

Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez

TDK Dolgozat

Márton Krisztina

Fizikus MSc I.

ELTE TTK

Témavezető:

dr. Varga Dezső

ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Budapest

2010

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
1. Gáztöltésű detektorok	5
1.1. Bevezetés	5
1.2. Töltött részecskék ionizációs energia-leadása	6
1.3. Gáztöltésű számlálók	8
1.4. Sokszálas proporcionális kamra	9
2. Időprojekciós kamra	11
2.1. Az időprojekciós kamra felépítése	11
2.2. Az időprojekciós kamra szál-rendszere	12
2.3. Az időprojekciós kamrában használt gáz tulajdonságai	14
3. Centralitás detektor a CERN NA61 kísérletéhez	15
3.1. A CERN NA61 kísérlete	15
3.2. Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések	16
3.3. A tervezett centralitás detektor	18
4. A centralitás detektor prototípus működésének vizsgálata	21
4.1. Tesztmérés a CERN-ben	21
4.2. A mérési adatok feldolgozása	23
4.3. A jó trackek meghatározása a illesztett egyenestől való eltérés alapján	26
4.4. A kamra torzításmentes részének meghatározása	28
4.5. A részecskepályák irányeloszlásának vizsgálata	30
4.6. A driftsebesség vizsgálata	32
4.7. A részecskék által leadott energia vizsgálata	36
4.8. A céltárgyról visszaszóródó részecskék detektálása	39
5. Összefoglalás, további tervek és kitekintés	42

Bevezetés

A részecskefizika a múlt század folyamán hatalmas fejlődésen ment keresztül, mind kísérleti, mind elméleti szempontból. Az egyre nagyobb gyorsítók építésével újabb és újabb részecskéket fedeztek fel, aminek hatására az anyag felépítéséről alkotott elképzelésünk egyre pontosabbá vált. Ma már tudjuk, hogy az atomok atommagból és elektronokból épülnek fel, az atommagok protonokat és neutronokat (közös néven nukleonokat) tartalmaznak, a nukleonok pedig kvarkokból állnak. A Standard Modell szerint a kvarkok és az elektron tovább már nem osztható, úgynevezett elemi részecskék.

A Standard Modell sikeresen leírja a 3 alapvető kölcsönhatást (erős, gyenge és elektromágneses; a gravitációs kölcsönhatással nem foglalkozik). A modell szerint a kölcsönhatások belső lokális szabadsági fokok szimmetriáihoz kapcsolódnak, forrásuk valamilyen töltés, és bozonok közvetítik őket. Az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatásnak már létezik egyesített elmélete, ez az úgynevezett elektrogyenge elmélet. Az erős kölcsönhatást a kvantumszíndinamika (QCD) tárgyalja. A kölcsönhatás tulajdonságainak kísérleti vizsgálatával számos nagy kísérlet foglalkozik.

Az NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment, SPS Nehézion és Neutrínó Kísérlet) a CERN SPS (Super Proton Synchrotron) gyorsítójánál egy fix céltárgyas kísérlet. A kísérlet a proton-proton, proton-atommag, hadron-atommag, valamint atommag-atommag ütközések során keletkező hadronokat vizsgálja. Célja többek között az erős kölcsönhatás tulajdonságainak pontosabb megismerése, például az elméleti számítások által jósolt fázisátalakulás kritikus pontjának meghatározása.

Az NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra (Time Projection Chamber, TPC), ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni. A TPC a rajta áthaladó részecske pályájáról egy 3 dimenziós képet ad. Az időprojekciós kamra előnye még, hogy nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is jól használható, valamint a pályamérés mellett az ionizációs energiaveszteség mérésére is alkalmas. A centralitás detektor feladata a targetről visszaszóródó, kis impulzusú részecskék detektálása, valamint a

hatótávolságuk és a differenciális energia-leadásuk mérése, aminek köszönhetően a kamrán áthaladó részecskék energiája és típusa meghatározható lesz.

A centralitás detektor első prototípusát 2009 nyarán építettük meg a REGARD csoporttal (RMKI ELTE Gaseous detector Research and Development, RMKI/ELTE Gáztöltésű detektorok kutatás-fejlesztése), Varga Dezső vezetésével. A prototípus működését 2009 novemberében egy CERN-beli tesztmérés során nagyenergiás töltött hadron-nyalábbal vizsgáltuk. A mérés tapasztalatai alapján 2010 nyarán megépítettük a centralitás detektor második prototípusát, amit augusztusban szintén lehetőségünk volt a CERN-ben tesztelni 5 GeV energiájú pion-nyalábbal. Dolgozatom célja annak demonstrálása, hogy az ELTE-RMKI együttműködésben készülő berendezés prototípusa alkalmas a kis impulzusú részecskék detektálására, és a prototípus alapján a végleges berendezés elkészíthető lesz.

Az első három bevezető fejezetben bemutatom a gáztöltésű detektorok, ezen belül a TPC rendszerek, és specifikusan a tervezett centralitás detektor működését és felépítését. A negyedik fejezetben részletesen tárgyalom az adatfeldolgozási és analízisi módszereket, melyeket a prototípus megfelelő működésének igazolására végeztem. Eredményeimet ugyanebben a fejezetben mutatom be.

1. fejezet

Gáztöltésű detektorok

1.1. Bevezetés

A részecskék detektálása és azonosítása, azaz a tömegük és töltésük meghatározása a nagyenergiás fizikában különösen fontos feladat. Napjaink detektorfejlesztéseinek eredményeképpen, a részecske vagy sugárzás által okozott szinte bármilyen ismert fizikai hatás kihasználható detektálásra. A legtöbb esetben a vizsgált effektus a részecske által létrehozott ionizáció, ahol a szabaddá vált töltések összegyűjthetők és sokszorozhatók, valamint a keltett elektromágneses sugárzás, ami detektálható jellé alakítható. A semleges részecskék így csak indirekt módon vizsgálhatók, hiszen először valamilyen kölcsönhatás során töltött részecskét kell létrehozniuk, ami már mérhető lesz az előbbi módszerekkel.

Az ionizáló sugárzás detektálására az egyik gyakran használt eszköztípus a gáztöltésű detektorok, amik a múlt század folyamán jelentős fejlődésen mentek keresztül. Az 1900-as évek elején *Rutherford* és *Geiger* által épített ionizációs kamra tekinthető lényegében az első proporcionális számlálónak, majd az 1912-ben *Wilson* által kidolgozott ködkamrával a részecskék pályája nyomon követhetővé, és így mérhetővé is vált. Az 1950-es években további nyomkövető detektorok is megjelentek, például *Glaser* buborékkamrája, vagy *Shuji Fukui* japán fizikus szikrakamrája.

