

TGEM alapú Cserenkov-detektorok fejlesztése

Galgóczi Gábor, Fizika BSc szak, 3. évfolyam*

Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar



Témavezetők: Hamar Gergő és Dr. Varga Dezső
(MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont)

2014

*gaborgalgoczi@gmail.com

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Részecske azonosítás	2
1.2. Részecske azonosítási módszerek	3
1.3. Gáztöltésű detektorok	5
1.4. Gáz elektron sokszorozó detektorok (GEM és TGEM)	5
2. Mérési elrendezés	8
2.1. A detektor bemutatása	8
2.2. A mért adatok kiértékelése	10
3. Eredmények	12
3.1. A kiolvasó elektronika erősítésének kalibrációja	12
3.2. A TGEM erősítésének vizsgálata	13
3.3. Szegmensek teljes fotonhozamának függése a sodródási térerősségtől	14
3.4. Az optikai rendszer fókuszálása	16
3.5. A hatszöges lyukelrendezés sajátosságai	17
3.6. Kétdimenziós mérések pontjainak fotonhozam eloszlása	18
3.7. A fotonhozam függése a sodródási térerősségtől fókuszált esetben	19
3.7.1. X-tengely mentén	20
3.7.2. Y-tengely mentén	22
3.7.3. Polárkoordináta függés	24
3.8. Mikro- és makromérések korrelációja	25
3.9. Optimális sodródási térerősség meghatározása	27
4. Összefoglalás	30
Köszönetnyilvánítás	30
Hivatkozások	32
A. Rövidítések	35
1. Függelék	36

1. Bevezetés

A modern részecskefizikában használt részecske-detektorok szerepe létfontosságú az Univerzum építőköveinek megtalálásához és vizsgálatához. A kísérletekben keletkező részecskék azonosításához elengedhetetlen sebességük pontos meghatározása, azonban ez nagy energiák esetén nagy kihívás. Erre a problémára nyújtanak megoldást az adott közegbeli fénysebességnél gyorsabban haladó töltött részecskék által kibocsátott Cserenkov-sugárzást (melyet fotonok alkotnak) érzékelő Cserenkov-detektorok. A közeljövőben ezen detektorokban fotondetektálásra várhatóan GEM, illetve a TGEM nevű mikrostrukturás gáztöltésű detektorokat fognak alkalmazni.

Már vizsgálták TGEM-ek működését különböző töltőgázok, illetve geometriák esetén [1]. Azonban még nem mérték a fotondetektorként használandó TGEM-ek felületi érzékenységet, csak szimulációkkal próbálták leírni azt, de az így kapott eredmények nem írták le megfelelően a mérés tapasztalatokat. A REGARD csoport által tervezett letapogató rendszerrel [2] azonban lehetséges közvetlenül vizsgálni a TGEM-ek működését. Ennek köszönhetően lehetségessé válik a fotondetektorként használandó TGEM-ek optimalizálása.

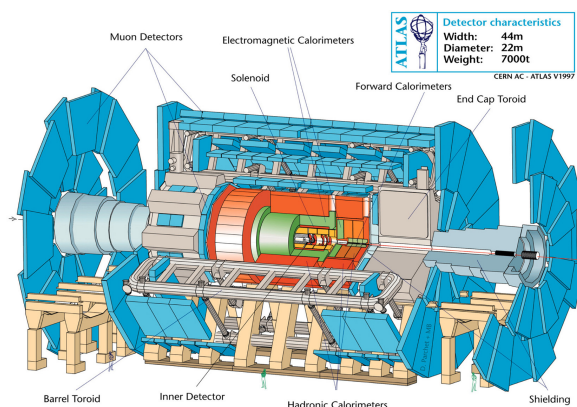
TDK munkám elkészítése során lehetőségem volt részt venni az MTA Wigner FK-ban működő REGARD (RMKI ELTE collaboration on Gaseous detector Research and Development) kutatócsoport munkájában. Kutatásom során megvizsgáltam, hogy a TGEM feletti sodródási (drift) térerősséget változtatva mennyire korrelál a detektor egy kicsiny területének viselkedése a teljes detektoréval. Ez azért volt elengedhetetlen, hogy megbizonyosodjam, a detektor felületének egy kis részéről precíziós méréseket készítve következtethetünk-e a teljes detektor viselkedésére. Ezután meghatároztam a detektor érzékenységének függését a sodródási térerősségtől, így optimalizálva a jövőbeli detektorok hatásfokát. Az adatok kiértékeléséhez különböző kiértékelő, illetve klaszterező programokat írtam.

A dolgozatom első részében ismertetem a részecske azonosítás legfontosabb módjait, majd rátérek az általam vizsgált detektor felépítésének bemutatására, illetve alkalmazásának lehetőségeire nagyenergiás részecskefizikai kísérletekben. A második részben bemutatom a használt mérési összeállítást, amelyet a REGARD csoport tervezett és épített. A harmadik részben ismertetem az általam vizsgált három geometriájú TGEM detektor érzékenységének függését a sodródási térerősségtől. A kapott eredményekből eldöntöm, hogy a vizsgált geometriák közül melyik a legoptimálisabb és kiszámítom az optimális sodródási térerősséget. A negyedik részben bebizonyítom, hogy elegendő a detektor kis felületét vizsgálni ahhoz, hogy következtetéseket vonhassunk le az egész működéséről.

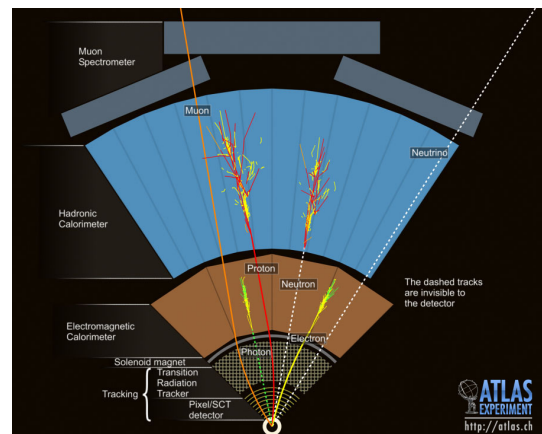
1.1. Részecske azonosítás

A kísérleti részecskefizika megalakulása óta egyre nagyobb energiáskálák felé tolódtak el a kísérletek. Erre azért van szükség, hogy bepillantást nyerhessünk az anyagot alkotó részecskék világába. A részecskegyorsítókban a nagyenergiás kísérletek során részecskenyalábokat lönek egymásba vagy álló céltárgyba. A kísérletek nehézsége, hogy magukat a vizsgálni kívánt részecskéket közvetlen módon nem lehetséges detektálni. Ezért az ütközési pontból kirepülő részecskéket detektálják és ezek pályájának rekonstrukciójából tudnak következtetéseket levonni arról, hogy mi történt a centrumban.

Ahhoz, hogy rekonstruálhassák az ütközéskor történt eseményeket, szükség van arra, hogy azonosítsuk a kirepülő részecskéket. Ezt a folyamatot nevezzük részecske azonosításnak. A részecskéket nyugalmi tömegük és töltésük egyértelműen meghatározza. Ahhoz, hogy ezt kiszámíthassuk, minimum két – a mozgást leíró – paraméterre van szükség; általában a részecske impulzusának és sebességének együttes meghatározása szükséges. Az ütközéskor lejátszódó folyamatok rekonstruálásához – lehetőség szerint – az összes onnan kirepülő részecskét detektálni kell. Erre a feladatra a 1.2 ábrán látható ATLAS [3] (A Toroidal LHC ApparatuS), illetve hozzá hasonló óriás részecske detektor rendszereket építenek.



1.1. ábra. Az ATLAS – az egyik legmodernebb – detektorrendszer vázlatos felépítése [4]



1.2. ábra. Az ATLAS detektor egy metszete, amelyen látható, hogy melyik detektortípusban nyelődnek el a különböző típusú részecskék [4]

Legkönnyebben a töltött részecskék detektálhatóak az elektromágneses kölcsönhatás révén. Az ilyen részecskék pályájának a mágneses térerősségre merőleges vetülete állandó mágneses térben körpálya, amelynek sugarából a töltésük ismeretében meghatározható az impulzusuk. Ehhez azonban szükséges a pályájuk minél pontosabb ismerete. A részecskepályák rekonstrukcióját a nyomkövető detektorok végzik. A ma kísérletben használt detektorok esetén két főbb típust különböztethetünk meg: a gáztöltésű detektorokat, illetve a félvezető detektorokat. Mindkét detektorfajta az anyagon áthaladó részecske pályája során ionizált elektronokat érzékeli. A gáztöltésű detektorok közül a TPC-t (Time Projection Chamber) használják a kísérletek jelentős részében, ugyanis ez a részecske impulzusa mellett a

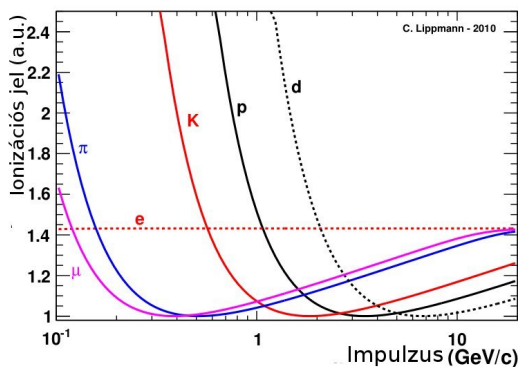
sebességét is meg tudja adni [4]. A félvezető detektorok csoportját a kísérletekben általában a szilikondetektorok képviselik. A gáztöltésű detektorokhoz hasonlóan ezek is a részecske által keltett ionizációját érzékelik, csak szilárd közegben. Elektromosan semleges részecskék pályájáról információt a hadron kaloriméterek nyújthatnak.

1.2. Részecske azonosítási módszerek

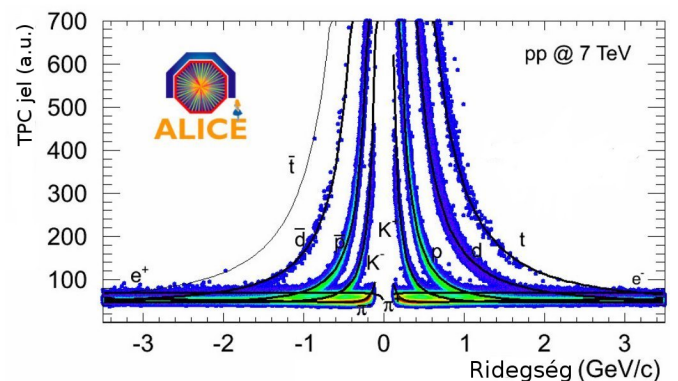
A részecske azonosításához elengedhetetlen a sebességének ismerete (1.1 fejezet). Ennek meghatározására négy módszer létezik [4]:

- TOF (Time-Of-Flight) mérések
- Ionizáció által leadott energia mérése [5]
- Átmeneti sugárzás mérése
- Cserenkov-sugárzás mérése

Az egyik leggyakrabban alkalmazott detektortípus a részecskék sebességének mérésére a TOF detektorok [4]. Ezek a részecske által az ütközési centrumból az adott távolságú szálakig (vagy parkettáig) tartó út idejét mérik. Mivel a kiolvasó elemek pontos pozíciója ismert, a sebesség meghatározható. Időfelbontása rendkívül precíz, nagyságrendileg 100 ps [3].



1.3. ábra. Különböző részecskék számított ionizációs jele a Bethe-Bloch formula alapján [4]



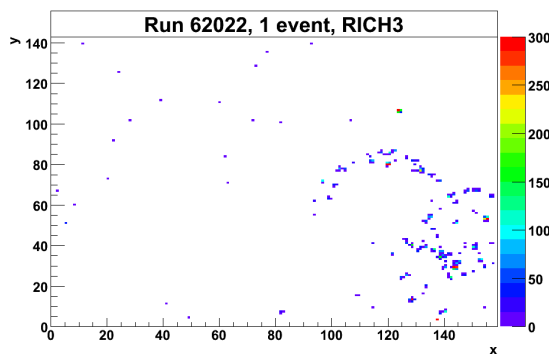
1.4. ábra. Az ALICE TPC-je által detektált események, illetve különböző részecskék számított jele a Bethe-Bloch formula alapján [4]

Amikor egy gyors töltött részecske anyagon halad keresztül, akkor rengetegszer szenved Coulomb-szóródást az anyagot alkotó atomok elektronjain. Ennek hatására gerjeszti – vagy akár ionizálja – az érintett atomokat, továbbá a részecske energiát veszít. A részecske töltésének ismeretében sebessége egyértelműen meghatározza az adott úthossz alatt veszített energiát. Ezt a kapcsolatot a Bethe-Bloch formula írja le [4]. Néhány részecske ionizációs jele különböző impulzusok esetén a 1.3 ábrán látható. Többek között a TPC kamrák esetén használják ki ezt

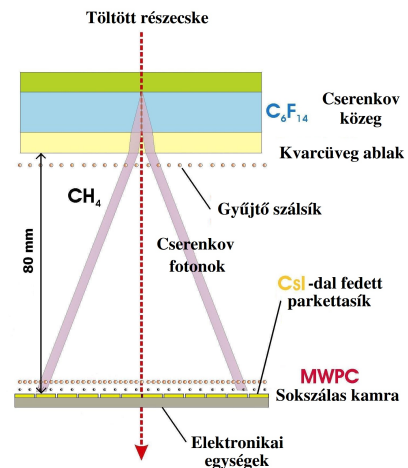
a relációt részecske azonosításra. Jó példa erre a 1.4 ábrán látható, ahol az ALICE TPC-jével detektált részecskék jelei, illetve az általuk különböző sebesség esetére számított elméleti görbék láthatóak.

Átmeneti sugárzást egy töltött részecske bocsát ki, amikor két közeg határán lép át, ha Lorentz-tényezője $\gamma \sim 1000$ -nál nagyobb. Az így kibocsátott fotonok energiája $1 - 30 \text{ keV}$, tehát a röntgensugárzás hullámhosszába esnek. Átmeneti sugárzás detektorokban használják ki ezt a jelenséget. Ekkora sebességet a kísérletek során csak a könnyű részecskék, elektronok szerezhethetnek, ez lehetővé teszi leválogatásukat. Példának okáért az ALICE TRD (Transition Radiation Detector) esetében a pionokat különböztetik meg vele az elektronoktól [6].

Azonban fénysebességhez közeledve az előbbieken felsorolt három módszer egyre pontatlanabb értéket ad. Nagyenergiás részecskék esetén a Cserenkov-sugárzást [7] használják ki. Egy kis méretű térfogatban jól beállított törésmutatójú anyagot helyeznek a töltött részecske útjába, amely azon áthaladva kúp alakban Cserenkov-sugárzást kelt, ezért nevezzük ezeket a detektorokat Cserenkov-detektoroknak. Egyik fajtája a "Gyűrű formáló Cserenkov-detektorok", angolul RICH (Ring Imaging CHerenkov) [8] esetében a kibocsátott sugárzás kúpjának nyílásszöge egyértelműen megadja a részecske sebességét [9]. Azért nevezik gyűrű formálónak, mert a kúp síkmetszete a kísérletekben általában egy gyűrű.



