

NYITRAI GÁBOR
DIPLOMATERV

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
MŰSZAKI MECHANIKAI TANSZÉK





BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
MŰSZAKI MECHANIKAI TANSZÉK

NYITRAI GÁBOR
MSC DIPLOMATERV
Detektorszkenner mechanikai analízise

Konzulens:

Dr. Varga Dezső

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

Témavezető:

Dr. Magyar Bálint

BME Műszaki Mechanikai Tanszék

Budapest, 2017

Ide kell befűzni az eredeti feladatkiírási lapot!

NYILATKOZATOK

Beadhatósági nyilatkozat

A jelen diplomaterv az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézete által elvárt szakmai színvonalnak mind tartalmilag, mind formailag megfelel, beadható.

Kelt,

Az intézet részéről:

Dr. Varga Dezső

Elfogadási nyilatkozat

Ezen diplomaterv a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Gépészmérnöki Kara által a Diplomatervezési és Szakdolgozat feladatokra előírt valamennyi tartalmi és formai követelménynek, továbbá a feladatkiírásban előírtaknak maradéktalanul eleget tesz. E diplomatervet a nyilvános bírálatra és nyilvános előadásra alkalmasnak tartom.

A beadás időpontja:

Dr. Magyar Bálint

Nyilatkozat az önálló munkáról

Alulírott Nyitrai Gábor a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Gépészmérnöki Karának Alkalmazott Mechanika szakos végzős hallgatója kijelentem, hogy a " Detektorszkennerek mechanikai analízise " címmel 2017-ben írt és bírálatra valamint védeésre beadott diplomadolgozatomban a saját munkám eredménye, amelynek elkészítése során a felhasznált irodalmat a szerzői jogi szabályoknak megfelelően kezeltem, a szükséges hivatkozásokat mindenhol megadtam.

Budapest,

Nyitrai Gábor

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Varga Dezsőnek széleskörű támogatásáért és iránymutatásaiért. Hasznos tanácsai, remek ötletei és bátorítása nélkül nem valósulhatott volna meg ez a dolgozat. Nagyon köszönöm Hamar Gergőnek a rengeteg segítségét, idejét, energiáját és türelmét amit nyújtott nekem a munkám során. Szintén nagyon köszönöm Dombóvári Zoltán modális analízishez nyújtott segítségét és a rendelkezésemre bocsájtott eszközöket. Köszönet illet Galgóczi Gábort, Gera Ádámot és a REGARD csoport összes tagját a közös munkáért és támogatásukért. Nem utolsó sorban szeretném megköszönni az INFN Trieste-i detektorfejlesztő csoportnak, hogy kölcsönadták a deutérium lámpájukat, amellyel fontos eredmények születhettek.

A projektet az Európai Unió AIDA-2020 (GA no. 654168) Programja, az MTA Lendület Program (LP2013-60), valamint az Emberi Erőforrások Minisztériuma ÚNKP-17-2-I kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programja támogatja.

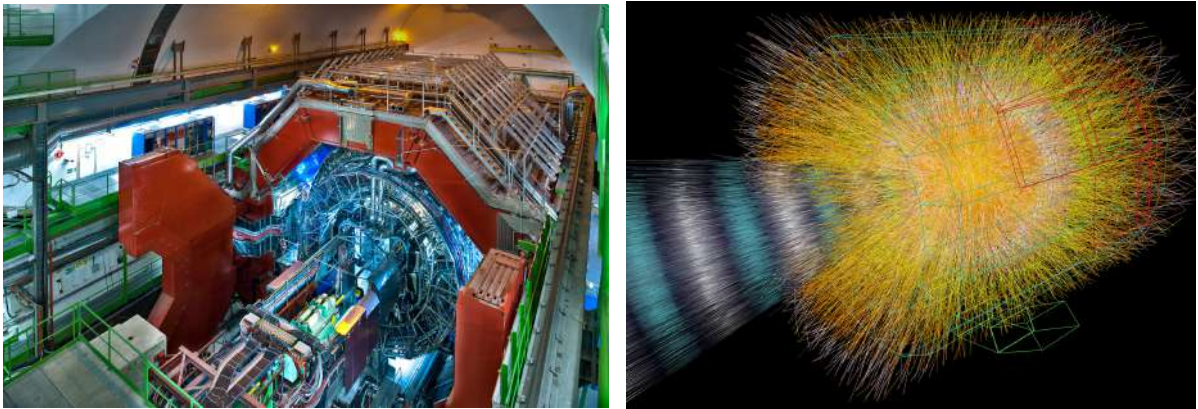
Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Mérési összeállítás bemutatása	6
2.1. TCPD detektor	6
2.2. A Leopard pásztázó rendszer	9
2.3. Fotoelektron-hozam és erősítés számítás, térképek	13
2.4. Felbontásmérés	15
3. Mechanikai fejlesztések	17
3.1. 3D nyomtatott LED pozicionáló	17
3.2. UV fotonhozam-növelés deutérium lámpával	19
3.3. Pozíció-visszacsatolás ultrahangos szenzorokkal	21
3.4. Felbontás növelése	22
4. Modális analízis	24
4.1. Számításokhoz használt összefüggések	24
4.2. Mérési eredmények	30
4.3. Szimuláció	38
4.4. Numerikus és mérési adatok összehasonlítása	40
5. GEM Mérések	42
5.1. Feltöltődés	42
5.2. Erősítés- és pozícióstabilitás mérése	45
5.3. Nagy felbontású kétdimenziós vékony réz GEM mérések	47
6. Konklúziók	50
Összefoglalás	52
Summary	53
Irodalomjegyzék	54

1. fejezet

Bevezetés

A kísérleti részecskefizika legalapvetőbb eszközei a részecskéket ütköztető gyorsító berendezések és a részecskedetektorok, amelyek a részecskék fizikai paramétereit, pl. energiáját, impulzusát vagy pályáját mérik meg. Ezekkel megerősíthetjük vagy cáfolhatjuk a részecskefizikai modelljeinket vagy új részecskéket fedezhetünk fel. Például 2012-ben a CERN-nél¹ fedezték fel a Higgs-bozont [1], amely a részecskefizikai Standard Modell évtizedek óta hiányzó eleme volt.



1.1. ábra. Bal oldal: Az ALICE detektor a CERN-ben. Jobb oldal: Ólomionok ütközéséből keletkező sok ezer részecske pályája. (Forrás: CERN)

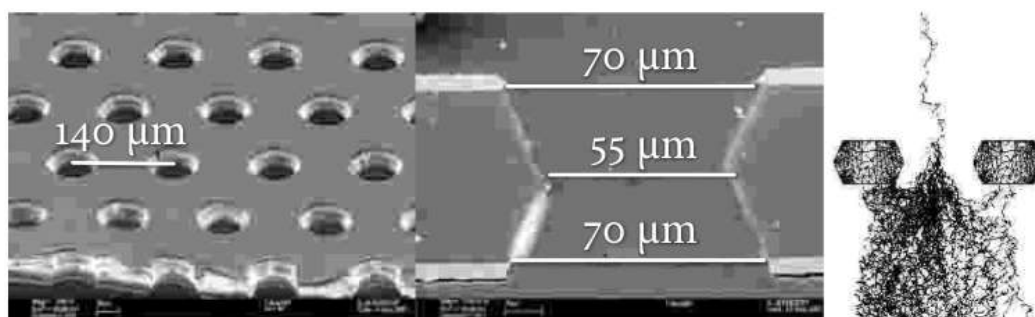
A részecskék pályájának egyik legelterjedtebb és költséghatékony mérőeszközei a gáztöltésű detektorok. Napjaink egyik feltörekvő gáztöltésű részecskedetektor-technológiája a mikrostruktúrák gáztöltésű detektor (MPGD²), amelyet ma már szerteágazó alkalmazása létezik, és intenzív kutatás-fejlesztés alatt állnak. Számos részecskegyorsítónál tervezik alkalmazni a technológiát az ütköztetett nyalábokból keletkező részecskék tulajdonságainak

¹CERN = Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, magyarul Európai Nukleáris Kutatási Szervezet

²MPGD = MicroPattern Gaseous Detector, magyarul mikrostruktúrák gáztöltésű detektor

mérésére, például a CERN-nél működő ALICE³ (1.1. ábra) kísérletekben vagy az ATLAS⁴ és CMS⁵ kísérletekben is, amelyekben a Higgs-bozon felfedezése történt.

A gáztöltésű detektorok működési alapja, hogy a töltött részecskék gázokban haladva elektron-ion párokat hoznak létre, és az ionizáció során keletkezett elektronok sokszorozásával és begyűjtésével vizsgálhatjuk az áthaladt részecskét [2]. A sokszorozódás, vagyis elektronlavina erős elektromos térben történik, ennek előállítására évtizedek óta jól bevált technika a vékony szálakra kapcsolt nagyfeszültség. A technológia fejlődésével az anódszálak egyre közelebb kerülhettek a jobb helyfelbontás és kisebb holtidő érdekében, azonban megjelent néhány hátrány, amelyek közül talán a kisülések, szikrázások voltak a legfontosabbak. Ennek kiküszöbölésére talált fel F. Sauli egy közbenső erősítő réteget, ez a GEM⁶ [3] [4].



1.2. ábra. Közele (elektronmikroszkópos) felvételek GEM-ekről, valamint egy elektronlavina szimulációja [5].

A GEM technológia annyira bevált, hogy rövid időn belül önálló detektortípus fejlődött ki belőle. Az 1.2. ábrán látható a GEM felépítése. Egy körülbelül 50 μm vastagságú kapton fólia (szigetelő) két oldala fémes bevonatú, a felületen pedig $\sim 60 \mu\text{m}$ átmérőjű lyukak helyezkednek el egyenletesen. Az alsó és felső fémréteg közé néhány 100 V-os feszültséget kapcsolva a lyukakban nagy térerősség keletkezik, amely az ionizációból keletkező elektront bevonzza és lavinát kelt. Ez az erősítés (10-100-szoros) általában még nem elegendő és további erősítés szükséges. A módszer egyik nagy előnye, hogy a GEM csak az erősítésnél játszik szerepet, a jel kiolvasása a GEM-től független.

A fentebb leírt GEM a legelterjedtebb, azonban megjelent a hasonló elven működő, de más méretekkel rendelkező TGEM⁷ is [6]. Kapton fólia helyett ez vékony ($\sim 400 \mu\text{m}$) nyomtatott áramköri lapból áll, amely felületére tipikusan 800 μm távolságra 400 μm átmérőjű lyukakat fúrnak. A GEM-ek mellett jó néhány további érdekes geometriával is

³ALICE = A Large Ion Collider Experiment: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>

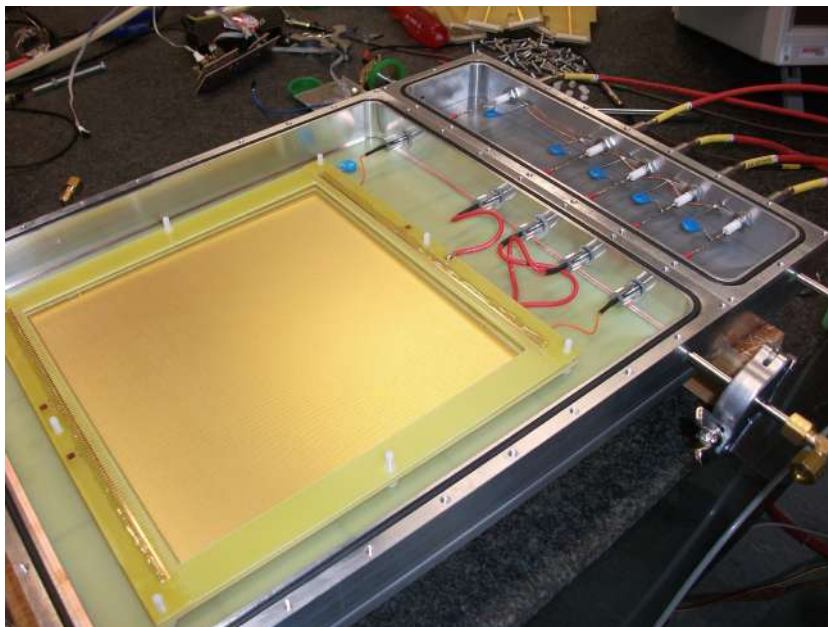
⁴ATLAS = A Toroidal LHC ApparatuS: <http://atlas.cern/>

⁵CMS = Compact Muon Solenoid: <https://cms.cern/>

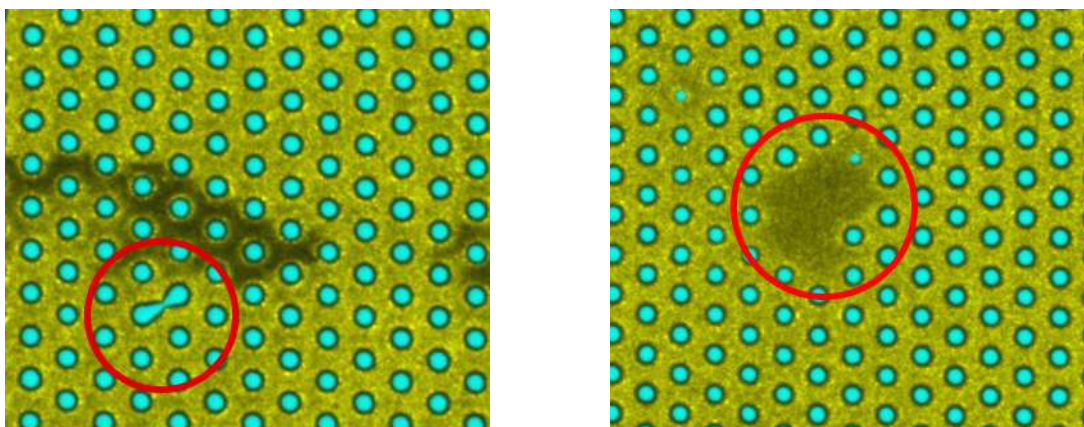
⁶GEM = Gas Electron Multiplier, magyarul gáz elektronsokszorozó

⁷TGEM = Thick GEM, magyarul vastag GEM

kísérleteznek, ezeket a detektorokat együttesen MPGD-knek nevezik, amelyek kutatás-fejlesztésre jött létre az RD51⁸ csoport. Kutatócsoportunk által fejlesztett TCPD⁹ elnevezésű detektor is ilyen technológián alapszik, amely képes az UV fotonok detektálására (1.3. ábra) [7].



1.3. ábra. A TCPD detektor belseje összeszerelés előtt [8].



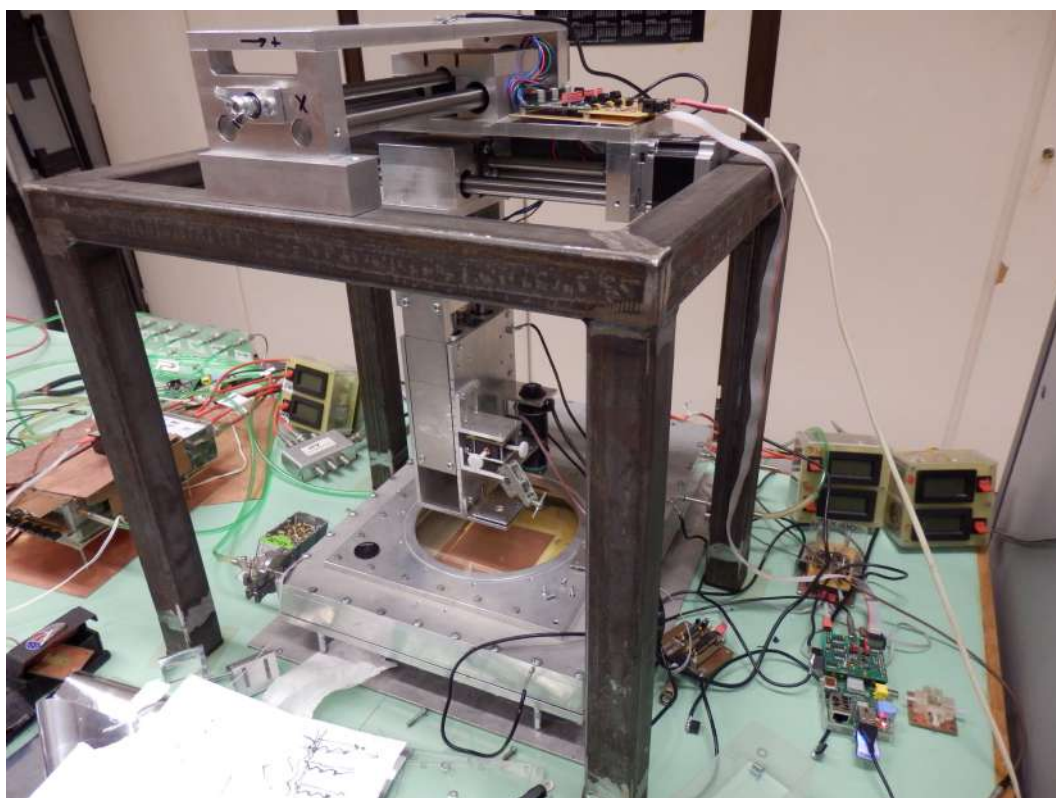
1.4. ábra. Tipikus GEM hibák nagy felbontású optikai képe. Balra két lyuk összeolvadása, jobbra kimaradó lyukak láthatóak. (Forrás: Boldizsár László, MTA Wigner FK)

A GEM-ek egyik hátránya, hogy a gyártás során nem javítható hibák (1.4. ábra) keletkeznek a szerkezetükben. Ilyenek például az összeolvadó vagy kimaradó lyukak, gyűrődés, szakadás, karcok stb. Mivel az előállítás drága, praktikus szempont, hogy a

⁸RD51 = Research & Development Group no. 51

⁹TCPD = TGEM Close Cathode Chamber Photon Detector, magyarul TGEM alapú közelkatódos fotondetektor

kiseb hibákkal rendelkező de üzemképes fóliákat is felhasználjuk. Léteznek már minőség-ellenőrző rendszerek, amelyek képesek meghatározni beépítés előtt, hogy működőképes-e a GEM, azonban az még nyitott kérdés, hogy pontosan milyen hatása van a hibáknak a detektor működésére. A kutatásom arra irányult, hogy egy olyan pásztázó rendszert fejlesszek tovább, amely képes nagy felbontásban, lyukról lyukra letapogatni a GEM-ek felületét, amellyel az MPGD detektorok rendkívül részletes minőség-ellenőrzése végezhető el, ennek a projektnek a neve *Leopard* (1.5. ábra). Az Európai Unió által támogatott AIDA-2020 programon belül a projekt végcélja demonstrálni az eszköz ipari alkalmazhatóságát. A projekt része a CERN-nél működő RD51 kollaborációnak is [9].



1.5. ábra. A Leopard nagy felbontású MPGD pásztázó rendszer és az alatta lévő TCPD detektor.

A Leopard működésének elve, hogy egy 3 dimenzióban mozgatható optikai rendszerrel UV fotonokat fókuszálunk a TCPD detektorban lévő GEM felszínére, amellyel gerjesztjük az adott pontban a fémes felületet. A gerjesztés miatt kilépő elektron a GEM-en lévő feszültség hatására egy lyukon keresztül lavinát kelt, amelyet a túloldalon további erősítés után mérünk. A Leopard rendszerről és az általa vizsgált TCPD detektorok működéséről a következő fejezetben részletesebben írok.

Az MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont REGARD¹⁰ csoportjában Hamar Gergő és

¹⁰MTA „Lendület” Innovatív Detektorfejlesztő kutatócsoport: <http://regard.kfki.hu/>

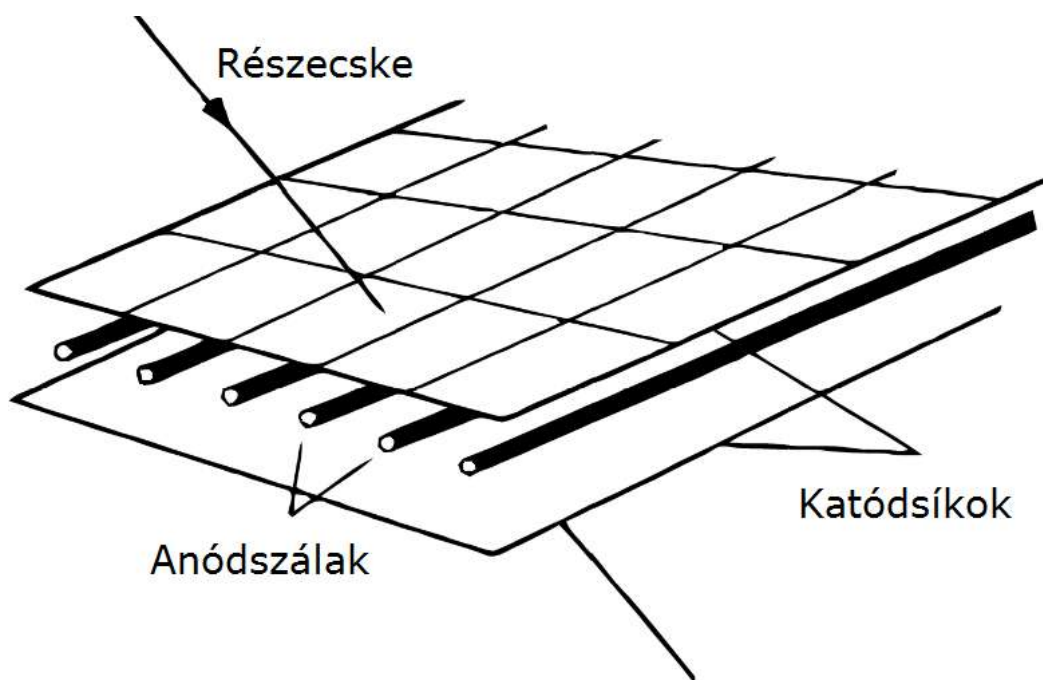
Varga Dezső fejlesztették ki a Leopard rendszert, és demonstrálták, hogy az eszköz képes aranyozott felületű TGEM-ek nagy felbontású letapogatására [10]. Az én célom a rendszer továbbfejlesztése volt, hogy képesek legyünk üzemszerűen feltérképezni a szélesebb körökben elterjedt réz felületű vékony GEM-eket is. Ez a kisebb geometriai paraméterek mellett a réz alacsonyabb kvantumhatásfoka miatt is kihívást jelentett, vagyis nem csak a felbontást kellett növelnem, hanem a fotoelektron-hozamot is. Ezentúl kidolgoztam több kalibrációs eljárást, amelyek megkönnyítik a rendszer üzembe helyezését és hasznos lépések a Leopard ipari alkalmazhatósága felé. Továbbá modális analízist végeztem a rendszeren, hogy megvizsgáljam a pásztázás során keletkező rezgéseket és javaslatokat tegyek az optimálisabb működésre. Az utolsó fejezetben a rendszer stabilitásának vizsgálatait és néhány standard GEM-en végzett mérési eredményemet mutatom be.

2. fejezet

Mérési összeállítás bemutatása

2.1. TCPD detektor

A Leopard-hoz használt TCPD detektor egy hibrid szerkezet, amely egyrészt áll egy GEM rétegből és egy úgynevezett CCC¹ részből [8]. Ez utóbbi szintén a REGARD csoport egyik fejlesztése, amely működését tekintve hasonlít a klasszikus MWPC² detektorokhoz [11].



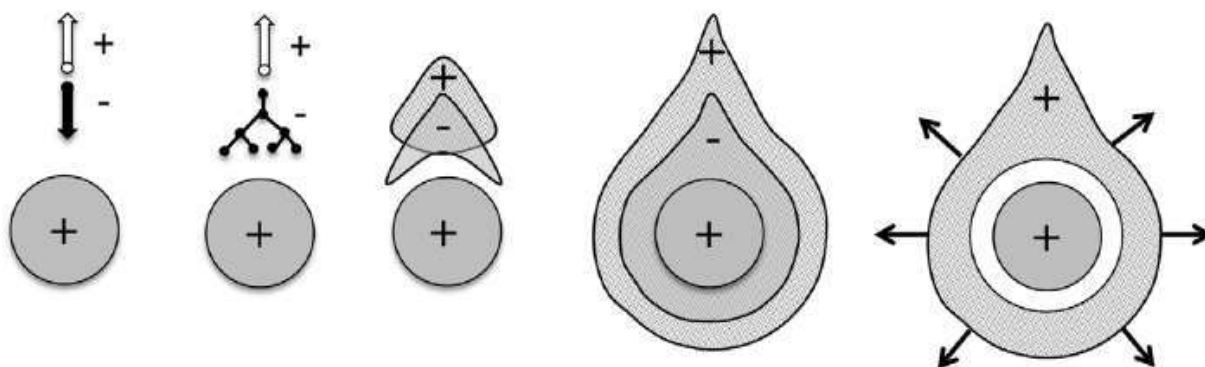
2.1. ábra. A sokszálas proporcionális kamrák (MWPC) felépítése két katódlemezből és a köztük kifeszített vékony anódszálakból áll [12].