A töltött részecskék detektálását 1968-ban forradalmasította *Georges Charpak* sokszálas proporcionális kamrájának megjelenése, ami néhány éven belül szinte teljesen átvette az addig használt szikrakamrák helyét a fix céltárgyas és az ütköztetős kísérletekben is. Számos előnnyel rendelkezett a korábbi detektorokhoz képest: gyorsabb, pontosabb helymérést tesz lehetővé, jobb az időfelbontása, nagy területek lefedésére is alkalmas, valamint kicsi az anyagigénye.

A következő nagy változás 1974-ben következett be, a *David Nygren* által épített időprojekciós kamrával. Az ötlet lényege az volt, hogy a sokszálas proporcionális kamráknál megszokott, néhány centiméteres gázvastagságot egy nagyobb térfogattal helyettesítette, amiben állandó elektromos teret alakított ki. Az ionizáció során keletkező elektronok ennek hatására a kamra egyik végén található szálsík felé sodródniak, ahol így két koordinátájuk meghatározható lesz. A szálsíkra merőleges, harmadik koordinátát pedig a sodródás ideje adja meg. [1] Így az időprojekciós kamra egy háromdimenziós képet ad a részecske pályájáról, valamint az ionizációs energiaveszteség mérésével a részecskeazonosításban is fontos szerepe van. Mivel nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is jól használható, ezért nehézion-ütköztetéseknél is szívesen alkalmazzák.

Az első nagy időprojekciós kamrát a PEP-4 detektorban használták a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) gyorsító PEP tárológyűrűjében, ahol 29 GeV energiájú elektron-pozitron ütközéseket vizsgáltak. Később nagyobb elektron-pozitron gyorsítók (Tristan és LEP) kísérletei is TPC-ket alkalmaztak a részecskék pályájának meghatározására. [2] Az időprojekciós kamrák a nagy nehézion-ütköztetőkben is fontos szerepet kaptak. Néhány fontosabb példa a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) STAR detektora, a CERN SPS gyorsítójánál az NA49, később az NA61 TPC-i, valamint a CERN LHC (Large Hadron Collider) gyorsítójának ALICE kísérlete. [3]

1.2. Töltött részecskék ionizációs energia-leadása

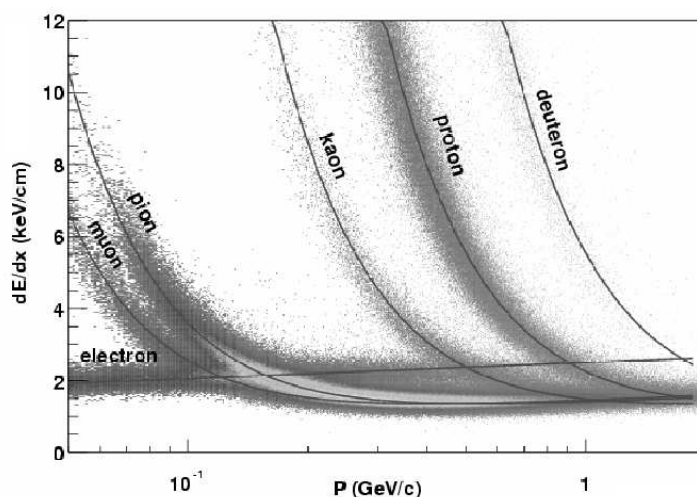
Ha egy gyors töltött részecske valamilyen közegen halad keresztül, többféle módon is kölcsönhatásba léphet vele. Ezek közül a legjelentősebb és legáltalánosabban kihasznált az elektromágneses kölcsönhatás, ami során a közeg atomjai gerjesztődhetnek és ionizálódhatnak. A töltött részecskék ionizációs energiaveszteségét a relativisztikus kvantummechanika alapján *Bethe* és *Bloch* tanulmányozták. Az általuk levezetett képlet alapján az egységnyi hosszon leadott energia várható értéke az (1.1) képlet alapján számolható ki.

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{Z_k}{A_k} \frac{\rho_k}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I^2 (1 - \beta^2)} E_{kin}^{max} - 2\beta^2 - \delta \right\} \quad (1.1)$$

A képletben N az Avogadro-szám; e az elemi töltés; $m_e c^2$ az elektron nyugalmi energiája; z a részecske ionizáció-foka (azaz a töltése), $\beta = \frac{v}{c}$ a részecske sebessége (fénysebesség-egységekben mérve); Z_k , ρ_k , A_k a közeg rendszáma, sűrűsége, tömegszáma, I a közeg átlagos ionizációs energiája, δ pedig a polarizáció miatti sűrűségkorrekció. E_{kin}^{max}

az egyes ütközések során lehetséges maximális energiaátadás, ami a következőképpen számítható: $E_{kin}^{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2}$. Az (1.1) egyenlet mindkét oldalát leosztva a közeg sűrűségével, megkaphatjuk a specifikus (vagy másnéven fajlagos) energiaveszteséget.

A Bethe-Bloch formula alapján a differenciális energiaveszteség csak az ionizáló részecske sebességétől függ. Az energia-leadás a sebesség függvényében először gyorsan csökken, majd körülbelül $\beta = 0,97$ -nél konstanssá válik. Ehhez az állandó energiaveszteséghez tartozó tartomány a minimumionizáló tartomány. A részecske sebességének további növekedésével az energia-leadás értéke is növekszik (a logaritmusos tag miatt). Nagy energiákon, a közeg polarizálódása miatt, a relativisztikus növekedés mértéke lecsökken, az energia-leadás szaturálódik.



1.1. ábra. A STAR időprojekciós kamrájával mért ionizációs energiaveszteség az impulzus függvényében [4]

Az 1.1 ábrán a RHIC STAR detektorának időprojekciós kamrájával mért energiaveszteség látható az impulzus függvényében [4]. A különböző részecskékhez tartozó mérési pontok jól elkülöníthetők, így a Bethe-Bloch formula alapján a részecskék típusa meghatározható.