1.5. ábra. Két, detektált fotonokból kirajzolódó Cserenkov-gyűrű [10]



1.6. ábra. Egy Cserenkov-detektor (HMPID) vázlatos ábrája [10]

1.3. Gáztöltésű detektorok

A gáztöltésű detektorok [11] közös jellemzője, hogy két gáz térfogatba helyezett elektródából állnak, amelyek közé nagyfeszültséget kapcsolnak. Ha egy töltött részecske átrepül a gázon, akkor ionizálja a benne található atomokat. Az így létrejött elektronok, illetve ionok a számukra vonzó elektróda felé kezdenek el haladni az elektródákra kapcsolt nagyfeszültség hatására. A gáztöltésű detektorok családját négy részre oszthatjuk:

- Ionizációs kamra
- Geiger-Müller-cső
- Proporcionális kamra
- Szikrakamra

Azért kapták a gáztöltésű nevet, mert a megfelelő ionizációs folyamatok nem levegőben, hanem különböző gázokban jönnek létre. Ilyenek például a metán, illetve a nemesgázokkal elkevert elegyei. Legnagyobb részét a töltőgáz teszi ki, ezért költséghatékony módon, kis anyagmennyiségből építhetők ilyen típusú nagy térfogatú detektorok. További előnye, hogy a térfogata domináns részét alkotó gázban nem szóródnak annyira a vizsgálni kívánt részecskék, mint például a félvezető detektorokban.

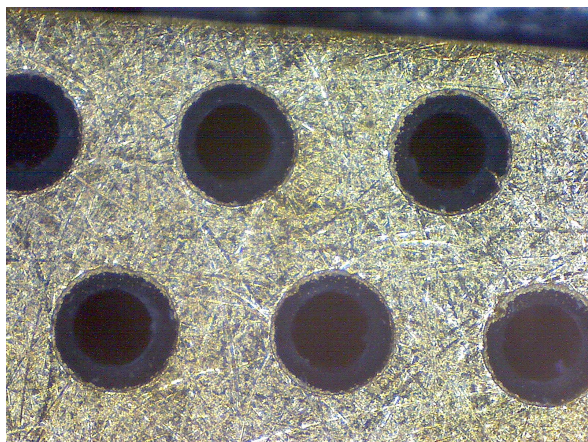
Az ionizációs kamrák kivételével akkora térerősséget állítanak elő az elektródák között, hogy a létrejött szabad elektronok olyan sebességre gyorsulhassanak a katód közelében, hogy képesek legyenek újabb atomokat ionizálni. Mivel az ionizált atomból felszabaduló elektron mellett az ionizáló is megmarad és ez a későbbiekben még többször megismétlődik, ezért egy exponenciális folyamatról beszélhetünk. Ezt az erősítési folyamatot lavinának nevezzük. Ezzel egyetlen elektronból is létrejöhet annyi szabad töltött részecske, melyet a pozitív feszültségre kapcsolt anódra begyűjtve mérhető jelet kapunk.

1.4. Gáz elektron sokszorozó detektorok (GEM és TGEM)

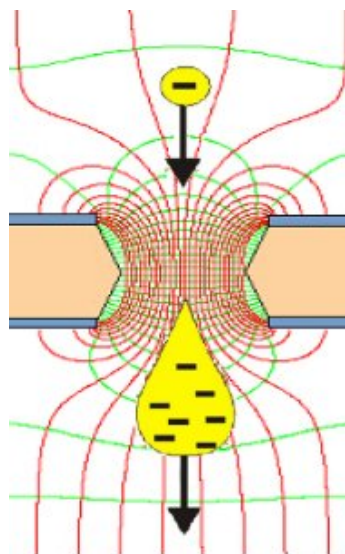
A mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok családjának egyik legelterjedtebb tagja a GEM (Gas Electron Multiplier), amelyet 1996-ban fejlesztették ki a CERN-ben [12]. Felépítése egyszerű, két fémlap és köztük egy szigetelő réteg. Ebben a három rétegben egyenlő távolságra lyukakat hoznak létre. A két fémlap közé nagy potenciálkülönbséget kapcsolva létrehozható olyan térerősség, amely esetén egy, a lyukba kerülő töltött részecske olyan sebességre gyorsul, hogy egy gázatomról egy elektront szakít le.

Amennyiben elegendően nagy a térerősség és az úthossz, ez akár többször is lejátszódhat. Mivel minden ütközés után megmarad az eredeti töltött részecske, illetve a leszakított elektron is, így egy exponenciális, lavinának [13] nevezett folyamat jön létre. A lavina nagyságát, vagyis hogy egy elektronból hány darab lett, mire kijutott a lyuk másik oldalán, erősítésnek nevezzük.

A lavina létrehozásához különböző gázokban más és más térerősségre van szükség. További feltétel, hogy a lavina létrehozásához az elektronnak el kell jutnia a lyukig.



1.7. ábra. Egy TGEM-lap mikroszkópos képe [14]



1.8. ábra. A GEM (Gas Electron Multiplier) detektor működési elve

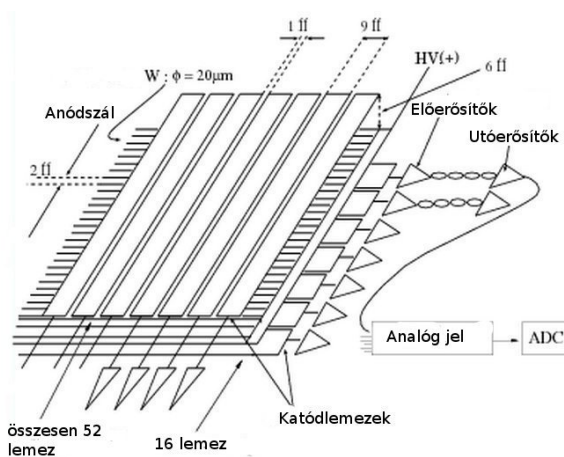
A GEM-eket a gyakorlatban úgy állítják elő, hogy egy kapton fóliát rézzel vonnak be, majd a rezet a leendő lyukak helyén lemaratják és egy másik savval átlukasztják azokat a helyeket, ahonnan előzőleg a réz lejött. A GEM lyukainak külső, illetve belső átmérője jellemzően $50 - 70 \mu\text{m}$. 2006-ban megalkották a GEM-eknek egy robosztusabb verzióját, a TGEM-et (Thick GEM) [15]. Egy TGEM mikroszkópos képe az 1.7 ábrán látható. Ezeknek a detektoroknak a GEM-ekkel ellentétben alapanyaga egyszerű NYÁK (NYomtatott Áramköri Kártya) lemez. A jellemzően $300-500 \mu\text{m}$ lyukakat pedig mechanikus módon, fúrással hozzák létre, így előállításuk olcsóbb. A TGEM helyfelbontása tipikusan 1mm-nél jobb [15].

Cserenkov-detektorok esetében az egyes részecskék által keltett foton nagy részét detektálni kell [4], hogy kört – vagy egyéb kúpmetsetet – illeszthessük a pontokra. A Cserenkov-sugárzás fotonjait úgy érzékelik, hogy a detektor felületéből fotoelektronokat szabadítanak fel. Erre a feladatra az eddigiekben főként sokszálas kamrákat (MWPC [16], MultiWire Proportional Chamber) alkalmaztak. Azonban a fiatalabb GEM, illetve TGEM detektortípusnak több előnye is van az MWPC-vel szemben azonos működési körülmények között, amelyek a következők:

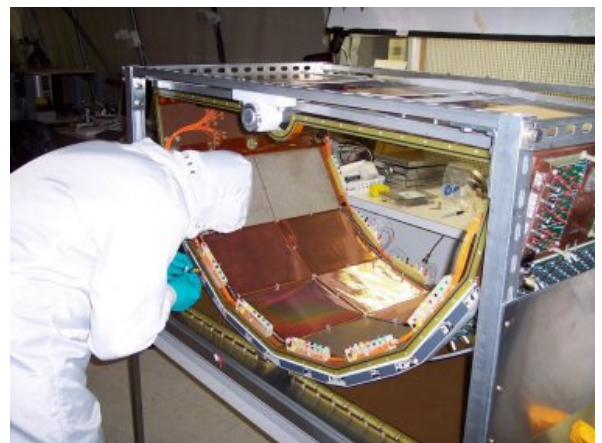
- Nagyobb erősítés [17]
- Nagy beütésszám esetén stabilabb [17]
- Gyorsabb, közvetlen jel [18]
- Nincsenek másodlagos fotonok [17]
- Kisebb ion visszaáramlás [19]

A Cserenkov-detektorokba helyezett GEM-ek felszínére fotoérzékeny anyagot visznek fel. Általában cézium-jodidot használnak, amelynek kvantumhatásfoka az UV tartományban magas, $\sim 30\%$ [20, 21]. Ennek köszönhetően ideális esetben a TGEM-re érkező fotonok 24%-a detektálhatóvá válik [20]. Így az UV-fotonok által kilökött szabad elektronok jelét a detektor már képes felsokszorozni, lehetővé téve egyedi fotonok detektálását. Továbbá alkalmas nyomkövető detektornak is.

Az eddigiekben GEM detektort használtak már a COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) kísérletben nyomkövető detektorként [22]. Továbbá felhasználásra került a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) HBD (Hadron Blind Detector) küszöb Cserenkov-detektorában [23]. Illetve az LHC (Large Hadron Collider) ALICE (A Large Ion Collider Experiment) kísérletében terveznek a TPC feljavítása során GEM-eket beépíteni [24]. Ez a példa várhatóan nem lesz egyedi, a TPC-k többségében várhatóan GEM-eket is alkalmaznak [25].



1.9. ábra. Egy MWPC vázlatos rajza [26]

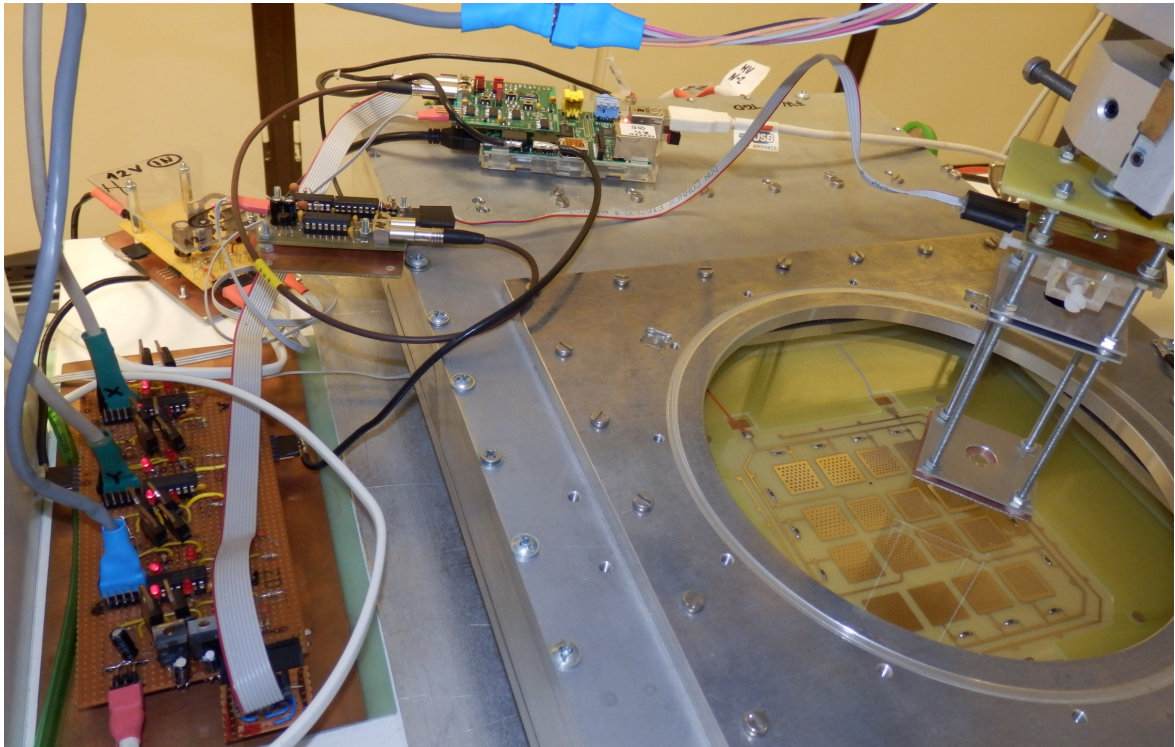


1.10. ábra. A PHENIX kísérlet HBD detektorának GEM lapjai összeszerelés közben [23]

A jövőben a COMPASS kísérletben terveznek TGEM-eket beépíteni a leendő RICH detektorba. Továbbá az ALICE kísérletbe tervezett nagyon nagy impulzusú részecskéket vizsgáló VHMPID (Very High Momentum Particle Identification Detector) detektorba építenének még várhatóan be TGEM-eket [27].

2. Mérési elrendezés

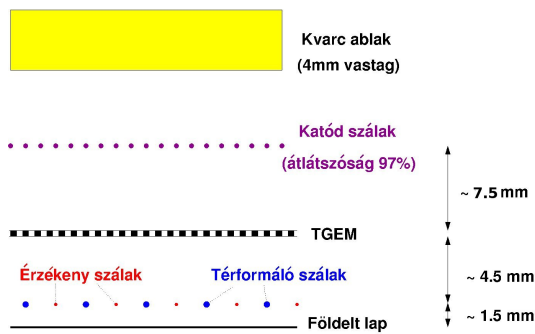
A detektort és annak kiolvasórendszerét tartalmazó kamrát az RD51-gyel (Research & Developement Group no. 51) közös kollaborációban készítette a REGARD csoport TGEM-ek vizsgálatára (2.1. ábra) [2]. Maga a detektor a TCPD (TGEM+CCC Photon Detector) [14] nevet kapta. Ezt a mérések során metánnal töltöttem meg. A választás azért esett a metánra, mert ilyen gázban vész el a legkevesebb fotoelektron mielőtt lavinát keltene, illetve a lavinában keletkező másodlagos fotonokat képes elnyelni [1, 29].