Az MWPC detektor az 1960-as évektől kezdve terjedt el Georges Charpak úttörő munkásságának köszönhetően. Jelentősége abban rejlik, hogy egy gáztérben belül a korábban

¹CCC = Close Cathode Chamber, magyarul közelkatódos kamra

²MWPC = Multi-Wire Proportional Chamber, magyarul sokszálas proporcionális kamra

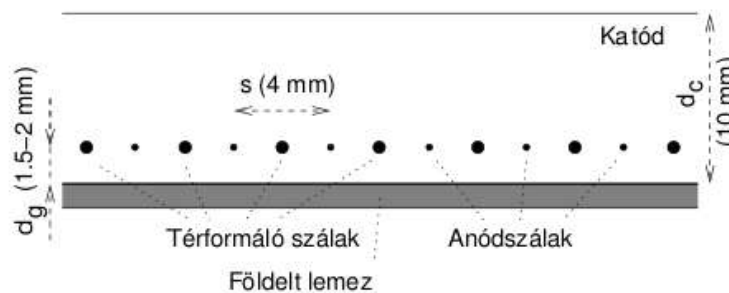
használt proporcionális számlálók csak a beérkező részecske leadott energiáját tudták megmérni, ellenben az MWPC-vel a beütés helyét is meg lehetett határozni [13]. Az MWPC két katód lemezből és a köztük kifeszített anód szálakból áll (2.1. ábra). A katódlemezek közötti térben általában nemesgázokat (leggyakrabban argont) használnak, ionizációs potenciáljuk ugyanis megfelelően alacsony. Az argonban centiméterenként egy minimálisan ionizáló részecske (MIP) áthaladásakor 10^2 nagyságrendű elektron keletkezik. Az anódszálakkal keltett tér hatására az elektronok az anódszálak irányba haladnak, majd elegendően közel a szálhoz már akkora energiára tesznek szert, hogy újabb elektronokat ütnék ki a gázból, elektronlavinát keltve (2.2. ábra). Ezzel a kb. 10^4 -szeres erősítéssel már jól tudjuk mérni a jelet. A lavina kialakulása során a gerjesztett atomok energiatöbbletüket UV foton kibocsátásával adják le, amelyek az általában réz bevonatú katódba becsapódva újabb elektronokat gerjesztenek. Azért hogy a lavinaeffektus ne terjedjen ki az egész detektorra, töltőgázként az argon mellett valamilyen sokatomos gázt, például metánt vagy szén-dioxidot alkalmaznak az UV sugárzás elnyelésére. Abból, hogy melyik szálon érzékeltük a jelet, meg tudjuk határozni hol haladt át a részecske [2].



2.2. ábra. Sokszorozódás keletkezése az anódszál közelében. Az anódszálla kapcsolt nagyfeszültség hatására az elektron újabb elektronokat üt ki a gázból, elektronlavinát keltve [13].

A CCC detektorok szerkezete abban különbözik az MWPC-k kialakításától, hogy a szálak síkjában az anódszálak mellett negatív feszültségű térformáló szálak is ki vannak feszítve, valamint a szálsík elhelyezkedése aszimmetrikus, az alsó katódlemezhez közelebb helyezkedik el (2.3. ábra). Az anódszálak átmérője $20\text{--}30\text{ }\mu\text{m}$, a térformáló szálaké $100\text{--}120\text{ }\mu\text{m}$. A felső katódlemezre és a térformáló szálakra jellemzően -500 V , a vékony anódszálakra pedig 1000 V feszültséget kapcsolunk. Az alsó földelt katód szegmentálva van, amelyeket egymástól közel független érzékelőfelületként alkalmazhatunk, ezeket parkettáknak nevezzük. A parketták az anódszálak alatt helyezkednek el ($1,5\text{--}2\text{ mm}$) merőlegesen, így ezek kapacitíven csatolva vannak egymáshoz. Ez azért előnyös, mert az anódszál körül kialakuló pozitív ionfelhőnek a tükörtöltései megjelennek a parkettákon,

így a jel innen is kiolvasható és egy jelkiolvasással rögtön két dimenzió meghatározható. Másik fontos előnye a szerkezetnek, hogy a mechanikai paraméterekre kevésbé érzékeny, így nincs szükség robusztus tartószerkezetre [11].



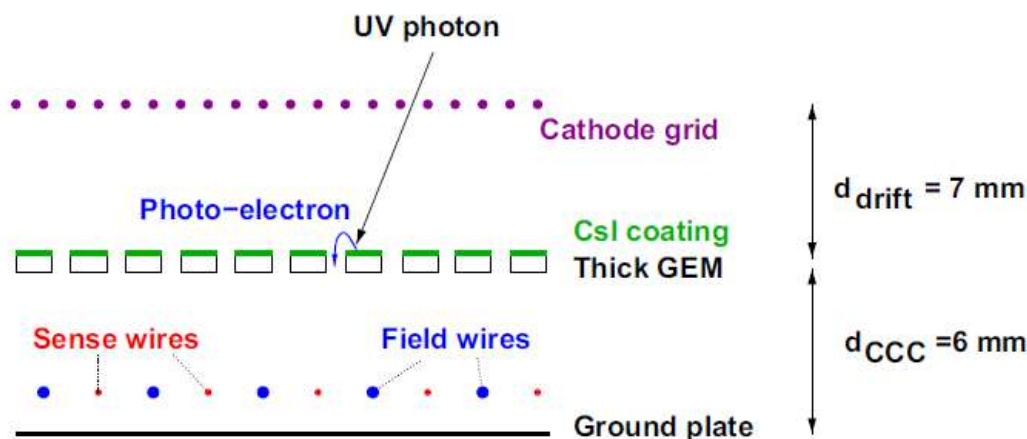
2.3. ábra. A közelkatódos kamra (Close Cathode Chamber, CCC) szerkezete abban különbözik az MWPC-től, hogy negatív potenciálon lévő térformáló szálak is vannak benne, a szálak pedig közelebb helyezkedik el szegmentált katódlemezhez [2].

A GEM technológia és a CCC szerkezet ötvözéséből született az UV fotonok detektálására szolgáló TCPD detektor (2.4. ábra). A detektor tetején egy UV-áteresztő kvarc ablakon keresztül jutnak be a fotonok, és a felső katódlemez szerepét katódszálak helyettesítik. A beérkező UV fotonok elektronná történő konverziója a GEM felső felületén történik. A GEM két oldalára kapcsolt feszültség hatására pedig a korábban ismertetett módon erősíthető a jel. A GEM alatti CCC réteg feladata a jel további erősítése és kiolvasása [7]. A detektorkamrát 80:20 arányú Ar–CO₂ gázkeverékkel töltjük. Fontos, hogy az O₂ szint nagyon alacsony (<0,1%) maradjon, mert nagyon könnyen megköti a szabad-elektronokat, és ez a hatásfokot csökkenti. Ezért folyamatosan tiszta gázt áramoltatunk keresztül a kamrán 3-5 l/h áramlási sebességgel.

A fotondetektorok jelentősége abban rejlik, hogy nagyobb energiákon a részecskék sebességét közvetlenül egyre pontatlanabban lehet mérni. Azonban kihasználhatjuk azt, hogy egy töltött részecske a közegbeli fénysebességnél gyorsabb haladása esetén Cserenkov-sugárzást bocsájt ki. A kibocsátott sugárzás kúpjának nyílásszöge pontosan megadja a részecske sebességét. A Cserenkov-fotonok érzékelésére alkalmas eszközöket nevezzük Cserenkov-detektoroknak, és a kúp gyűrű alakú síkmetszetét detektáló eszközöket RICH³ detektoroknak.

Nagy felületű RICH detektornak korábban főként sokszálas kamrákat alkalmaztak, azonban az MPGD technológiának több előnye is lehet: nagyobb erősítés, nagy beütésszámtűrőképesség, nincsenek másodlagos fotonok [14], gyorsabb közvetlen jelek vannak [15], és kisebb az ion visszaáramlás [16]. A TCPD technológia is egy ígéretes jelöltnek tűnik Cserenkov-gyűrűk detektálására [7].

³RICH = Ring-Imaging Cherenkov



2.4. ábra. A TCPD detektor vázlatos szerkezete. A detektor UV fotonok érzékelésére alkalmas [8].

2.2. A Leopard pásztázó rendszer

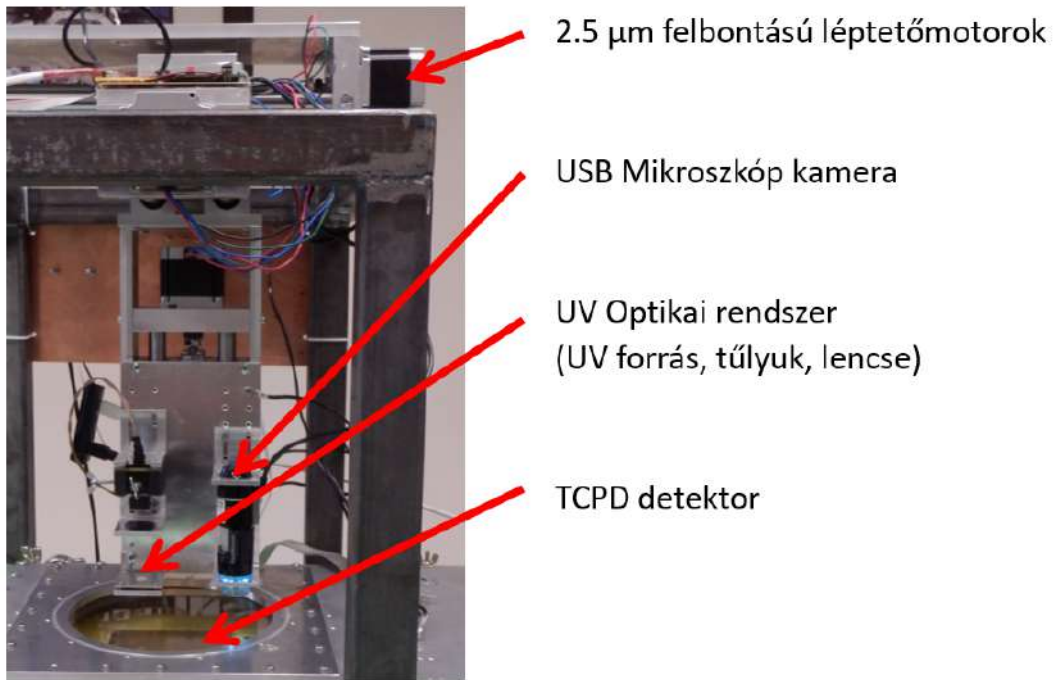
A Leopard pásztázó rendszer egy acélvázra erősített 3 dimenzióban mozgatható optikai rendszerből és egy adatkiolvasó rendszerből áll. A szkennerek funkciója, hogy az alá helyezett MPGD detektorokat nagy felbontásban letapogassa, és az UV fotonokkal gerjesztett pontok válaszjeléből megvizsgálhassuk a detektor lokális működési paramétereit. A jelen mérési elrendezésben TCPD detektorban lévő GEM-eket vizsgáltam.

A 2.5 ábrán látható a Leopard előlnézete. A három egymásra merőleges tengelyt 2,5 μm felbontású léptetőmotorok [17] hajtják. A mozgató tartomány vízszintes (x, y) irányban 200-200 mm, függőleges (z) irányban 60 mm. Az optikai fal jobb oldalán egy digitális USB mikroszkóp kamera, a bal oldalon az UV optikai rendszer van rögzítve.

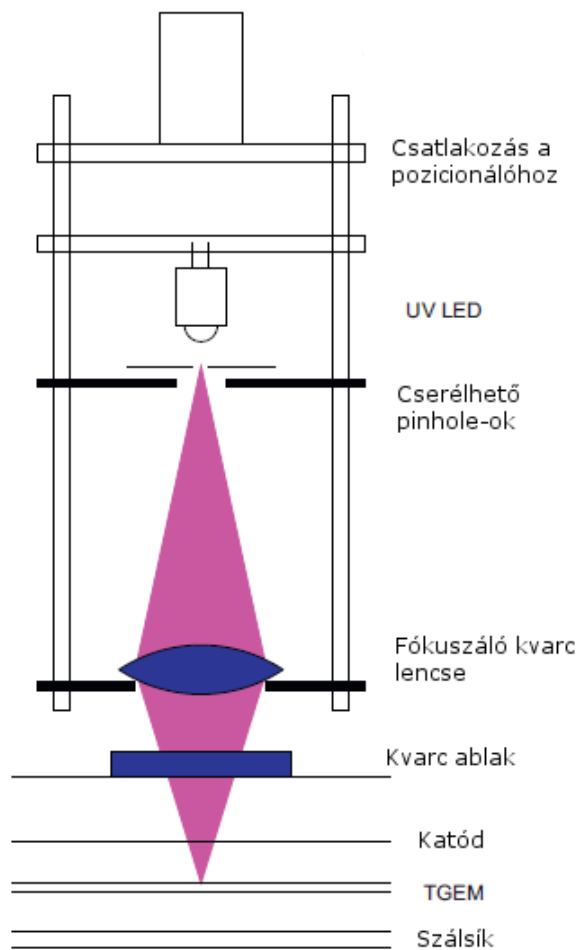
A mikroszkóp kamera több funkciót lát el. Egyrészt képet készíthetünk vele a mérési területről, amelyhez 500 $\times$ -os nagyítása elegendő, hogy a GEM-eken lévő lyukak jól látszanak. Másrészt kalibrációs feladatokat is ellát. Videó-közvetítéssel (stream) könnyedén megtalálhatjuk a GEM-nek azt a részét, amelyet mérni szeretnénk. Nem utolsósorban az UV optikai rendszer fókuszát is egyszerűbb a kamerával keresni, ha a kamera fókusza előzetesen már hozzá lett kalibrálva.

Az UV optikai rendszer elemei a következők: legfelül az UV forrás, amelyből kiérkező fotonokat először egy tűlyukon (pinhole) vezetünk keresztül, majd egy lencsével fókuszáljuk a GEM felületére (2.6. ábra). Az UV forrás egy speciális, 240 nm hullámhosszúságú fény kibocsátására képes LED⁴. Ennek előnye, hogy impulzus üzemmódban is használható, vagyis megfelelő elektronikával igen könnyen kapcsolgatható, akár több száz kHz-el is. Hátránya, hogy fényereje viszonylag kicsi.

⁴<http://www.oceanoptics.us/product/uvtop/>

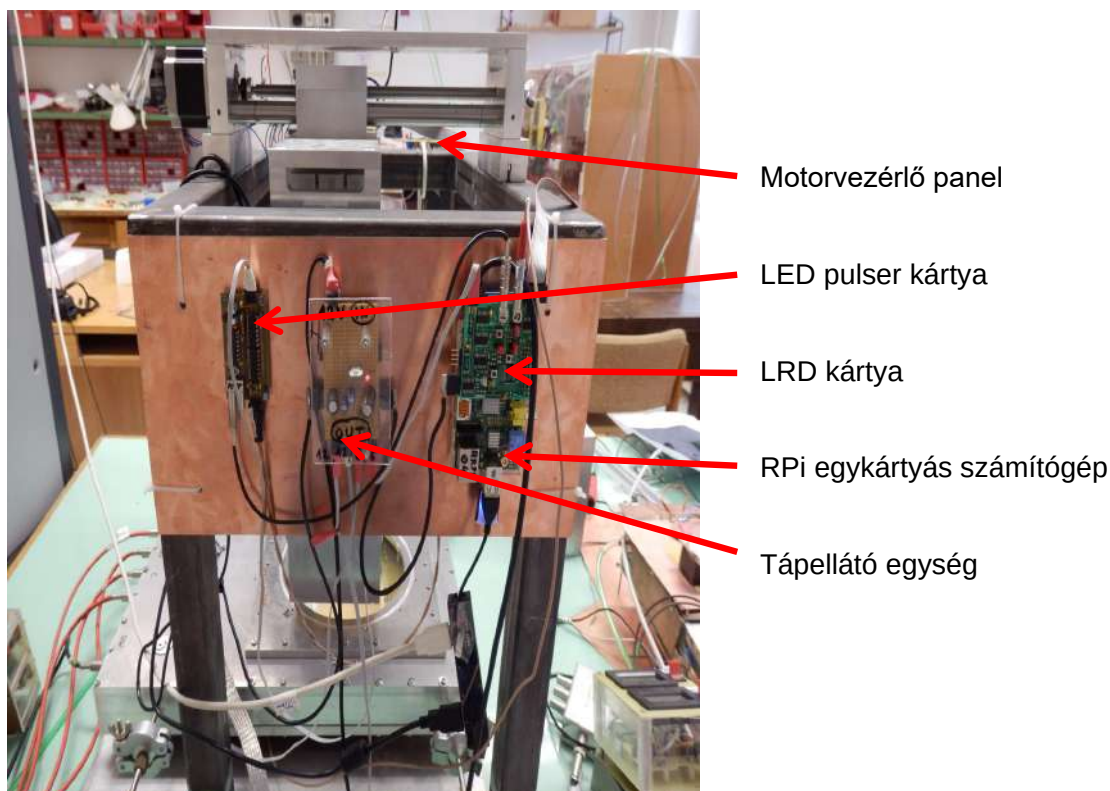


2.5. ábra. A Leopard nagy felbontású pásztázó rendszer előlnézete.



2.6. ábra. Az UV optikai rendszer sematikus vázlata [10].

A pinhole egy parányi lyuk, amelyen keresztül vezetett fény pontforrásnak tekinthető. A méréseim során 30 és 100 μm átmérőjű pinhole-okat használtam attól függően, hogy pontosabb vagy gyorsabb mérést végeztem. Az UV fény fókuszálásra 20 - 30 mm fókuszu kvarc lencsét használtam fényrekeszekkel (blende).



2.7. ábra. Az adatkiolvasó rendszer részegységei.

A szálsíkon megjelenő jelet egy előerősítő küldi tovább az adatkiolvasó rendszernek. Ennek felépítése a 2.7. ábrán látható. Főbb részegységei: motorvezérlő panel, a LED impulzus üzemeltetését szabályozó kártya, a detektorból jövő jeleket feldolgozó kártya (LRD⁵), egy RaspberryPi⁶ egykártyás számítógép és a tápellátó egység.

A Leopard lelke a RaspberryPi számítógép (2.8. ábra). Ez egy bankkártya méretű miniszámítógép: távolról is elérhető, gyors és megbízható, így kiválóan alkalmas a mérések vezérlésére, az adatfeldolgozásra. A Linux alapú operációs rendszerén futtatjuk a C++ alapú mérő szoftvert, amellyel vezérelhetjük és automatikusan szabályozhatjuk az összes rá csatlakozó részegységet [18].

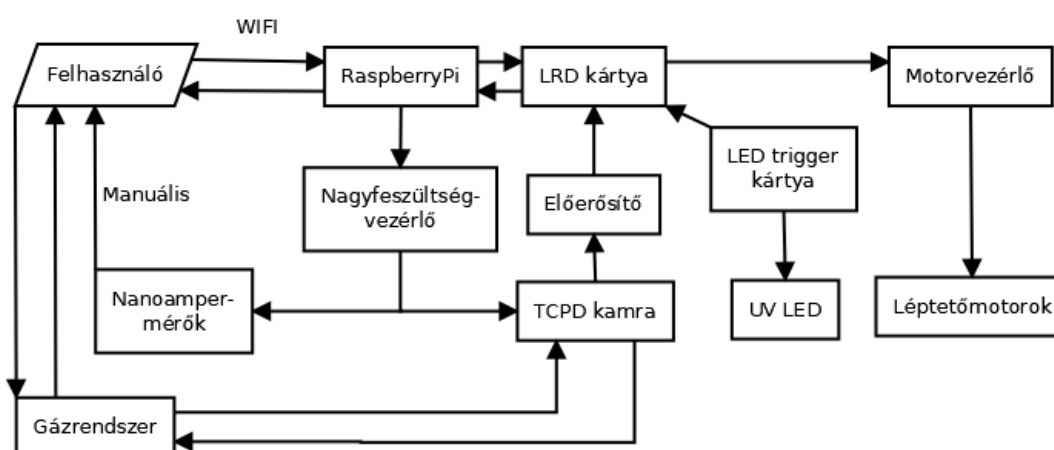
⁵LRD = Leopard RaspberryPi Data Acquisition System

⁶<http://www.raspberrypi.org>



2.8. ábra. A RaspberryPi egykártyás számítógép, a Leopard lelke. Rá csatlakozik felülről az LRD kártya [18].

Az LRD kártya felelős többek között a motorvezérlésért, az analóg jel digitalizálásáért és a trigger jel adaptálásáért („pedesztál” beállítás, ld. 2.3. fejezet). A Leopard rendszer egységeinek folyamatábráját szemlélteti a 2.9. ábra. A manuálisan szabályozható egységek még: a gázrendszer (palack, reduktor, áramlásmérő, stb.) és a nagyfeszültségű kábelekre kapcsolt nanoamper-mérők. Utóbbival ellenőrizhetjük, hogy a bekapcsolási tranziens jelenségek alatt vagy az üzemelés során történt-e szikrázás vagy egyéb meghibásodás a detektorban.

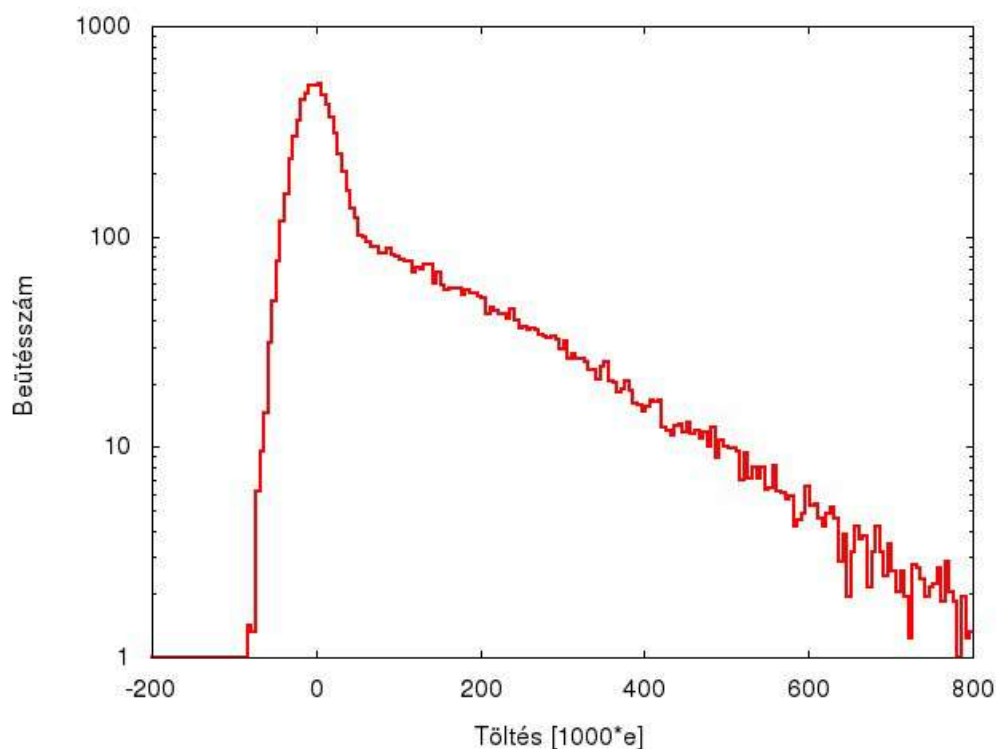


2.9. ábra. A Leopard rendszer működésének blokkdiagramja.

2.3. Fotoelektron-hozam és erősítés számítás, térképek

Impulzus üzemmódban a LED 130 kHz frekvenciával villogó UV fénnel világítja a GEM felszínét. Egy felvillanás 1-10% eséllyel szakít ki egy darab fotoelektront (Photoelectron, PE) a felszínből [10], attól függően, hogy milyen intenzitású a fény. Előfordulhat, hogy két elektron szakad ki de ennek itt most elhanyagolható az esélye. A GEM-eken lévő 300-400 V (TGEM-ek esetén akár 1300 V) feszültség hatására a lyukakban sokszorozódnak az elektronok [19]. A GEM *erősítésének* hívjuk azt, hogy egy elektronból hány darab sokszorozódott és haladt tovább a lyukon túl. Az utána következő CCC rész erősítése egy kalibrációs méréssel meghatározható, és mivel a teljes erősítés első közelítésben egyszerűen a két effektív erősítés szorzata, könnyen visszaszámolható a GEM erősítése [20]. Másik fontos mérőszám a *fotoelektron-hozam* (PE-hozam), amely azt mondja meg, hogy a mérés során hány darab fotoelektron keletkezett.