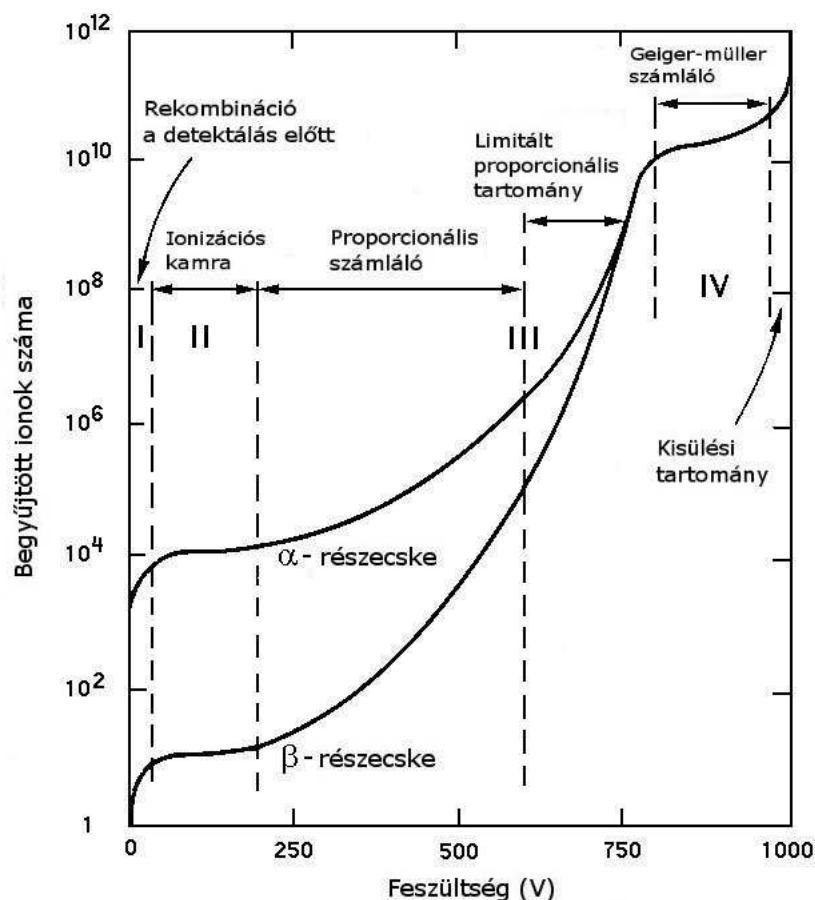
A Bethe-Bloch formula a töltött részecskék átlagos energiaveszteségét adja meg. Az átlag körüli fluktuációk a Landau-eloszlást követik. [5]

1.3. Gáztöltésű számlálók

A gáztöltésű számlálón keresztülhaladó ionizáló részecske hatására a gázban elektronok és pozitív ionok jelennek meg. Ha a keletkező elektronok elegendően nagy kinetikus energiára tesznek szert, akkor további atomokat ionizálhatnak. Ennek eredményeként a folyamat végén az elektron-ion párok száma sokkal nagyobb lehet, mint az elsődleges ionizáció. Ha az elektronokat megfelelően nagy elektromos térrel gyorsítjuk, akkor elérhető, hogy két ütközés között az ionizációhoz szükséges energiát tudjanak felvenni, aminek hatására egy elektron-lavina tud kialakulni.

A gáztöltésű számlálókbán az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültség olyan, hogy az ionizáció során keletkező elektronok az anódszál felé (a pozitív ionok pedig a katód felé) fognak sodródni. Az elektromos térerősség az anódszál mentén a legnagyobb, a száltól távolodva pedig gyorsan, $1/r$ -rel csökken. Emiatt a száltól távol az elektromos tér csak az elektronok sodródását irányítja, egy adott távolságon belül viszont elég erőssé válik ahhoz, hogy beindulhasson a sokszorozódás. Ekkor egy csepp-alakú, exponenciálisan növvő lavina alakul ki, ami az egyre nagyobb sokszorozásnál egyre jobban körülöleli az anódszálat. Így az elektronok végül összegyűjtődnek a szálon, a pozitív ionok pedig lassan elsodródnak a katód irányába, ami után a számláló jele kiolvashatóvá válik.

A detektált töltés nagyságának az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültségtől való függését az 1.2 ábra mutatja. Nagyon alacsony feszültség esetén az elektronok nagy része rekombinálódik az ionokkal, mielőtt elérné az anódszálat. Kicsit nagyobb feszültségeknél a térerősség elegendően nagy lesz ahhoz, hogy az ionizáció során keletkező összes elektront begyűjtsük, de nem elegendően nagy a sokszorozódáshoz. Ezt nevezzük ionizációs kamrának. A feszültséget tovább növelve, egy küszöbérték felett a szál közelében már be tud indulni sokszorozódás. Ha a detektált jel arányos a részecske energiájával, akkor proporcionális számlálóról beszélünk. Egyre nagyobb feszültségeken ez az arányosság fokozatosan megszűnik, és végül a detektált jel független lesz a kezdeti ionizációtól. Geiger-Müller számláló esetén az egyre jelentősebbé váló foton emisszió miatt további lavinák alakulnak ki a detektorban, amik végül az anódszálat a teljes hossza mentén körülölelik. [6]



1.2. ábra. A gáztöltésű számlálók üzemmódjai [6]

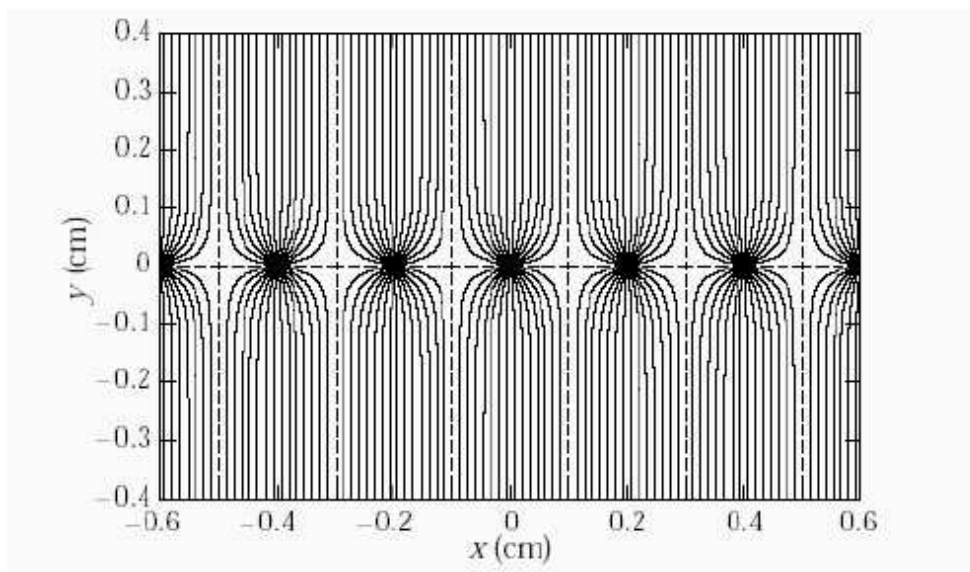
1.4. Sokszálas proporcionális kamra

A proporcionális számláló a sugárzás energiavesztésének mérésére jól használható, azonban a részecskék pályájának lokalizálására nem alkalmas. A sokszálas proporcionális kamrák esetén a két katódlemez között több anódszál fut párhuzamosan, egymástól azonos távolságokra. Az egyes szálak közel független proporcionális számlálókként működnek.