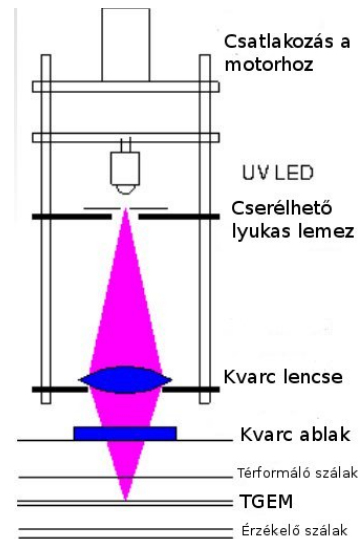
2.1. ábra. Az optikai rendszer, kamra és elektronika fotója

2.1. A detektor bemutatása

A kamra kvarcüveg ablaka alatt helyezkednek el kifeszítve a katódszálak, amelyek a TGEM feletti elektromos teret formálják. Ezt a teret nevezzük sodródási térnek. A TGEM teteje a katódszálak alatt 7,5 mm-rel helyezkedik el. A TGEM alapja egy $400\ \mu\text{m}$ vastag NYÁK lap. 16 szegmensre van felosztva a 2.4 ábrán látható elrendezésben, hogy a TGEM cserélése nélkül is mérhessük a vizsgálni kívánt jelenségeket. Az egyes részekben a lyukak átmérője 0,3 mm-től 1 mm-ig terjedt és a köztük lévő távolság pedig 0,6 mm-től 2 mm-ig változott (2.4. ábra).

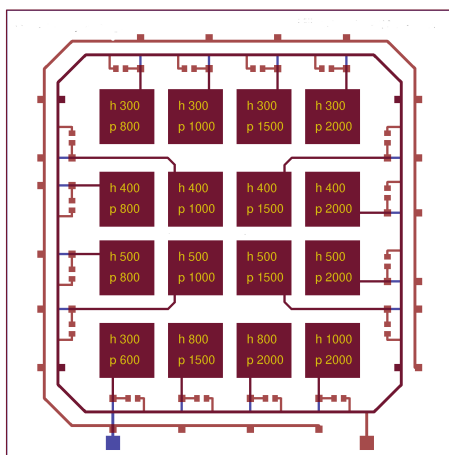


2.2. ábra. A mérések során használt TCPD detektor [14]

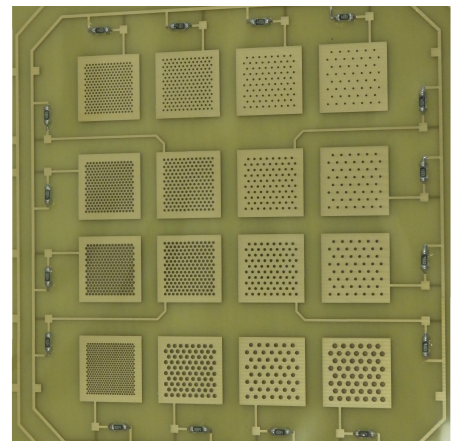


2.3. ábra. Az optikai rendszer vázlatos ábrája [2]

A TGEM alatt lényegében a lavinák kiolvasására egy közeli katódos kamra, CCC [30] található. Itt felváltva érzékelő és térformáló szálak vannak kifeszítve. Előbbiek szerepe az, hogy az elsődleges lavinák után a rájuk kapcsolt nagyfeszültség hatására tovább erősítsék a kezdeti jelet azáltal, hogy a TGEM lyukaiból kirepülő néhány tíz elektron az érzékelő szálakra kapcsolt nagyfeszültség hatására elkezd gyorsulni, újabb lavinát hozva létre. Ezzel már ~ 200000 elektron keletkezik a mérések során (1. táblázat), ami a használt elektronikával jól mérhető.



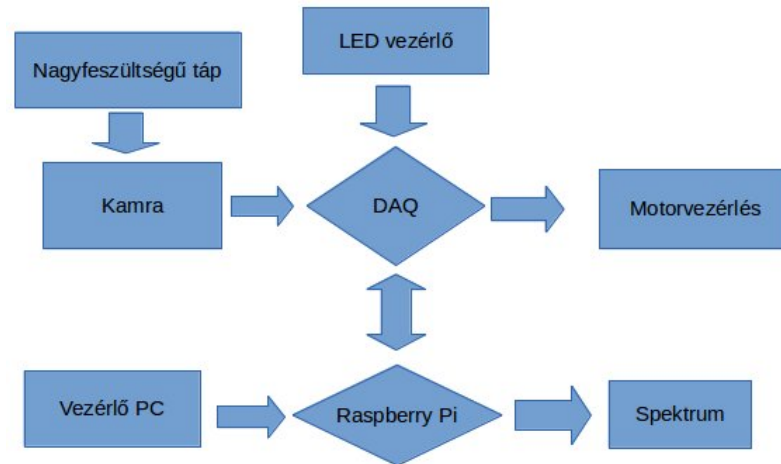
2.4. ábra. A méréshez készített NYÁK lap terve, amely különböző geometriájú TGEM szegmensekből áll (h jelöli a lyukátmérőt, p pedig a lyuktávolságot μm -ben)



2.5. ábra. A méréshez készített NYÁK lap fényképe

A kifeszített szálak alatt 6 mm-el az azokkal kapacitíven csatolt kiolvasó parketták vannak. Ezek a mérések során le voltak földelve, a jelet az összekötött érzékelő szálakról olvastuk ki.

Metánban a mérések során az érzékelő, illetve térformáló szálakon rendre $+1200\text{ V}$, illetve -600 V volt alkalmazva. A TGEM alsó, illetve felső lapja pedig -1500 V -ra, illetve -3500 V -ra volt kapcsolva. Az utóbbi értékét a mérések során a szegmenshez igazítottam, hogy a TGEM-ben a térerősség ne változzon. A katódszálakra pedig a kívánt sodródási tértől függően $-3,5\text{ kV}$ és -6 kV közti feszültséget kapcsoltam.



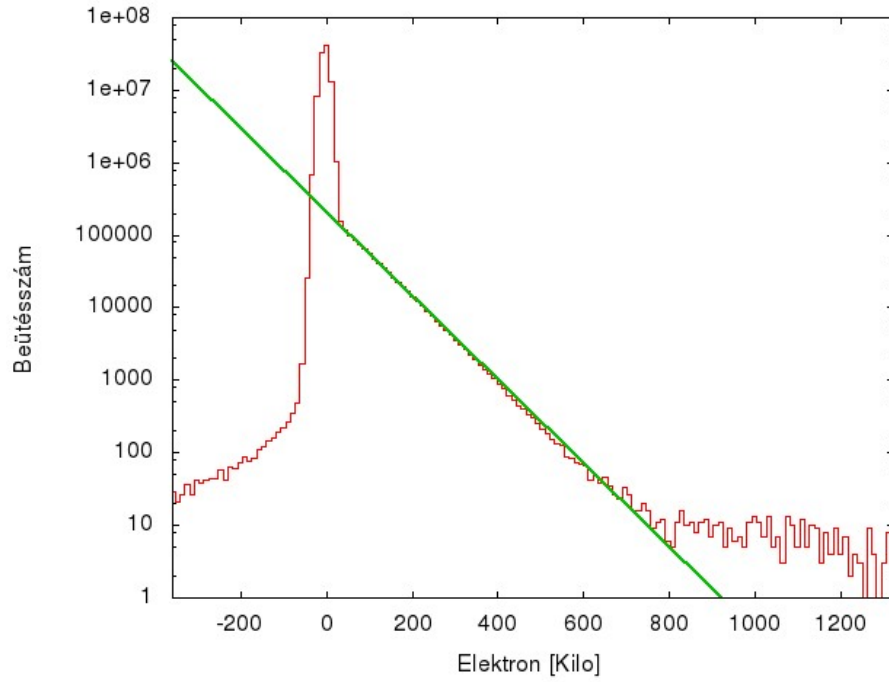
2.6. ábra. A mérési elrendezés elektronikájának blokkdiagramja

Az UV-LED-nek egy, a csoport által összeállított áramkör küld impulzusokat, amelynek hosszát, illetve frekvenciáját és nagyságát állítani lehet. A LED-vezérlő által kiadott trigger jelet bevezettük egy RaspberryPi-hez [31] csatlakoztatott egyedi tervezésű DAQ (Data Acquisition System) kártyához, amely az analóg jelet kiolvassa az érzékelő szálakról és egy ADC egység segítségével digitális jellé alakítja, amiből egy RaspberryPi-n futó program hisztogramot készít az adott pontban felvett eseményekből. Egy ilyen hisztogram látható a 2.7 ábrán.

2.2. A mért adatok kiértékelése

A munkám elkészítése során több egymásba ágyazható kódot írtam $C++$ nyelven, amelyekkel lehetővé vált nagy nyers adatfájlok feldolgozása és azok kiértékelése. A legfontosabb a kiértékelőprogram volt, amely a nyers adatokat feldolgozta és kiszámította, hogy melyik mérési pontban mekkora volt a fotonhozam (detektált fotonok száma), illetve megadta az erősítést is az adott pontban.

Az egyszerűbb szkriptek mellett írtam egy klaszterező programot, amely képes volt fotonhozam térképeken – illetve egy szakasz mentén végzett mérések esetén – megtalálni a lyukak helyét, és ezt felhasználva automatikusan megadni, hogy minden egyes lyuk közepétől hogyan függ a mért fotonhozam.



2.7. ábra. Egy érzékeny pont felett 10^7 fotonból kapott ADC értékek hisztogramja

Egy 10^7 eseményből készült hisztogram látható a 2.7 ábrán. A pedesztál a ~ 3300 -as csatornának felel meg, amely körül szórnak azon értékhez tartozó pontok, amikor nem történt fotondetektálás. Az általam írt kiértékelőprogram a pedesztál köré egy Gauss-görbét illeszt, amelynek szórása megadja a zaj nagyságát. Detektált fotonnak azt az eseményt veszem, ahol az ADC érték legalább a szórás ötszörösével kisebb a Gauss-görbe csúcsánál. Fotonhozam alatt azt értjük, hogy hány darab fotont sikerült detektálni adott pontban. Mivel a LED-ből kilépő fotonok számának eloszlása Poisson-eloszlást követ, ezért a mérések során $1-2\%$ alatt tartottam a fotonhozam és az összes LED villantás számának hányadosát. Ezzel annak a valószínűségét, hogy két elektron által kiváltott lavinák jelét detektáltam egy villantás során, elhanyagolható volt.

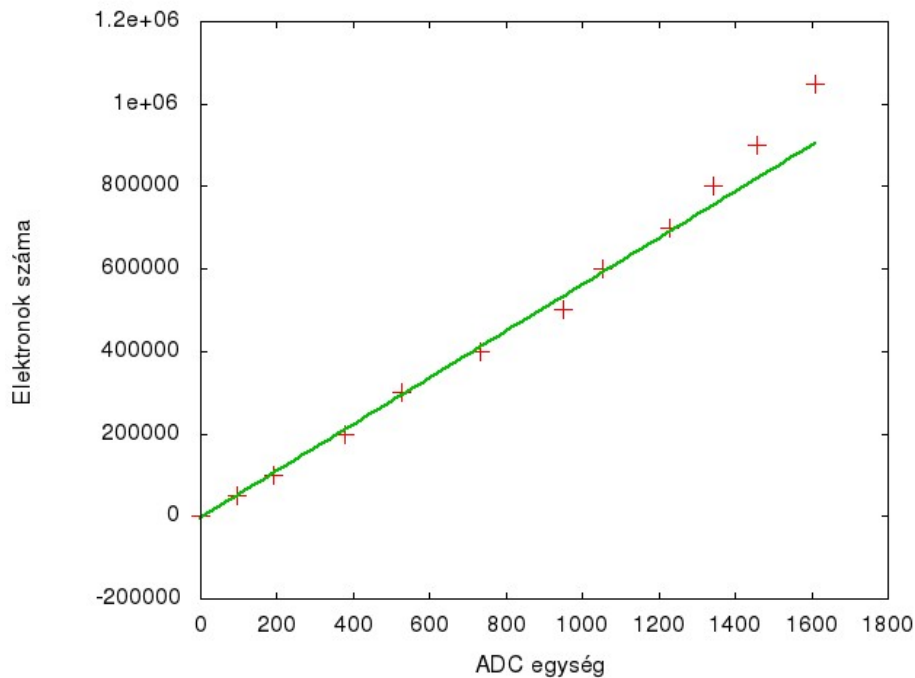
3. Eredmények

A mérések során három különböző geometriájú TGEM detektor érzékenységét vizsgáltam nyolc sodródási térerősség esetén. A mérések célja a fotonhozam optimalizálása (maximalizálása) a detektor geometria és sodródási tér változtatásával. Ahhoz, hogy megbizonyosodjam, hogy ezeknek a méréseknek létjogosultsága van, meg kellett bizonyosodnom, hogy a megfelelően kiválasztott lyukak fotonhozama hasonlóan változik, mint a teljes detektoré.

3.1. A kiolvasó elektronika erősítésének kalibrációja

Ahhoz, hogy kvantitatíve jellemezni lehessen egy lavina méretét, meg kell tudnunk mondani, hogy egy ADC egység pontosan hány elektron beütésének felel meg. Ennek meghatározását úgy végeztem el, hogy ismert mennyiségű töltést juttattam a szálakra és megnéztem milyen ADC értéket mértem. Különböző realizstikus töltések bevitele után kapott hisztogramok csúcsára egy Gauss-görbét illesztettem, hogy megkapjam a konverter válaszát ADC egységben. Az így kapott ADC-egység-elektronszám párokat a 3.2 ábrán láthatjuk. Az ADC azon tartományában, ahol lineáris választ adott, a bevitt töltésre egy egyenest illesztettem. Ennek az egyenesnek a meredeksége az elektronszám-ADC egység hányados, mely jelen esetben:

$$c = 560 \pm 10 \frac{\text{electron}}{\text{ADC}}.$$



3.1. ábra. Adott ADC egység esetén a rendszerbe juttatott elektronok száma

3.2. A TGEM erősítésének vizsgálata

Ahhoz, hogy minden egyes fotoelektron által keltett lavinát jellemezni tudjunk, ismernünk kell a detektor erősítését. Ez két komponensből tevődik össze: a vastag-GEM-en való áthaladáskor létrejövő lavinából, illetve a kiolvasáshoz használt CCC kamra szálain egy újabb lavina keletkezik. Ahhoz, hogy megszabhassuk; milyen erősítést szeretnénk alkalmazni a Vastag-GEM-en, ismernünk kell a CCC kamra erősítését is. Célszerű egy kalibrációs mérést elvégezni különböző GEM és érzékelő szálakra kapcsolt feszültségek esetén az erősítésgörbék kiméréséhez. A GEM-ben keletkező lavinák minden elektronja függetlenül kelt lavinát az érzékelő szálakon, ezért az erősítés egyszerűen a két effektív erősítés szorzata, így a mért jel nagysága:

$$N = f(1 * G_{TGEM} * G_{CCC}), \quad (3.1)$$

Ahol f az ADC átviteli függvénye, amely most egy lineáris kapcsolatot testesít meg, G_{TGEM} a TGEM erősítése, G_{CCC} pedig a sokszálas kamráé. Elsőként egy lyuk érzékeny része fölé álltam, a GEM-feszültséget 200 V-on tartva készítettem egy nagy statisztikájú mérést. Azért alkalmaztam ilyen kicsi feszültséget, mert ekkor a GEM-ben nem elég nagy az elektromos térerősség ahhoz, hogy lavina keletkezzen. Emiatt csak az érzékelő szálakon történik erősítés.