A keletkezett jelet az adatfeldolgozó rendszer ADC egységekben méri, amely a sokszorozódási folyamat végén keletkezett töltések számával arányos. A 2.10. ábrán láthatunk egy olyan hisztogramot, ahol az egyes ADC-értékek már át vannak kalibrálva töltésszámmra. A hisztogram azt mutatja meg, hogy a teljes mérési sorozatban (tipikusan több százezer mérés) egy bizonyos töltésmennyiségből hány darabot detektáltunk (beütésszám).



2.10. ábra. Egy mérés hisztogramja logaritmikus skálán. Megmutatja, hogy az adott méretű lavinából hány darabot detektáltunk a mérés során [21].

A rendszer nulla jelre (amikor nem kelezik lavina) adott válasza nem nulla, hanem valamekkora pozitív ADC egység, ezt hívjuk *pedesztálnak*. A nulla jelre kapott hisztogram a rendszer zajára jellemző σ szórású Gauss-görbe, amelynek várható értéke a pedesztál. A pedesztált azért nem nullára állítjuk, hogy lehetőség legyen negatív polaritású jelek detektálására is. A mérések hisztogramából a Gauss-csúcs jól kivehető, így egy megfelelő illesztéssel levághatjuk a zajt. A méréseim során a pedesztáltól 5σ távolságtól vettem figyelembe az adatokat, mert ezekben a tartományokban jellemzően már egy ezrelék alatti a zaj aránya a lavina méretéhez képest.

A fotoelektron-lavinák mérete exponenciális valószínűségi eloszlású [22], tehát a sűrűségfüggvénye felírható úgy, mint:

$$f(q) = \frac{Y}{G} e^{-\frac{q}{G}}, \quad (2.1)$$

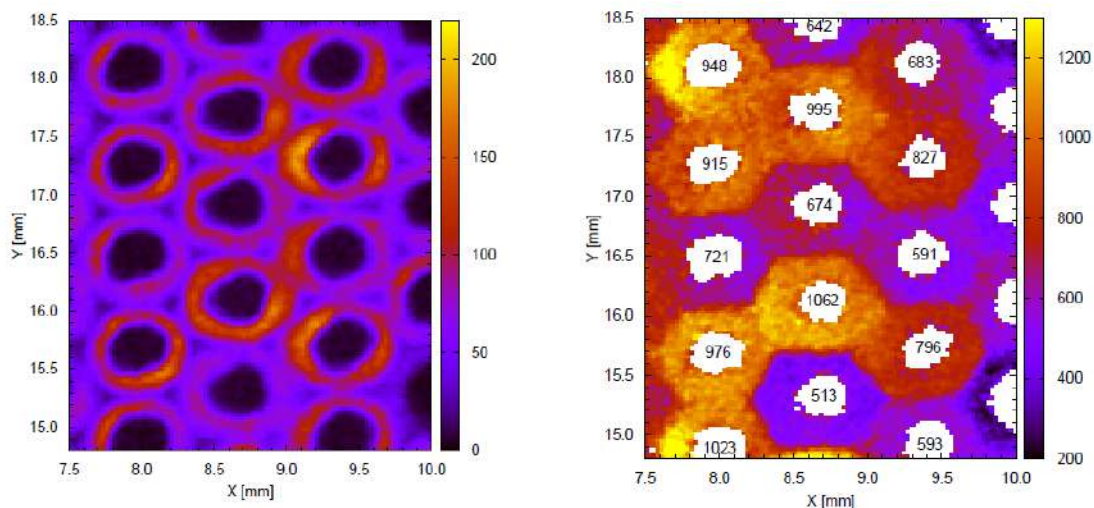
ahol G az erősítés, Y a teljes PE-hozam [23]. (2.1) eloszlásból számíthatóak a mérést jellemző értékek:

$$Y_c = \int_{q_c}^{\infty} f(q) dq, \quad (2.2)$$

$$G = \frac{\int_{q_c}^{\infty} q f(q) dq}{\int_{q_c}^{\infty} f(q) dq} - q_c, \quad (2.3)$$

ahol q_c az alkalmazott vágás (jelen esetekben 5σ), az Y_c pedig az detektált fotonhozam. Utóbbi persze kisebb lesz, mint a teljes PE-hozam, de vele egyenesen arányos, tehát megfelelő paraméter ez is. Vagyis a PE-hozam a hisztogram (zaj nélküli) integráltja, az erősítés a logaritmikus skálán illesztett egyenes meredeksége.

A kétdimenziós térképeket úgy készítjük, hogy a léptetőmotorokkal beállítjuk az optikát egy pontra a GEM fölé, megadott ideig mérünk, a szoftver kiszámítja a hisztogramból a PE-hozamot és az erősítést, majd tovább léptetünk a következő pontra. A kétdimenziós ábrán minden ponthoz az erősítés vagy PE-hozam értékének megfelelő szín rendelünk (kisebb értékek sötétek, nagyobbak világosak). Ilyen PE-hozam és erősítés térképek láthatóak a 2.11 ábrán. A PE-hozam térképből jól kirajzolódnak az egyes lyukak, mert a lyukba lőtt foton nem kelt fotoelektront, így lavinát sem, tehát sötétebb lesz. Az erősítér-térképből pedig az figyelhető meg, hogy az erősítés az egy lyukhoz tartozó, hatszög alakú környezetben közel konstans. Így definiálhatóvá válik a lyukerősítés, amelyet a lyukhoz tartozó területen mért erősítések súlyozott átlagaként számoljuk [23].



2.11. ábra. Balra egy PE-hozam, jobbra egy erősítés térképe látható egy TGEM-nek, ADC egységekben, a lyukak közepén a lyukerősítés értékei láthatóak [23].

2.4. Felbontásmérés

A Leopard rendszer felbontása alatt a GEM-re fókuszált fényfolt méretét értjük. Ez a méret egyrészt attól függ mekkora a pinhole mérete, mert azt a pontot képezi le a lencse. Másrészt függ attól, hogy milyen élesen tudjuk a pontot fókuszálni.

A felbontást úgy mérjük, hogy a detektor kvarc ablakára egy $25\ \mu\text{m}$ és egy $100\ \mu\text{m}$ vastag kifeszített szálát helyezünk. Az UV fényfoltot a szálak síkjára fókuszáljuk, és a szálakra merőlegesen mérjük 1 dimenzióban a PE-hozamot. Amikor a fényfolt eléri a szálakat a PE-hozam lecsökken, ennek a csökkenésnek az alakjából számíthatjuk a fényfolt méretét [23].

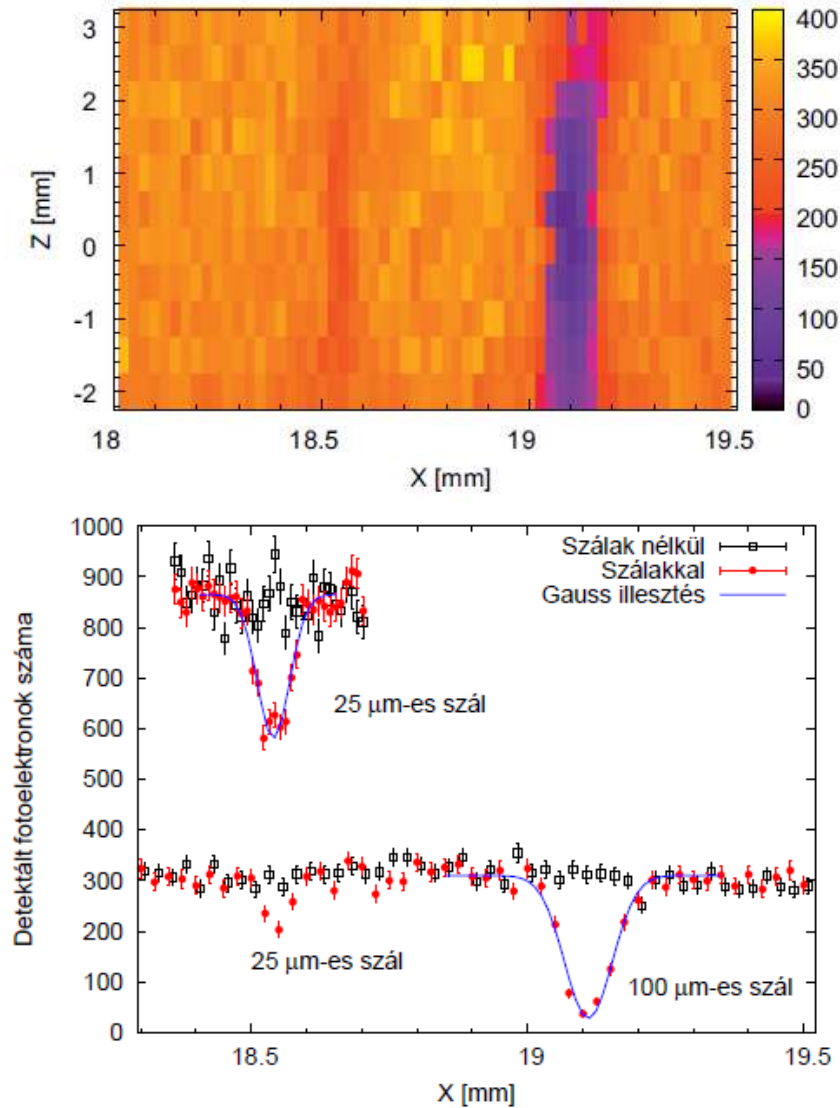
Először tehát a pontos fókusz távolságot kell meghatározni. Ezzel az a probléma, hogy a lencse gyárilag megadott fókusza a látható fény hullámhossz-tartományára vonatkozik, UV tartományban ennél valamivel rövidebb lesz. Vagyis a leképezési törvényből (2.4), ahol f a lencse fókusztávolsága, t a pinhole és a lencse közti tárgy távolság és k a lencse és fókuszsík közti képtávolság, most f és k is ismeretlen, csak t tárgy távolságot ismerjük, mert azt mi állítjuk be az optikai rendszeren.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{k} + \frac{1}{t} \quad (2.4)$$

A képtávolságot úgy határozzuk meg, hogy különböző Z magasságokban mérjük 1 dimenzióban a PE-hozamot a szálakra merőlegesen, vagyis egy ZX síkú kétdimenziós PE-hozam-térképet mérünk. Ahol a keskenyebb a PE-hozam csökkenése (vagyis a rá illesztett Gauss-görbe félértékszélessége), ott van fókuszbán a rendszer (2.12. ábra bal oldal), mert ott a legélesebb a fényfolt. Ebben a helyzetben a lencse és a szálak távolsága

lesz a képtávolság. Ezzel számolva egy 30 mm fókuszu lencse UV tartományban 27 mm-re adódott.

A fényfolt persze nem lesz tökéletesen éles, azonban definiálhatjuk a folt méretét a $25\ \mu\text{m}$ átmérőjű szál árnyékának félértékszélességeként. A fókuszsíkban mért szálakra merőleges PE-hozamok a 2.12. ábra jobb oldalán láthatóak. Ezek alapján a korábbi rendszer felbontása $70\ \mu\text{m}$ volt [10] $150\ \mu\text{m}$ átmérőjű pinhole alkalmazása mellett.

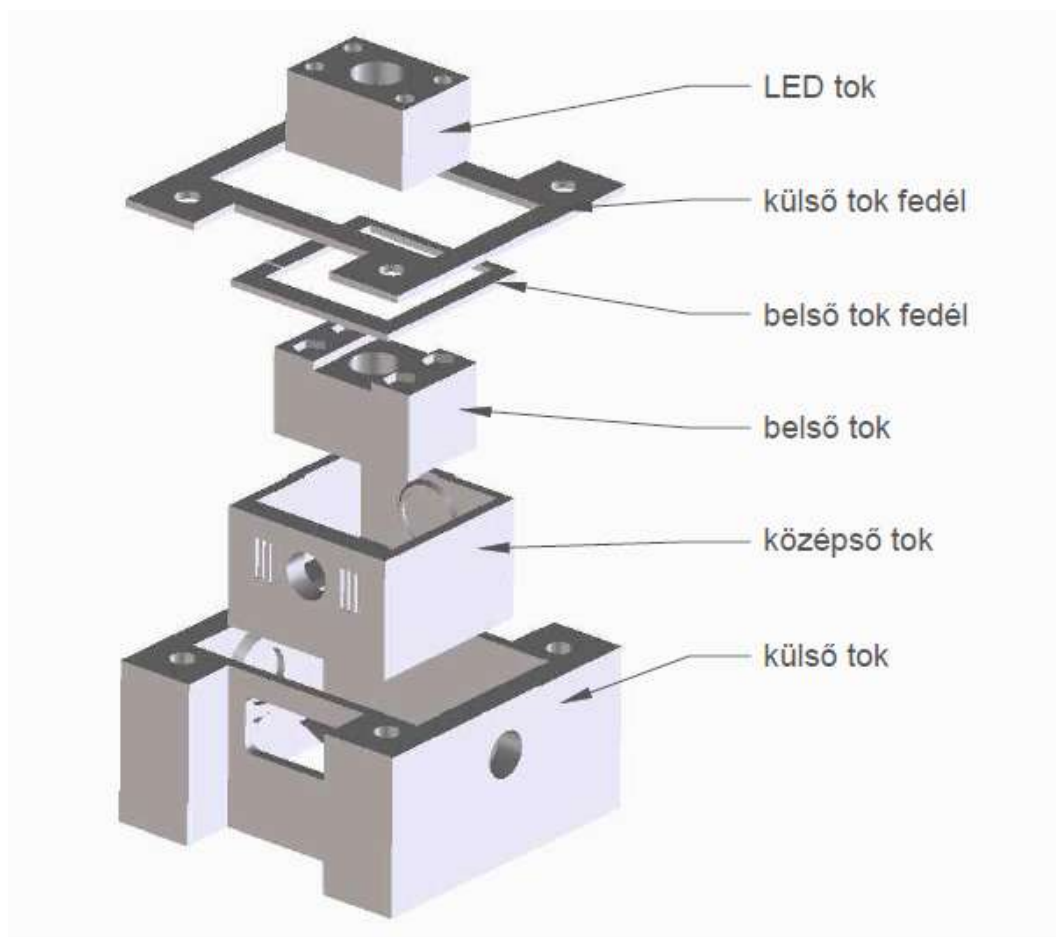


2.12. ábra. (Fent) A két vékony szál árnyéka látható ZX síkon. Fókuszban ott van a rendszer, ahol a legélesebb az árnyék. (Lent) A szálakra merőleges PE-hozammérés fókuszsíkban. Egy magasabb statisztikás mérés a vékonyabb szálra látható a bal felső sarokban, amelynek félértékszélessége $70\ \mu\text{m}$. Fekete négyzettel jelölve látható ugyanez a mérés a szálak nélkül. [10].

3. fejezet

Mechanikai fejlesztések

3.1. 3D nyomtatott LED pozicionáló

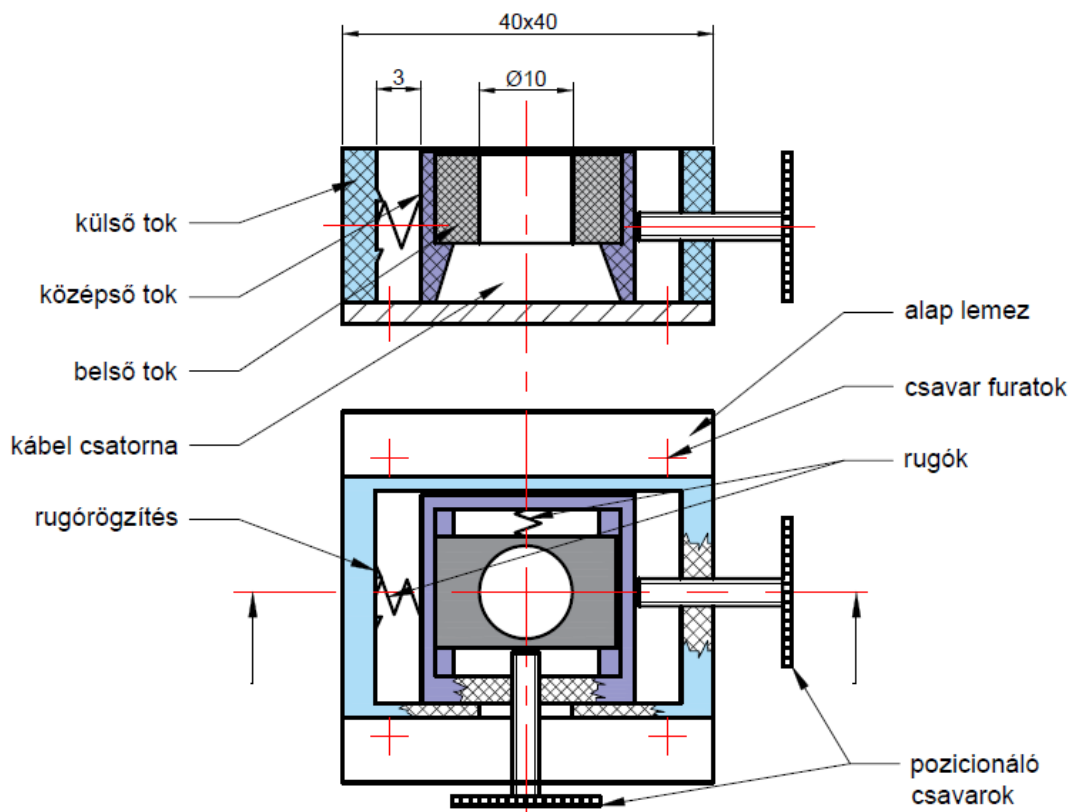


3.1. ábra. A LED pozíciójának finomhangolására tervezett 3D nyomtatott eszköz.

A LED relatíve alacsony fényintenzitása miatt szükség volt egy olyan eszközre, amellyel a lehető legtöbb fotont tudjuk átjuttatni a pinhole-on. Ezt egyrészt úgy valósítottam meg,

hogy a LED fényét egy lencsével fókuszáltam a pinhole-ra. Másik fontos tényező, hogy ezt a fókuszált fényfoltot minél pontosabban a pinhole-ra igazítsuk. Ennek megoldására terveztem egy olyan eszközt, amellyel finoman hangolva tudjuk állítani a LED pozícióját a pinhole fölött és emellett elegendően merev, hogy a léptetések hatására ne mozduljon el.

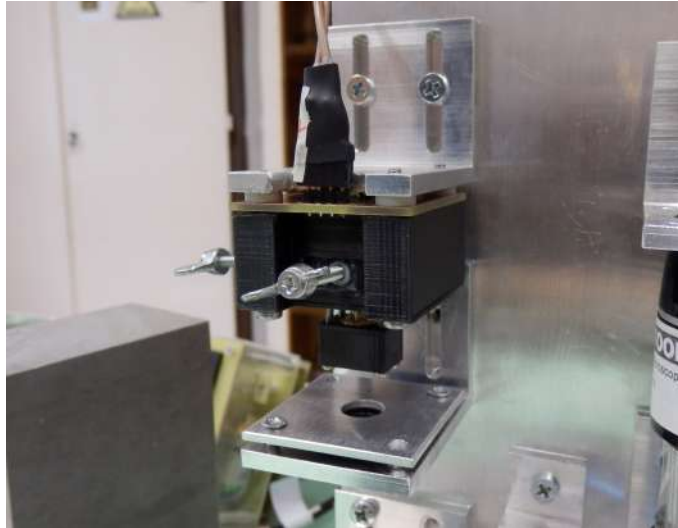
A tervezett eszköz robbantott ábrája a 3.1 ábrán látható. Az alkatrészei LPD¹ technológiájú 3D nyomtatással² készültek ABS alapú polimerből. Működési elvét a 3.2 ábrával szemléltetem: két oldalról csavarokkal állíthatjuk a középén rögzített LED pozícióját, ellenoldaltól rugók rögzítik. A külső tok mereven rögzített és a belső két tok szabadon tud siklani egymáson. A legbelső tokba illeszkedik a LED. Ez siklik a középső tokban, amelyben egy menetes furaton keresztül hajtott csavarral állíthatjuk egy irányba a pozíciót. A középső tok pedig a külső tokban siklik a másik irányban. A középső tok csavarja egy ablakon keresztül jön ki a külső tokon. A kész alkatrész a 3.3. ábrán látható. Ezzel az eszközzel a LED a sík két irányában 3 mm-es tartományban 10 μm pontossággal állítható és könnyen cserélhető is.



3.2. ábra. A LED pozicionáló működési elve: két oldalról csavarokkal állíthatjuk a középén rögzített LED pozícióját, ellenoldaltól rugók rögzítik.

¹LPD = Layer Plastic Deposition

²<https://zortrax.com/printers/zortrax-m200/>



3.3. ábra. Fotó az összeszerelt LED pozicionálóról.

3.2. UV fotonhozam-növelés deutérium lámpával

A mérések sebességét alapvetően az befolyásolja, hogy milyen intenzitású az UV forrás. Egy adott pontban legalább 100 - 120 fotoelektronnak kell keletkeznie, hogy megbízhatóan számíthassuk a hisztogramból az erősítést és a PE-hozamot. Ez egy aranyozott felületű GEM-nél, LED forrás esetén, 30 μm -es pinhole-al azt jelenti, hogy körülbelül 1 s-ig kell mérni egy pontban. A réz felületű GEM-ek esetén az alacsonyabb kvantumhatásfok miatt ugyanebben az elrendezésben nagyjából 5-ször ennyi időre van szükség.

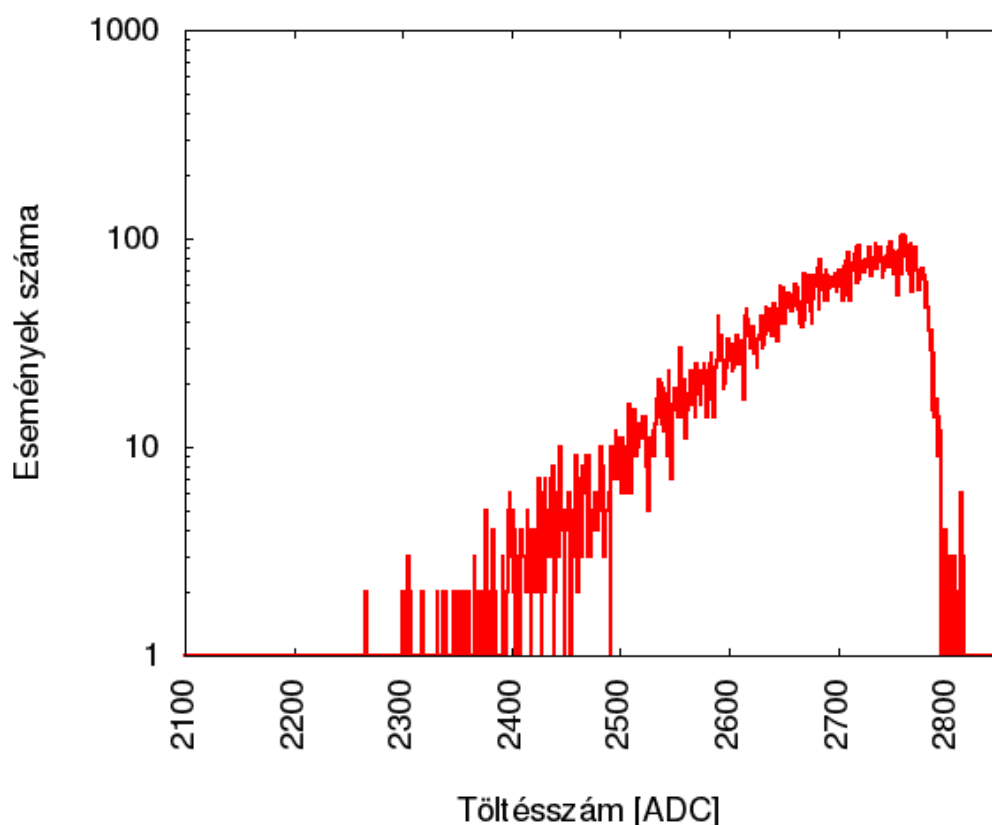


3.4. ábra. A deutérium lámpa optikai szálának vége, rögzítve a pinhole fölött.

Az INFN Trieste-i detektorfejlesztő csoport³ kölcsön adott nekünk egy deutérium lámpát [25] az UV forrás intenzitásának növeléséhez. A deutériumlámpák folytonos sugárzást előállító ívkisülési lámpák. A folytonos sugárzást (115–400 nm) a lámpában lévő kisnyomású D_2 molekula Ar-ívfény (plazma) hatására történő gerjesztődése és a gerjesztett molekula atomizációja közben keletkező UV fotonok adják. A lámpákban W anódot és Ni katódot használnak.