A kamrában kialakuló elektromos térerősség az 1.3 ábrán látható. Az ionizáció során keletkező elektronok ennek hatására a megfelelő anódszálak felé sodródnak, a szálakhoz közel sokszorozódnak. A keletkező ionfelhő tükrötöltése megjelenik a katódon, így ez is kiolvashatóvá válik. Az anódszálakon kialakuló jelet a szálak két végén kiolvastva, a mért töltések arányából a részecskék szálak menti, abból, hogy melyik szálon jelent meg a jel, pedig a szálakra merőleges koordinátája meghatározható. A felbontás a szálakra

merőleges irányban a szálak távolságával arányos, a száltávolság csökkentésével csak egy bizonyos mértékig javítható. A felbontást az ionizációs elektronok diffúziója, valamint az ionizálás ingadozásai korlátozzák.

Jobb helyfelbontás a katódok szegmentálásával érhető el. A szegmensek általában merőlegesek az anódszálakra, de bármilyen tetszőleges felosztás is lehetséges. Ezek jelét kiolvasva a részecske helyének meghatározása pontosabbá válik. [6]



1.3. ábra. A sokszálas proporcionális kamrában kialakuló térerősség [7]

2. fejezet

Időprojekciós kamra

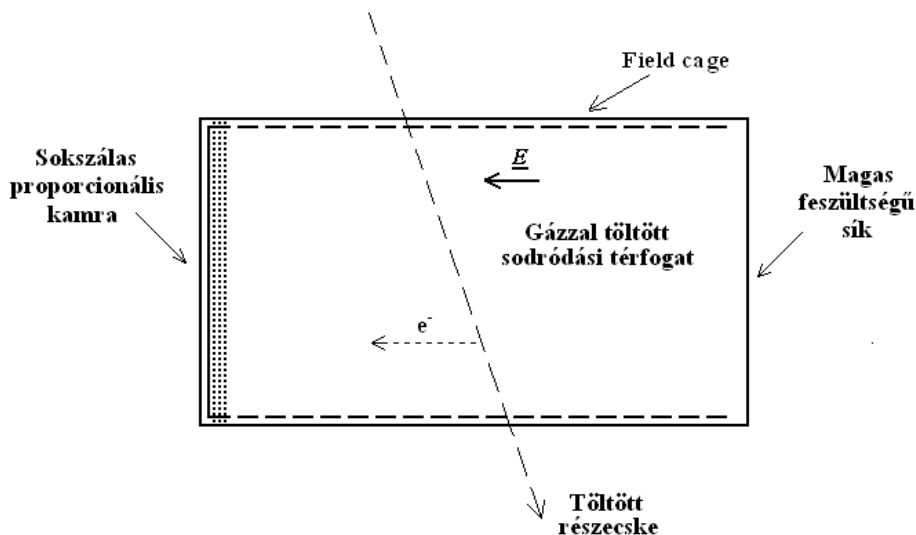
2.1. Az időprojekciós kamra felépítése

Az időprojekciós kamra a sokszálas és a sodródási kamrákat egyesíti, és így egy háromdimenziós képet ad a részecske pályájáról. Ez a háromdimenziós lokalizáció teszi nagyon hasznossá a TPC-ket töltött részecskék pályájának meghatározásában, akár nagy nyomvonal-sűrűségű környezetben is, valamint a részecskék azonosításában az ionizációs energiaveszteség mérésén keresztül.

Az időprojekciós kamra felépítése a 2.1 ábrán látható. A gázzal töltött, nagy sodródási térfogatot egy (esetleg több) sokszálas proporcionális kamra zárja le. A kamrán áthaladó töltött részecskék ionizációja során keletkező elektronok a homogén elektromos tér hatására a szálak felé kezdenek sodródni, ahol az érzékelő szálak (sense wire) körül lavinát fognak kialakítani. A szálak mentén a lavina helyét a katód szegmentálásával, úgynevezett pad-ekre osztásával tudjuk meghatározni. A pad-ek jeléből és a sodródás idejéből a részecske pályájáról egy három-dimenziós képet kapunk. Emellett a szálak kiolvasásával a fajlagos energia-leadás is mérhetővé válik.

Az elektronok állandó sebességű sodródása a megfelelő gázzal, valamint a kamrában kialakított homogén elektromos térrel érhető el. A homogén elektromos teret a kamra szélén található osztólánc (field cage) alakítja ki. A field cage megépítésénél több dolgot is figyelembe kell venni, például minél vékonyabbnak kell lennie, hogy a részecskéknek minél kevesebb anyagon kelljen áthaladniuk, másrészt fontos, hogy mechanikailag is stabil legyen. A TPC-ket sokszor homogén, az elektromossal párhuzamos mágneses térbe helyezik. Ez több dolog miatt is hasznos. Egyrészt így a töltött részecskék pályájának gör-

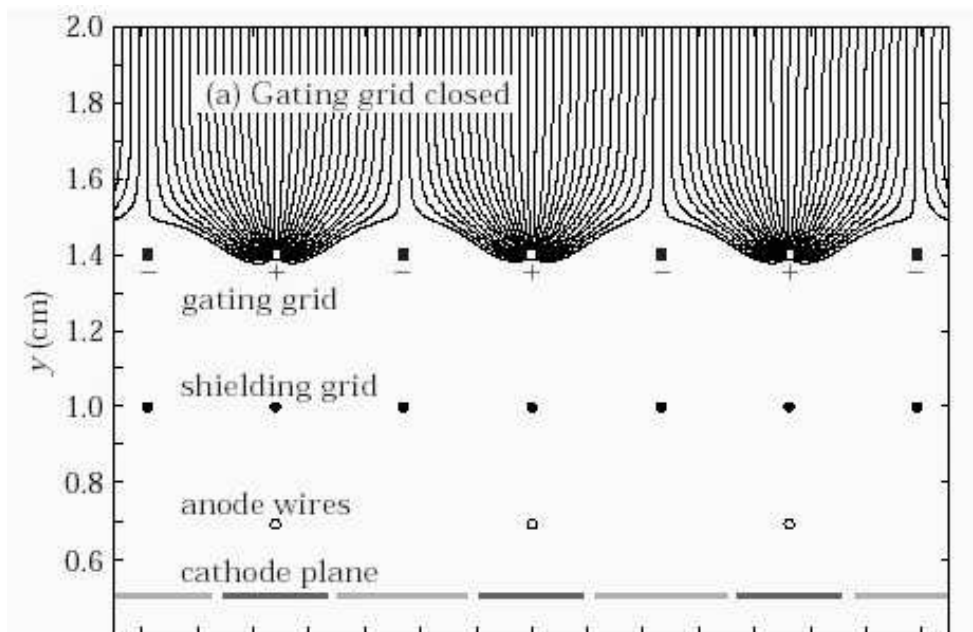
bületéből azok impulzusa meghatározható lesz, másrészt pedig így az elektronok driftelése során bekövetkező oldalirányú diffúzió mértéke csökkenthető. [8]



