Béni, P. Raics: *A new method for alpha-particle detection in a classroom experiment*, Nuclear Physics News International 15 (2005) 50.
- [30] Yu.A. Tsirlin, "Svetosobiranie v stsintillyatsionnykh schetchikakh, Atomizdat, Moskva, 1965
- [31] Syed Naeem Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation detection*, Elsevier Oxford (2007)
- [32] R. Turchetta et al. *A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging using standard VLSI CMOS technology*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 458 (2001) 677-689
- [33] *Photomultiplier tubes, principles and applications*, Ed. S-O Flyckt & Carole Marmonier, Photonis, Brive, France (2002)
- [34] S. Agostinelli, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250.
- [35] X. Belredon, J-P. David, D. Lewis, T. Beauchene, V. Pouget, S. Barde, P. Magnan, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-49 (2002) 2836.
- [36] I. Valastyán, J. Imrek, Gy. Hegyesi, G. Kalinka, J. Molnár, D. Novák, A. Sipos, I. Bagaméry, L. Balkay, A. Kerek, *Experimental scanner setup from miniPET<sup>TM</sup>-II detector modules*, Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 19-25 Oct. 2008, Dresden, Poster presentation
- [37] A. Sanchez-Crespo, *In vivo patient dosimetry with silicon diode detectors in a proton therapy beam*. Thesis for Master of Sciences in Medical Radiation Physics, ISSN 1401-7466
- [38] *qcEnDev jelentés*, Kalinka Gábor, MTA ATOMKI, 2007. augusztus 31.

[39] United States Patent 7151261 B2: *Method of enhancing performance of cerium doped lutetium orthosilicate crystals and crystals produced thereby*, Inventor: Bruce Chai (Sanford, FL, US), Publication Date:12/19/2006

[40] Kalinka G., Balkay L., Molnár J., Novák D., Sipos A., Hegyesi Gy., Valastyán I., Imrek J., Bagaméry I., at miniPET™ III. konzorcium. *Multi-modalitású képképző-rendszer sorozatgyártásra történő kifejlesztése orvos-biológiai kutatás és humán orvos-diagnosztika céljára*. NKFP-A1-2006-0017 project 2 munkaszakasz szakmai beszámoló

[41] Fenyvesi A. *Neutron sources for basic and applied research at the MGC-20E cyclotron of ATOMKI*. Proceedings of the Enlargement Workshop on Neutron Measurements and Evaluations for Applications (NEMEA), Budapest, Hungary, 5-8 November 2003, Ed.: A.J. M. Plompen, Geel, European Commission, Directorate-General Joint Research Centre Institute of Reference Materials and Measurements, EUR21100EN, pp. 68-74 (2004).

[42] Fenyvesi A., Makónyi K., Molnár J., Zsolnay É. M., *Measurement of the NIEL-scaling factor of thick target p+Be neutrons at  $E_p = 17.4$  MeV proton energy for Silicon*, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*. Nice, France, 22-27 April, 2007. Eds.: Bersillon, O., Gunsing, F., Bauge, E., R. Jacqmin, Sylvie Leray, EDP Sciences, Les Ulis, France, pp. 1295-1297 (2008).

[43] Koltay E. : *Az ATOMKI új gyorsító laboratóriuma. Eredmények és perspektívák*. Fizikai Szemle 24 (1974)

[44] <http://spiation envis.oma.be>

[45] ESCC basic specification No. 22900: Total dose steady-state irradiation test method.

[46] ESCC basic specification No. 25100: Single Event Effects test Method and Guidelines.

[47] A.V. Prokofiev, A.N. Smirnov and P.-U. Renberg: *A monitor of Intermediate-Energy Neutrons Based on Thin-Film Breakdown Counters*. Report TSL/ISV-99-o203.