Mivel ez csak folytonos üzemmódra képes, a jelek triggerelését magával a jellel kellett megoldani. Az előerősítő kártyára egy 1–5 V között változtatható kimeneti feszültségű potenciométert kapcsoltunk. A detektorból jövő erősített jel ha átlépi a potenciométerrel beállított küszöbszintet, a kártya az analóg jel mellett egy digitális jelet is kiad egy másik csatornán. Ezt bekötve az LRD kártyába megvalósítható a self-trigger üzemmód.

Az új deutérium lámpás méréseknél az ön-triggerelés miatt összes mérés tartalmaz lavinát és nem látjuk a hisztogramból a zaj haranggörbáját (3.5 ábra). Ez azt jelenti, hogy nem tudjuk Gauss-illesztéssel levágni a zajt automatikusan minden mérésből, hanem egy kezdeti kalibrációs méréssel kell meghatározzuk a zaj alakját és azzal számolunk a további mérésekben.



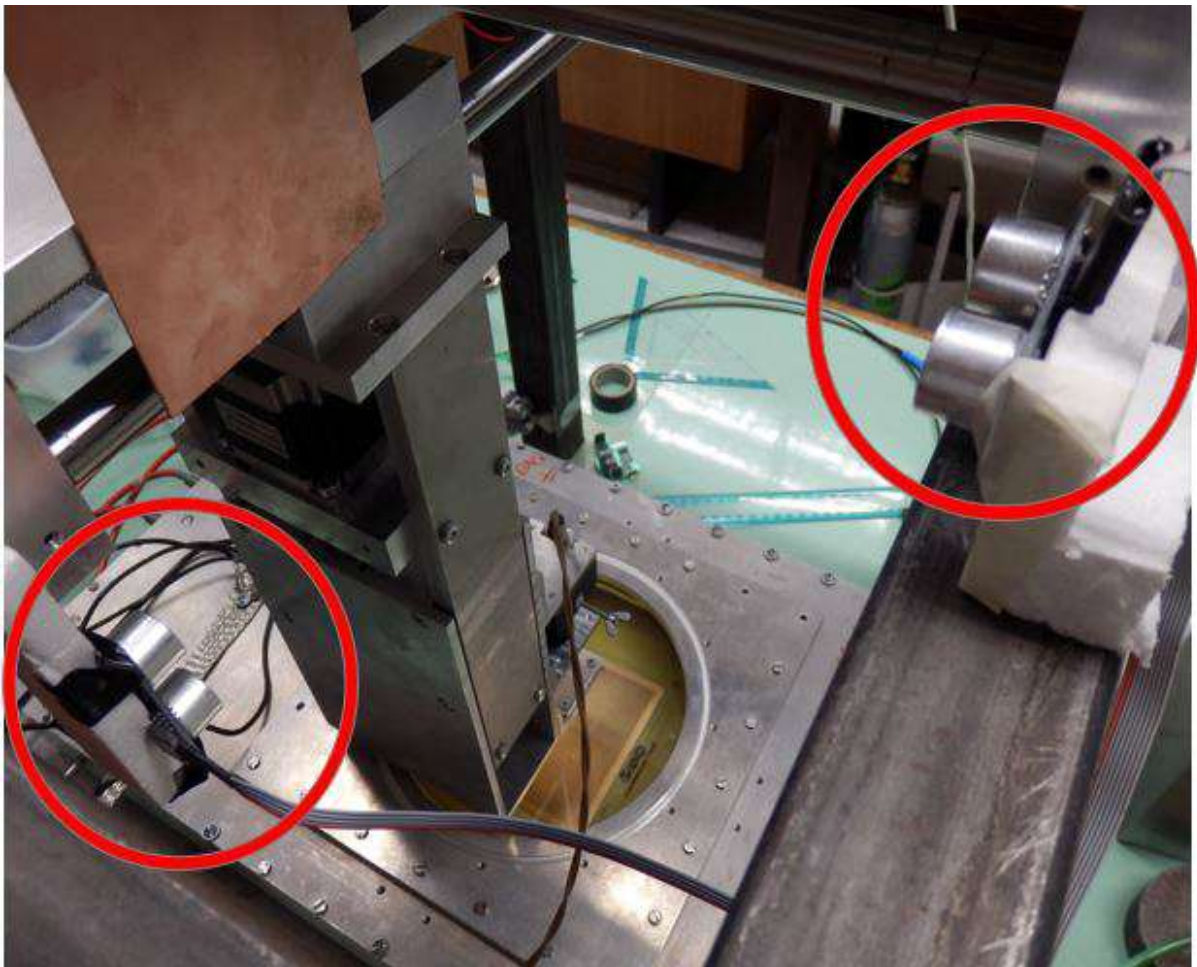
3.5. ábra. A deutérium lámpás mérés hisztogramja „self-trigger” üzemmódban. Így minden mérés tartalmaz lavinát és nem látjuk a zaj Gauss-görbáját.

³INFN Trieste COMPASS RICH Upgrade Group

A deutérium forrással megvalósított mérésekkel, réz felületű standard GEM-en, 30 μm -es pinhole alkalmazása mellett a 100 körüli PE-hozam átlagosan 100–200 ms alatt mérhető. Összehasonlítva a LED-es mérésekkel nagyságrendileg 30–50-szer gyorsabb az adatgyűjtés ezzel a forrással. Ennek ellenére a LED-es rendszernek is megvannak az előnyei: minden mérésre automatikus Gauss-illesztéssel szűrhető a zaj, valamint kisebb ára sem elhanyagolható.

3.3. Pozíció-visszacsatolás ultrahangos szenzorokkal

A motorok 2,5 μm pontossággal mozgatják az optikai rendszert bárhova a tengelyek tartományán belül, de folyamatról eddig nem volt visszacsatolásunk. Ez egyrészt azért volt probléma, mert a mozgítás koordináta-rendszerének origóját manuálisan kellett beállítani. Másrészt a fejlesztés során előfordult, hogy a léptetés valamilyen hardveres vagy szoftveres probléma miatt mégsem történt meg. A pozíció-visszajelzéssel ez ellenőrizhető lenne.



3.6. ábra. Fotó az ultrahangos távolságmérő szenzorokról. Ezekkel visszacsatolást kapunk az aktuális pozícióról.

Az ultrahangos távolságmérő szenzorral [24] egy olyan költséghatékony megoldást találtam, amely elegendően pontos, gyors és könnyen beépíthető a rendszerbe (3.6 ábra). 2-400 cm-es tartományon képes a $\pm 1,5$ mm pontosságra. Ez a pontosság nekünk elegendő, hiszen ez nem befolyásolja a mérési pontosságot, csak az origó egyszeri kalibrációjára és mérések előtti pozíció ellenőrzésére szolgál.

Működési elve, hogy egy hangszóróval 40 kHz-es (emberi fül számára nem hallható) rövid jelet küld ki. A szemben lévő sima falról visszapattanó hangot mikrofonnal detektálja és közben méri a kibocsátás és detektálás közti időt. Az eltelt időből a hangsebesség ($c [\frac{m}{s}]$) és a levegő hőmérséklete ($T [^{\circ}C]$) alapján számolja ki a hullám által megtett utat, ahol a hangsebesség közelítő értéke:

$$c = (331,5 + (0,6 \cdot T)) \quad (3.1)$$

3.4. Felbontás növelése

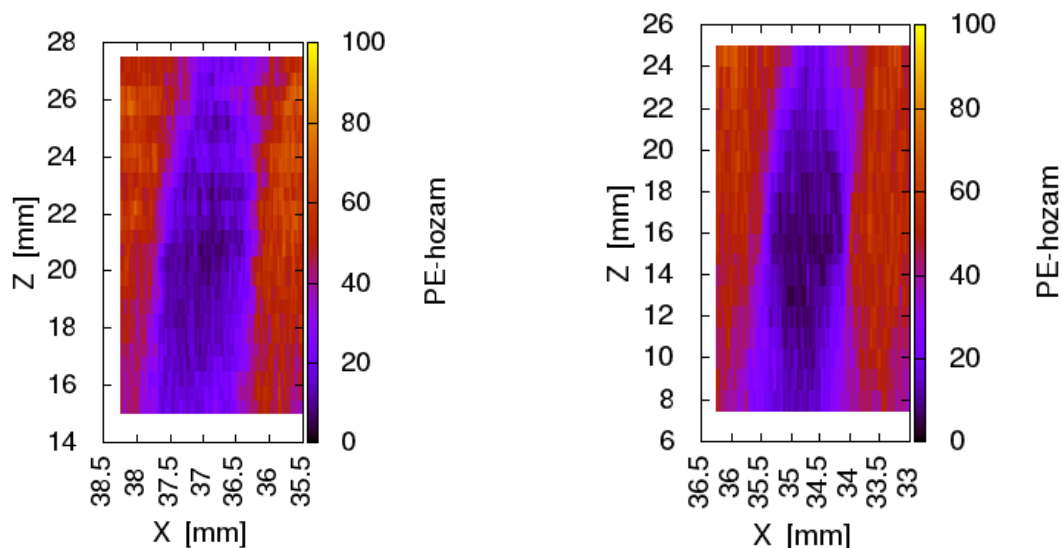
A felbontás növelésének célja, hogy az eddig vizsgált vastag GEM-eken túl a szélesebb körökben alkalmazott vékony GEM-ek mérésére is alkalmas legyen a Leopard. Egy tipikus vastag GEM lyukátmérője 400 μm körüli, amelyek mérésére az eddigi 70 μm -es felbontás elegendő volt, azonban egy vékony GEM jellemzően 40-70 μm -es lyukátmérőkkel rendelkezik.

A felbontás növeléséhez első lépésben 150 μm helyett 30 μm átmérőjű pinhole-t használtam, mert a fókuszált fényfolt mérete egyenesen arányos az alkalmazott pinhole mérettel, viszont eddig a relatíve alacsonyabb fotonhozam miatt túl kevés lett volna az átjutó foton kisebb pinhole-okon. Majd felismertem, hogy a használt lencsék szferikus aberrációja és a környező alumínium alkatrészekről becsillanó fények is torzíthatják a foltot. A lencsét leszorító 12 mm-es blendét ezért lecseréltem egy matt felületű 8 mm átmérőjűre. Továbbá új, aszferikus lencsét építettem be a hagyományos domború lencsék helyett.

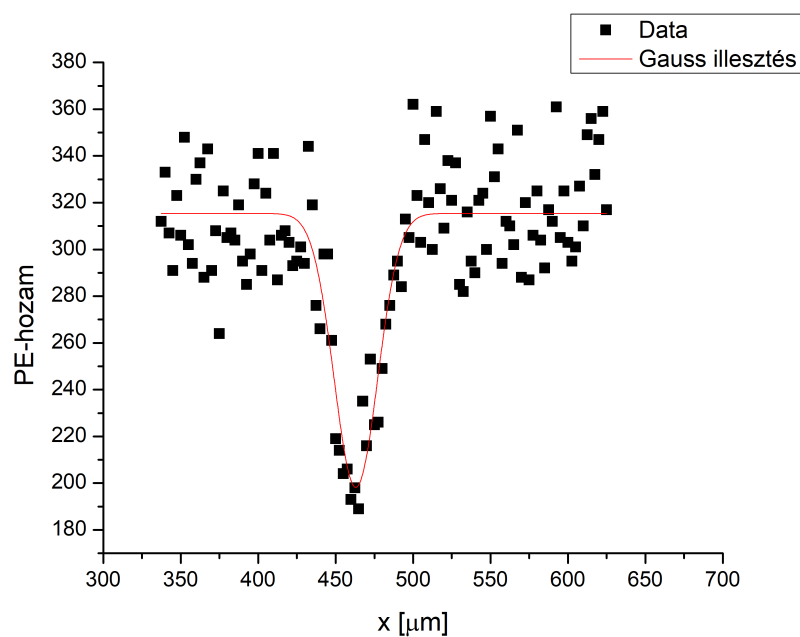
A tárgy- és képtávolság optimalizálásával is sikerült javítanom a felbontást. A új aszferikus lencse fókusza a 2.4. fejezetben ismertetett módon 22,5 mm-re adódott. A 3.7 ábra bal oldalán látható egy olyan XZ-síkú fókusz mérés, ahol a tárgytávolság 55 mm, a képtávolság 38 mm volt. A jobb oldali mérésnél a tárgytávolság 50 mm, a képtávolság 41 mm. Az utóbbi elrendezésben jelentősen javult az árnyék élessége.

Azt is figyelembe vettem, hogy a léptetések hatására az optikai rendszer még rezeghet, lecsillapodó szabadlengéseket végez egy rövid ideig. Ebből kifolyólag lassabb sebességprofilt alkalmaztam és a mérések elé fél másodperc várakozási időt iktattam be.

Végeredményben a 25 μm átmérőjű szálon végzett egydimenziós PE-hozam mérésből az árnyék félértékszélessége a korábbi 70 μm -hez képest 30 μm -re adódott (3.8. ábra).



3.7. ábra. Tárgy- és képtávolság optimalizálása ZX fókusz-méréssel. Bal oldalon 55 mm, jobb oldalon 50 mm tárgytávolság volt beállítva. Utóbbinál lényegesen élesebbnek bizonyult az árnyék.



3.8. ábra. A fejlesztések után elvégzett felbontásmérés eredménye. A vékony szál árnyékának félértékszélessége $30\ \mu\text{m}$.

4. fejezet

Modális analízis

A modális analízis célja a pásztázás léptetéseinek hatására keletkező rezgések vizsgálata. Amikor a detektormérés előtt a Leopard optikai fejét a mérendő pont fölé pozicionáljuk, a léptetés befejeztével az optikai fej számottevő szabadlengéseket végez, amely rontja a rendszer felbontóképességét. A modális analízissel megállapítottam a szabadlengések sajátfrekvenciáit, amelyeket kerülni kell az üzemelés során, valamint meghatároztam a csillapításokat és a jelentősebb lengésképeket, hogy megtaláljam az optimális pásztázási irányt. A rezgésmérésekkel kapott átviteli függvények a későbbiekben arra is használhatóak, hogy adott gerjesztésre automatikusan meghatározzuk a rendszer választ, hogy minimalizálni tudjuk a detektormérések előtti várakozási időt, valamint ha változik az optikai fej súlya (például új optikai elemek kerülnek rá), akkor kiszámíthatjuk a megváltozott átviteli függvényt.

4.1. Számításokhoz használt összefüggések

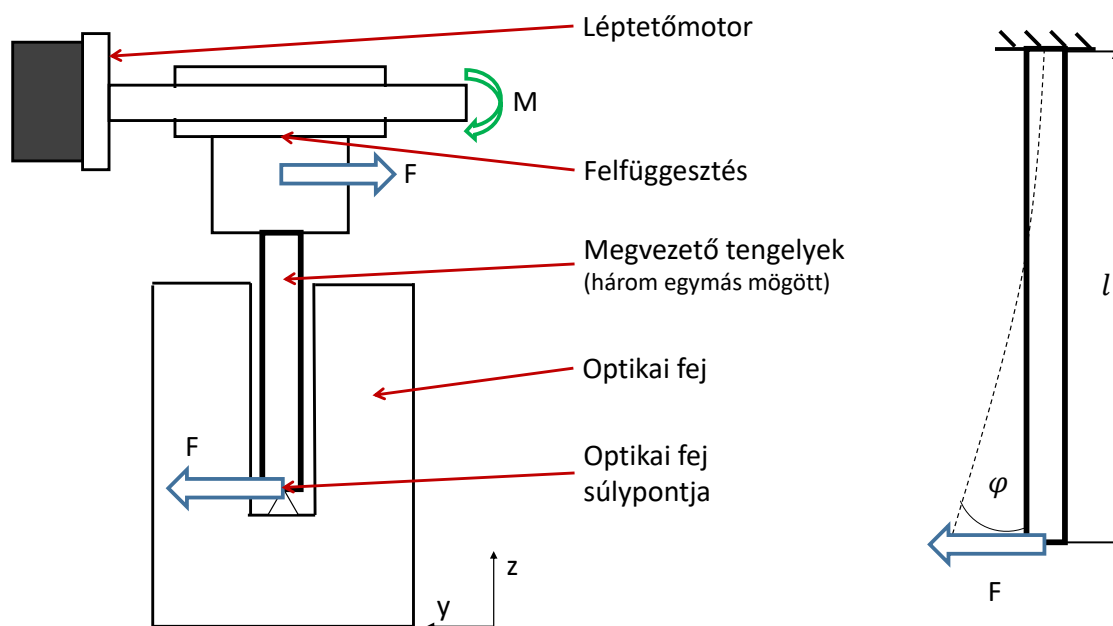
Egy léptetés megállásakor az optikai fejet saját tehetetlensége gerjeszti a léptetés irányába. Ennek az erőnek a hatására az optikai fej kitérül egy bizonyos szögben, majd egy csillapodó szabadrezgésbe kezd. Az optikai fej tengelyének elhajlása miatt a detektorra fókuszált fény nem a mérési pontra esik, ennek mértékét becsülöm meg a következő számításokkal.

Az optikai fej vázlata és az elhajlás közelítő modellje látható a *4.1. ábrán*. A számításoknál azzal a feltételezéssel éltem, hogy az optikai fej elhajlásakor csak a fej megvezető tengelyek hajlanak. Az optikai fej egy golyós orsóra és két lineáris megvezető tengelyre van felfüggesztve a tengellyel párhuzamosan, amelyeket három egymás mögött lévő 10-10 mm átmérőjű ($r = 5$ mm) és $l = 100$ mm hosszú tömör acél hengerként vettem figyelembe (valóság fölé becsülve). Ezek másodrendű nyomatéka

$$I_x = 3 \cdot \frac{\pi r^4}{4} = 1,47 \cdot 10^{-9} \text{ m}^4, \quad (4.1)$$

és a rugalmassági modulusuk $E = 210 \text{ GPa}$. A motor maximális nyomatéka az optikai fejre a golyósorsós áttétellel körülbelül $M = 1 \text{ Nm}$ -re becsülhető, így a szögkitérés a következő szilárdságtani összefüggés alapján számolható [26]:

$$\varphi = \frac{M \cdot l}{I \cdot E} \approx 0,02^\circ. \quad (4.2)$$



4.1. ábra. Az optikai fej mozgatásának vázlata (balra), és a megvezető tengelyek görbült alakjának mechanikai modellje (jobbra).

A fókusz sík és az optikai fej felfüggesztése között jellemzően 200-300 mm van, tehát ez a kitérés legalább

$$0,02 \cdot \frac{\pi}{180} \cdot 200 \approx 0,07 \text{ mm} \quad (4.3)$$

laterális eltérést okozhat a mért és a mérendő pont között. Egy tipikus vékony GEM lyukátmérő 40-70 μm körüli átmérőjű, vagyis a rendszer igen érzékeny erre a szögkitérésre. Ezek persze csak nagyságrendi számítások, de rámutatnak arra, hogy ilyen felbontásnál számolni kell ezzel az effektussal.

A következőkben a kísérleti modális mérésekhez használt elméletet ismertetem. A mechanikai modellt először egy szabadsági fokú lengőrendszerként vizsgálom (4.2. ábra), ahol a szabadsági fok a kis szögkitérések miatt linearizálható, legyen ez az optikai fej legelső pontjának x irányú elmozdulása. Ekkor a mozgásegyenlet

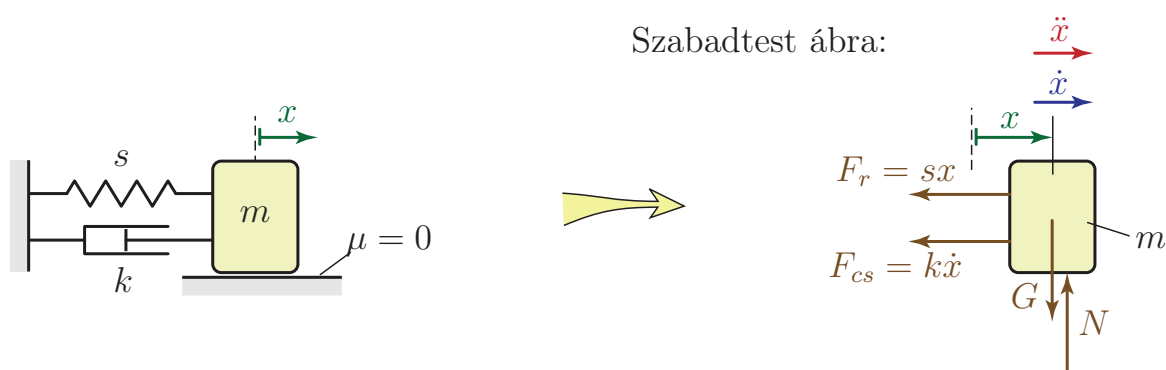
$$m\ddot{x} + k\dot{x} + sx = F(t), \quad (4.4)$$

amely a standard formába rendezve (m tömeggel osztva)

$$\ddot{x} + 2D\alpha\dot{x} + \alpha^2x = F(t)\frac{1}{m}, \quad (4.5)$$

ahol $\alpha = \frac{s}{m}$ csillapítatlan sajátfrekvencia és $D = \frac{k}{2\alpha m}$ relatív csillapítási tényező. Az egyenlet Fourier-transzformáltja¹

$$-\omega^2 X(\omega) + 2D\alpha i\omega X(\omega) + \alpha^2 X(\omega) = \Phi(\omega)\frac{1}{m}. \quad (4.6)$$



4.2. ábra. Az egy szabadsági fokú rendszer alapmodellje [27].

Az átviteli függvény spektruma az FRF², amely a bemenő és kimenő jel Fourier-transzformáltjának hányadosa [28] [29]:

$$H(\omega) = \frac{X(\omega)}{\Phi(\omega)} = \frac{1/m}{\alpha^2 - \omega^2 + i2D\alpha}. \quad (4.7)$$

A továbbiakban az egyszerűsítés kedvéért vezessük be $\xi = \frac{\omega}{\alpha}$ dimenziótlan frekvenciát, amellyel behelyettesítés és átalakítás után a dimenziótlan FRF:

$$H(\xi) = \frac{1 - \xi^2}{(1 - \xi^2)^2 + (2D\xi)^2} + i\frac{-2D\xi}{(1 - \xi^2)^2 + (2D\xi)^2}. \quad (4.8)$$

Ennek a komplex függvénynek a jellemző ábrái (amplitúdó, fázisszög, valós és képzetes rész) láthatóak a 4.3 és 4.4. ábrán, amelyekhez hasonlóakat fogunk látni majd a mérésekben. $D = 0$ csillapítás esetén az amplitúdó és a képzetes rész csúcsa a sajátfrekvenciánál lenne és a csúcs a végtelenbe tartana, a valóságban a sajátfrekvencia ettől valamivel kisebb. A sajátfrekvenciánál a fázis 180°-os szöget vált, a valós részben pedig a sajátfrekvencia előtt és után pozitív és negatív csúcsok jelennek meg. Ezek a tulajdonságok segítik felismerni

¹kisbetűs időfüggvények Fourier transzformáltja nagybetűvel, nagybetűs időfüggvényeké görög betűvel jelölve

²Frequency Response Function, magyarul Frekvenciaátviteli Függvény

majd a sajátfrekvencia helyét. A csillapítás a (4.8) valós részének deriválásából számítható ki, ugyanis

$$\frac{d\operatorname{Re}(H)}{d\xi} = 0 \quad (4.9)$$

egyenlet rendezés után

$$(1 - \xi^2)^2 - 4D^2 = 0 \quad (4.10)$$

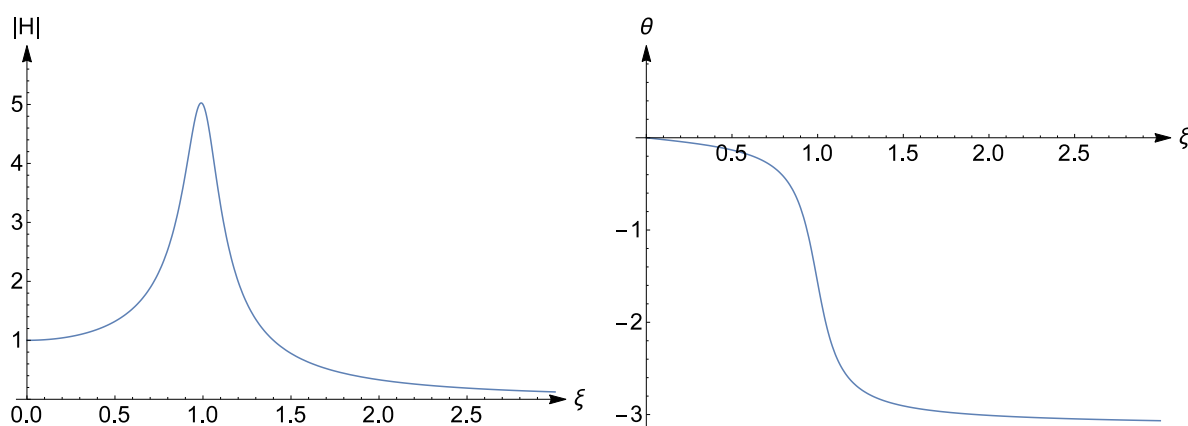
másodfokú egyenlet alakját ölti, amelynek gyökei

$$\begin{aligned} \xi_p^2 &= 1 - 2D \\ \xi_v^2 &= 1 + 2D \end{aligned} \quad (4.11)$$

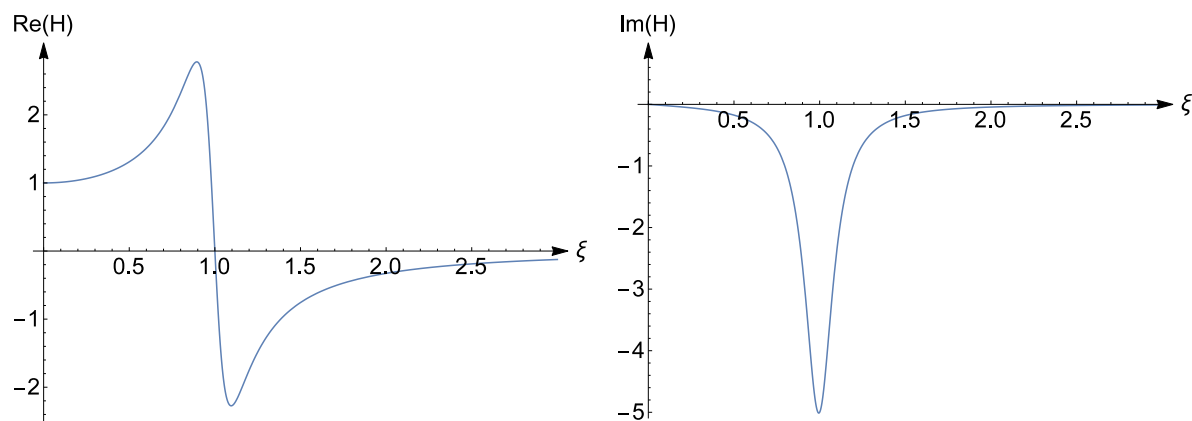
a valós rész pozitív (peak) és negatív (valley) csúcsainak frekvenciái. Az egyenletrendszerből kifejezhető a csillapítás:

$$D = \frac{\xi_v^2 - \xi_p^2}{2(\xi_v^2 + \xi_p^2)}. \quad (4.12)$$

A csillapítás meghatározásának ezt a módját nevezik "Peak-valley" módszernek. Ez a módszer jól alkalmazható több szabadsági fokú rendszerek esetén is, ha a sajátfrekvenciák nem túl közeliek, nem lengéskép-csomóponton mértünk, a csillapítás arányos és elhanyagolható a tömeggel arányos csillapítás.