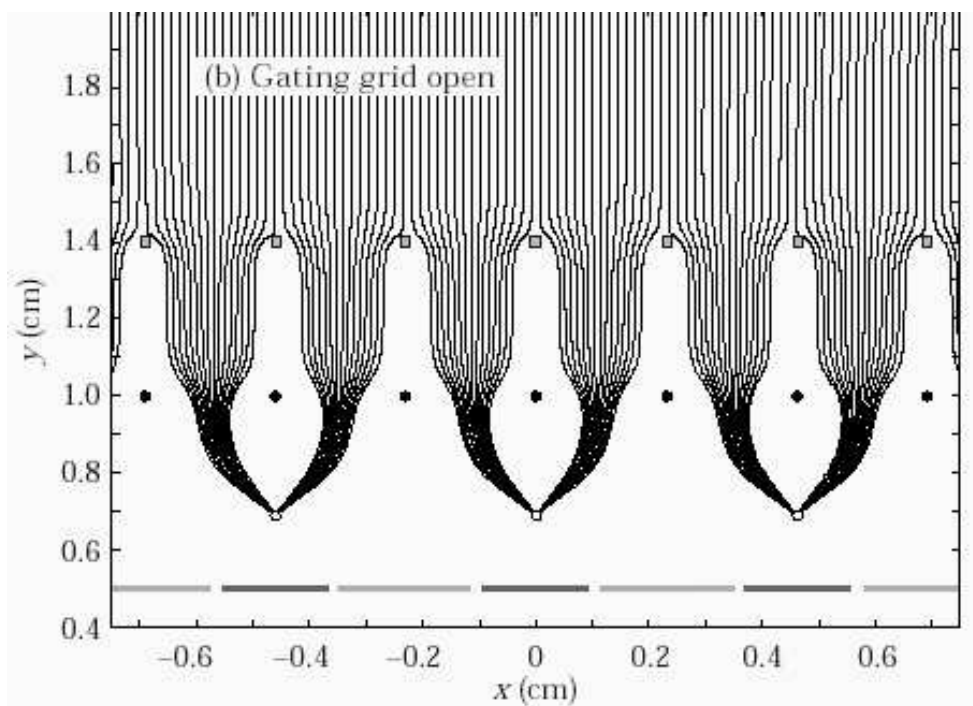
2.1. ábra. Az időprojekciós kamra főbb alkotórészei

2.2. Az időprojekciós kamra szál-rendszere

Nagy intenzitású részecskenyalábot alkalmazó méréseknél az elektronok sokszorozódása során nagyon sok töltés jelenhet meg a kamrában, amik megváltoztathatják a kamrában szükséges homogén elektromos teret. Ezért az alsó szál-sík fölé, ami felváltva tartalmazza az érzékelő (sense wire) és a megfelelő tér kialakításáért felelős szálakat (field wire), egy másik, árnyékoló szálsíkot (ez definiálja a nulla potenciált), efölé pedig egy kapuzó rácsot helyeznek el. Ha a kapuzó rács szálaira váltakozó előjelű feszültséget kapcsolunk, akkor a kapu zárva van (2.2 ábra). Ekkor a sodródó elektronokat a kapuzáró rács gyűjti össze, az árnyékoló rács pedig lezárja a sodródási régiót. Így a kiolvasás ideje alatt, amikor a kapu zárva van, nem történik sokszorozódás, és nem keletkeznek ionok. Amikor egy részecske, amit detektálni szeretnénk, áthalad a kamrán, egy triggerjel hatására a kapu kinyílik, és az elektronok, a kapun áthaladva, az anódszálakon sokszorozódnak (2.3 ábra). A lavinákban keletkező pozitív ionokat a jól szegmentált katódlapok detektálják, ami pontos helymérést tesz lehetővé. A kapuzáró rács ismételt bezárása megakadályozza, hogy a lassú pozitív ionok a drift térfogatba jussanak. [7]



2.2. ábra. A szálak környékén kialakuló térerősség a "kapu" zárt állapotában [7]



2.3. ábra. A szálak környékén kialakuló térerősség a "kapu" nyitott állapotában [7]

2.3. Az időprojekciós kamrában használt gáz tulajdonságai

A kamrában alkalmazott gáz általában nemesgáz (pl. argon, neon) és valamilyen kis mennyiségű adalékanyag keveréke. A nemesgázok előnye, hogy az elektronok főleg rugalmasan tudnak ütközni velük, így alacsonyabb feszültség is elegendő a sokszorozódáshoz. Az adalékanyagra azért van szükség, hogy a lavinában keletkező UV fotonokat elnyeljék, így megakadályozzák, hogy szikra alakulhasson ki a kamrában. Az adalékok általában valamilyen nagy, összetett molekulák, (pl. C_3H_8 , C_4H_{10} , CO_2).

A kamrát általában vékony, kettős fal veszi körül. A két fal között megfelelő gázt, például nitrogént áramoltatva, elérhető, hogy a falon keresztül diffúzióval csak kevés oxigén jusson be a kamrába. Ez azért fontos, mert az elektronok az oxigénnel találkozáskor negatív ionokat képeznek, így a szabad elektronok száma lecsökken. Az ilyen típusú, vékony falú kamrákban a gáz nyomása körülbelül megegyezik a külső légnyomással. A ritkábban használt vastagabb falú kamrák esetén azonban a belső nyomás a kinti többszöröse is lehet. Ennek előnye, hogy a nyomással arányosan növekszik az elsődlegesen keletkező elektronok száma. [9]

Az általam vizsgált berendezésben argon és széndioxid keveréket használtunk. A CO_2 előnye, hogy nem polimerizálódik ki a szálak felületén, így a berendezés nem "öregszik".