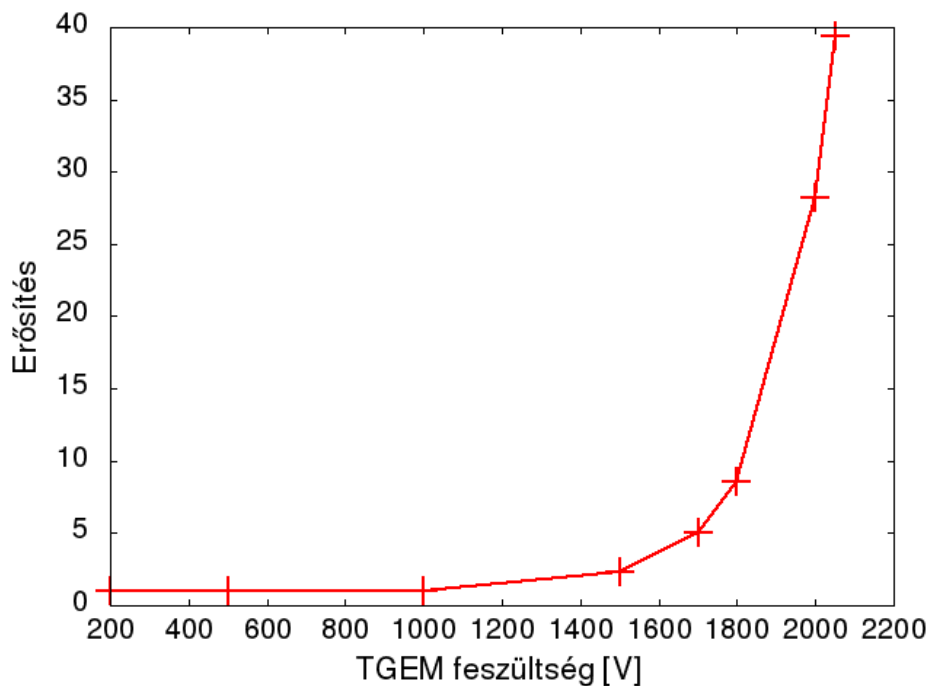
Ennek köszönhetően megadható, hogy mennyi G_{CCC} , hiszen ilyenkor $G_{TGEM} = 1$. Ezek után az erősítések szorzatát egy olyan határ alatt tartottam, ami az ADC-ben még lineáris választ adott. Egymást követő méréseknél csak az egyik feszültséget állítottam, hogy csak az egyik erősítés változzon. A kapott TGEM-erősítés értékek kis térerősségek esetén egy exponenciális függvénnyel jellemezhetőek, azonban nagy térerősség esetén ez már nem igaz. Mivel az első mérésből megadható volt G_{CCC} 1500 V esetén, így a G_{TGEM} számolhatóvá vált.

Mérés száma	U_S (V)	U_{TGEM} (V)	Teljes e.	Érzékelő szál e. [ADC]	TGEM e. (abszolút)
1	1500	200	130	130	1
2	1500	500	127	127	1
3	1500	1000	133	133	1
4	1400	1000	51	51	1
5	1400	1500	115	51	2
6	1400	1700	256	51	5
7	1400	1800	433	51	9
8	1200	1800	64	7,5	9
9	1200	2000	212	7,5	28
10	1200	2050	296	7,5	40

1. táblázat. Különböző érzékelő szál- és TGEM feszültség esetén készített mérések erősítései ADC egységekben

Fontos megjegyezni, hogy a lyukrendszer geometriájától függ az adott erősítéshez a katódszálakon használni kívánt feszültség. Ennek oka, hogy a különböző méretű és távolságú

lyukak esetén ugyanannyi erővonalnak kell a lyukban áthaladnia, ebből következően egy sokkal kisebb átmérőjű lyukban azonos feszültség esetén nagyobb lesz a térerősség, ennél fogva a lavinák átlagos mérete is.



3.2. ábra. A TGEM erősítése különböző feszültségek esetén (1,5 mm-es lyuktávolság, 400 μm -es lyukméret)

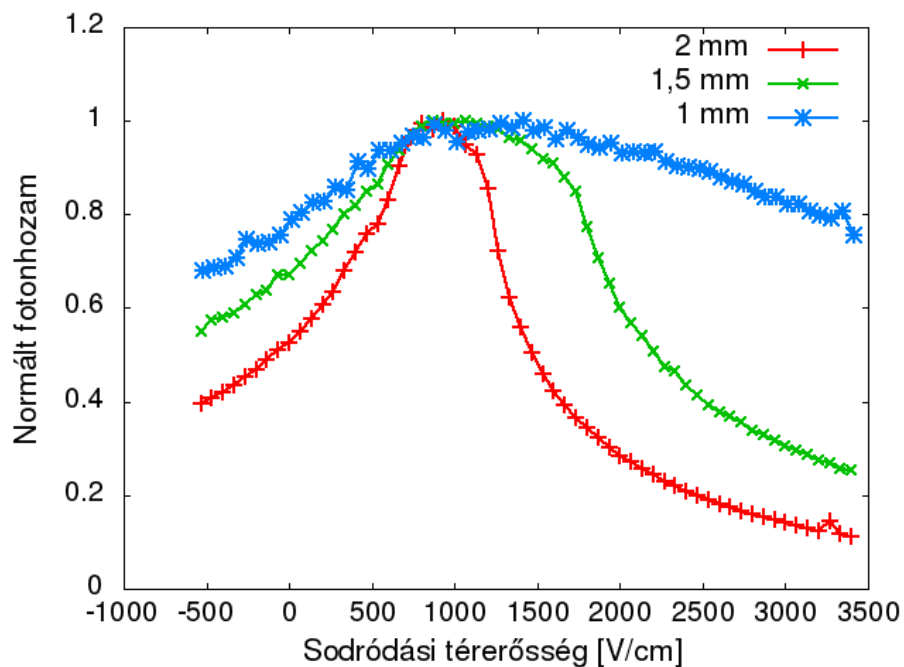
3.3. Szegmensek teljes fotonhozamának függése a sodródási térerősségtől

Mielőtt a fókuszált méréseket elvégeztem volna, szükség volt minden lyukelrendezés és későbbiekben alkalmazott sodródási térerősség esetén egy olyan mérést készíteni, amikor a LED fénye az egész detektort megvilágította. Erre azért volt szükség, hogy megállapíthassam, hogyan változik az adott geometriájú TGEM fotonhozama. A másik ok az volt, hogy ellenőrizhettem a későbbiekben egy-egy lyukról készített mérésekből adódó fotonhozam függés konzisztenciáját az egész detektoréval.

A sodródási térerősség lehet "normális", illetve "kisöprő". Az előbbi esetben a katódszálakra a TGEM tetejére kapcsolt feszültséghez képest negatívát adunk, az utóbbi esetben pedig pozitívát. A normális teret azért nevezik így, mert részecskefizikai detektorokban normális működés során ilyen térerősséget hoznak létre. A térerősségvonalak a normális esetben lefele mutatnak, így a fotonok által kiváltott fotoelektronok a felületből kilépve, követve a vonalakat, bejutnak a lyukba. Azonban túl nagy térerősség alkalmazása esetén az elektronokat egyszerűen visszanyomjuk a TGEM felületébe, így fontos megtalálni az optimális értéket a hatásfok maximalizálása érdekében. Kisöprő esetben pedig a felfele mutató térerővonalak egyszerűen

kisöprik a felületből kilépő fotoelektronok nagy részét, kivéve azokat, amelyek a lyuk közvetlen környezetében keletkeznek, hiszen itt – az 1.8 ábrán látható módon – a lyukból kinyúló erővonalak dominálnak.

Továbbá fontos megemlíteni, hogy az optimálishoz közeli normális térerősség esetén még a szimmetriavonalak, illetve a kritikus pontok is érzékennyé tehetők, mert ahogy az ezen pontokban felfele mutató erővonalak mentén elkezdnek az elektronok vándorolni, a hőmozgás hatására enyhén oldalirányban is fluktuál a haladásuk, aminek következtében rátérhetnek egy, a lyukba mutató erővonalra. A vizsgált szegmensek esetén a lyuktávolság rendre 2 mm , $1,5\text{ mm}$ illetve 1 mm volt, a lyukátmérő pedig $400\text{ }\mu\text{m}$ -es.



3.3. ábra. A teljes fotonhozam változása a sodródási térerősség függvényében $400\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű lyukkal rendelkező szegmensekre, melyeken a lyuktávolság 1 mm , $1,5\text{ mm}$ illetve 2 mm volt

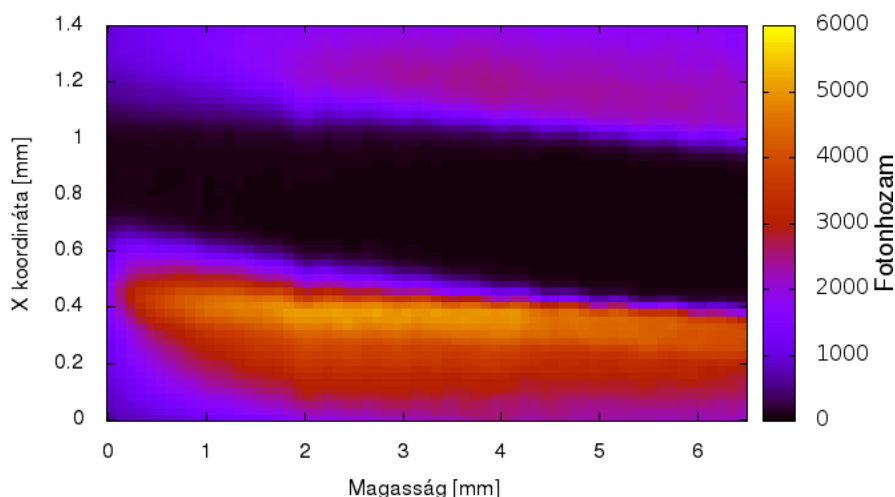
A 3.3 ábrán láthatjuk a kapott görbéket. Látható, hogy minél nagyobb a lyuktávolság, annál markánsabban változik a teljes fotonhozam a sodródási tér függvényében. Ez annak tudható be, hogy a lyukak körüli területre kinyúlnak a TGEM-beli térerővonalak, ezért ezeken a pontokon az elektronok mozgását főként ezek szabják meg. Ezért a lyuk középpontjától távolodva, egy távolság után a felületben keletkező fotoelektronok mozgását már csak a sodródási tér szabja meg. Így a lyuktávolságot növelve arányosan egyre nagyobb terület fotonhozamát dominálja a sodródási tér.

A sodródási térben található elektromos tér pontos szabályozása azért fontos, mert ez nem csak azt szabja meg, hogy mennyi fotoelektront tudunk begyűjteni a GEM felületéből, de azt is, hogy a Cserenkov-sugárzást keltő töltött részecskék által ionizálással generált szabad elektronok ne juthassanak be a detektorba, ezzel hamis jelet keltve.

3.4. Az optikai rendszer fókuszálása

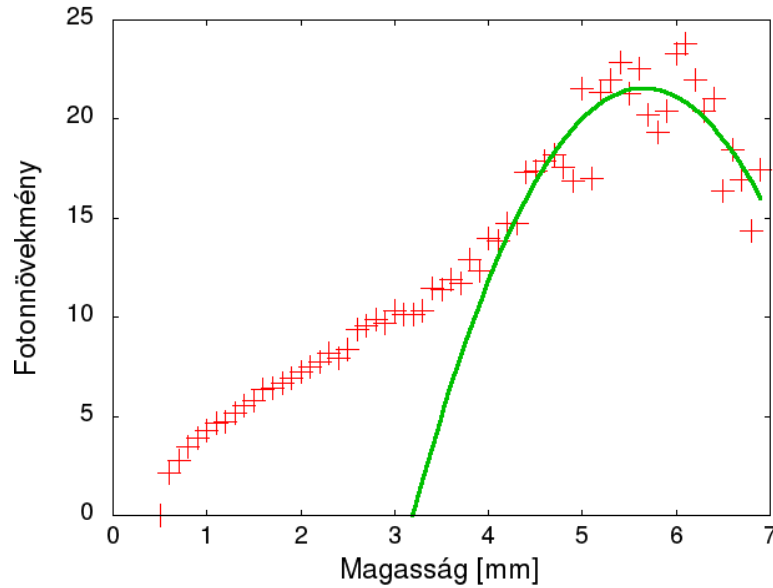
Ahhoz, hogy a felület érzékenységeinek precíziós térképezését elvégezhessük, biztosnak kell lennünk, hogy a LED által kibocsátott foton az adott területre jut. Az optikai rendszer a (2.3 ábrán látható) segítségével lehetségessé vált a fény fókuszálása egy $70\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű körre. A léptetőmotor lépéseinek nagysága $25\text{ }\mu\text{m}$, ezért a fókuszálás pontossága szab határt az egyszerre térképezett terület nagyságának. Ahhoz, hogy elérjük a legjobb felbontást, az optikai rendszer fókuszpontjába kellett hozni a TGEM felületének vizsgálni kívánt tartományát.

A fókuszmagasságot úgy kerestem meg, hogy egy lyuk felett a 3.9a ábrán illusztrált egydimenziós térképezéseket készítettem különböző magasságokban. Az így nyert fotonhozam értékeket ábrázoltam a 3.4 ábrán egy kétváltozós függvényként, aminek első változója az x koordináta, másik pedig a z (magasság).



3.4. ábra. Fotonhozam egy lyuk átmérője mentén különböző magasságokban

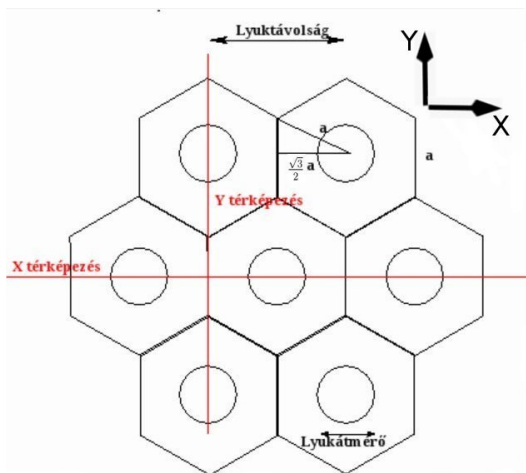
A 3.5 ábrán látható, hogy a lyuk széle a legérzékenyebb, itt detektáltam a legnagyobb fotonhozamot. A fókuszáltságra bevezettem egy új mennyiséget, a "fotonnövekményt". Ezt az határozza meg, hogy a lyuk oldalán milyen gyorsan emelkedik a fotonhozam a középső sötét résztől a legnagyobb hozamú pontig. Ennek kiszámolására írtam egy programot, amely minden magasság esetén a lyuk két oldalánál megadja, hogy mennyire növekedett meg a fotonhozam – adott távolság alatt – a lyuk belsejétől a legnagyobb hozamú pont felé tartva. Ezek után ábrázoltam a két "differencia" összegét a magasság függvényében. Ennek a függvénynek a maximuma jelöli ki a legélesebb képhez tartozó magasságot, határozza meg a fókuszot. Egy parabolát illesztettem a legmeredekebb értéket adó magasságú pontokra, ez látható a 3.5 ábrán. Ez alapján állítottam be a fókusz távolságot a további mérésekre.