4.3. ábra. A komplex FRF spektrum jellemző ábrái egy szabadsági fokú $D = 0,1$ csillapítású rendszerben. Bal ábrán az amplitúdó, tőle jobbra a fázis diagramja.



4.4. ábra. A komplex FRF spektrum jellemző ábrái egy szabadsági fokú $D = 0,1$ csillapítású rendszerben. Bal ábrán a komplex függvény valós, jobb oldalon a képzetes rész a dimenziótlan frekvencia függvényében.

Az amplitúdó görbéjének deriválásából határozható meg a csillapítatlan sajátfrekvencia:

$$\begin{aligned}
 \frac{d|H|}{d\xi} &= 0 \\
 \dots \\
 -4 + 4\xi^2 + 8D^2 &= 0 \\
 \xi^* &= \sqrt{1 - 2D^2} = \frac{\omega^*}{\alpha} \\
 \alpha &= \frac{\omega^*}{\sqrt{1 - 2D^2}}.
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

A (4.5) mozgásegyenlet megoldásából

$$x(t) = Ae^{-D\alpha t} \sin(\gamma t + \delta) \tag{4.14}$$

tudjuk, hogy a csillapítatlan rendszer sajátfrekvenciája [27]

$$\gamma = \alpha\sqrt{1 - D^2}, \tag{4.15}$$

vagyis a mérésből az amplitúdócsúcs segítségével

$$\gamma = \frac{\omega^*}{\sqrt{1 - 2D^2}} \sqrt{1 - D^2} \tag{4.16}$$

összefüggés segítségével határozható meg.

Több szabadsági fokú rendszereknél, ha a csillapítás arányos a rugómerevséggel, akkor a következő mátrix egyenlettel írható fel a mozgásegyenlet:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}}(t) + k_s\mathbf{S}\dot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{S}\mathbf{x}(t) = \mathbf{F}(t). \tag{4.17}$$

Ennek homogén megoldásából kaphatóak a csillapítatlan sajátfrekvenciák és a lengésképek:

$$\det(-\alpha^2 \mathbf{M} + \mathbf{S}) \mathbf{A} = 0 \rightarrow \alpha_k, \mathbf{A}_k. \quad (4.18)$$

A méréssel kapható átviteli mátrix felírásához ú.n. modális transzformációt kell végezni a mozgásegyenleten. A modális transzformáció mátrixa a

$$\mathbf{T} = [c_1 \mathbf{A}_1; \dots c_n \mathbf{A}_n], \quad (4.19)$$

lengésképekből tevődik össze, ahol

$$c_k = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{A}_k^T \mathbf{M} \mathbf{A}_k}}, \quad k = 1 \dots n \quad (4.20)$$

és n a szabadsági fokok száma. A

$$\mathbf{T}^{-1} \mathbf{x} = \mathbf{q} \quad (4.21)$$

transzformációval kapjuk a modális koordinátát. Ezt visszahelyettesítve a mozgásegyenletbe és balról $\mathbf{T}^T$ -tal szorozva a tömegmátrix egységmátrixszá egyszerűsödik, a többi együtthatómátrix pedig diagonális lesz [31]:

$$\mathbf{I} \ddot{\mathbf{q}} + (2D_k \alpha_k) \mathbf{I} \dot{\mathbf{q}} + (\alpha_k^2) \mathbf{I} \mathbf{q} = \mathbf{T}^T \mathbf{F}. \quad (4.22)$$

Egy szabadsági fokú esethez hasonlóan Fourier-transzformálva az egyenletet és átrendezve a koordináta és gerjesztés hányadosára, majd visszaszorozva balról az egyenletet $\mathbf{T}$ -vel (felhasználva hogy $\mathbf{T} \mathbf{Q} = \mathbf{X}$):

$$\mathbf{T} \frac{\mathbf{Q}(\omega)}{\Phi(\omega)} = \frac{\mathbf{X}(\omega)}{\Phi(\omega)} = \mathbf{T} (\mathbf{I}(-\omega^2) + (2D_k \alpha_k) \mathbf{I}(i\omega) + (\alpha_k^2) \mathbf{I})^{-1} \mathbf{T}^T = \mathbf{H}(\omega). \quad (4.23)$$

Ezt a mátrixot kapjuk a mérés során úgy, hogy a mátrix j sora a j mérési ponton gerjesztő jelek spektrumait, a k oszlopa pedig a k mérési pontban mért kimenő jelek spektrumait tartalmazza az alábbi módon:

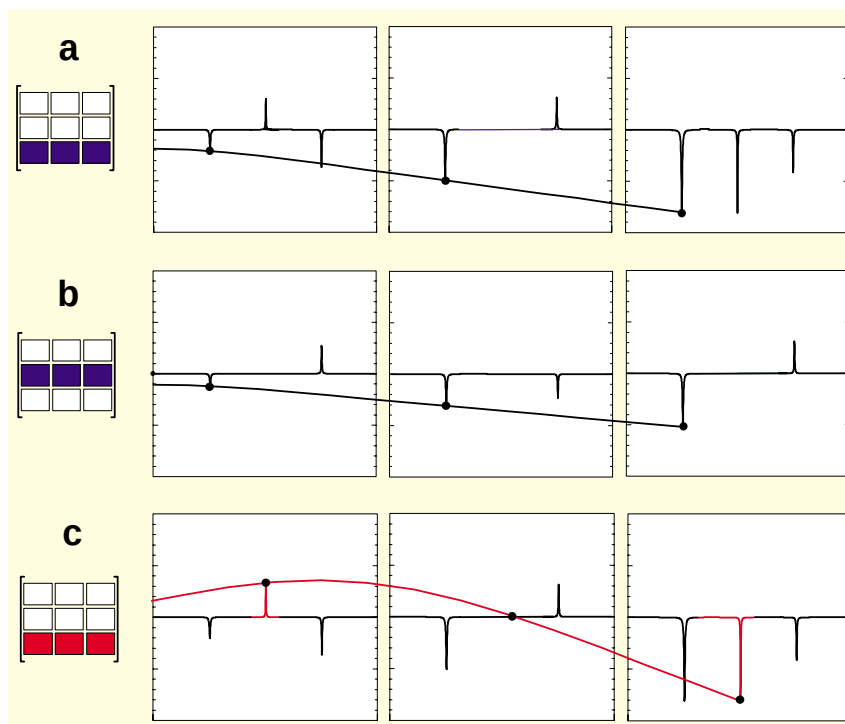
$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \frac{\mathbf{X}_1}{\Phi_1} & \frac{\mathbf{X}_2}{\Phi_1} & \dots \\ \frac{\mathbf{X}_1}{\Phi_2} & \frac{\mathbf{X}_2}{\Phi_2} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}. \quad (4.24)$$

A sajátfrekvenciák és csillapítások meghatározásához elég az átviteli mátrix egy eleme (ha elég tiszta a spektrum), a lengésképekhez pedig egy oszlop vagy egy sor. Adott módushoz tartozó lengésképet úgy tudjuk ábrázolni (ha megfelelő a mérés), hogy a mérési pontokban ábrázoljuk a képzetes rész sajátfrekvenciához tartozó csúcsát (4.5. ábra),

mert a valós rész ott zérus tehát az amplitúdó azonos a képzetes rész amplitúdójával. A koherenciamátrix segítségével ellenőrizhetjük a bemeneti és kimeneti jelek minőségi kapcsolatát, amely ideális esetben konstans egy értékű lenne:

$$C_{FX}(\omega) = \frac{|G_{FX,k}(\omega)|^2}{G_{FF,k}(\omega) \cdot G_{XX,k}(\omega)}, \quad (4.25)$$

ahol G_{FX} a jelek keresztkorrelációs függvényének spektruma, G_{FF}, G_{XX} a jelek autokorrelációs függvényének spektruma.

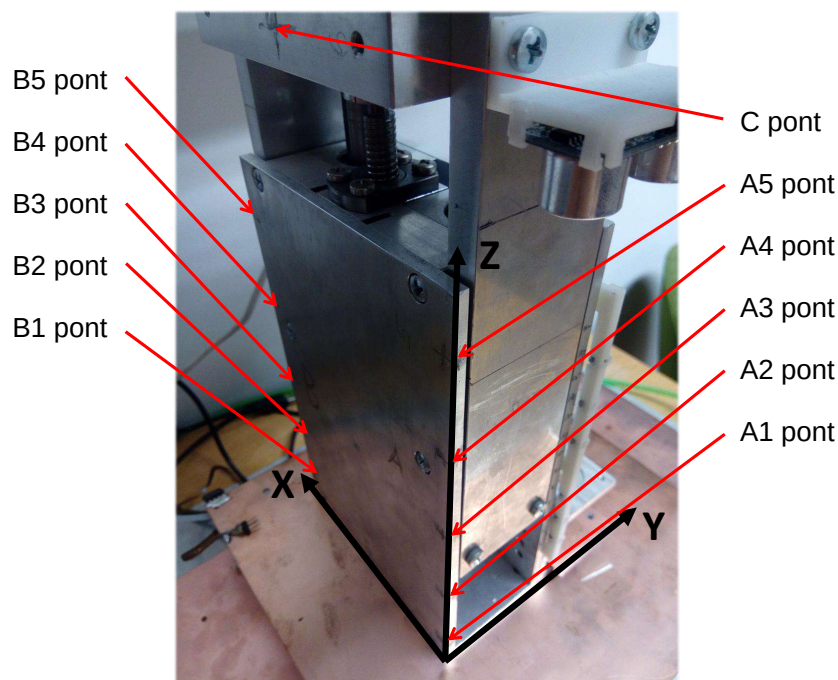


4.5. ábra. Lengésképek ábrázolásának módja a képzetes rész csúcsaival. Az *a* és *b* sorok első módushoz tartozó, a *c* sor a második módushoz tartozó lengésképet ábrázolják egy példa átviteli függvényen [30].

4.2. Mérési eredmények

A kísérleti modális analízis célja a modális paraméterek (sajátfrekvenciák, csillapítások és lengésképek) kimérése, amelyekkel következtethetünk a rendszer egy gerjesztésre adott rezgésválaszára. A legnagyobb amplitúdót okozó első sajátfrekvencia meghatározásával elkerülhetjük a rendszer öngerjesztését. A csillapítások ismeretében tudni fogjuk, hogy adott gerjesztés esetén mennyi idő múlva cseng le a rendszer szabadrezgése megfelelő mértékben, hogy optimalizálhassuk a detektormérések előtti várakozási időt. A fej különböző pontjain mért gyorsulás adatokkal számolhatóak a lengésképek, amelyekkel meghatározható a rezgés térbeli folyamata és az optimális pásztázási irány.

Az optikai fejen 11 ponton mértem gyorsulásokat három (x,y,z) irányban, és egy pontban gerjesztettem két (x,y) irányban. Az optikai fej és a mérési pontok a 4.6. ábrán látható. Az optikai fej két függőleges éle mentén 5-5 darab egymástól 20 mm távolságra lévő pontokban és egy középső pontban mértem gyorsulásjeleket. A gyorsulást 1–10000 Hz mintavételezésű tartományon $0,03 \text{ m/s}^2$ felbontásban érzékeny PCB [32] szenzorokkal mértem. A gerjesztést Endevco modális kalapáccsal [33] mértem a C pontra két (x,y) irányban. Az adatokat Brüel & Kjaer [34] adatkiolvasó rendszerrel olvastam ki.



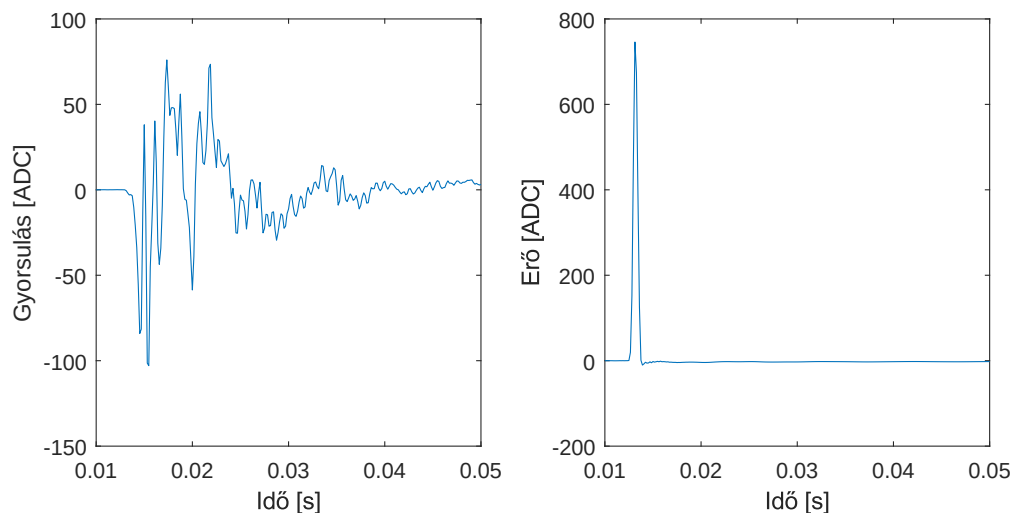
4.6. ábra. Az optikai fej, a koordináta-rendszer és a gyorsulásmérések pontjai.

A nyers adatokat egy saját készítésű szkripttel dolgoztam fel a MATLAB számára. A beolvasott adatok tartalmazzák a

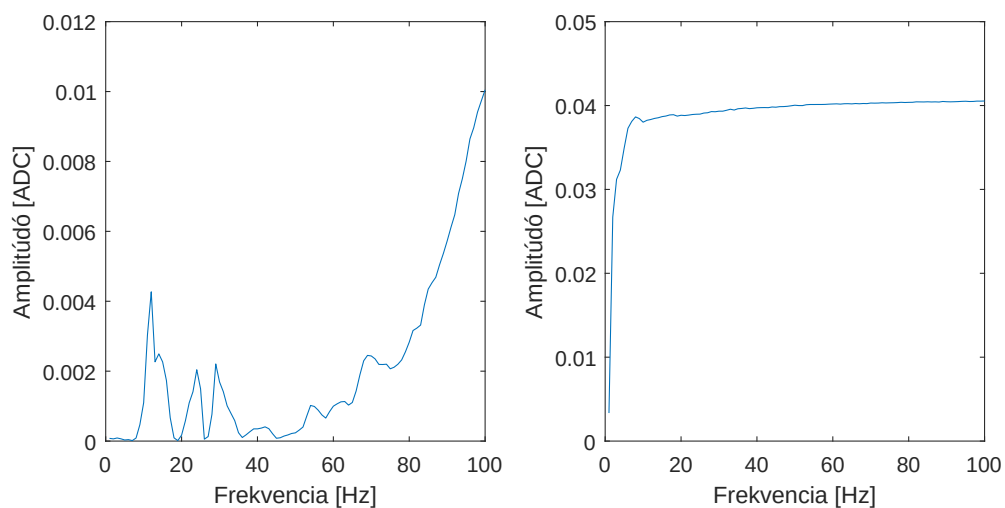
- gyorsulásmérők és a kalapács időjeleit (4.7. ábra),
- az időjelek FFT³ spektrumait (4.8. ábra),
- a spektrumok megfelelő hányadosaként számított FRF spektrumokat és ezek koherencia függvényeit (4.9. ábra).

Az adatok ADC feszültség egységekben vannak, mert a sajátfrekvenciák, csillapítások és a relatív lengésképek meghatározásához a konkrét gyorsulás értékek illetve kalibráció nem szükséges. A spektrumokat csak 10 Hz-től 100 Hz-ig vizsgáltam, mert az első sajátfrekvenciákat 100 Hz alá várom. A magasabb frekvenciákat nem vettem figyelembe egyrészt azért, mert azok amplitúdója már elhanyagolható eltéréseket okoz az optikai fejen, másrészt a felfüggesztés (orsó, csapágyak, tengelyek, kenőanyag stb.) összetettsége miatt ezek a frekvenciák már nem határozhatóak meg elég pontosan.

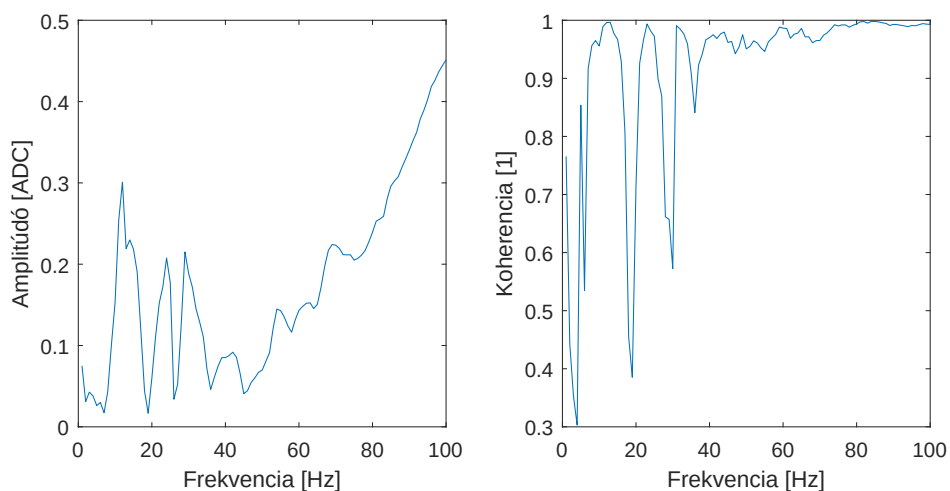
³FFT = Fast Fourier Transform, magyarul Gyors Fourier-transzformáció



4.7. ábra. Egy gyorsulás (balra) és kalapácsütés (jobbra) időjele.



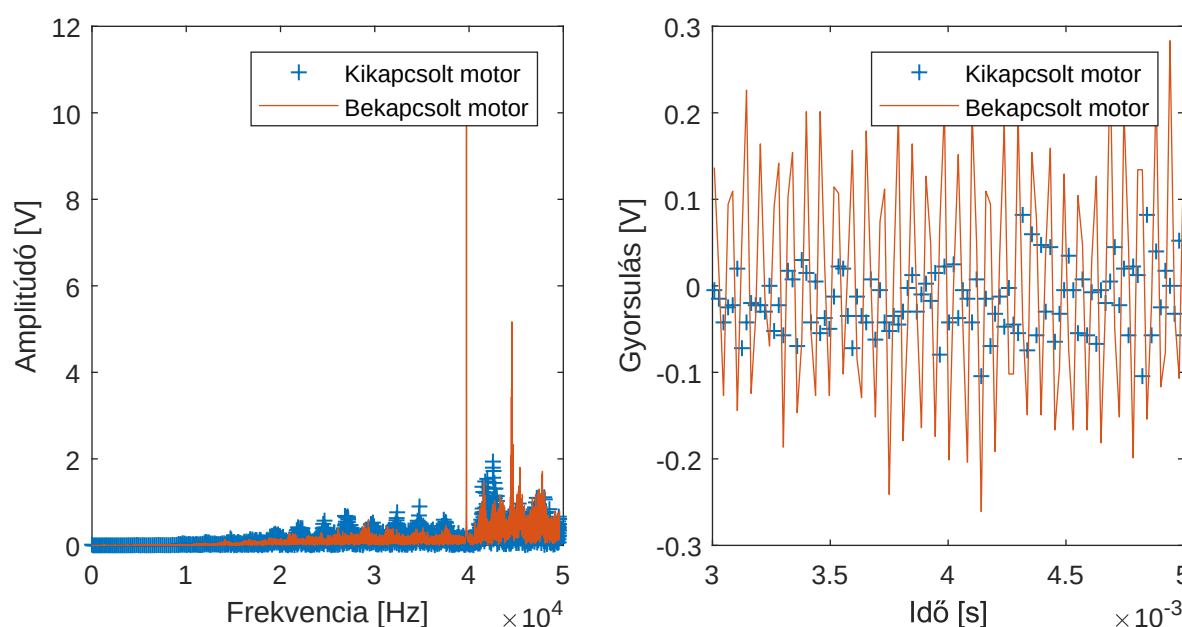
4.8. ábra. Egy gyorsulás (balra) és kalapácsütés (jobbra) FFT spektruma.



4.9. ábra. Egy FRF spektrum (balra) és egy koherencia függvény (jobbra).

A kalapácsütés időjele ideális esetben Dirac-delta jellegű, ekkor az FFT spektrum egy vízszintes vonal kéne legyen. A 4.8. ábrán látható jobb oldalon, hogy már 5-10 Hz-től egészen jól közelít a vízszinteshez, tehát az ütés jól gerjeszti a számunkra érdekes 10 Hz fölötti frekvenciákat. A 4.9. ábránál a komplex FRF spektrum abszolút értékét ábrázoltam, jobb oldalon pedig a koherencia függvényt, amely láthatóan 10 Hz alatt, és a sajátfrekvenciák környékén leesik (ez várható), egyébként 1, vagyis megfelelő.

Első méréseimmel egy figyelemreméltó jelenséget vettem észre: pusztán a motorok bekapcsolásával megjelent egy markáns z-irányú periodikus jel 40 és 45 kHz-nél. A 4.10. ábra bal oldalán látható a zaj spektruma, jobb oldalon az időjele. Bár az első sajátfrekvencia amplitúdójához képest elhanyagolható az amplitúdója, mégis érdemes tudni erről a zajról, és figyelembe venni az esetleges jövőbeli tervezéseknél.



4.10. ábra. A motor bekapcsolása előtt és után mért z irányú jel spektruma (balra) és időjele (jobbra).

A fenti méréseket 51,2 kHz mintavételezéssel mértem, hogy széles legyen a spektrum, mert az ω_{max} spektrumszélesség a Δt mintavételezési idővel fordítottan arányos:

$$\omega_{max} = \frac{1}{2\Delta t}, \quad (4.26)$$

ahol a 2-es szorzót a spektrum Hermite-szimmetrikussága okozza. Mivel az adatkiolvasó rendszer maximum 6400 adatot tud egy mérésnél felvenni, ezért a Fourier-transzformáció T időablaka egyre kisebb ahogy nő a mintavételezés.