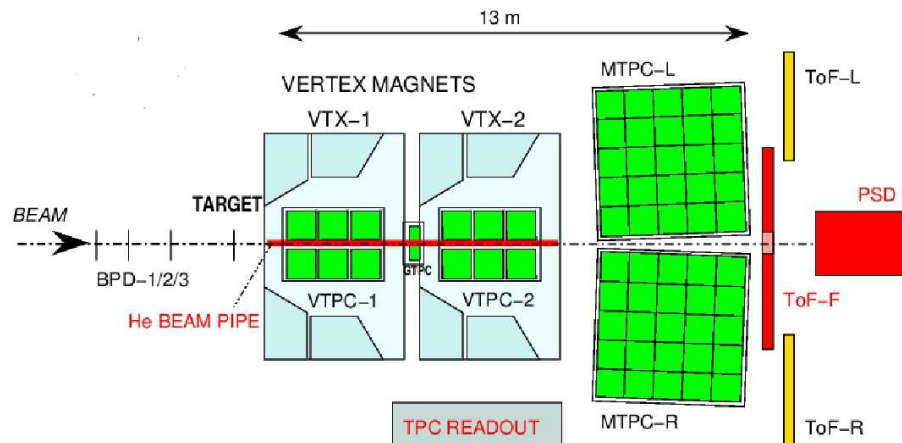
3. fejezet

Centralitás detektor a CERN NA61 kísérletéhez

A dolgozatban vizsgált detektor-prototípus az NA61 kísérlet részét fogja képezni, kiegészítve a már meglévő, klasszikus "nagydetektort". Ennek megfelelően a következő fejezetben részletesen bemutatom magát az NA61-et, illetve a centralitás detektort. A 3.1 ábra alapján megfigyelhető az NA61 klasszikus fix-céltárgyas elrendezése: a balról beérkező részecskék a céltárggyal (targettel) ütköznek. A keletkezett részecskék mérése jobbra, a detektorokban történik, melyek a tömegközépponti rendszer jobb irányú haladása miatt egy aránylag kis szöget fednek le előre felé. A centralitás detektor azokat a részecskéket fogja detektálni, amik a céltárgyból oldalra vagy hátrafelé indulnak el. A teljes részecskeszámnak ez csak körülbelül 15-20%-át jelenti, viszont fontos abból a szempontból, hogy így a teljes detektor-rendszer jobban közelíti majd a "hermetikus", teljes lefedést.

3.1. A CERN NA61 kísérlete

Az NA61/SHINE a CERN SPS gyorsítójánál egy fix céltárgyas kísérlet. Célja a proton-proton, proton-atommag, hadron-atommag, valamint atommag-atommag ütköztetések során keletkező hadronok vizsgálata, az ütközés középponti energiájának, a nyaláb típusának, valamint a céltárgy tömegszámának függvényében. [11] 14 ország és 24 intézmény körülbelül 120 fizikusa dolgozik az NA61-ben Marek Gazdzicki vezetésével. A kísérletben nagyon jelentős a magyar részvétel. Az LHC (Large Hadron Collider) elindulásáig ez volt a CERN második legnagyobb kísérlete.



3.1. ábra. Az NA61 kísérlet jelenlegi detektorai [10]

Az NA61 detektorainak nagyrészt elődjétől, az NA49 kísérlettől örökölte. Az NA49 kísérlet részletes leírása a [12]-ben olvasható. A jelenlegi detektorok elhelyezkedését a 3.1 ábra mutatja. A fő detektor 4 darab, nagy térfogatú időprojekciós kamra, amik a vizsgált reakciók során keletkező töltött részecskék közel 70% -át képesek detektálni. Ezek közül kettő, az úgynevezett vertex TPC-k (az ábrán VTPC-1 és VTPC-2) a két szupravezető mágnes (VTX-1 és VTX-2) mágneses terében vannak, a másik kettő pedig (MTPC-L és MTPC-R) a mágnesek mögött, a nyaláb irányára szimmetrikusan helyezkedik el. Egy ötödik, kis időprojekciós kamra, az úgynevezett gap-TPC található a nyaláb vonalán, a két vertex TPC között. Ezeken kívül a kísérleti összeállítás része még három repülési idő detektor (ToF-L, ToF-R és ToF-F), amikkel körülbelül 60 ps -os időfelbontás érhető el. [10]

3.2. Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések

Az NA61 kísérletben vizsgált ütköztetések három csoportra oszthatók. Az atommag-atommag ütköztetések célja a fluktuációk és a hosszútávú korrelációk kimérése, az erősen kölcsönható anyag kritikus pontjának vizsgálatának céljából. A proton-proton és proton-atommag ütköztetések referencia adatokat szolgáltatnak az atommag-atommag reakciók jobb megértéséhez. Az ütköztetések harmadik csoportja pedig a hadron-atommag ütköztetések.

A kvarkbezárás jelensége miatt, a hadronok között nincsenek olyanok, amik egyedi kvarkokat tartalmaznának. A legegyszerűbb hadronok a két kvarkból (pontosabban egy kvarkból és egy antikvarkból) álló mezonok, de ezek nem stabilak. Technikailag a protont tekinthetjük "stabil elemi" hadronnak, jóllehet ebben is három valenciakvark található.

Ha tehát "elemi" hadron-hadron ütközésről beszélünk, akkor is sok kvark ütközik sok kvarkkal. Erre a kölcsönhatásra az NA49/NA61 kísérlet által használt energiákon, az erős kölcsönhatás nagyon nagy csatolási állandója miatt a kvantum-színdinamika nem tud jósolatot adni. Az 1970-1980-as években nagyon sok fenomenologikus elmélet született az ilyen folyamatok megértésére, több-kevesebb sikerrel.

Egy hadron-atommag ütközést úgy képzelhetünk el, mintha a beérkező hadron először eltalálna egy nukleont, majd továbbhaladna, és közben újabb és újabb nukleonokat találna el (ólom céltárgy esetén átlagosan 5-öt). A folyamat végén ismét stabil hadronok keletkeznek. Ez lehetőséget ad arra, hogy közvetlenül az "első ütközés" után keletkező hadronokat vizsgáljuk, hiszen a "második" ütközés érzékeny az "első ütközés" utáni állapotra. Az egyes fenomenologikus modellek nagyon különböznek egymástól, még abban is, hogy van-e egyáltalán értelme egyedi ütközésekről beszélni a beérkező hadron és az atommag nukleonjainak találkozásakor. A hadron-atommag ütközések tehát a fenomenologikus leírások (pl. parton-modell alkalmazhatósága ezeken a kis energiákon) nagyon erős ellenőrzési lehetőségét jelentik.