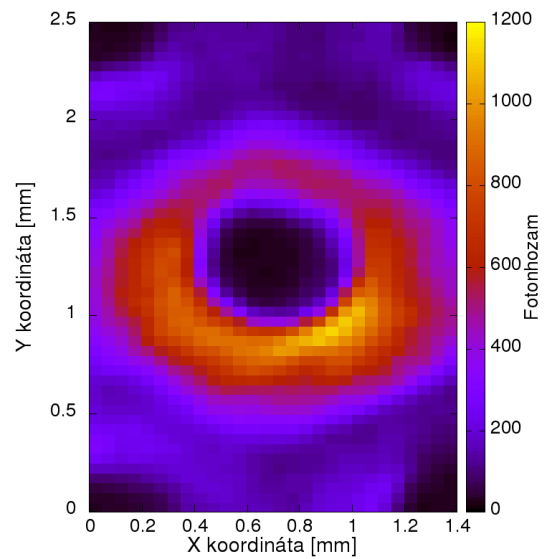
3.5. ábra. Az optikai rendszer különböző magasságaiban mért fotonhozamnövekmény, amely maximuma körül egy parabolát illesztettem

3.5. A hatszöges lyukelrendezés sajátosságai

A TGEM erősítése és fotonhozama a bekapcsolása után időben változik, aminek az oka a feltöltődés [32] jelensége. Ennek adott TGEM és beállítások esetén van egy karakterisztikus ideje. Ezért ha elég sokat várunk, egy idő után az erősítés és a fotonhozam már nem változik és időben stabil marad. Továbbá érdemes megemlíteni, hogy az egyes lyukak erősítésének eltérése összemérhető a lyukak erősítésével [2]. A lyukak egy része nem viselkedik optimálisan, legrosszabb esetben egyáltalán nem érzékeny. A méréseim során az adatkiértékeléskor az ilyen lyukakat nem vettem számításba.



3.6. ábra. Lyukak és a hozzájuk rendelhető területek

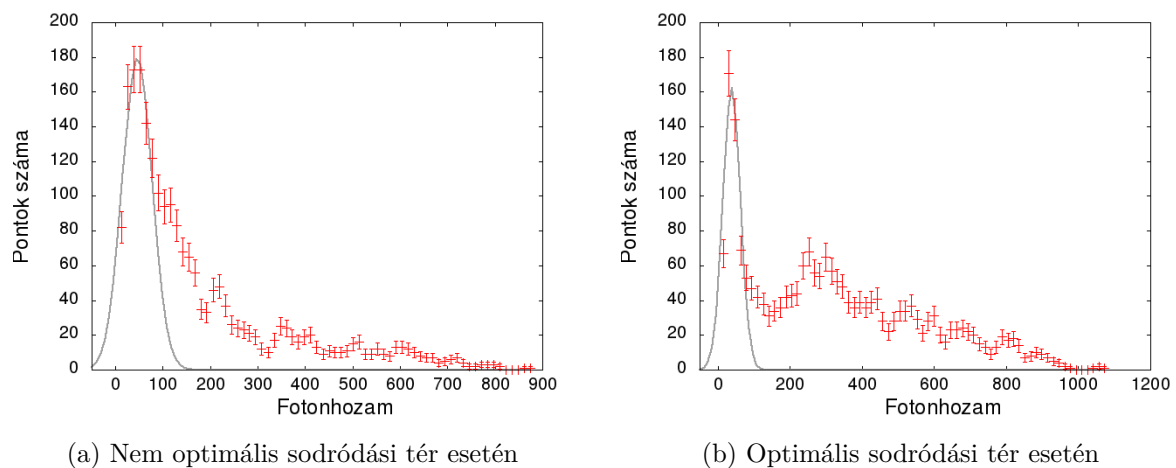


3.7. ábra. Egy lyuk és körülötte – a hatszöges alakban – érzékeny terület

A detektor érzékeny pontjainak döntő többsége hozzárendelhető ahhoz a lyukhoz, ahová az adott pontból a fotoelektron bejut. Azonban a lyukak középpontjaitól azonos távolságra levő szimmetria szakaszokra és pontokra ez nem igaz, ugyanis a felület ezen pontjaiból kiinduló erővonalak felfele mutatnak. Könnyen belátható, hogy az adott lyukhoz tartozó pontok azok, amelyek közelebb találhatók hozzá, mint bármelyik másik lyukhoz. Ez az adott lyukhoz rendelhető terület a lyukelrendezésből adódóan egy hatszög lesz. A 3.6 ábrán a hatszöges szerkezet mellett láthatjuk a bevezetett X, Y irányokat, melyek mentén az egydimenziós mérések készültek. Továbbá egy fotonhozam térképet láthatunk a 3.7 ábrán, amelyen kirajzolódik a hatszöges szerkezet.

3.6. Kétdimenziós mérések pontjainak fotonhozam eloszlása

A kiértékelőprogramom automatikusan elkészíti a mérések fotonhozam hisztogramját. Ennek segítségével vizsgálható a sötét és érzékeny pontok számának aránya, illetve annak változása. A 3.8a ábrán egy negatív, tehát "kisöprő" teret állítottam be. Látható, hogy a lyuk belsejét alkotó sötét pontok dominálnak és az ezeknél nagyobb fotonhozamú pontból viszonylag egyenletes számú van. Ezzel szemben egy optimálisabb sodródási térerősség esetén – ahogy látható a 3.8b ábrán – a sötét fotonhozamú pontok csoportja mellett kiemelkedik a lyuk érzékeny részét tömörítő fényesebb pontok halmaza. Észrevehető az is, hogy a nagyon alacsony fotonhozamú pontokat tartalmazó csúcs sokkal élesebb.



3.8. ábra. Térképezett pontok fotonhozamának hisztogramjai

Ennek köszönhetően lehetőség van a hisztogram alapján automatikusan megállapítani, hogy a lyuk sötét belsejét alkotó pontok fotonhozama mennyi, és milyen fényességtől számít egy pont érzékenynek. A 3.8a és a 3.8b mérések rendre $-787 \frac{V}{cm}$ -es és $813 \frac{V}{cm}$ -es katódtér mellett készültek.

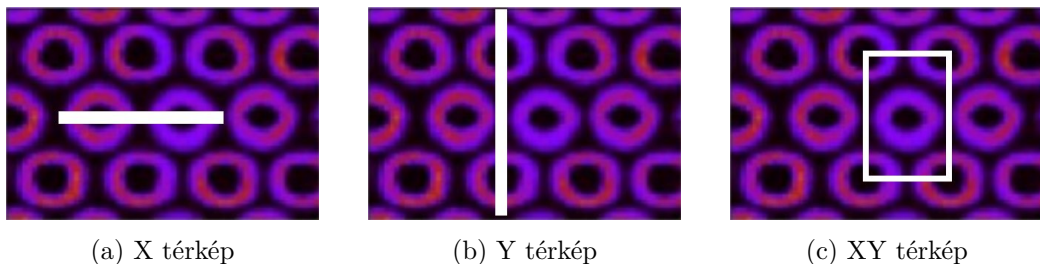
3.7. A fotonhozam függése a sodródási térerősségtől fókuszált esetben

Ahhoz, hogy teljesen megérthessük az UV detektorként használandó TGEM-ek működését, ismernünk kell, hogy hogyan változik a fotonhozam a felületükön. Ideális esetet feltételezve a lyukak körszimmetriája miatt a lyuk középpontjától vett távolság függvényében a fotonhozam minden irányban megegyezik. Ennek a függvénynek az alakját tetszőleges lyukelrendezés esetén nem sikerült még szimulációkkal megadni, ezért szükség van a kísérleti adatokra. Továbbá hasonlóan viselkedő lyukakat feltételezve egy lyuk fotonhozamának kimérésével megadható lehet az egész detektor viselkedése.

Miután sikerült a lehető legjobb felbontást elérni, a 3.3 fejezethez hasonlóan ismét a fotonhozam függését vizsgáltam a sodródási térerősség nagyságától. Azonban ez esetben nem egyetlen pontban, hanem először szakaszok mentén, majd egész térképeket készítve. Ezzel megadhatóvá vált a fotonhozam helyfüggése. Az ezen alfejezetben elvégzett mérések a következő három csoportra oszthatóak:

1. X-tengely mentén végzett egydimenziós mérések
2. Y-tengely mentén végzett egydimenziós mérések
3. XY kétdimenziós térképek

Ezeket a következő ábrákon illusztrálom:

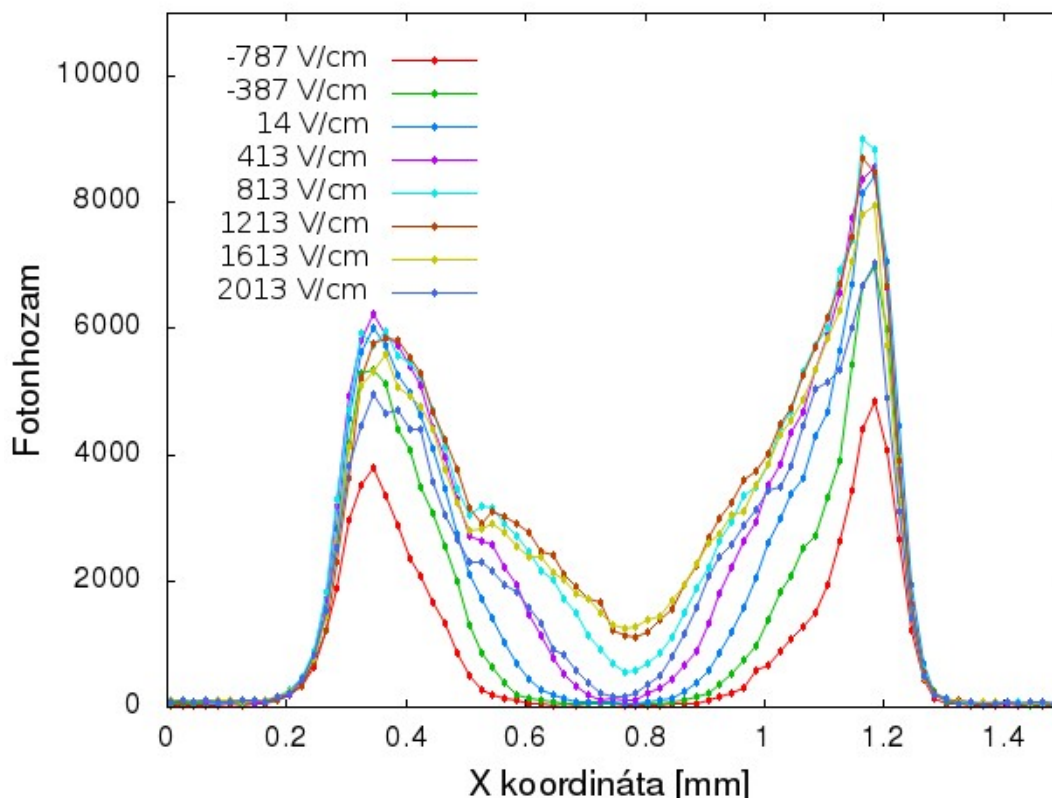


3.9. ábra. A mérések során készített térképtípusok szemléltetése

A mérések kiértékelése során egy sötétzaj korrekcióhoz hasonló eljárást végeztem. Kiátlagoltam a lyukak sötét középpontjaiban kapott fotonhozamokat és az adott mérésre kapott "háttérzajt" kivontam minden pontban kapott értékből. Ezzel a kozmikus részecskék, illetve egyéb effektusok hatását jelentősen redukálni lehetett. Az erősítésszámolást is ennek megfelelően korrigáltam.

3.7.1. X-tengely mentén

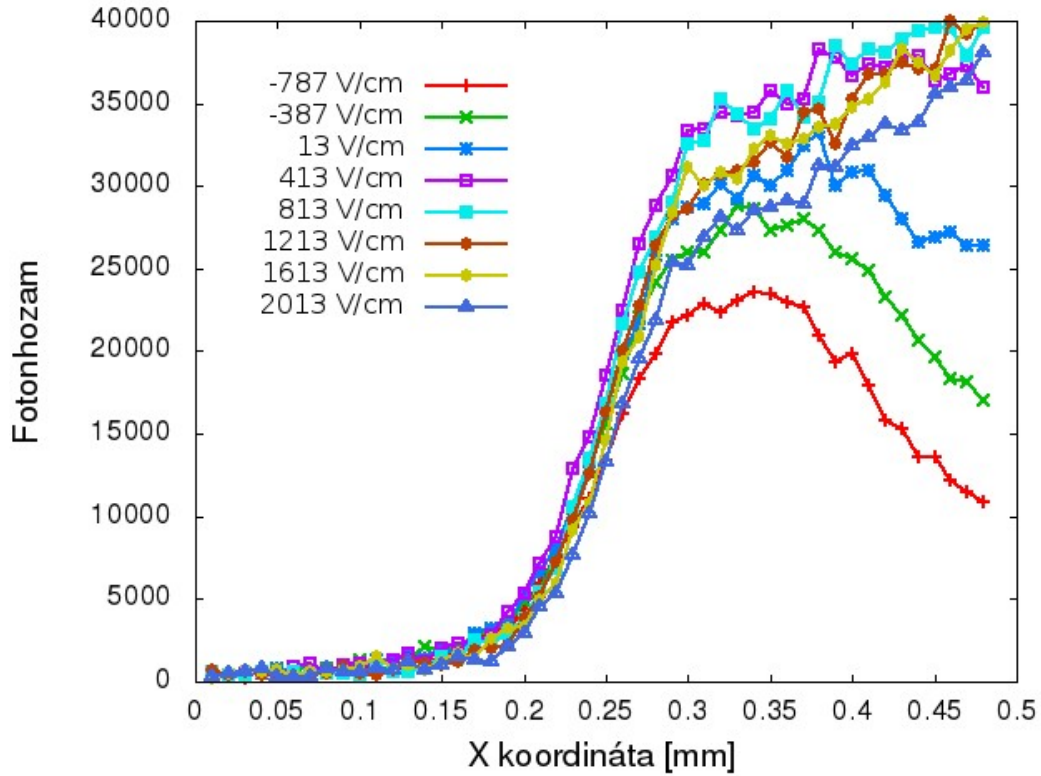
A vizsgált három szegmens mindegyikén készítettem 8 különböző sodródási térerősség esetén egy-egy egydimenziós térképet az X-tengely mentén. A legkisebb érték $-787 \frac{V}{cm}$, a legnagyobb pedig $2013 \frac{V}{cm}$ volt. A 3.10 ábrán láthatjuk az első két lyuk közötti szakaszának fotonhozamát minden mért sodródási térerősség esetén. Látható, hogy a várakozásnak megfelelően az egyre nagyobb terek esetén először elkezd nőni a fotonhozam, majd egy feszültségértéket átlépve elkezd újra csökkenni.