[48] Data sheet of TC-400-DAF-256C-10.00MHz, [www.vectron.com](http://www.vectron.com)

[49] Data sheet of LT6012, <http://www.linear.com>

[50] Data sheet of LTC1608, <http://www.linear.com>

[51] Data sheet of LT3010, <http://www.linear.com>

- [52] Data sheet of ADG452, <http://www.analog.com>
- [53] J.B. Birks, *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon, 1964
- [54] E.H. Bellamy, *Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier*, NIM A 339(1994)468
- [55] D. Wahl, et. al, *The Monte-Carlo refractive index matching technique for determining the input parameters for simulation of the light collection in scintillating crystals*, NIM A570 (2007) 529
- [56] E. Seo, et al., *A new absolute calibration method for a broad range of light intensities*, J. Korean Physical Society 35(1999)258).
- [57] A. Sipos, E. Grusell, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marele and J. Végh, *Visualization of Neutron and Proton Induced Particle Production in a CMOS Image Sensor*, IWORID 2002 Fourth International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Amsterdam
- [58] Henok T. Mebrahtu *A thesis submitted to the Faculty of Graduate Studies in partial fulfilment of the requirements for the degree of Master of Science Graduate Programme in Physics and Astronomy York University Toronto, Ontario September 2005*
- [59] Bódizs Dénes, *Atommagsugárzások mérés technikái*, Typotex kiadó, 2006
- [60] Valastyán I. : *Software solutions for nuclear imaging systems in cardiology, small animal research and education. Doctoral thesis*. Royal Institute of Technology, Stockholm (2010)
- [61] Adobe Systems Incorporated, *Adobe Premiere Pro User Guide*, 2003
- [62] *Book of abstracts*, 11th International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Prague, Czech Republic, June 28 - July 2, 2009
- [63] *Radiation Detection and Measurement*, June 2008, Tom Lewellen
- [64] G. R. Hopkinson, *Radiation effects in a CMOS active pixel sensor*, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47, pp. 2480-2484, Dec 2000.
- [65] X. Belredon, J.-P. Davis, D. Lewis, T. Beauchene, V. Pouget, S. Barde, and P. Magnan, *Heavy Ion-Induced Charge Collection Mechanisms in CMOS Active Pixel Sensor*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, Dec. 2002

- [66] A. Nachab, D. Husson, A. Nourreddine, S. Higuere, *First measurement of  $^{222}\text{Rn}$  activity with a CMOS active pixel sensor*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 225 (2004) 418–422
- [67] Alejandro Sánchez Crespo, *Novel computational methods for image analysis and quantification using position sensitive radiation detectors*, Department of Medical Radiation Physics Stockholm University and Karolinska Institute, Stockholm, Sweden, 2005
- [68] T. Hebbeker, H. Reithler, P. Ruetten, H. Szczesny, A. Fenyvesi, J. Molnár, D. Novák, A. Sipos, Zs. Szabó, Gy. L. Bencze, A. Kerek, *Pressure monitoring system for the CMS muon chambers*. Proceedings of the 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments. Boston, USA, 13-17 Sept., 2004.
- [69] Malin Granlund, *Influence of multiple scattering on the dose distributions of ion beams for radiation therapy*, Master of Science Thesis Stockholm 2001, Nuclear Physics Group, physics Department, Department of Medical Radiation Physics, Karolinska Institute & Stockholm University
- [70] XP2982 Photomultiplier tube, product specification, Photonis, 2005
- [71] D. Novak, KTH Doctoral Thesis, Stockholm 2001
- [72] Imrek J., Novák D., Hegyesi G., Kalinka G., Molnár J., Végh J., Balkay L., Emri M., Molnár G., Trón L., Bagaméry I., Bükki T., Rózsa S., Szabó Zs., Kerek A.: *Development of an FPGA-based data acquisition module for small animal PET* IEEE Transactions on Nuclear Science 53 (2006) 2698-2703
- [73] D. Novák, L. Granholm, A. Kerek, J. Molnár, L.-O. Norlin, A. Sipos, B. Szabó *Component tests for the PRISMA spacecraft*, 9th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2007. (10 to 14 September 2007), Deauville, Poster presentation
- [74] C. L. Melcher, S. Friedrich, M. A. Spurrier, P. Szupryczynski, R. Nutt, *Cerium oxidation state in LSO:Ce scintillators*, IEEE, 14th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X- and Gamma-Ray Detectors Rome, Italy October 16, 2004 through October 22, 2004
- [75] Jianming Chen, *Member, IEEE*, Liyuan Zhang, *Member, IEEE*, and Ren-Yuan Zhu, *Senior Member, IEEE*, *Large Size LYSO Crystals for Future High Energy Physics Experiments*, IEEE Transaction on nuclear science, Vol. 52, No. 6, December 2005
- [76] Martin Nikl, *Modern scintillation materials*. Physics, applications and perspectives, *Journal of Ceramic Processing Research*. Vol. 5, No. 2, pp. 101~105 (2004)