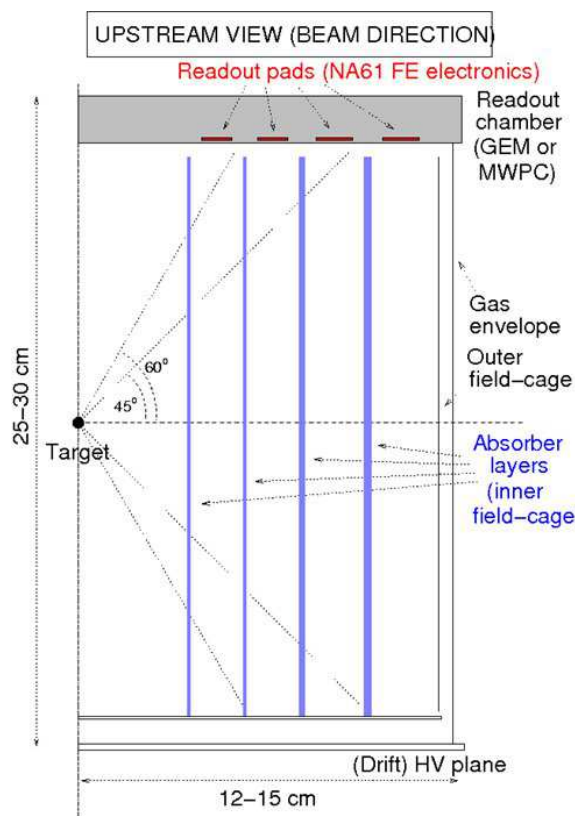
A hadron-atommag ütközések fontosak még két másik szempontból is. Ezek egyike az atommag-atommag ütközésekkel való összehasonlítás, ahol az "elemi" hadron-hadron ütközések nem elegendőek minden folyamat megértéséhez (legfontosabb a fent említett egymás után többször való ütközés hatása). A másik szempont, hogy hadron-atommag ütközések zajlanak le a magaslégkörben, amikor nagy energiás kozmikus részecskék érik el a Földet. Az ezekben a folyamatokban keletkező neutrínók száma kritikus a neutrínó-oszcilláció vizsgálatának szempontjából. Az erre specializált kísérletek, mint a T2K neutrínó-kísérlet, valamint a Pierre Auger Observatórium és a KASCADE kozmikus sugárzást vizsgáló kísérlet számára tehát fontos ismerni a hadron-atommag kölcsönhatásokban keletkező stabil részecskéket.

3.3. A tervezett centralitás detektor

Az NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra, ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni, a nyaláb vonalára szimmetrikusan. A detektor a céltárgyból, azaz az atommag "szétrobbanásából" származó lassú részecskéket fogja detektálni. Feladata a hadron-atommag ütközések során a keletkező alacsony impulzusú részecskék azonosítása és energiájuk mérése, az atommag-atommag ütközések során pedig a visszaszóródó részecskék multiplicitásának vizsgálata lesz. A visszaszóródó részecskék mérésének a hadronikus kölcsönhatások vizsgálata szempontjából az a legfontosabb motivációja, hogy az ilyen részecskék száma érzékeny a proton-atommag kölcsönhatás centralitására. Azaz, ha az ütközés centrális, vagyis ha a proton középen találja el az atommagot, akkor több kisenergiás részecske keletkezik, ha pedig perifériális, vagyis ha az atommag "szélét" találja el, akkor kevesebb. Siklér Ferenc összefoglaló munkájában [13] kísérleti szempontból vizsgálja azt a kérdést, hogy a fenti fogalmak mennyire használhatóak a proton-atommag szórásfolyamatban, és milyen összefüggés van a részecskeszám és a centralitás között.

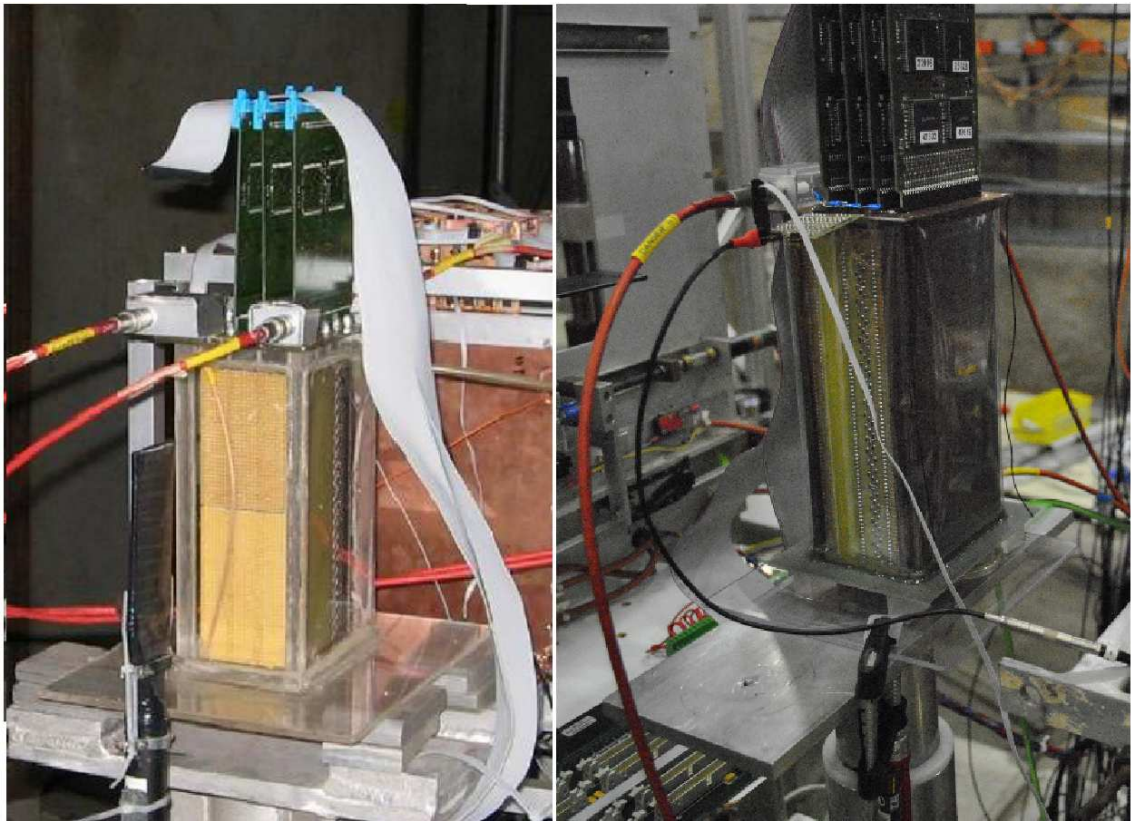
A tervezett detektor felépítésének vázlatát a 3.2 ábra mutatja. A kiolvasó kamra a drift térfogat felső részén található, az ionizáció során keletkező elektronok a függőleges elektromos tér hatására ide fognak sodródni. A kamra tetején a pad-ek több sorban helyezkednek el, ezeket az NA61 kísérlet többi időprojekciós kamrájánál is használt, időmérésre is alkalmas elektronikával olvassuk ki. A sodródási térfogatban a pad-sorok között abszorber síkok találhatók, amik a kamrán áthaladó alacsony impulzusú részecskék egy részét elnyelik. A differenciális energiavesztés és a hatótávolság (azaz hogy hányadik rétegig jutott el a részecske) méréséből a részecskék energiája és típusa meghatározható lesz, felhasználva, hogy a Bethe-Bloch görbe alapján egy adott hatótávolságú részecske annál nagyobb ionizációjú, minél nagyobb a tömege.