3.10. ábra. A fotonhozam változása a sodródási térerősség függvényében egy X-irányú térképezés 1. és 2. lyuka közötti területen 1,5mm-es lyuktávolság esetén

Definiáltam egy $f_x(x)$ függvényt, amelynek értéke a fotonhozam, argumentuma pedig az adott lyuk középpontjától vett távolság. Az X irányban végzett egydimenziós méréseim során ezeket a függvényeket mintavételeztem meg. Feltételeztem, hogy a "normális" lyukak esetén ez a függvény ugyanaz. Ezt a feltételezést kihasználva az adott szegmensen készített térképezés minden lyukánál felvett $f_x(x)$ függvényeket normáltam, majd kiátlagoltam, így a fotonhozamot pontosabban leíró függvényt kaptam.

Végezetül a kapott $\bar{f}_x(x)$ függvényt (amely az $f_x(x)$ -ek átlaga) megszoroztam az összes vizsgált lyuk térképezése során kapott összeadott fotonhozamával, hogy szemléltethessem melyik beállítás volt az optimális. Minden alkalmazott térerősség és lyuktávolság esetén kiszámítottam ezt a függvényt. A kiátlagolásba belevett lyukak száma függött a szegmenstől, hiszen annak mérete állandó volt, míg a lyuktávolság különböző volt.



3.11. ábra. A fotonhozam változása a sodródási térerősség függvényében egy X-irányú térképezés esetén minden lyuk értékeit kiátlagolva (1,5 mm-es lyuktávolság esetén)

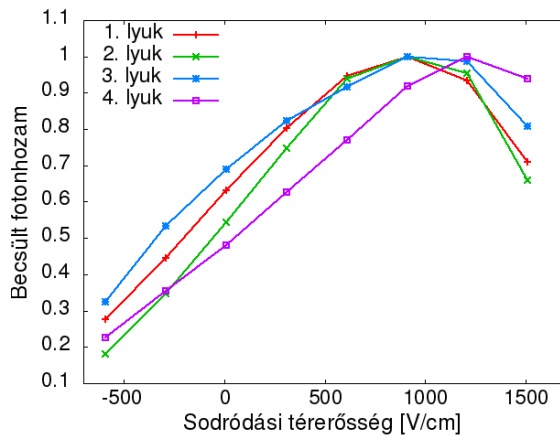
Kiszámítottam, hogy az egyes lyukak közepétől mindkét irányban kifelé – egészen a következő lyuk érzékeny felületével határos pontig – mennyi volt az összesített fotonhozam. Ezután az előbbi összeadást elvégeztem úgy is, hogy az $f(x_i)$ értéket megszoroztam az argumentumával, x_i -vel, hogy a lyukhoz tartozó körlap egész területének fotonhozamát megbecsülhessem (3.3) egyenlet. Mivel jelen esetben a 3.6 ábrán X-irányúnak vett térképezést végeztünk, ezért az összegzés határa a hatszögbe írható kör sugara.

$$N_{\text{becsult}} = \sum_{i=0}^{x_i = \frac{\sqrt{3}}{2}a} x_i f(x_i), \quad (3.2)$$

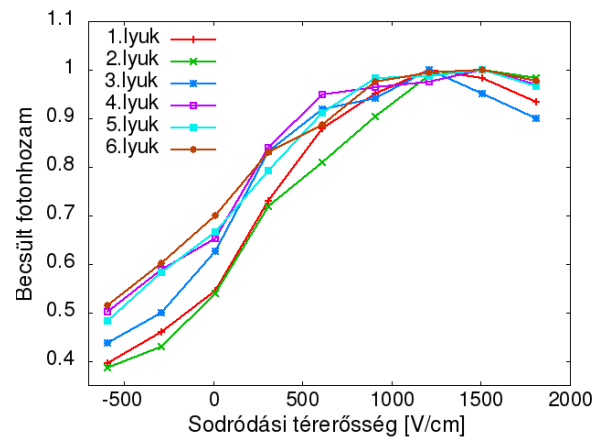
ahol N_{becsult} a számított teljes fotonhozam, a a hatszög oldala, y a lyuk középpontjától vett távolság, $f_y(y)$ pedig az a függvény, amely megadja adott távolságban a fotonhozamot y helyen.

Az így becsült teljes fotonhozam értékeket az egyes lyukakra 1 mm-es lyuktávolság esetében a 3.12 ábrán láthatjuk egy X-irányú térképezés eredményeképpen. Látható, hogy négyből

három lyuk szinte azonos módon viselkedik, míg a negyedik ettől eltér. Ezért az utóbbi lyukat nem vettem bele az erre a szegmensre vonatkozó átlagolásba, amellyel megkaptam a fotonhozam sodródási térerősség függését. A 3.13 ábrán a 1,5 mm-es lyuktávolságú szegmensen láthatjuk egy Y-irányú térképezés kiértékelt eredményét; látható, hogy a lyukak hasonló módon viselkednek.



3.12. ábra. A 1 mm-es lyuktávolságú szegmens X-irányú térképezése



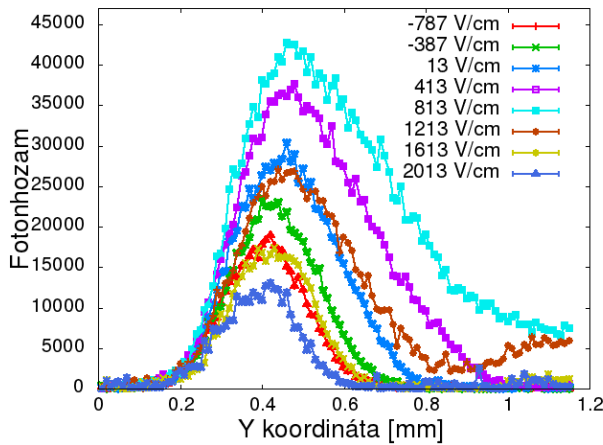
3.13. ábra. Az 1,5 mm-es lyuktávolságú szegmens Y-irányú térképezése

3.7.2. Y-tengely mentén

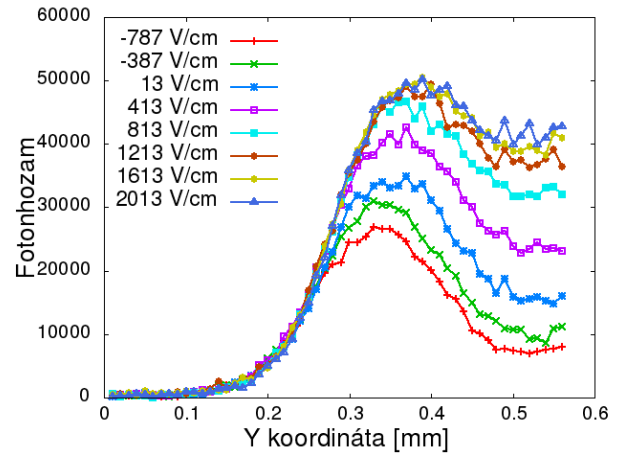
Az Y-tengely mentén végzett mérések abban különböznek az X-tengelyen végzettekkel, hogy a 3.6 ábrán Y-irányúnak vett térképezést végeztünk. Ebből következik, hogy amikor kiszámítottam a lyukra becsült teljes fotonhozamot, akkor a következő összeget vettem:

$$N_{becsult} = \sum_{i=0}^{y_i=a} y_i f(y_i), \quad (3.3)$$

ahol $N_{becsult}$ a számított teljes fotonhozam, a a hatszög oldala, y a lyuk középpontjától vett távolság, $f_y(y)$ pedig az a függvény, amely megadja adott távolságban a fotonhozamot y helyen.



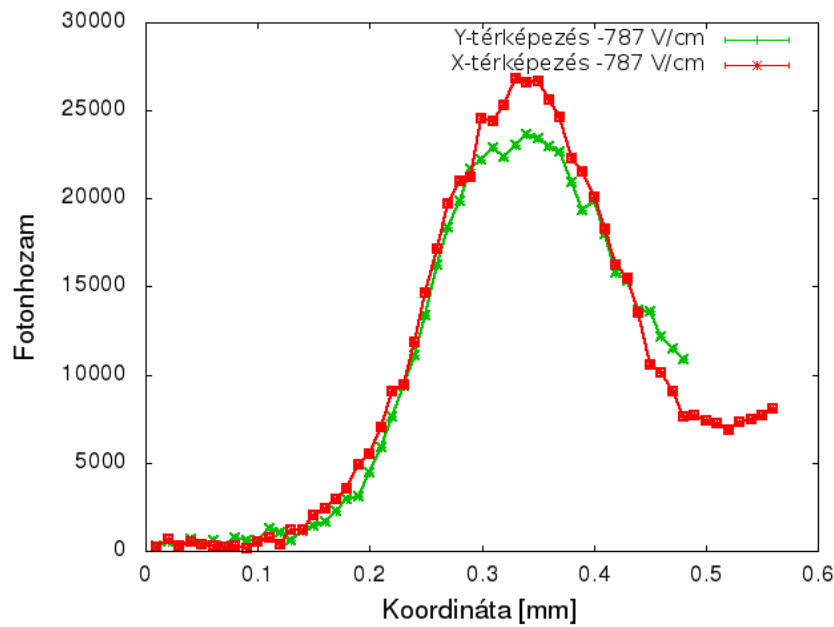
(a) 2 mm-es lyuktávolságú szegmens esetén



(b) 1 mm-es lyuktávolságú szegmens esetén

3.14. ábra. A fotonhozamot leíró függvény változása a sodródási térerősség függvényében egy Y-irányú térképezés esetén minden lyuk értékét kiátlagolva

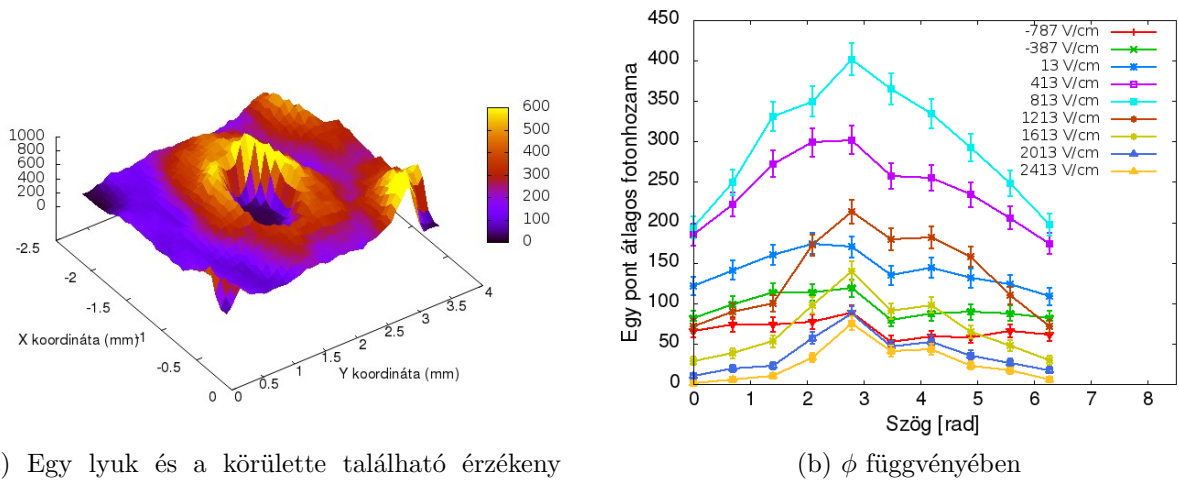
Az azonos lyuktávolság esetén készült a 3.19b ábra és a 3.11 ábra szemlélteti az X és Y-térképezések közötti különbséget. Látható, hogy hasonlóan viselkednek 500 μm -ig, ameddig az előbbi tart. Ez annak köszönhető, hogy az X- és Y-irányba készített térképek csak abban különböznek (a lyuk körüli terület körszimmetriája miatt), hogy utóbbi az 500 μm után következő, kritikus pontot tartalmazó határszakaszt is magába foglalja. A 3.15 ábrán láthatjuk, hogy ez esetben a két görbe a közös tartományon gyakorlatilag megegyezik.



3.15. ábra. Egy azonos feszültségbeállítás és geometria esetén az $f_x(x)$, $f_y(y)$ függvény

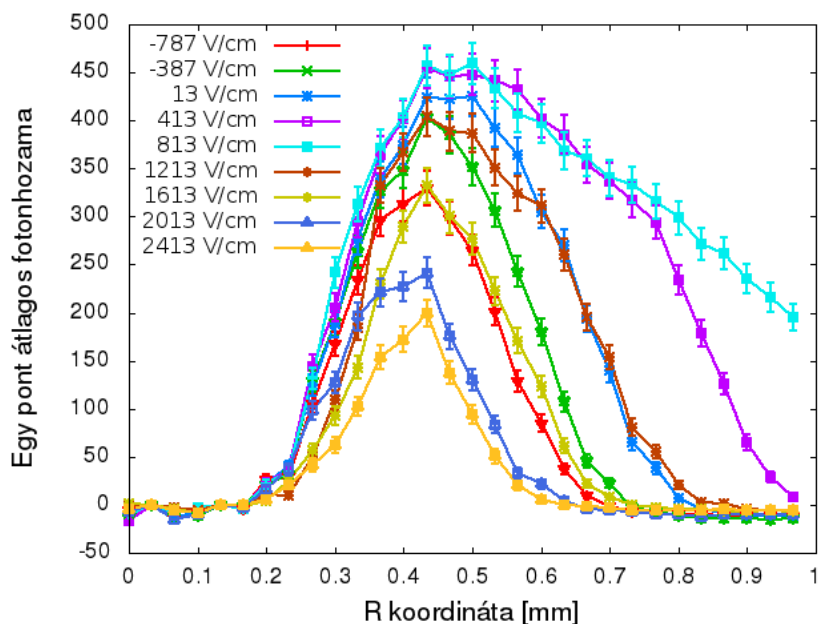
3.7.3. Polárkoordináta függés

A kétdimenziós térképek esetében, kihasználva a körszimmetriát polárkoordinátákat vezethetünk be. Minden szegmens vizsgálatakor készítettem – az összes egy dimenziós sodródási térerősségbeállítás esetén – egy-egy kétdimenziós mérést. Megvizsgáltam, hogyan változott a lyuk középpontjától vett távolság függvényében a pontok fotonhozama. Továbbá meghatároztam az érzékenység változását a bevezetett Φ polárszög szerint is. Ebből a 3.16b. ábrán látható, hogy a 2 mm-es átmérőjű szegmens egy lyuka esetén szinte minden térerősség beállításnál egy irányban magasabb a fotonhozam, tehát a lyuk aszimmetrikus volt. Ezt valóban láthatjuk az elkészült térképet prezentáló 3.16a ábrán.