A spektrum Δf frekvenciafelbontása az időablak reciproka

$$\Delta f = \frac{1}{T}, \quad (4.27)$$

tehát nagy mintavételezésnél rossz lesz a frekvencia felbontása. Mivel minket a 10–100 Hz-es tartomány fog érdekelni, ezért a mintavételezést a továbbiakban 6400 Hz-re állítottam.

A következőkben az x és y irányú első sajátfrekvenciák és csillapítások meghatározását mutatom be. A gerjesztést és a gyorsulásmérést a C pontban végeztem, vagyis az optikai fej közepén, mert ott lehetett a legegyszerűsebb spektrumú ütést mérni. A 4.11. ábrán látható az x és y irányú gyorsulásmérők x irányú gerjesztéssel, 4.12. ábrán pedig az y irányú gerjesztéssel számított FRF spektrumai. Az ábrákon az azonos irányú gyorsulás és gerjesztés átviteli függvényei vastagon ki vannak emelve, mert ezekből számítottam modális paramétereket adott irányban. Az ábrák bal felső sarkában a komplex átviteli függvények amplitúdója látható függőleges vonallal jelölve az első csúcsot, amelyek közelítőleg az adott irány első sajátfrekvenciái. Ezek $f_{x1}^* = 15$ Hz és $f_{y1}^* = 11$ Hz-re adódtak. A (4.16) egyenlettel átszámolva a csillapított sajátfrekvenciák $f_{x1} = 15,4$ Hz és $f_{y1} = 11,1$. Jobbra tőle a fázisszögek vannak ábrázolva, amelyeken megfigyelhető, hogy a sajátfrekvenciáknál létrejön a fázisszögek átbillenése. A bal alsó ábrákon a valós, jobbra a képzetes részt ábrázoltam. A csillapítást (4.12) egyenlet alapján „Peak-valley” illesztéssel számítottam: az algoritmus megkeresi a sajátfrekvencia környékén a legnagyobb (f_p) és legkisebb (f_v) csúcsot, melyekkel az adott irányú csillapítás számítható:

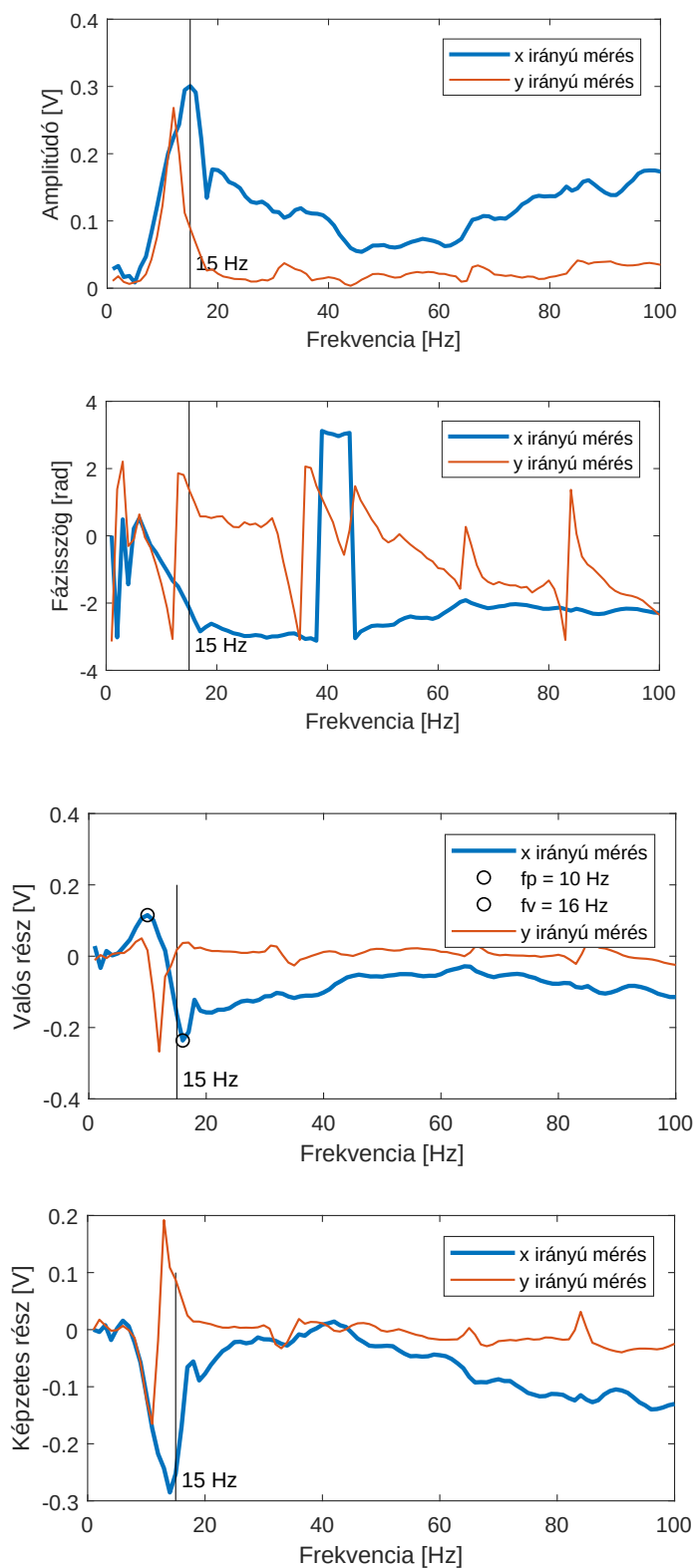
$$D_{x1} = \frac{f_{xp}^2 - f_{xv}^2}{2(f_{xv}^2 + f_{xp}^2)} = \frac{16^2 - 10^2}{2(16^2 + 10^2)} = 0,22 [1], \quad (4.28)$$

$$D_{y1} = \frac{f_{yp}^2 - f_{yv}^2}{2(f_{yv}^2 + f_{yp}^2)} = \frac{12^2 - 9^2}{2(12^2 + 9^2)} = 0,14 [1]. \quad (4.29)$$

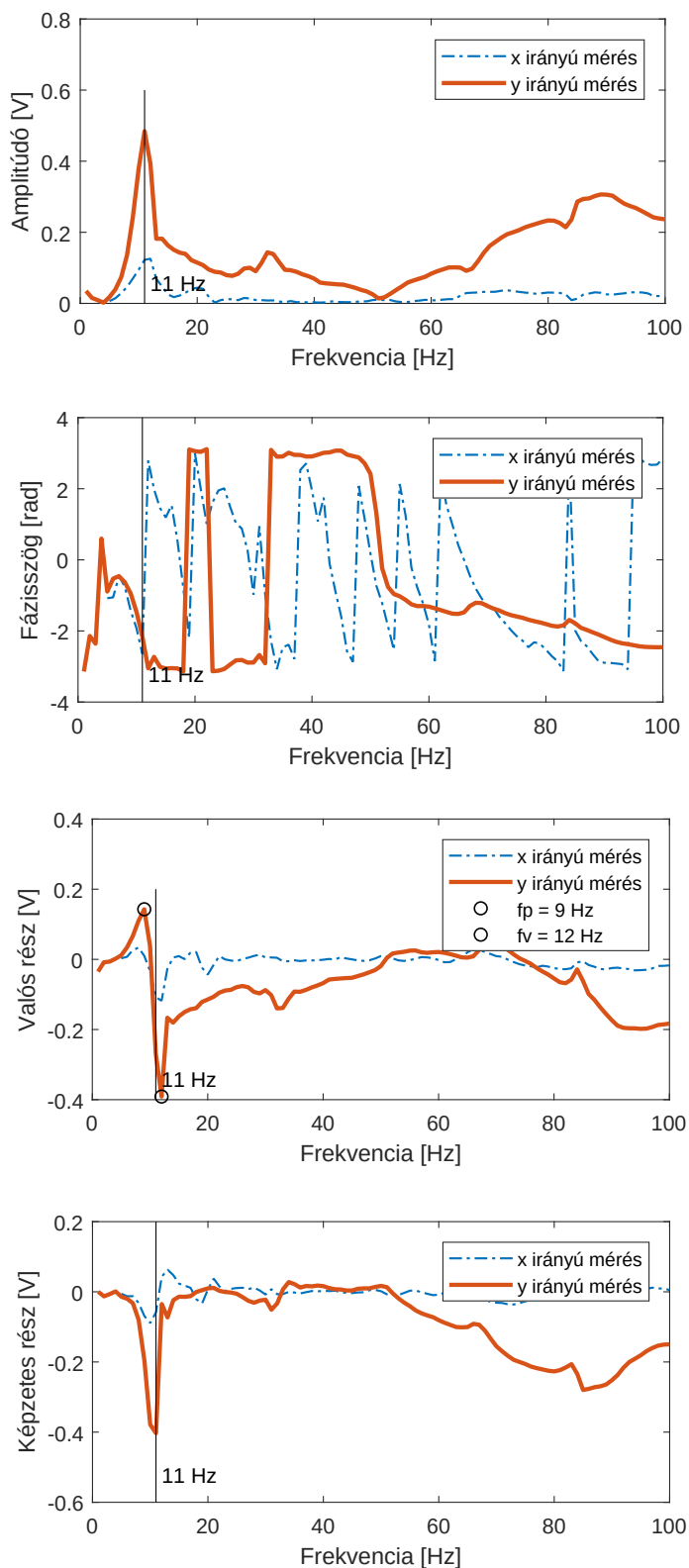
A csillapítás hibája, ha a frekvenciahiba 1 Hz:

$$\Delta D_{x1} = \Delta D_{y1} = \sqrt{2 \left| \frac{\partial D_{x1}}{\partial f_{xp}} \right|_{f_{xp}, f_{yp}}^2} \cdot 1^2 = 0,064. \quad (4.30)$$

A lengésképeket a képzetes rész amplitúdóinak arányával állapítottam meg. A 4.13. ábrán láthatóak az egyes mérési pontok a sajátfrekvenciáknál lévő képzetes csúcsok amplitúdójának függvényében. A mérések alapján az állapítható meg, hogy az első módusokhoz tartozó lengésképek a legalsó pontban a legnagyobbak és y irányban nagyobb a kilengés, mint x irányban. Ez várható volt, mivel y irányban keskenyebb az optikai fej felfüggesztése, mint x irányban, tehát a másodrendű nyomatéka feltehetően nagyobb x irányban. Ez persze nem volt nyilvánvaló az összetett többtengelyű felfüggesztési rendszer miatt, de a mérések igazolták a feltételezésemet.

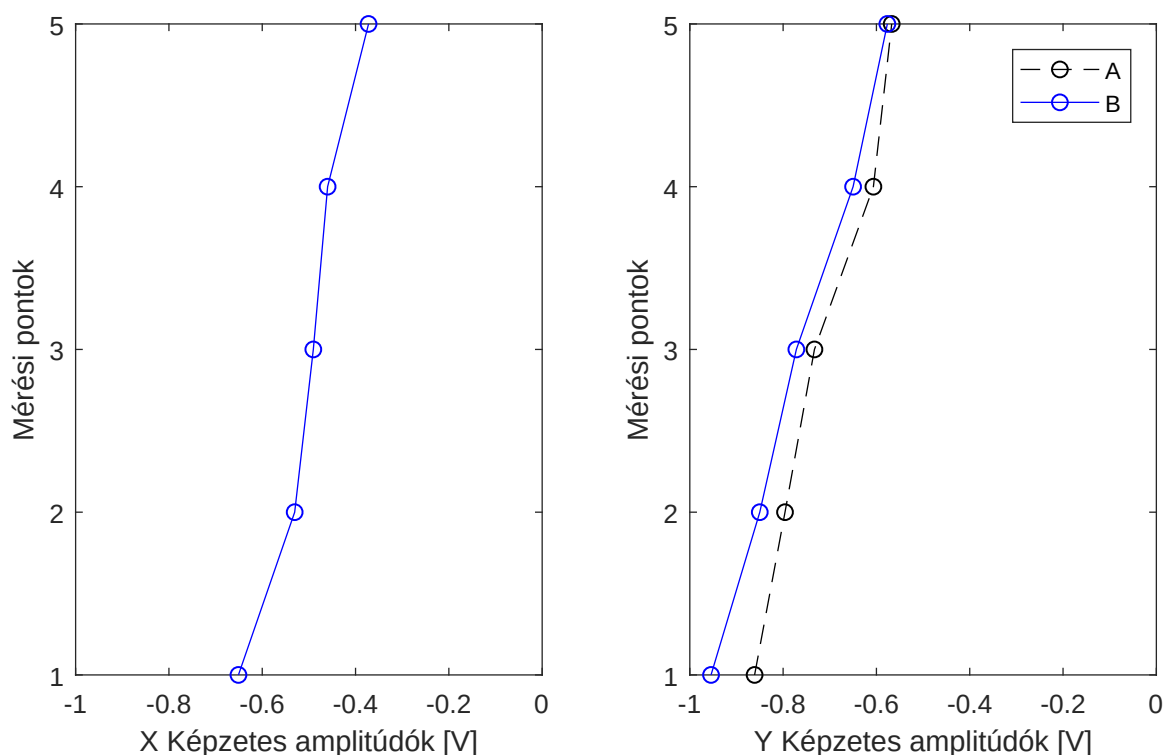


4.11. ábra. Az x irányú gerjesztés x és y irányú gyorsulásméréseivel vett átviteli függvényei vastagon szedve az azonos irányú gerjesztés-mérés FRF spektrumát. Legfelső ábra az amplitúdó, alatta a fázis, ez alatt a valós, legalul a képzetes rész spektruma. A valós részen látható a csillapítás számításához használt „peak-valley” frekvenciák.



4.12. ábra. Az y irányú gerjesztés x és y irányú gyorsulásméréseivel vett átviteli függvényei vastagon szedve az azonos irányú gerjesztés-mérés FRF spektrumát. Legfelső ábra az amplitúdó, alatta a fázis, ez alatt a valós, legalul a képzetes rész spektruma. A valós részen látható a csillapítás számításához használt „peak-valley” frekvenciák.

Az x tengely mentén azért mértem külön pontsoron (A és B), hogy ellenőrizsem nem lép-e fel csavarodás a z tengely körül. Az ábra jobb oldalán az látható, hogy majdnem egyforma a két oldal kitérése, nem számottevő a csavarodás. Még egy fontos következtetést lehet levonni a mérésekből: a lengésképek inkább lineáris, mint polinomiális jellegűek, tehát az optikai fej egy tömbként fordul el az x és y tengely körül és nem hajlik. A kihajlás tehát szinte teljes egészében a felfüggesztéseken (golyósorsón és két megvezető tengelyen) jön létre, ahogy ezt az analitikus becslésnél feltételeztük. Nem kell tehát attól tartani, hogy az optikai elemek egymáshoz képes elmozdulnának.



4.13. ábra. Az első módus lengésképe x irányban a bal oldalon, y irányban jobb oldalon, ahol a két mérési sor (A és B) külön ábrázolva van.

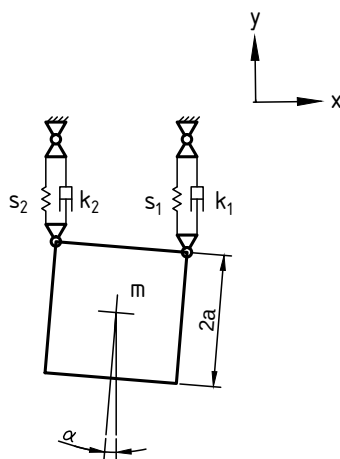
A kísérleti modális analízis eredményei a 4.1. táblázatban vannak összefoglalva. A legfontosabb konklúzió a mérésekből, hogy az x irányú gerjesztésnek van a legkisebb lengésképe és legnagyobb csillapítása, tehát a mérések során ezt az irányt érdemes előnyben részesíteni a pásztázás pályájának generálásakor. A kerülendő léptetési frekvenciák pedig a 11,1 Hz és 15,4 Hz.

4.1. táblázat. A kísérleti modális analízis eredményeinek összefoglalása.

Mérési irány	Első sajátfrekvencia	Csillapítás	Lengéskép maximum
X	15,4 Hz	$22 \pm 6,4\%$	-0,65 ADC
Y	11,1 Hz	$14 \pm 6,4\%$	-0,95 ADC

4.3. Szimuláció

A mérésből meghatározott modális paraméterek felhasználásával következtethetünk a rendszer válaszára adott gerjesztés mellett. Ennek szimulációjára készítettem egy LabVIEW szoftvert. A program célja, hogy tetszőleges gerjesztésnél, valamint ha megváltozik a rendszer valamelyik paramétere (tömege, tehetetlenségi nyomatéka stb.) könnyedén és gyorsan számíthassuk az megváltozott rendszer rezgéseit. A szimulációhoz használt mechanikai modell látható a 4.14. ábrán, amely egy négyzet alapú téglatestből és két-két rugóval és csillapítással helyettesített felfüggesztésből áll.



4.14. ábra. A szimulációhoz használt mechanikai modell.

A rendszer linearizált kiinduló mozgásegyenlete:

$$\Theta \ddot{\alpha} = -a(F_{s1} + F_{k1} - F_{s2} - F_{k2}), \quad (4.31)$$

ahol

- $F_{si} = a \cdot \alpha(t) \cdot s_i$: a rugóerő,
- $F_{ki} = a \cdot \dot{\alpha}(t) \cdot k_i$: a csillapító erő,
- a : a négyzet alapú téglatest oldalhosszának fele, vagyis az erőkar,
- Θ : a téglatest tehetetlenségi nyomatéka a súlypontra.

Ezt átrendezve a szimulációban használt mozgásegyenletre:

$$\ddot{\alpha} = -\frac{a^2}{\Theta} (\alpha(t) \cdot (s_1 - s_2) + \dot{\alpha}(t) \cdot (k_1 - k_2)). \quad (4.32)$$

A modellalkotásnál nem vettem figyelembe az x-y kitéréseket és a gravitáció hatását, mivel az optikai rendszerben a legnagyobb hibát csak a tömegközéppont körüli szögelfordulás okoz. A szögkitérések hatását linearizálva vettem figyelembe, mivel kis kitérésekről van szó.

A numerikus megoldáshoz Adams-Bashforth (4.33) első- és (4.34) másodrendű, valamint Adams-Moulton (4.35) másodrendű integrátor formuláját használtam a 4.2. táblázatban lévő algoritmus szerint, ahol az algoritmus $\alpha_0, \dot{\alpha}_0$ kezdeti feltételekkel indítható.

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} f(t) = (f(t_i) - f(t_{i-1}))\Delta t \quad (4.33)$$

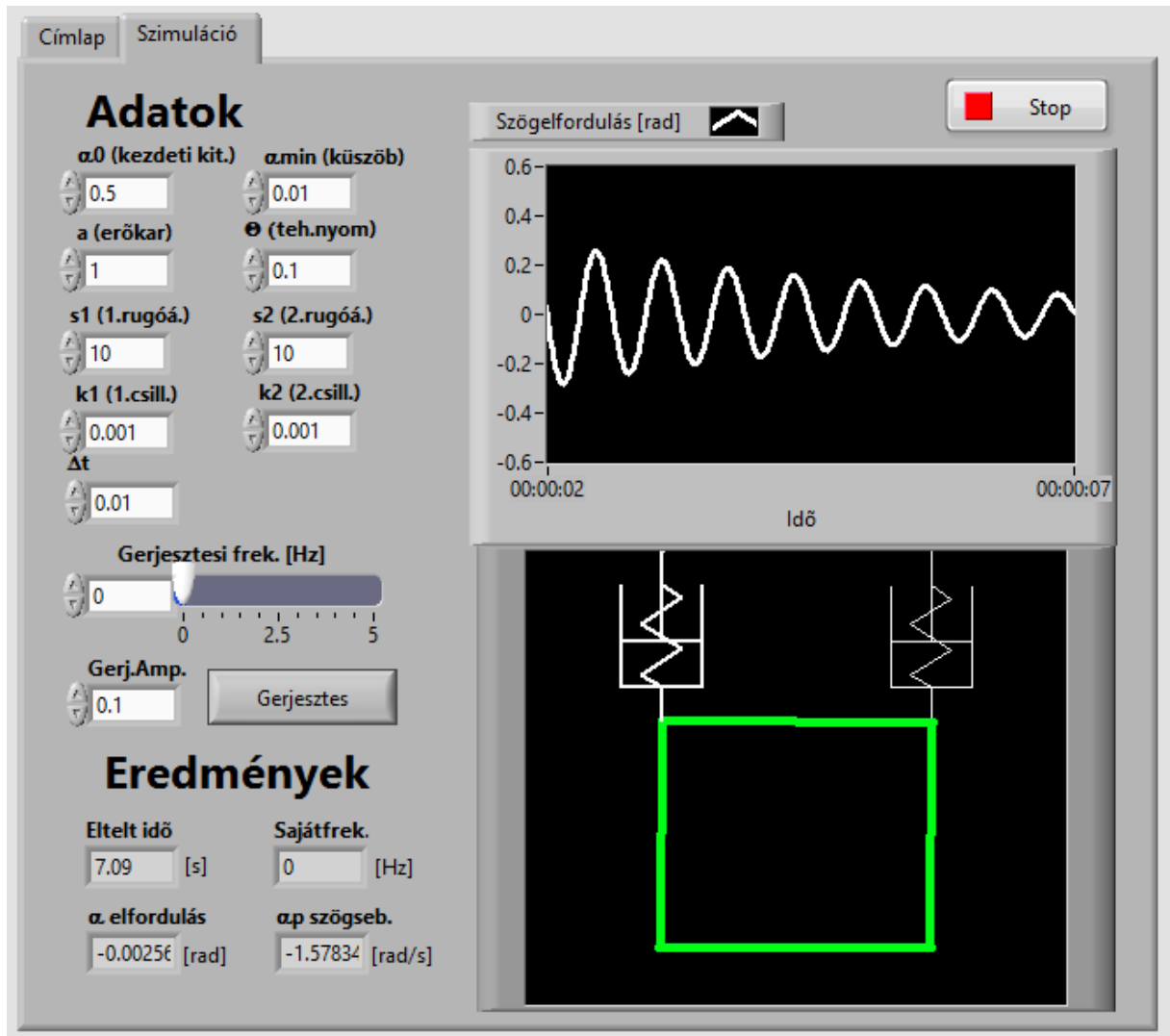
$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} f(t) = \frac{3(f(t_i) - f(t_{i-1}))}{2}\Delta t \quad (4.34)$$

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} f(t) = \frac{f(t_{i+1}) + f(t_i)}{2}\Delta t \quad (4.35)$$

4.2. táblázat. A Labview rezgésszimulációs szoftverem algoritmusának lépései.

i	t_i	α_i	$\dot{\alpha}_i$	$\ddot{\alpha}_i$
0	0	α_0	$\dot{\alpha}_0$	$\ddot{\alpha}_0 = -\frac{a^2}{\theta}(\alpha_0 \cdot (s_1 - s_2) + \dot{\alpha}_0 \cdot (k_1 - k_2))$
1	Δt	$\alpha_1 = \alpha_0 + \frac{\dot{\alpha}_1 + \dot{\alpha}_0}{2}\Delta t$	$\dot{\alpha}_1 = \dot{\alpha}_0 + \ddot{\alpha}_0\Delta t$	$\ddot{\alpha}_1 = -\frac{a^2}{\theta}(\alpha_1 \cdot (s_1 - s_2) + \dot{\alpha}_1 \cdot (k_1 - k_2))$
2	$2\Delta t$	$\alpha_2 = \alpha_1 + \frac{\dot{\alpha}_2 + \dot{\alpha}_1}{2}\Delta t$	$\dot{\alpha}_2 = \dot{\alpha}_1 + \frac{3\ddot{\alpha}_1 - \ddot{\alpha}_0}{2}\Delta t$	$\ddot{\alpha}_2 = -\frac{a^2}{\theta}(\alpha_2 \cdot (s_1 - s_2) + \dot{\alpha}_2 \cdot (k_1 - k_2))$
n	$n\Delta t$	$\alpha_n = \alpha_{n-1} + \frac{\dot{\alpha}_n + \dot{\alpha}_{n-1}}{2}\Delta t$	$\dot{\alpha}_n = \dot{\alpha}_{n-1} + \frac{3\ddot{\alpha}_{n-1} - \ddot{\alpha}_{n-2}}{2}\Delta t$	$\ddot{\alpha}_n = -\frac{a^2}{\theta}(\alpha_n \cdot (s_1 - s_2) + \dot{\alpha}_n \cdot (k_1 - k_2))$
...				