- [77] T. R. Gentile, J. M. Houston, and C. L. Cromer, *Realization of a scale of absolute spectral response using the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer*, Applied Optics, Vol. 35, No. 22, 1 August 1996
- [78] George P. Eppeldauer, Donald C. Lynch, *Opto-Mechanical and Electronic Design of a Tunnel-Trap Si Radiometer*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 105, 813–828 (2000)
- [79] John L. Humm, Anatoly Rosenfeld, Alberto Del Guerra, *From PET detectors to PET scanners*, European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging Vol. 30, No. 11, November 2003
- [80] Lerch, MLF, Ward, R, Simmonds, PE et al, *Readout of LYSO using a new silicon photodetector for positron emission tomography*, IEEE Nuclear Science Symposium, 19-25 October 2003, vol 2, 1408-1412.
- [81] Szillási Zoltán, *Kísérleti eszközök fejlesztése a nagyenergiájú fizika számára*, Debreceni Egyetem, doktori (PhD) értekezés, 2007
- [82] Fano, U., Phys. Rev., 72(26), 1947
- [83] E. Breitenberger, Prog. Nucl. Phys. 4 (1955) 56
- [84] <http://www.prismasatellites.se/?sid=9028>
- [85] Imrek J., Hegyesi Gy., Kalinka G., Molnár J., Novák D., Valastyán I., Sipos A., Balkay L., Emri M., Opposits G., Kis S. A., Trón L. : *Distributed online coincidence detection using IP multicast for the miniPET<sup>TM</sup>-II detector*. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 2009. NSS/MIC 2009. Orlando, Florida, USA, 24 Oct. - 1 Nov., 2009. Proceedings 0 (2010)2434-2436.
- [86] Fényes Tibor szerk. *Atommagfizika I.*, Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009
- [87] S. Tokár et. al, *Single Photoelectron Spectra Analysis for the Metal Dynode Photomultiplier*, ATL-TILECAL-99-005, 16-02-1999
- [88] Report of Task Group 62 of the Radiation Therapy Committee, *Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy*. Published for the American Association of Physicists in Medicine by Medical Physics Publishing, February 2005
- [89] I. Valastyán, J. Imrek, Gy. Hegyesi, G. Kalinka, J. Molnár, D. Novák, A. Sipos, I. Bagaméry, L. Balkay, A. Kerek, *Experimental scanner setup from miniPET<sup>TM</sup>-II detector modules*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 2008. NSS 08. Dresden, Germany, 19-25 Oct., 2008. Proceedings (2009) 3846

[90] Simon A., Balkay L., Kalinka G., Kerek A., Novák D., Sipos A., Végh J., Trón L., Molnár J., *High spatial resolution measurement of depth-of-interaction of a PET LSO crystal*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 546 (2005) 33

[91] Sanchez-Crespo, A., Kerek, A., Klamra, W. Molnár J. Norlin, L.-O. Skatt, B., Novák D., Sipos A., van der Marel, J., Végh J., *Proton therapy beam dosimetry with silicon CMOS image sensors*. International Conference on Imaging Techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry. Stockholm, Sweden, 24-27 June, 2003

[92] T. Hebbeker, H. Reithler, P. Ruetten, H. Szczesny, A. Fenyvesi, J. Molnár, D. Novák, A. Sipos, Zs. Szabó, Gy. L. Bencze, A. Kerek, *Pressure monitoring system for the CMS muon chambers*. Proceedings of the 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments. Boston, USA, 13-17 Sept., 2004. Geneva, CERN (CERN-2004-01; CERN/LHCC2004-030; LHCC-G-081) (2004) 366.

## 11. Függelék

### Publikációs lista

#### Tudományos publikációk:

A. Sipos, E. Grusell, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marel and J. Végh : *Visualization of neutron and proton induced particle production in a CMOS image sensor*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 509 (2003) 328-332.

A. Sanchez-Crespo, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, B. Skatt, E. Grusell, D. Novák, A. Sipos, J. Van der Marel, J. Végh. : *Proton therapy beam dosimetry with silicon CMOS image sensors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 525 (2004) 289–293

J. Végh, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marel, A. Fenyvesi, I. Valastyán, A. Sipos. : *Visualization of heavy ion-induced charge production in a CMOS image sensor*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 525 (2004) 229–235

Hebbeker T., Reithler H., Ruetten P., Szczesny H., Fenyvesi A., Molnár J., Novák D., Sipos A., Szabó Zs., Bencze Gy. L., Kerek A. : *Pressure monitoring system for the CMS muon chambers*. Proceedings of the 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments. Boston, USA, 13-17 Sept., 2004. Geneva, CERN (CERN-2004-01; CERN/LHCC2004-030; LHCC-G-081) (2004) 366-369.