3.16. ábra. Egy lyuk körüli pontok fotonhozama polár-koordinátarendszerben a 2 mm-es lyukátmérőjű szegmensen

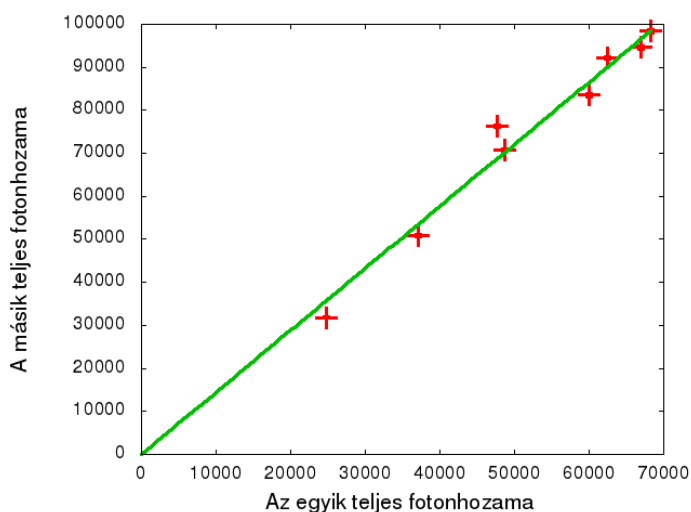
Azonban, ha megvizsgáljuk a a 3.17 ábrán látható függvényeket, melyek leírják a fotonhozamot a lyuk közepétől vett távolság függvényében, láthatjuk, hogy a várakozásnak megfelelően először nő a fotonhozam a sodródási térerősség növelésével, majd elkezdi csökkenni.



3.17. ábra. Egy lyuk körüli pontok fotonhozama a középponttól vett távolság függvényében

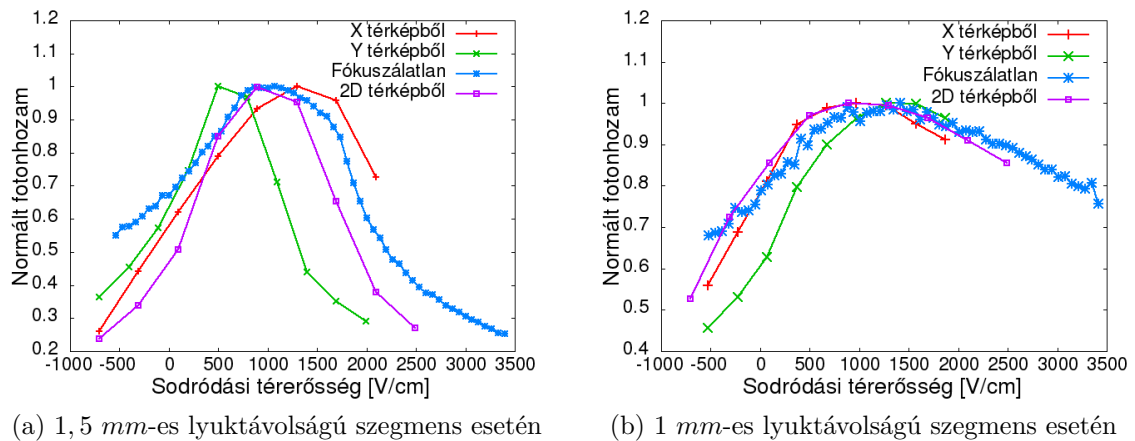
3.8. Mikro- és makromérések korrelációja

Kutatásom egyik célja az volt, hogy megvizsgáljam, elegendő-e néhány választott lyuk érzékenységének vizsgálata ahhoz, hogy következtetést lehessen levonni az egész detektor viselkedéséből. Először is felmerül a kérdés, hogy azonosan változik-e a lyukak egyes részeinek fotonhozama a sodródási tér változtatásával. A 3.18 pontdiagramon látható, hogy egy kiválasztott lyuk két oldalának összesített fotonhozama hogyan változik. Mivel a pontok egy egyenesre illeszkednek 0,999-es korrelációval, ezért kimondhatjuk, hogy teljesen egyformán viselkednek. Továbbá az egyenes meredeksége meghatározza, hogy a jobb oldal fotonhozama $1,5 \pm 0,1$ -szerese a másikénak.



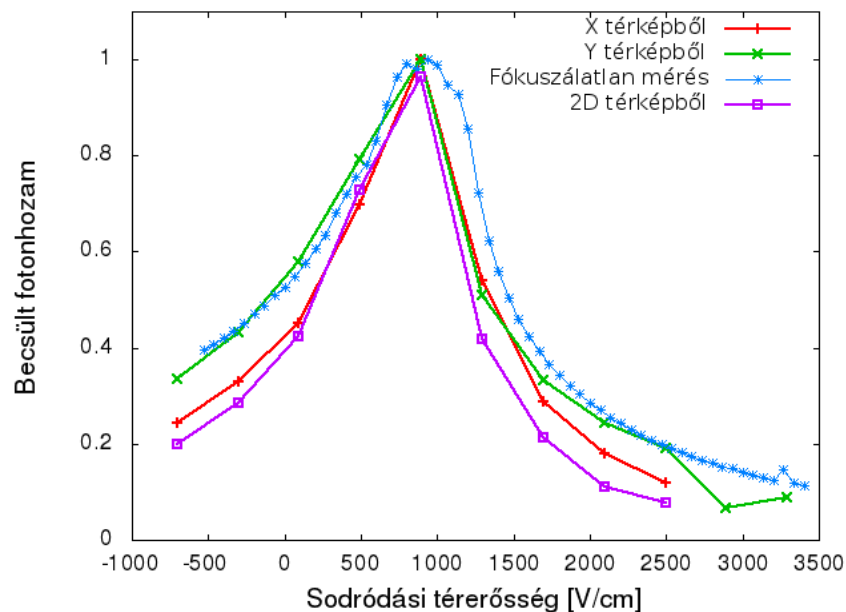
3.18. ábra. Egy $400 \mu\text{m}$ átmérőjű lyuk két oldalának teljes fotonhozamainak pontdiagramja különböző sodródási terek esetén

Ahhoz, hogy megbizonyosodjak, hogy a detektor egy megfelelően kiválasztott része úgy viselkedik, mint a teljes detektor, meg kellett vizsgálnom, hogy egy adott szegmens teljes fotonhozama úgy változik-e, mint az X , Y térképezésekből becsült fotonhozam. A 3.19 ábrákon látható, hogy valóban korrelálnak az egyes módszerekkel kiszámított fotonhozamok, ezért elegendő egy megfelelően kiválasztott, kis terület vizsgálata a teljes detektoré helyett.



3.19. ábra. A detektor fotonhozamfüggése a sodródási térerősségtől

Azonban a legmarkánsabb fotonhozamfüggést a sodródási térerősségtől a 2 mm-es esetben tapasztalhatunk, hiszen ez esetben a TGEM lyukaiból kinyúló erővonalak csak a teljes felület $\sim 15 - 20$ %-án markánsak, így az érzékeny terület nagy részén a sodródási térerővonalak dominálnak. Ezt a markáns függést láthatjuk a 3.20 ábrán.



3.20. ábra. A detektor fotonhozamfüggése a sodródási térerősségtől (2 mm-es lyuktávolság esetén)

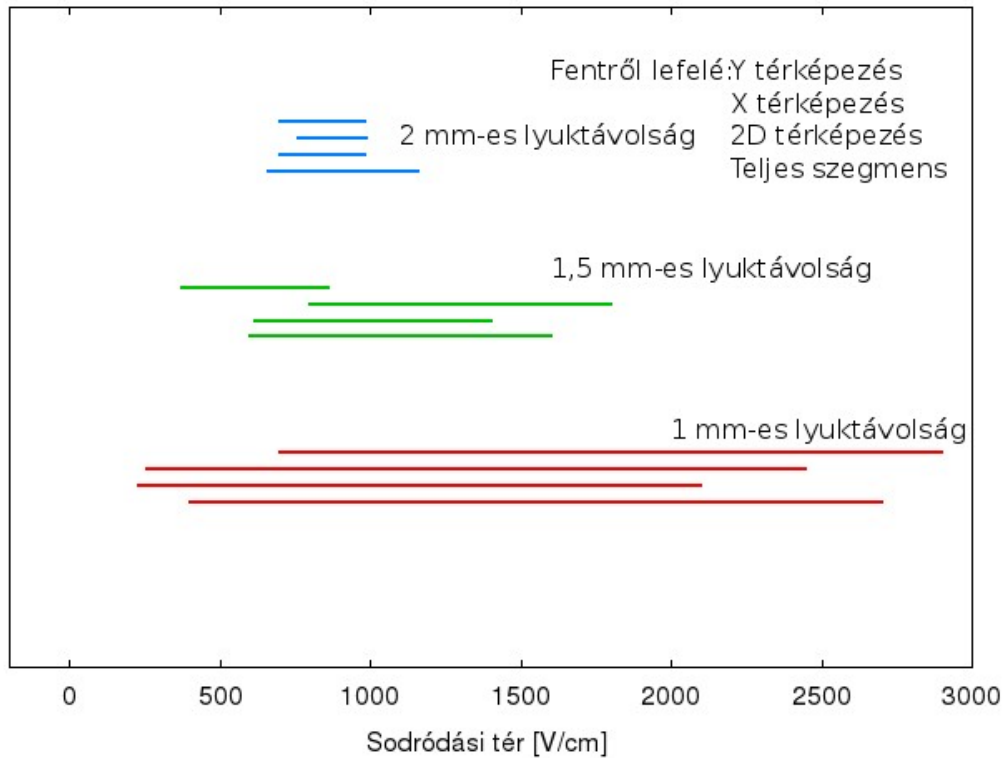
3.9. Optimális sodródási térerősség meghatározása

Különböző módszerekkel megbecsültem az általam vizsgált három TGEM fotonhozamát. A 3.8. fejezetben ismeretett normált fotonhozamot leíró görbék mindegyikénél meghatároztam, hogy milyen sodródási térerősség tartományban marad a fotonhozam értéke a maximum 90 %-a felett. A kapott értékeket a 2. táblázatban foglaltam össze, ahonnan kiolvasható, hogy milyen sodródási térerősség esetén fog az adott TGEM még optimálisan működni.

Mérés típusa	2 mm-es ly. (lyuktávolság)	1,5 mm-es ly.	1 mm-es ly.
Teljes detektor	660-1160 Vcm ⁻¹	600-1600 Vcm ⁻¹	400-2700 Vcm ⁻¹
X irány	760-990 Vcm ⁻¹	800-1780 Vcm ⁻¹	260-2448 Vcm ⁻¹
Y irány	700-980 Vcm ⁻¹	375-860 Vcm ⁻¹	700-2900 Vcm ⁻¹
2D térkép	700-980 Vcm ⁻¹	600-1300 Vcm ⁻¹	230-2100 Vcm ⁻¹

2. táblázat. A különböző módszerek eredménye arra a sodródási térerősségre, amikor a fotonhozam a maximális 90 %-nál nagyobb

Az optimális sodródási térerősség tartományokat a szemléletesség kedvéért a 3.21 ábrán tüntettem fel. Az egyes lyuktávolságok esetén leolvasható a lemerített teljes szegmensből, az egydimenziós, illetve kétdimeziós térképezésekből kapott eredmény. Látható, hogy a teljes szegmens esetén mért tartomány a legszélesebb. Ez valószínűleg annak köszönhető, hogy az UV-LED fényfoltja a szegmens szélét is megvilágította, ami miatt a valóságosnál jobban szétnyílt a tartomány. Ennek az oka, hogy a szegmens szélén azonos feszültség esetén kisebb a térerősség, mert a szélén levő lyukak térerővonalai kifelé elnyúlhatnak. Emiatt itt nagyobb feszültség alkalmazásakor alakul ki ugyanakkora térerősség, ami az optimális tartomány eltolódását jelenti. Mivel ez esetben a középen és szélén lévő területek jele konvolválódik, ezért kiszélesedik és eltolódik az optimális tartomány.

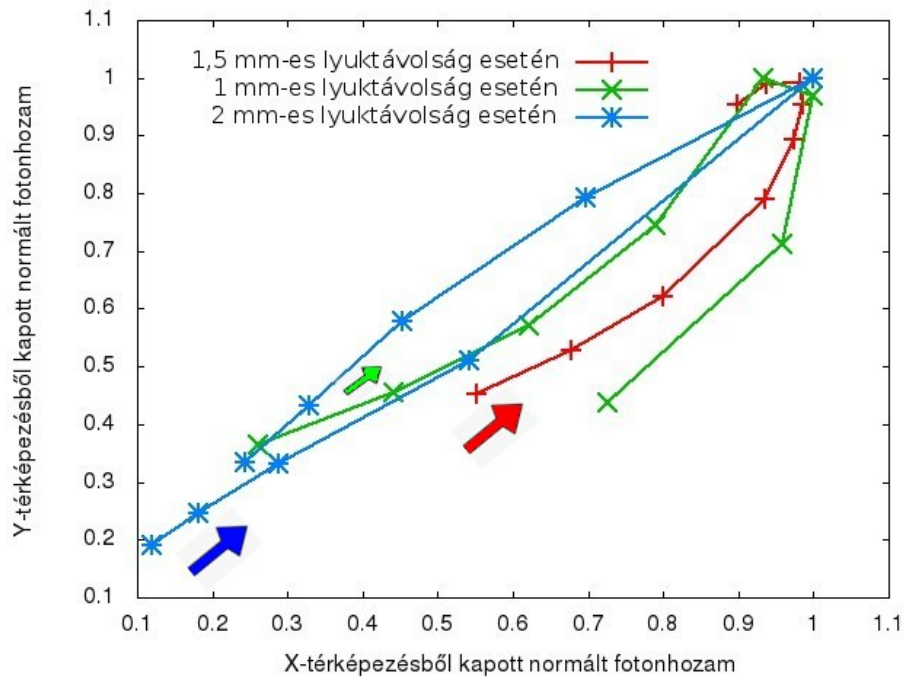


3.21. ábra. A három vizsgált lyukátmérő esetén az a sodródási tartomány, ahol különböző módszerekkel kiszámított fotonhozam a maximum 90%-a felett van

Az optimális sodródási térerősség mellett a TGEM detektálási hatékonyságát befolyásolja a lyukelrendezése is. Amennyiben a lyukak nagyon közel vannak egymáshoz, akkor a belőlük kinyúló erővonalak szinte minden felületi pontból képesek begyűjteni a fotoelektronokat. Viszont a lyukak területe ilyenkor összemérhető az érzékeny területével, ezért a teljes detektor hatásfoka kisebb, mintha messzebb lennének egymástól és egy kicsit csökkenne az elektronkinyerés. Azonban túlságosan távol sem helyezkedhetnek el, mert akkor a terület nagy részét az optimális sodródási térerősség dominálná, amely kevésbé tudja kinyerni az elektronokat.