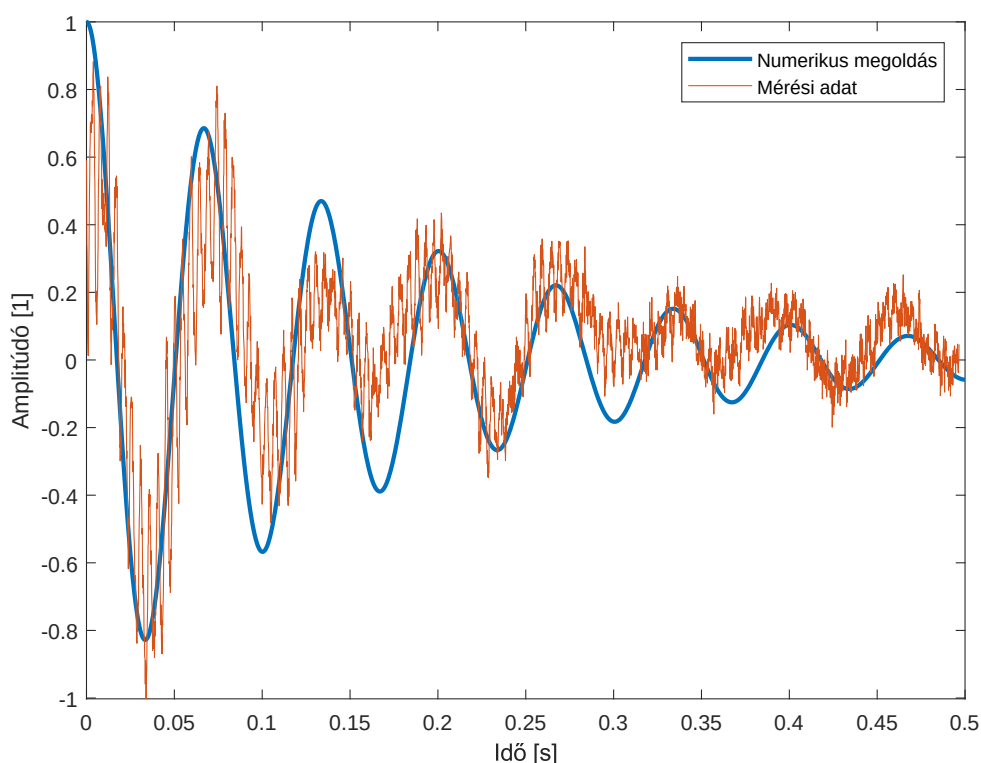
A program megnyitása után a „Szimuláció” fülre kattintva érjük el a kezelőfelületet (4.15. ábra). A szimulációban a kezdeti szögkitérés, erőkar, tehetetlenségi nyomaték, rugók és csillapítások, valamint a numerikus lépésköz és leállási küszöbszögkitérés paraméterek beállításával meghatározhatjuk a rezgések lecsengésének idejét és a rendszer sajátfrekvenciáját. Továbbá vizsgálhatjuk a megadható amplitúdóval és frekvenciával a rendszer periodikusan vagy manuálisan gerjesztett rezgését. A program a szimuláció végén felkínálja az adatok Excel-fájlba mentését. Az „Adatok” résznél beállíthatjuk a modell kiinduló paramétereit, amelyeket futás közben is változtathatunk. Lejjebb opcionálisan megadhatunk egy gerjesztő frekvenciát és amplitúdót, amellyel megfelelő időközönként Dirac-delta alakú kitéréseket generálhatunk, vagy a „Gerjesztés” gombbal manuálisan is gerjeszthetjük a rendszert. Bal alsó sarokban találhatóak az eredmények. A jobb oldal felső diagramja a szögkitérést ábrázolja az idő függvényében, a jobb alsó ábrán pedig a numerikus eredményekkel manipulált szimuláció animációja látható.



4.15. ábra. A szimulációs szoftver kezelőfelülete.

4.4. Numerikus és mérési adatok összehasonlítása

A következő lépésben azt vizsgáltam, hogy a numerikus számítások és a mérési adatok mennyire egyeznek. A rendszert egy tipikus léptetési nagysággal ($20 \mu\text{m}$) gerjesztettem a léptetőmotorok segítségével, és mértem az optikai fej gyorsulását. A numerikus számítást a modális analízisből meghatározott csillapítás és sajátfrekvencia adatokkal indítottam és a kezdeti feltétele a léptetési nagyság (feltételeztem, hogy az optikai fej körülbelül épp annyira tér ki a léptetés irányával ellenkezőleg, mint amekkora a léptetés). A mérés és a számítás eredményei láthatóak a 4.16. ábrán. Itt most a pontos amplitúdóértékek nem fontosak, mert csak a csillapítást és sajátfrekvenciát hasonlítottam össze, ezért az amplitúdóértékeket normalizáltam. Az összehasonlítás eredményeképpen azt kaptam, hogy a számított és mért csillapítások 20% hibahatáron belül, a sajátfrekvenciák 5% hibahatáron belül egyeznek. Ezeket elfogadhatónak ítéltam, mert a mérési hibahatáron belüliek.



4.16. ábra. A numerikus számítások és mérési eredmények összehasonlítása x irányú 20 μm -es léptetési gerjesztéssel (az amplitúdók normalizálva).

Tehát a szimuláció használható tetszőleges gerjesztésre adott válasz vizsgálatára, és annak megállapítására, hogy minimálisan mekkora késleltetési időt szükséges a mérések előtt adott lépésközü pásztázás használata esetén. Ez a számítás beépíthető a Leopard szoftverébe és automatizálhatjuk a késleltetési idő számítását. Egy tipikus nagy felbontású kétdimenziós térkép akár százezer pixelből is állhat. A felbontás növelésénél beiktatott fél másodperces késleltetési idővel csak a késleltetési idő 14 óra. Elég lenne viszont a detektormérések előtt csak addig várni, amíg a rezgések amplitúdója 10 μm alá csökken, mert a mikrostruktúrák méretéhez képest ez a hiba már elfogadható. Számítások alapján a 20 μm -es gerjesztés esetén már 0,2 s késleltetési idő is elég, vagyis több mint felével csökkenne a mérés késleltetéséből származó ideje.

Összességében a szimulációs szoftver egy jó eszköz a Leopard optikai fején keletkező rezgések vizsgálatára. Továbbfejlesztési javaslat, hogy érdemes lenne összehasonlítani egy pontosabb, három szabadsági fokú végelem szimulációval is a mérési eredményeket valamint kísérletet tenni a csillapítás szabályozással történő növelésére.

5. fejezet

GEM Mérések

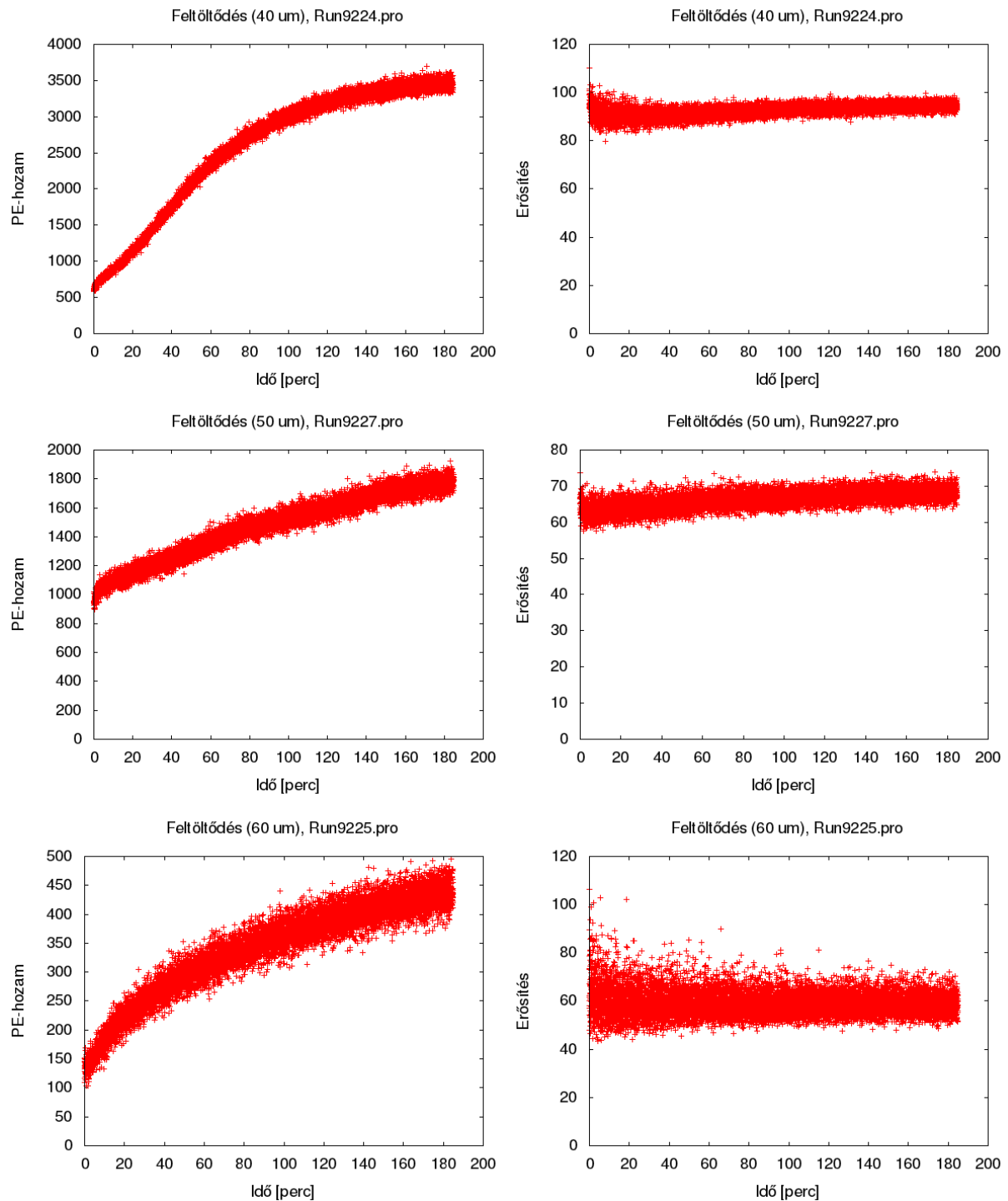
A fejlesztéseknek és a rezgésanalízisnek köszönhetően elegendően javult a fényintenzitás és a mérési idő ahhoz, hogy standard vékony réz GEM-eket vizsgálhassunk. A részletes GEM erősítés-térképek mérése előtt fontos tisztázni a rendszer stabilitását és el kell végezni a szükséges kalibrációkat. Ilyen kérdések a PE-hozam-, erősítés- és pozícióstabilitás. A következő fejezetrészekben a PE-hozam és erősítés időbeli és térbeli stabilitásának vizsgálatáról írok. Az utolsó részben bemutatok egy standard GEM-el mért részletes erősítés-térképet és az azon megfigyelt „szél-effektust”.

5.1. Feltöltődés

A hosszabb ideig tartó (órás nagyságrendű) mérések során azt tapasztaltuk, hogy változik a PE-hozam és az erősítés. Ez azzal magyarázható, hogy a nagy térerősség miatt leszakított elektronok után ott maradnak a pozitív töltésű ionok, amelyek a térerővonalak mentén visszafele áramlanak és kiülnek a szigetelőkre és a lyukak peremére. Emiatt a felületi, és a lyukakban keletkező térerősség is változik időben, a GEM középső szigetelő része elektromosan feltöltődik.

Ennek a jelenségnek az alapos vizsgálata túlmutat a jelen dolgozat keretein, ezért most csak arra törekedtem, hogy a rendszert egy megfelelően stabil szintre állítsam. A feltöltődés vizsgálatát azzal kezdtem, hogy megfigyeltem az egy pontban mért PE-hozam és erősítés változását az időben. A 5.1. ábrán három különböző lyukátmérőjű GEM feltöltődése látható. Sajnos a PE-hozamok változása eléggé különböző és meglehetősen érdekes eredményeket produkáltak, de mindegyikre elmondható, hogy csökkenő meredekségűek. Az erősítésben viszont minden esetben megfigyelhető a szaturáció.

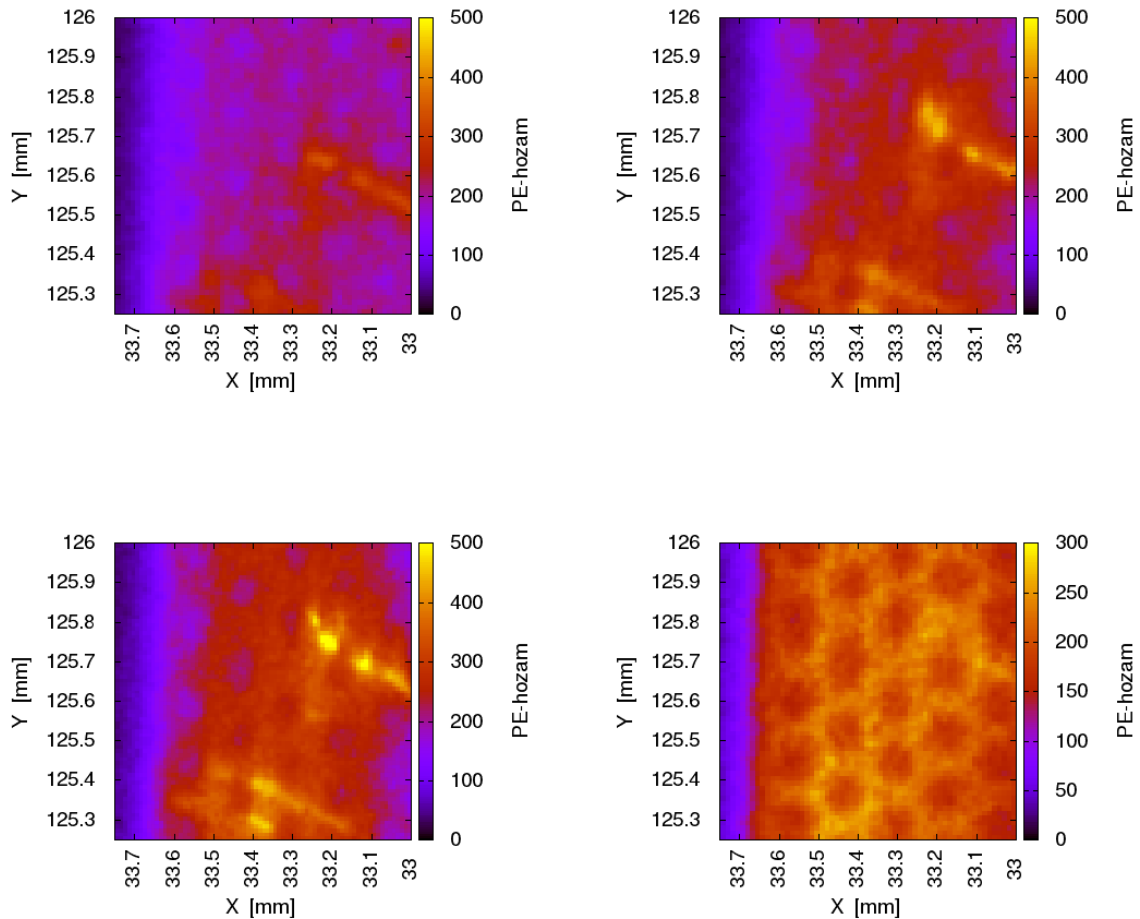
Ezek után azzal a feltételezéssel dolgoztam tovább, hogy a GEM-ek erősítése elegendő idő alatt feltölthető egy stabil szintre. Valamint azt a következtetést is levontam, hogy rövidebb ideig (< 10 perc) tartó mérések esetén is figyelmen kívül hagyható a jelenség.



5.1. ábra. Standard GEM feltöltődése különböző lyukátmérőknél. Bal oldalon a PE-hozamok, jobb oldalon az erősítések változása az időben. Legfelsők 40 μm , középsők 50 μm , alsók 60 μm átmérőjű lyukakra vonatkozik.

A következő lépésben azt vizsgáltam, hogy térben hogyan változik az erősítés és PE-hozam, kétdimenziós térképeknél is van-e szaturációs szint. Most csak a legkisebb, $40\ \mu\text{m}$ lyukátmérőjű területet vizsgáltam, $30\ \mu\text{m}$ -es pinhole-al. Az egyes mérések között a GEM-et úgy töltöttem, hogy ugyanazt a mérést ismételtettem 10–15 órán keresztül. A mérések alapján az erősítés a teljes térképre nézve nem változott hibahatáron kívül, viszont a PE-hozam eloszlásra egy érdekes jelenséget figyeltem meg. A 5.2. ábrán látható a kezdeti feltöltetlen állapottól a teljesen feltöltött állapotig négy PE-hozam-térkép.

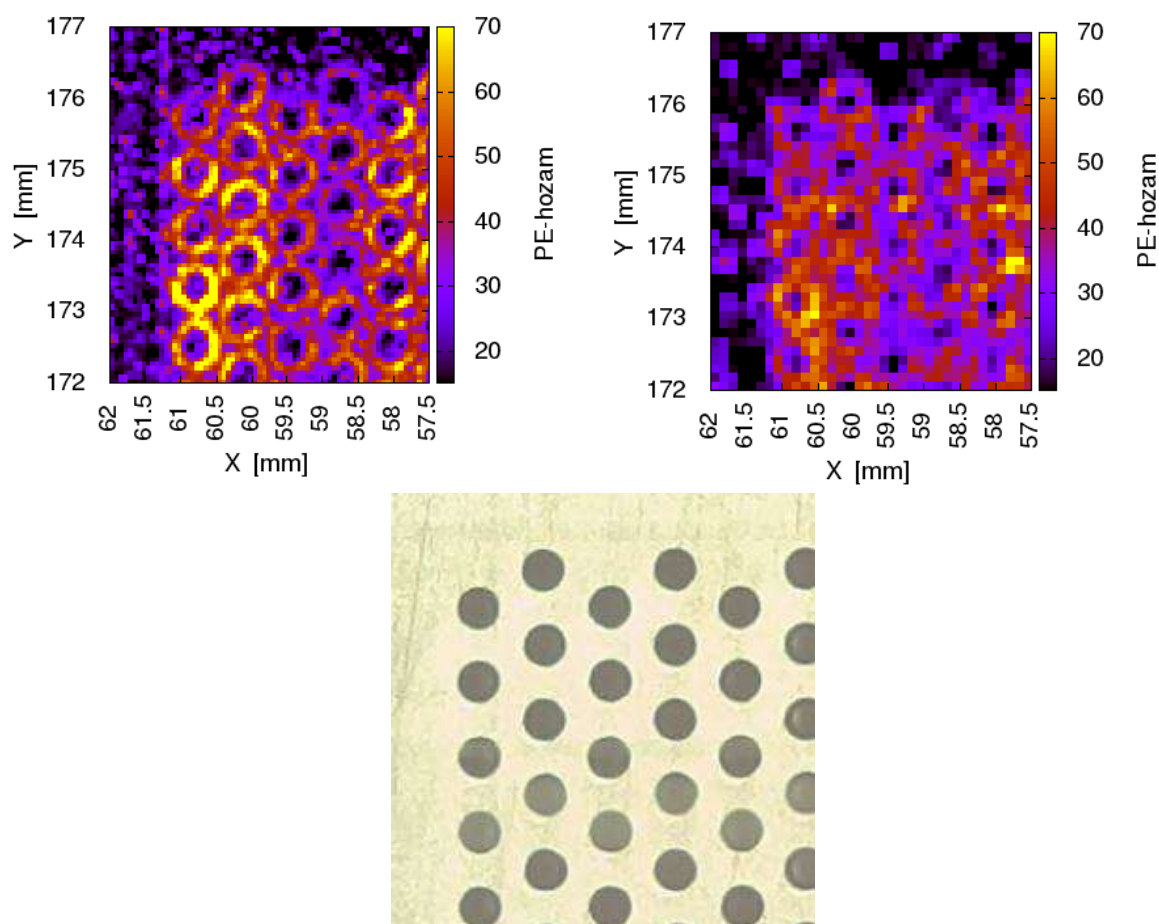
Végeredményben azt a következtetést vontam le, hogy a kétdimenziós feltöltéssel homogén szaturált állapotba hozható a GEM PE-hozama. Szaturált állapotnak nevezem azt, amikor a teljes térkép átlagos PE-hozam – idő függvénye 3%-os határon belül nem változik tovább. Ennek az a jelentősége, hogy az egyes lyukak szebben elkülöníthetőek, a lyukkeresés algoritmizálható.



5.2. ábra. A GEM feltöltődése kétdimenziós PE-hozam-térképeken. A Bal felső sarok a kezdeti állapot, tőle jobbra az első félnapos töltés utáni állapot, bal alsó sarokban a következő feltöltés eredménye, utolsó képen a harmadik feltöltés utáni állapot látható.

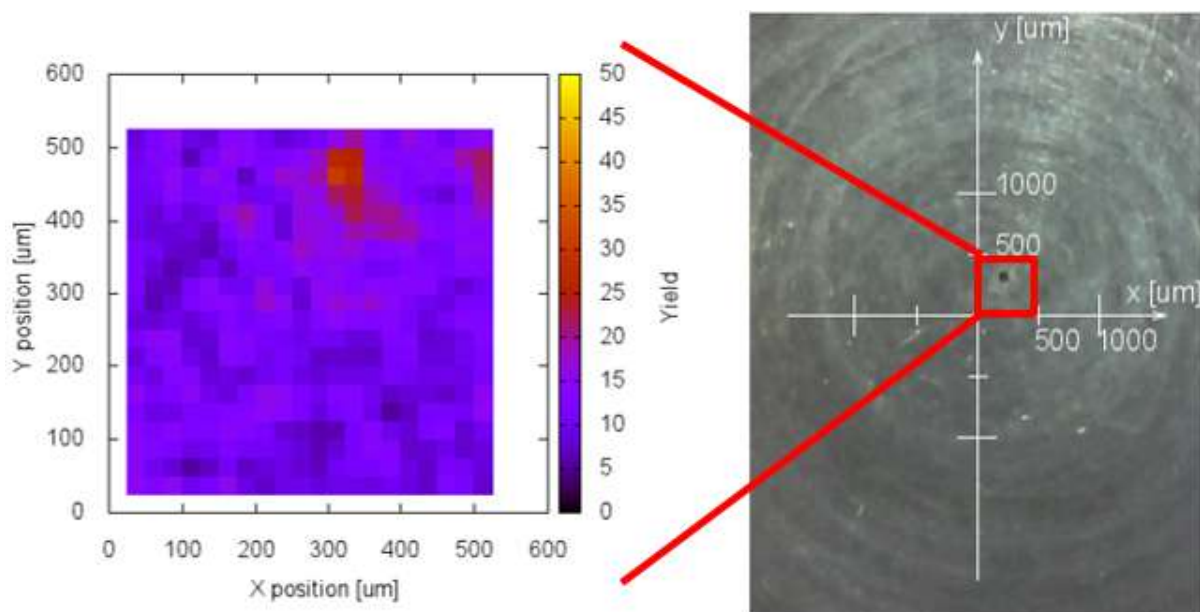
5.2. Erősítés- és pozícióstabilitás mérése

A mérés célja a térbeli stabilitás ellenőrzése. Vagyis egy mérés után ha elmozgatom az optikai rendszert és visszatérek, ugyan azt kapom-e egy újabb méréssel. Ezt először egy GEM sarkának mérésével teszteltem úgy, hogy ugyan azt a területet mértem többször, különböző lépésközökkel. Az eredmények a 5.3. ábrán láthatóak. A méréseim során a sarok lyuk koordinátája mindig ugyan arra a pozícióra esett, melynek pontosságát az alábbiakban ismertettem.