Simon A., Balkay L., Kalinka G., Kerek A., Novák D., Sipos A., Végh J., Trón L., Molnár J., *High spatial resolution measurement of depth-of-interaction of a PET LSO crystal*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 546 (2005) 33-36

Valastyán I., Imrek J., Hegyesi Gy., Kalinka G., Molnár J., Novák D., Sipos A., Bagaméry I., Balkay L., Kerek A. : *Experimental scanner setup from miniPET-II detector modules*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 2008. NSS 08. Dresden, Germany, 19-25 Oct., 2008. Proceedings (2009) 3846-3849

Imrek J., Hegyesi Gy., Kalinka G., Molnár J., Novák D., Valastyán I., Sipos A., Balkay L., Emri M., Opposits G., Kis S. A., Trón L. : *Distributed online coincidence detection using IP multicast for the miniPET-II detector*. IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 2009. NSS/MIC 2009. Orlando, Florida, USA, 24 Oct. - 1 Nov., 2009. Proceedings (2010) 2434-2436.

## **Előadások, poszterek:**

**A. Sipos**, E. Grusell, A. Kerek, W. Klamra, J. Molnár, L.-O. Norlin, D. Novák, A. Sanchez-Crespo, J. Van der Marel and J. Végh, *Visualization of Neutron and Proton Induced Particle Production in a CMOS Image Sensor*, IWORID 2002 International Workshop, Amsterdam, The Netherlands. 8-12 Sept., 2002

Sanchez-Crespo, A., Kerek, A., Klamra, W. Molnár J. Norlin, L.-O. Skatt, B., Novák D., **Sipos A.**, van der Marel, J., Végh J., *Proton therapy beam dosimetry with silicon CMOS image sensors*. International Conference on Imaging Techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry. Stockholm, Sweden, 24-27 June, 2003

Végh J., Fenyvesi A., Kerek A., Klamra W., Molnár J., Norlin L.-O., Novák D., Sanchez-Crespo A., **Sipos A.**, Van der Marel J., A., Valastyán I. : *Visualization of Heavy Ion Induced Particle Production in a CMOS Image Sensor*. International conference on imaging techniques in subatomic physics, astrophysics, medicine, biology and industry. Stockholm, Sweden, 24-27 June, 2003

Hebbeker T., Reithler H., Ruetten P., Szczesny H., Fenyvesi A., Molnár J., Novák D., **Sipos A.**, Szabó Zs., Bencze Gy. L., Kerek A. : *Pressure monitoring system for the CMS muon chambers*. 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments. Boston, USA, 13-17 Sept., 2004

Simon A., Balkay L., Chalupa I., Kalinka G., Kerek A., Molnár J., Novák D., **Sipos A.**, Végh J. : *A High spatial resolution measurement of depth-of-interaction of a PET LSO crystal*. 6th International Workshop on Radiation Imaging Detectors. Glasgow Skocia, 25-29 July, 2004

Novák D., Granholm L., Kerek A., Molnár J., Norlin L.-O., **Sipos A.**, Szabó B. : *Component tests for the PRISMA*. 9th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems. Deauville, France, 10-14 Sept., 2007

Valastyán I., Imrek J., Hegyesi Gy., Kalinka G., Molnár J., Novák D., **Sipos A.**, Bagaméry I., Balkay L., Kerek A. : *Experimental scanner setup from miniPET-II detector modules*. IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and 16th Room Temperature Semiconductor Detector Workshop. Dresden, Germany, 19-25 Oct., 2008

**Sipos A.** : *Radical, Development of an innovative, accurate, monolithic 2D CVD diamond based radiation dosimetry system for conformal radiotherapy solutions*. RADI-CAL Month 24th Meeting. Warsaw, Poland, 18-19 Jan., 2011

## **Egyéb tudományos-ismeretterjesztő publikációk:**

<http://w3.atomki.hu/p2/authors/aut03082.htm#Table>