Az általam vizsgált három lyuk távolság esetén a kétdimenziós térképeken egy-egy lyukat megkerestem a klaszterező programmal és kiszámítottam meddig tart a hozzá tartozó érzékeny hatszögalakú terület. Minden feszültség értéknél kiszámoltam ezt és leosztottam a mért pontok számával. Ebből megkaptam, hogy mekkora a detektor felületének átlagos érzékenysége. Azért nem a teljes szegmensek méréseiből számoltam, mert ott a széleffektusok eltorzítják az eredményt. Optimális sodródási térerősség alkalmazásakor a növekvő lyuk távolság esetén rendre a következő átlagos fotonhozamot kaptam: $310 \frac{\text{foton}}{\text{pont}}$, $369 \frac{\text{foton}}{\text{pont}}$ és $282 \frac{\text{foton}}{\text{pont}}$. Ebből látható, hogy 400 μm -es lyukátmérő esetén 1 mm és 2 mm között van az optimális lyuk távolság.

Egy pontdiagram segítségével ábrázoltam a különböző sodródási térerősségekkor készült mérések becsült fotonhozamját az X és Y térképezések esetében. Az előbbi az adott lyuk érzékeny terület hatszögébe írható kör fotonhozamát adja meg, míg az utóbbi a körülírhatóét. Látható, hogy ahogyan növeljük a sodródási térerősséget, a beírható körön belül a fotonhozam egy térerősség érték után állandó lesz, míg a kritikus pont - beírható kör közötti sugár fotonhozama tovább nő. Egy idő után a beírható kör sugarán belül elkezd csökkenni a fotonhozam, ami a kritikus pont környékén állandó marad egy térerősség értékig, utána ez is elkezd csökkenni. Ez látható a 3.22 ábrán.



3.22. ábra. Azonos sodródási térerősség esetén kapott fotonhozamok pontdiagramja X, Y térképezések során

4. Összefoglalás

A jövőben használatos, nagyenergiás részecskék sebességmérésére szolgáló Cserenkov-detektorok jelentős része várhatóan GEM és TGEM alapú gáztöltésű detektorokra épül majd. Egy, a REGARD kutatócsoport által kifejlesztett módszerrel lehetőségessé vált a TGEM felületi érzékenységének precíziós mérése. Ezáltal a TGEM-ek működése mikroszinten is megérthetővé vált.

Munkám során megmértem, hogyan függ a teljes detektor érzékenysége a TGEM feletti sodródási térerősségtől. Ezt követően a precíziós térképező módszert alkalmazva megvizsgáltam a detektorok kis területeinek érzékenységét, és megmutattam, hogy a két mérés során kapott eredmények korrelálnak. Ezzel bebizonyítottam, hogy elegendő a TGEM érzékenységét egy megfelelően kiválasztott kis területen vizsgálni, hogy következtethessünk a teljes detektor viselkedésére.

Feltérképeztem 50 μm -es felbontással három 0,4 mm-es lyukátmérőjű, különböző lyukelrendezésű TGEM felületének fotonhozamát. Ennek segítségével mindhárom esetben meghatároztam a fotonhozamot a lyukak közepétől mért távolság függvényében. A mérésekből kiszámítottam a lyukelrendezéstől függő optimális átlagos sodródási térerősség értékét, ami egyre nagyobb lyuktávolság esetén egyre szűkebb intervallumot jelentett.

A TGEM-ek felületi érzékenységét UV-fotonokra eddig nem tudták szimulációk segítségével megfelelően meghatározni, ebben is segítséget nyújtanak az általam kapott eredmények. A technológia fejlődésével várhatóan a környezetfizikai alkalmazásokban is szerepet kapnak a TGEM-ek, ehhez azonban elengedhetetlen a fent említett optimalizációjuk.

A jövőben szeretnék megvizsgálni különböző lyukátmérőjű és több lyuktávolságú konfigurációkat, hogy megállapíthassam a TGEM optimális lyukméretét és lyukelrendezését. Továbbá érdekes lenne megvizsgálni különböző töltőgázok hatását a fotonhozamra. Legmagasabb hatásfok tiszta metánban érhető el, azonban veszélyessége miatt egyre több kísérletben próbálják helyettesíteni egyéb gázokkal, elegyekkel. Az általam végzett mérések megismétlése ezekben a gázokban választ adna arra, hogyan befolyásolják a fotonhozamot.

Köszönetnyilvánítás

Ez úton is szeretnék köszönetet mondani témavezetőimnek Hamar Gergőnek és dr. Varga Dezsőnek a rengeteg segítségért, amit munkám során kaptam. Továbbá a dr. Varga Dezső által vezetett REGARD (RMKI ELTE collaboration on GAseous detector Research and Development) kutatócsoport minden tagjának nagyon hálás vagyok a labormunkában nyújtott segítségért, illetve tanácsokért. Kutatásunkat dr. Varga Dezső Lendület pályázata támogatta.

Hivatkozások

- [1] C. Shalem, R. Chechik, et al., Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers—Part I: atmospheric pressure operation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 558, page 475-489, 2006
- [2] G. Hamar and D. Varga, High resolution surface scanning of Thick-GEM for single photo-electron detection, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 694, page 16–23, 2012
- [3] A. Kalweit for the ALICE Collaboration, Particle Identification in the ALICE Experiment, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics vol. 38, 124073, 2011
- [4] C. Lippmann, Particle identification, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 666, page 148–172, 2012
- [5] H. Bethe, Bremsformel fur Elektronen relativistischer Geschwindigkeit, Z. Phys. vol. 76, page 293-299, 1932
- [6] A. Andronic, H. Appelshauser et al., Transition Radiation Spectra of Electrons from 1 to 10 GeV/c in Regular and Irregular Radiators, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 558, page 516-525, 2006
- [7] P. Cherenkov, Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light, Physical Review letters, vol. 378, 1937
- [8] A. Roberts, A new type of Cerenkov detector for the accurate measurement of the particle velocity and direction, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 9 page 55-66, 1960
- [9] J. Engelfried, Cherenkov Light Imaging – Fundamentals and recent Developments, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 639 page 1-6, 2011
- [10] G. Volpe for the ALICE collaboration, Results from cosmics and first LHC beam with the ALICE HMPID detector Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol 830., page 539-542, 2009
- [11] F. Sauli, Principels of operation of multiwire proportional and drift chambers, Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976, 1977
- [12] F. Sauli, GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 386, page 531-534, 1997
- [13] W. Blum, W. Riegler & L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chamber, Springer, 2008

- [14] G. Hamar and D. Varga, TCPD, a TGEM based hybrid UV photon detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 694, page 16-23, 2012
- [15] R. Chechik, M. Cortesi and A. Breskin, Thick GEM-like (THGEM) Detectors and Their Possible Applications, SNIC Symposium, Stanford, California, 2006
- [16] Multiwire Proportional Chambers and Drift Chambers, Nuclear Instruments and Methods, vol. 162, page 405-428, 1979
- [17] V. Peskov, M. Cortesi et al., Further evaluation of a THGEM UV-photon detector for RICH – comparison with MWPC, Journal of Instrumentation, vol. 5 page 11004-11029, 2010
- [18] M. Tytgat for the IEEE, Construction and Performance of Large-Area Triple-GEM Prototypes for Future Upgrades of the CMS Forward Muon System, RD51-Note-2011-012, 2011
- [19] M. Alexeev et al., THGEM based photon detector for Cherenkov imaging applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A vol. 617, page 396-, 2010
- [20] A. Breskin, V. Peskov et al., R&D results on a CsI-TTGEM based photodetector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 639, page 126-129, 2011
- [21] A. Breskin, CsI UV photocathodes: history and mystery, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 371, issues 1–2, page 116-136, 1996
- [22] A. Austregesilo, F. Haas, et al., First Results of the PixelGEM Central Tracking System for COMPASS, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, vol. 197-1, page 113-, 2009
- [23] A. Milov for the PHENIX Collaboration, Hadron Blind Detector for the PHENIX Experiment at RHIC, AIP Conference Proceedings, vol. 870, page 608-612, 2006
- [24] Taku Gunji for the ALICE Collaboration, Future Upgrade and Physics Perspectives of the ALICE TPC, Proceedings of the "Quark Matter 2014 Conference", XXIV International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Darmstadt, May 19-24 2014
- [25] J. Kaminski, M. Ball et al., Development and studies of a time projection chamber with GEMs, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 535 page 201, 2004
- [26] E246 KEK PS Collaboration, Apparatus for a search for T violating muon polarization in stopped kaon decays, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 506, page 60-91, 2003
- [27] T. V. Acconcia, A.G. Agocs et al., A Very High Momentum Particle Identification Detector, The European Physical Journal Plus vol. 129, page 91-, 2014

- [28] A. Rubin, L. Arazi et al., Optical readout: a tool for studying gas-avalanche processes, Journal of Instrumentation, vol. 8, page 8001-, 2013
- [29] A. Buzulutskov, A. Breskin, et al., The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 443 page 164-180, 2000
- [30] D. Varga, G. Kiss et al., Close cathode chamber: Low material budget MWPC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 698, page 11-18, 2013
- [31] <http://www.raspberrypi.org/> A mérés vezérléséhez használt integrált számítógép weboldala. Utoljára nézve: 2014 nov 13.
- [32] K. Kapás, Feltöltődés vizsgálat GEM alapú detektorokon, ELTE kari TDK konferencia, 2014

A. Rövidítések

ADC (Analog-Digital-Converter)

- Analóg digitális jelátalakító

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

- A CERN-ben működő LHC gyorsító egyik nagy detektorja

ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

- A CERN-ben működő LHC gyorsító egyik nagy detektorja

CCC (Close Cathode Chamber)

- Közeli katódos kamra

CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire)

- Európai Nukleáris Kutatási Szervezet

COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy)

- A CERN-ben található SPS gyorsító egyik kísérlete

DAQ (Data acquisition)

- Adatgyűjtő rendszer

GEM (Gas Electron Multiplier)

- Gáz elektron sokszorozó

HBD (Hadron Blind Detector)

- A RHIC gyorsító PHENIX kísérletének egyik detektora

HMPID (High Momentum Particle Identification Detector)

- Az ALICE kísérlet nagy impulzusú részecskékre érzékeny egyik detektora

MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber)

- Többszálas proporcionális kamra

NYÁK (NYomtatott Áramköri Kártya)

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment)

- A RHIC gyorsító egyik kísérlete

RD51 (Research & Developement Group no. 51)

- A CERN-ben működő, mikrostruktúrák gáztöltésű detektorok fejlesztésével foglalkozó kutatócsoport

REGARD (RMKI ELTE collaboration on Gaseous detector Research and Development)

- RMKI ELTE kollaboráció Gáztöltésű detektorok kutatásáért és fejlesztéséért

RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)

- A Brookhaven National Laboratory-ban működő relativisztikus nehézion-ütköztető

RICH (Ring Imaging CHerenkov)

- Gyűrű formájú Cserenkov-detektor

RPi (Raspberry Pi)

- Bankkártya méretű, egyetlen lapra integrált számítógép

TCPD (TGEM+CCC Photon Detector)

- A REGARD csoport által kifejlesztett TGEM és CCC kamrákat tartalmazó detektor

TGEM (Thick Gaseous Electron Multiplier)

- Vastag gáz elektron sokszorozó

TOF (Time-Of-Flight)

- Részecskék repülési idejét mérő detektor

TPC (Time Projection Chamber)

- Időprojekciós kamra

TRD (Transition Radiation Detector)

- Átmeneti sugárzás detektor

UV-LED (Ultraviolet Light Emitting Diode)

- (Főként) ultraibolya hullámhosszon fényt kibocsátó dióda

1. Függelék

A jövőben használatos, nagyenergiás részecskék sebességmérésére szolgáló Cserenkov-detektorok jelentős része várhatóan GEM és TGEM alapú gáztöltésű detektorokra épül majd. Egy, a REGARD kutatócsoport által kifejlesztett módszerrel lehetségessé vált a TGEM felületi érzékenységének precíziós mérése. Ezáltal a TGEM-ek működése mikroszinten is megérthetővé vált.

Céлом a TGEM fotondetektor optimalizálása volt, a detektor érzékenységének maximalizálása a gyártási geometriai paraméterektől és az alkalmazott feszültségektől függően. Mikromérések segítségével vizsgálható válnak a TGEM esetében fontos elemi effektusok. A TDK munkám céljául tűztem ki a mikro- és makromérések korrelációjának meghatározását, illetve az optimális sodródási térerősség és lyuktávolság meghatározását.

Munkám érdemi megkezdése előtt szükség volt kalibrációs mérések elvégzésére. Elsőként meghatároztam a kiolvasó elektronika erősítését. Továbbá a különböző geometriájú TGEM-ek esetén a detektor erősítését is be kellett állítanom. Végül ahhoz, hogy nagy felbontású érzékenység térképeket kapjak, a detektor felületét az UV LED-et tartalmazó optikai rendszer fókuszába kellett hoznom.

A TGEM erősítésének kalibrációja kivételével minden általam bemutatott mérés adatait én vettem fel. A kapott mérési adatok kiértékeléséhez minden kiértékelő programot én írtam C++, illetve bash nyelven. Ezek elengedhetetlenek voltak, hogy az egyedi mérések esetén kapott hisztogramokból függvényillesztéssel meghatározhassam a detektor erősítését, illetve érzékenységét. Ezt a folyamatot automatizáltam, hogy több ezer mérési pontból álló érzékenység térképeket kaphassak. Valamint egy- és kétdimenziós klaszterező programokat írtam, melyek amellet, hogy megkeresték automatikusan az egyes lyukakat az érzékenység-térképen, különböző módszerekkel megbecsülték, illetve meghatározták az adott lyukak fotonhozamát.

Az általam felvett adatokból meghatároztam, hogyan függ a teljes detektor érzékenysége a TGEM feletti sodródási térerősségtől. Ezt követően a precíziós térképező módszert alkalmazva megvizsgáltam a detektorok kis területeinek érzékenységét, és megmutattam, hogy a két mérés során kapott eredmények korrelálnak. Ezzel bebizonyítottam, hogy elegendő a TGEM érzékenységét egy megfelelően kiválasztott kis területen vizsgálni, hogy következtethessünk a teljes detektor viselkedésére.

Feltérképeztem 50 μm -es felbontással három 0,4 mm-es lyukátmérőjű, különböző lyukelrendezésű TGEM felületének fotonhozamát. Ennek segítségével mindhárom esetben meghatároztam a fotonhozamot a lyukak közepétől mért távolság függvényében. A mérésekből kiszámítottam a lyukelrendezéstől függő optimális átlagos sodródási térerősség értékét, ami egyre nagyobb lyuktávolság esetén egyre szűkebb intervallumot jelentett. Az előbbieken felsorolt mérési eredmények alapján a TDK munkám elején kitűzött célokat sikerült teljesítenem.