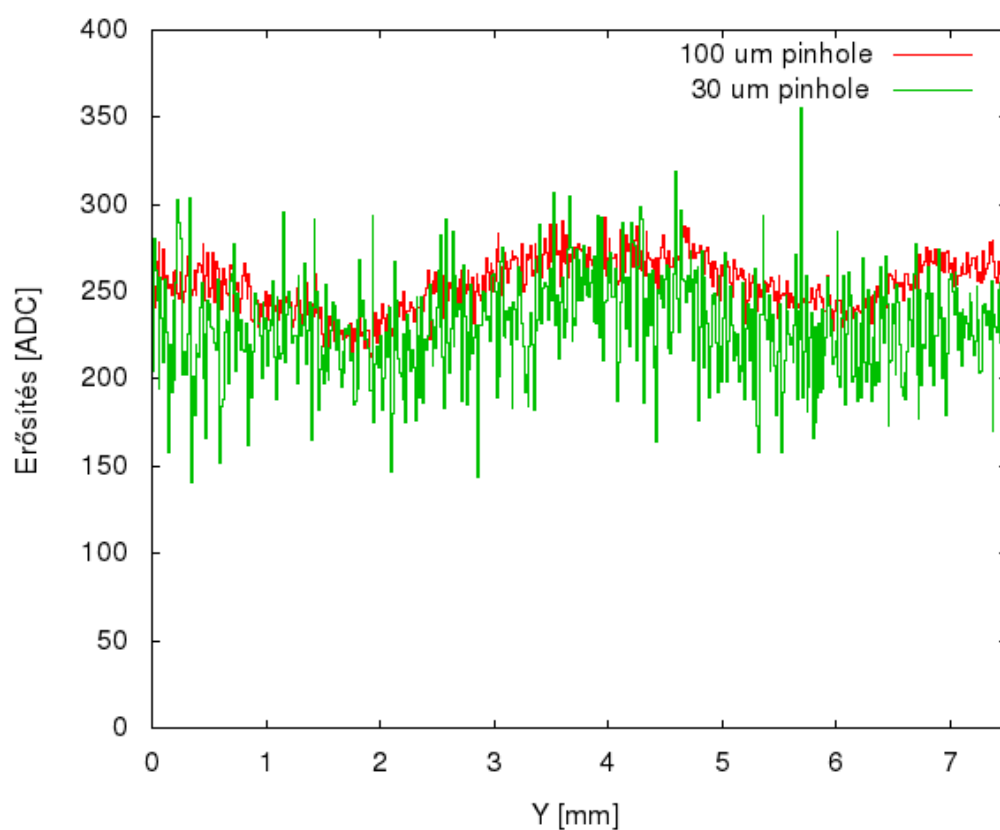


5.3. ábra. Pozícióstabilitás ellenőrzés a GEM egyik sarkát többszöri mérésével, különböző lépésközökkel és egy mikroszkóp kamerás felvétel.

A pontos pozícióstabilitás méréséhez egy olyan mérést is végeztem, hogy egy 100 μm -es pinhole-t helyeztem a detektor ablakára és lemértem a PE-hozam-térképet a pinhole-ra fókuszálva. A terület többszöri lemérésével a pinhole helyzetére a szórás 15 μm volt. Ugyanerről a területről mikroszkóp kamerás képet is készítettem, és ezzel be tudtam kalibrálni az UV és mikroszkóp kamera optikai tengelyének távolságát (5.4. ábra).



5.4. ábra. A pozícióstabilitás mérése: a detektor ablakra helyezett 100 μm -es pinhole fölött mért PE-hozam térkép összehasonlítva a mikroszkóp kamerával készített képpel.



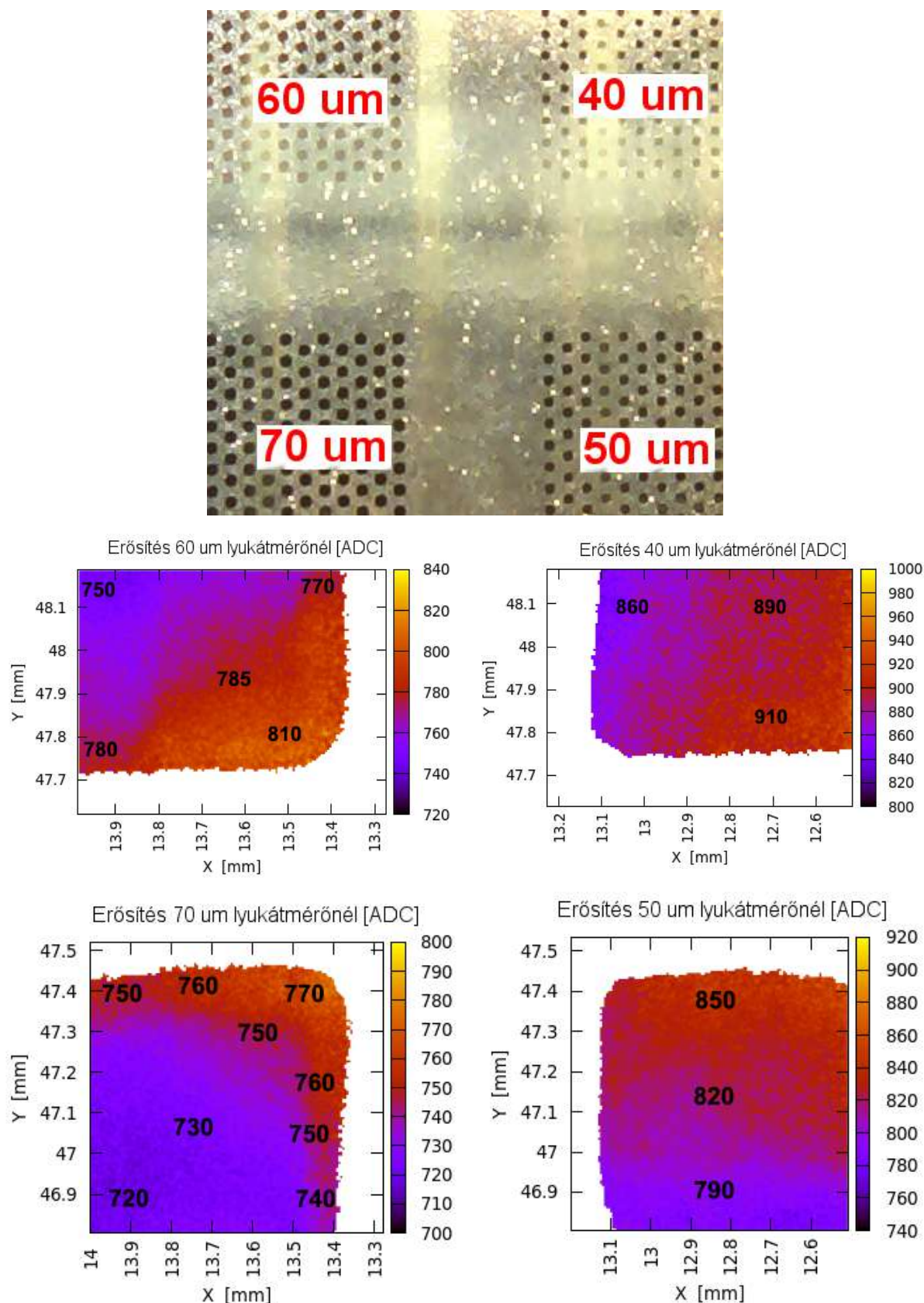
5.5. ábra. 100 μm és 30 μm -es pinhole-ok használata esetén ugyanarról az egydimenziós területről készített erősítés-mérés.

Azt is ellenőriztem, hogy a különböző pinhole méretek használata esetén is ugyan azt az erősítés-eloszlást kapom-e. Azért fontos ezt vizsgálni, mert a különböző méretű pinhole-okkal egyrészt más intenzitású a fényt, másrészt más méretű fényfolt (felbontás). Ha a mérések egybevágó eredményt adnak, azzal meggyőződhetünk, hogy (a vizsgált paramétereken belül) a rendszerünk valóban csak az egy-egy lyuk erősítését méri a gerjesztés típusától függetlenül. Ezt úgy vizsgáltam, hogy egydimenziós tartományon hasonlítottam össze az erősítéseket (5.5. ábra). Az ábrán látható, hogy a mérések trendje megegyezik, a számításaim alapján pedig az egyes pontok 5%-os hibahatáron belül megegyeznek. Az ábrán az is megfigyelhető, hogy a 100 μm -es pinhole mérésnek sokkal kisebb a szórása ahogy vártuk, hiszen nagyobb intenzitás esetén nagyobb a mérés statisztikája és így pontosabb is. A méréssel egyrészt azt bizonyítottam, hogy a különböző pinhole-ok nem okoznak eltérést a mérésben, másrészt az erősítés reprodukálhatóságát is verifikáltam.

5.3. Nagy felbontású kétdimenziós vékony réz GEM mérések

A következő mérésekkel demonstrálom, hogy a Leopard rendszer képessé vált az eddig vizsgált vastak GEM-eken túl a kisebb geometriai paraméterekkel rendelkező standard réz GEM-ek mérésére. A GEM lyukak külön-külön mért erősítéseinek vizsgálatával új lehetőségek nyílnak meg az MPGD detektorok vizsgálatára, minőség-ellenőrzésére. A következőkben egy olyan detektorfizikai jelenséget mutatok be, amely a Leopard nagy felbontású erősítéstérképein figyelhető meg.

Szél-effektus alatt azt érjük, hogy a GEM fizikai tulajdonságai a széleken nem ugyan olyanok, mint a belső területeken. Azokban a lyukakban, amelyeket nem vesznek körül minden oldalról lyukak, nagyobb lesz az erősítés. Ennek az a fizikai magyarázata, hogy a szélső lyukakba több térerővonal fut be, mert nincsenek mellettük más lyukak amelyek elszívják az erővonalakat. A nagyobb térerősség miatt ezekben a lyukakban az erősítés is nagyobb lesz. Ez az effektus a feltöltődéshez hasonlóan szintén sok nyitott kérdést tartalmazó témakör az MPGD technológiánál. A szél-effektus egyrészt azért probléma, mert a GEM-ek ideális működése az lenne, ha az erősítés homogén lenne, másrészt az alkalmazható legnagyobb GEM-feszültségnek is gátat szab, mert a legnagyobb erősítésű területeken kezd el először szikrázni a GEM. Mivel a Leopard rendszer előnye, hogy külön-külön képes vizsgálni az egyes lyukak erősítését, így a szél-effektus közvetlenül mérhető.



5.6. ábra. Egy négyszegmenses különböző lyukátmérőjű réz GEM kétdimenziós térképei. Felül a mikroszkóp kamerás felvétel látható. Alul rendre az egyes szegmensek erősítéstérképei vannak ábrázolva.

A 5.6. ábrán látható egy olyan réz felületű GEM mérése, amely négy szegmensre van bontva és az egyes szegmensekben más-más átmérőjű lyukak vannak. Az ábra felső részében látható a tartományról készített mikroszkópkamerás kép. Alatta rendre az egyes szegmensek külön erősítéstérképei, megjelölve rajtuk az ott jellemző átlagos erősítés értékeit. Ezekből a térképekből levágtam azokat a pontokat, ahol a PE-hozam igen alacsony, hiszen az azokban a tartományokban kapott erősítés értékek csak zajból származnak, és külön ábrázoltam az egyes tartományokat, hogy tartományonként egyedien állíthassam az erősítés skáláját. Az első megfigyelésem, hogy az egyes szegmensekben a teljes átlagos erősítés fordítottan arányos a lyuk átmérőjével. A mérésből látható, hogy a széleken dominálnak az erősítések, nagyobb lyukátmérőknél pedig a sarokban még inkább, ez a szél-effektus. Az erősítés a legbelső homogén tartományokból a legnagyobb erősítési pont felé 7-8%-ot növekszik. Az is megfigyelhető, hogy minél nagyobb a lyukátmérő, annál élesebb az erősítés változása, viszont kisebb átmérőknél nem ugyan olyan a szél-effektus X és Y irányban. Ennek talán lehet az oka, hogy a különböző irányokban más a lyukak elrendeződése a széleken, vagy itt még nem volt elegendően feltöltődve, de ez a jelenség további vizsgálatokat igényel.

Ezekkel az erősítés-mérésekkel demonstráltam, hogy a Leopard rendszer képes nagy felbontásban letapogatni standard réz GEM-eket és készen áll nagyenergiás részecskegyorsítókba szánt MPGD detektorok minőség-ellenőrzésére és részletes vizsgálatára.

6. fejezet

Konklúziók

A Leopard nagy felbontású MPGD-pásztázó rendszer létrehozásának célja az volt, hogy pontosan meg tudjuk mérni mikrostruktúrák detektorok erősítését lyukról lyukra. A kezdeti eredmények bizonyították, hogy a rendszer képes az ún. vastag GEM-ek (TGEM) erősítés-térképének megmérésére. Az én célom az volt, hogy a rendszert továbbfejlesszem, és képesek legyünk nagyobb aktív felületen, nagyobb felbontásban, gyorsabb pásztázási sebességgel megmérni standard rézfelületű GEM típusokat is.

A gyorsabb mérési sebességhez elsősorban a fotonhozam növelésére tettem erőfeszítéseket. Ehhez a LED forrás esetében egy általam tervezett 3D nyomtatott finoman hangolható pozicionáló eszközt terveztem. A rendszerhez beüzemelttem egy nagy intenzitású deutérium UV-forrást is, amellyel 50-szer gyorsabb az adatfelvétel, viszont drágább és a zajszűrés körülményesebb. A léptetőmotorok origójának kalibrációjára ultrahangos szenzorokat szereltem fel, amelyekkel így visszacsatolást kapunk az aktuális pozícióról. Majd bemutattam hogyan sikerült a rendszer felbontását olyan mértékben növelnem, hogy képesek legyünk a TGEM-eknél egy nagyságrenddel kisebb lyukátmérőjű standard GEM-eket is vizsgálni.

A megnövekedett felbontás következménye lett a hosszabb pásztázási idő, mert ilyen felbontásoknál a pásztázás hatására keletkező rezgések is hatással vannak a mérésekre, ezért a mérések előtti várakozási időt kellett beiktatni. A pásztázás optimalizálására és a rezgés körülményeinek leírására végeztem a rendszeren modális analízist. Analitikus számítással megbecsültem a keletkező rezgés kezdeti amplitúdóját, majd több szabadsági fokú gyorsulásmérésekkel meghatároztam az optikai fej sajátfrekvenciáit, csillapításait és lengésképeit. A tetszőleges gerjesztési hatások vizsgálatára írtam egy LabVIEW szimulációs szoftvert, amellyel a későbbiekben optimalizálható a gerjesztő léptetési profil valamint következtethetünk a rendszer megváltozott rezgésválaszára ha új elemek kerülnek az optikai fejre.

A detektorméréseimmel először a rendszer stabilitását vizsgáltam. Megállapítottam, hogy az erősítés- és pozícióstabilitás a kívánalmaknak megfelel. Végül bemutattam

eredményeimet egy különböző lyukátmérőkkel szegmentált GEM-en, amellyel megfigyeltem a szél-effektust. Ezekkel a fejlesztésekkel és mérésekkel demonstráltam, hogy a Leopard rendszer készen áll nagyenergiás részecskegyorsítókba szánt MPGD detektorok minőség-ellenőrzésére, a tipikus GEM hibák hatásainak vizsgálatára.

Fejlesztési terveim között szerepel hardveres téren például az optikai elemek függőleges finomhangolására beépíteni egy optikai sínt, valamint végálláskapcsolókat felszerelni a tengelyekre. Rezgésanalízis szempontjából a következő feladat a mérések és szimulációk felhasználásával az optimális léptetési profil meghatározása megfelelő pozíciószabályozással a lehető leggyorsabb lecsengésű rezgések elérése érdekében. Fel kell készíteni a rendszert az ipari alkalmazásra az automatizált fókuszszík kereséssel és a GEM-ekre vetített koordinátatranszformációval. Fontos továbbá a Leopard passzív rezgésszigetelésének ellenőrzése és javítása. További fejlesztési lehetőségek még a szoftveres fejlesztések (például lyukkereső algoritmus), új robusztusabb detektor építése, és a Leopard rendszer skálázása nagyobb méretekre.

Összefoglalás

Napjaink egyik feltörekvő gáztöltésű részecskedetektor-technológiája a mikrostruktúras detektor (MPGD). Működési elve, hogy a gáztérben áthaladó töltött részecskék elektron-ion párokat hoznak létre és az elektronok az anódok felé sodródnak. A nagy elektromos tér hatására elektronlavinák keletkeznek, amelyek mérhető jelként jelennek meg az anódon. A klasszikus anódszálak helyett modern nyomtatott áramköri (NYÁK) technológiával különböző lavinakeltő mikrostruktúrákat is kialakítanak, ez pedig lehetővé teszi a nagyobb felbontású, gyorsabb és biztonságosabb üzemelést. Számos nagyenergiás fizikai kísérletben használják az MPGD-ket, többek között az Európai Nukleáris Kutatási Szervezet (CERN) legújabb fejlesztési projektjeinél.

Az MPGD-k tipikus példája a GEM (Gas Electron Multiplier), ahol a réz felületű szigetelő fóliába maratott lyukakban keltünk elektronlavinát. Számos előnye ellenére sok nyitott kérdés van még a technológiai paraméterek optimalizálásával és a gyártása során keletkező hibákkal kapcsolatban. Kutatócsoportom ezen kérdések megválaszolására kifejlesztett egy pásztázó rendszer, amely egy GEM alapú detektorral képes letapogatni fókuszált UV fényvel aranyozott felületű vastag GEM-ek felszínét.

Az én munkám arra irányult, hogy a rendszert továbbfejlesszem, és képesek legyünk nagyobb aktív felületen, nagyobb felbontásban, gyorsabb pásztázási sebességgel megmérni standard réz felületű GEM típusokat is, valamint képes legyen a rendszer kimérni a hibák hatását és a szél-effektust.

A nagyobb felbontást a léptetőmotorok megfelelően választott sebesség-profiljával és az optikai rendszer fejlesztésével értem el. A gyorsabb pásztázási sebesség eléréséhez az UV forrás fényerejét sikerült növelni az optikai rendszer optimalizálásával. A pozíció kalibrációjának javításához ultrahangos szenzorokat építettem be a három tengelyen. Megnöveltem a rendszer felbontását, amellyel lehetővé vált standard vékony GEM-ek vizsgálata. A rendszeren részletes modális analízist végeztem és szimulációs szoftvert készítettem, amellyel a pásztázás optimalizálható. Megvizsgáltam a rendszer különböző stabilitási követelményeit. Ezekkel a fejlesztésekkel és kalibrációkkal megmértem különböző típusú GEM-ek szél-effektusát, és demonstráltam, hogy az eszköz készen áll az MPGD-k nagy felbontású letapogatására.

Summary

The novel trend in gaseous particle detector technology is the MicroPattern Gaseous Detectors (MPGD). When a charged particle traverses the gaseous detector electron-ion pairs are created and the electrons drift towards the anode. With the applied high electric field the electrons can create an avalanche, inducing measurable signal on the electrodes. Instead of classical anode wires, with Printed Circuit Boards (PCB) technology one can create state of the art amplifier structures in the microscopic scale. MPGDs offer us higher resolution, faster and safer operation. Most of the recent high energy physics experiments use or plan to use this technology, inter alia, in the upgrade projects in the European Organization for Nuclear Research (CERN).

Typical example of an MPGD is the GEM (Gas Electron Multiplier), a copper covered insulator layer with holes, where the avalanche occurs in the small holes. Being novel detectors, parameter fine-tuning and optimization is open, while the production can have faults, whose effect on the detector performance is not fully understood. Our research group developed a special system focusing on these exact purposes, using a GEM based detector with focused UV light and measuring single electron response. With the attached scanning system gain mapping of gold plated thick GEMs were successfully done.

My work was to upgrade this system towards higher active area, better resolution, faster scanning, to be able to measure copper covered standard GEMs as well and their response to production faults and edge-effects.

Higher resolution had been accomplished with the proper stepping motor speed profile and the upgrade of the used optical system. With the optimalization of the optical system the scanning time and the photon yield was enhanced. I have introduced calibration method for position measurements via ultrasonic sensors on the three axes. I was able to reach higher scanning resolution to measure standard thin GEMs. Detailed modal analysis and simulation software has been created in order to optimise stepping profile. I examined the various stability requirements of the system. After these necessary upgrades I was able to measure the edge-effect on different type of GEMs, and evaluate the effect of a typical production fault.

Irodalomjegyzék

- [1] Serguei Chatrchyan et al. (2012): *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*,
Physics Letters B. 710, 26-48, 1
- [2] Kiss G. (2012): *Innovatív gáztöltésű detektorok közvetlen és szimulációs vizsgálata*,
MSc Diplomamunka, ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék, 2, 7, 8
- [3] F. Sauli (1997): *Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors*,
Nucl. Instr. and Meth. A, vol. 386, issues 2-3, 2
- [4] Ch. H. Hahn, I. Kim, W. Kim, J. Yu (2008): *Apparatus for digital imaging photodetector using gas electron multiplier*,
United States, Patent application publication, US 2008/0283725 A1, 2
- [5] S. D. Pinto (2009): *RD51, an R & D collaboration for micropattern gaseous detectors, Invited contribution to the XLVII international winter meeting on nuclear physics, Bormio*, arXiv:0907.2673v2, 2
- [6] A. Breskin et. al. (2009): *A Concise review on THGEM detectors*,
Nucl. Instr. and Meth. A 598, 2
- [7] D. Varga, G. Hamar (2013): *TCPD, a TGEM based hybrid UV photon detector*,
Journal of Instrumentation 8, 3, 8
- [8] G. Hamara, D. Varga (2017): *TCPD: A micropattern photon detector hybrid for RICH applications*,
Nucl. Instr. and Meth. A 849, p 25-30, 3, 6, 9
- [9] Serge Duarte PINTO on behalf of the rd51 collaboration (2009): *An R & D collaboration for micropattern gaseous detectors*, 4
- [10] G. Hamar, D. Varga (2012): *High resolution surface scanning of Thick-GEM for single photo-electron detection*,
Nucl. Instr. and Meth. A 694, p 16-23, 5, 10, 13, 16
- [11] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss (2011): *Asymmetric Multi-Wire Proportional Chamber with reduced requirements to mechanical precision*,
Nucl. Instr. and Meth. A 648, p 163-167, 6, 8

- [12] F. Sauli (1977): *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*
Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976, 6
- [13] F. Sauli (2014): *Gasueous Radiation Detectors – Fundamentals and Applications*
Cambridge University Press, Croydon, 7
- [14] V. Peskov, M. Cortesi et al. (2010): *Further evaluation of a THGEM UV-photon detector for RICH – comparison with MWPC*, *Journal of Instrumentation*,
vol. 5 page 11004-11029, 8
- [15] M. Tytgat for the IEEE (2011): *Construction and Performance of Large-Area Triple-GEM Prototypes for Future Upgrades of the CMS Forward Muon System*,
RD51-Note-2011-012, 8
- [16] M. Alexeev et al. (2010): *THGEM based photon detector for Cherenkov imaging applications*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 617, p 396, 8
- [17] Trinamic (2011): *QMOT QSH5718-56-28-126 Stepper Motor Manual v 2.3*, 9
- [18] Gergő Hamar (2014): *User's and Developer's Guide for the LEOPARD RaspberryPi Based Data Acquisition System and its Graphical User Interface*,
Wigner Research Centre for Physics, Budapest, 11, 12
- [19] W.Blum,L.Rolandi (1993): *Particle Detection with Drift Chambers*,
Springer-Verlag, 13
- [20] Galgóczi Gábor (2014): *TGEM alapú Cserenkov-detektorok fejlesztése*
ELTE kari TDK konferencia, Budapest, 13
- [21] K. Kapás (2014): *Feltöltődés vizsgálat GEM alapú detektorokon*,
ELTE kari TDK konferencia, Budapest, 13
- [22] A. László et.al. (2016): *Single electron multiplication distribution in GEM avalanches*,
JINST, 11 P10017, 14
- [23] Hamar Gergő (2014): *Nagy impulzusú részecskék vizsgálata nehézion-ütközésekben*,
ELTE TTK Doktori értekezés, Budapest, 14, 15
- [24] *ELEC Freaks Ultrasonic Ranging Module HC - SR04*
<http://www.micropik.com/PDF/HCSR04.pdf>, 22
- [25] *30W Newport 68942 Deuterium Lamp and Power Supply*
<https://www.newport.com/p/68942>, 20

- [26] Muttnyánszky (1981): *Szilárdságtan*,
Műszaki könyvkiadó, Budapest (206-207. old.), 25
- [27] Csernák G., Stépán G. (2012): *A műszaki rezgésstan alapjai*,
BME Műszaki Mechanikai Tanszék egyetemi jegyzet, 26, 28
- [28] Stépán Gábor (2015): *Gépek Dinamikája*
BME Műszaki Mechanikai Tanszék előadás, 26
- [29] Ludvig Győző (1973): *Gépek Dinamikája*
Műszaki könyvkiadó, Budapest, 26
- [30] Peter Avitabile (2001): *Experimental Modal Analysis*,
University of Massachusetts Lowell 30
- [31] Dombóvári Zoltán (2017): *Mechanikai Rendszerek Modális Analízise*
BME Műszaki Mechanikai Tanszék előadás, 29
- [32] *PCB Model 352C23 Accelerometer*
<http://www.pcb.com/Products.aspx?m=352C23>, 31
- [33] *MEGGITT Endevco Model 2302-10 Modal Hammer*
<https://www.endevco.com/datasheets/2302.pdf>, 31
- [34] *Brüel & Kjaer LAN-XI TYPE 3050 MULTI-PURPOSE 4- AND 6-CHANNEL INPUT MODULES*
<https://www.bksv.com/en/products/data-acquisition-systems-and-hardware/LAN-XI-data-acquisition-hardware/modules/type-3050>, 31