A centralitás detektor első prototípusát 2009 őszén építettük meg Varga Dezső vezetésével a REGARD csoporttal. A kiolvasó detektor egy sokszálas proporcionális kamra. A pad-ek 3 sorban helyezkedtek el, mindegyik sorban 32 darab, 2,5mm x 8mm nagyságú pad volt. A detektálási síkok távolsága 2 cm. A sodródási régió hossza 17 cm, a kamra fala pedig mylar-fóliából készült. Ez az első prototípus a 3.3 ábra bal oldalán látható. A prototípus működését az RMKI-ban egy béta-forrás segítségével, majd egy CERN-beli tesztmérés során nagyenergiás töltött hadron-nyalábbal (5 GeV-es pion-nyaláb) vizsgáltuk.

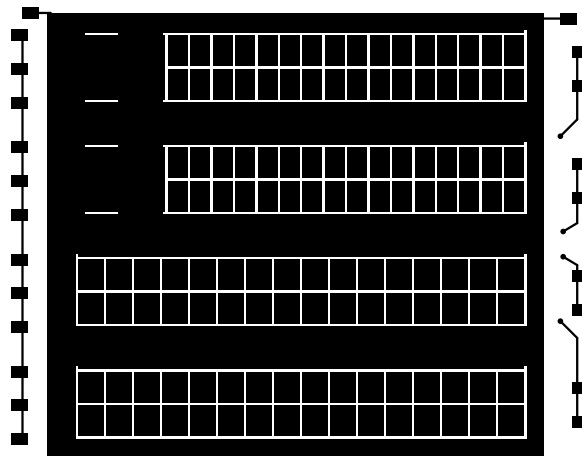


3.2. ábra. A tervezett centralitás detektor felépítése. Az elektronok felfelé sodródnak a kék abszorber-rétegek között, a jel a piros elektródákön kerül kiolvasásra. [14]

A tesztelés tapasztalatai alapján 2010 nyarán megépítettük a centralitás detektor második prototípusát. Az egyik különbség az előző prototípushoz képest, hogy a pad-ek 8 sorban helyezkednek el. A kamra pad-szerkezete a 3.4 ábrán látható. Mindegyik sorban 16 darab pad van, azonban az első négy sorban ezek 4 mm szélesek, a második négy sorban pedig 5 mm-esek. Mivel a használt NA61-es kiolvasókártyák 32 csatornásak, ezért egy kártyával két pad-sort olvasunk ki. Az azonos kártyával kiolvasott detektálási síkok távolsága 0,6 cm, a különböző kártyák által kiolvasottaké pedig 1,4 cm. Az abszorber-rétegek a különböző kártyával kiolvasott sorok között, azaz minden második pad-sor után helyezkednek el. Az első és a második kártya között levő abszorber vastagsága 0,5 mm, a második és a harmadik kártya közöttié 1 mm, a harmadik és a negyedik kiolvasókártya közöttié pedig 2 mm. A második prototípus képe a 3.3 ábra jobb oldalán látható. Az előző prototípushoz hasonlóan, a kamra működését lehetőségünk volt a CERN PS gyorsítójának tesztterületén, 5 GeV-es pion-nyalábbal vizsgálni.



3.3. ábra. A centralitás detektor prototípusai, balra a 2009 őszén épített első prototípus, jobbra pedig a 2010 nyarán épített második prototípus látható

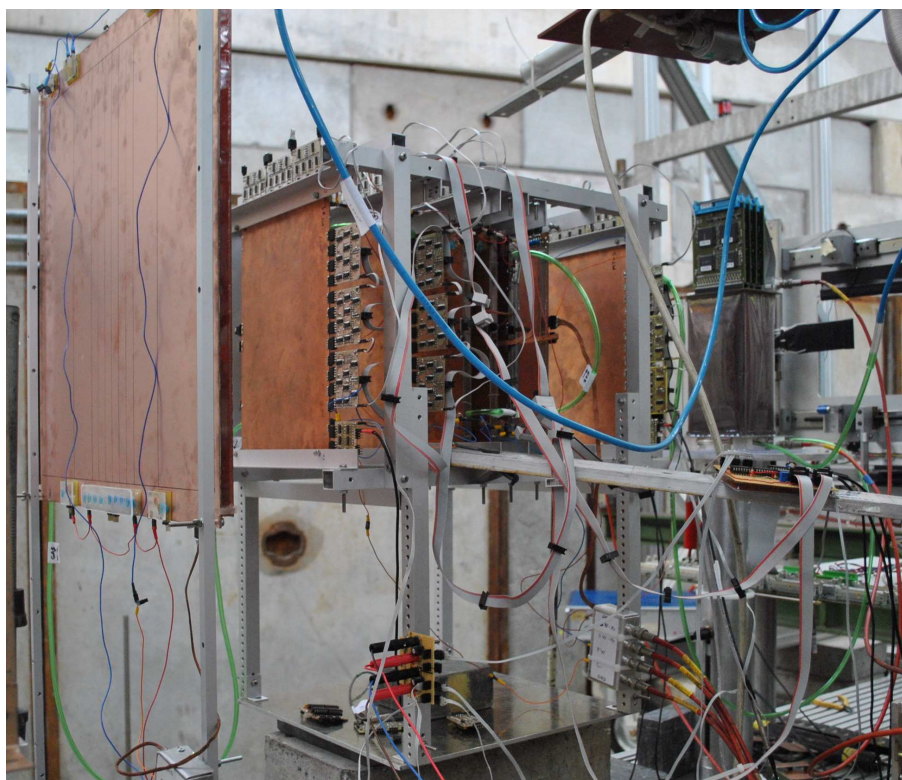


3.4. ábra. A második prototípus pad-szerkezete. A részecskék tipikusan az ábra szerinti függőleges irányból érkezőek.

4. fejezet

A centralitás detektor prototípus működésének vizsgálata

4.1. Tesztmérés a CERN-ben



4.1. ábra. A mérési elrendezés a 2010. augusztusi tesztmérés során

A tervezett centralitás detektor prototípusainak tulajdonságait lehetőségünk volt a CERN PS (Proton Synchrotron) gyorsítójának T10 teszt-területén vizsgálni. Az első prototípussal 2009. október 27. és november 12. között, a második prototípussal pedig 2010. augusztus 13. és 30. között, egy körülbelül 2 hetes mérést tudtunk végezni, ami során a centralitás detektor mellett a REGARD csoport által épített más kamrákat is teszteltünk. A kapott nyaláb mindkét tesztmérésnél 5 GeV energiájú pion-nyaláb volt. A dolgozatomban a második prototípus működését vizsgálom az augusztusi tesztmérés alapján. A dolgozatban szereplő ábrák a második prototípussal a CERN-ben végzett mérések során gyűjtött adatok alapján készültek. (A dolgozatban összehasonlítás céljából szerepelnek az első prototípusra vonatkozó ábrák is, de ekkor az ábra alá írt szövegben jeleztem, hogy az az első prototípusra vonatkozik.)

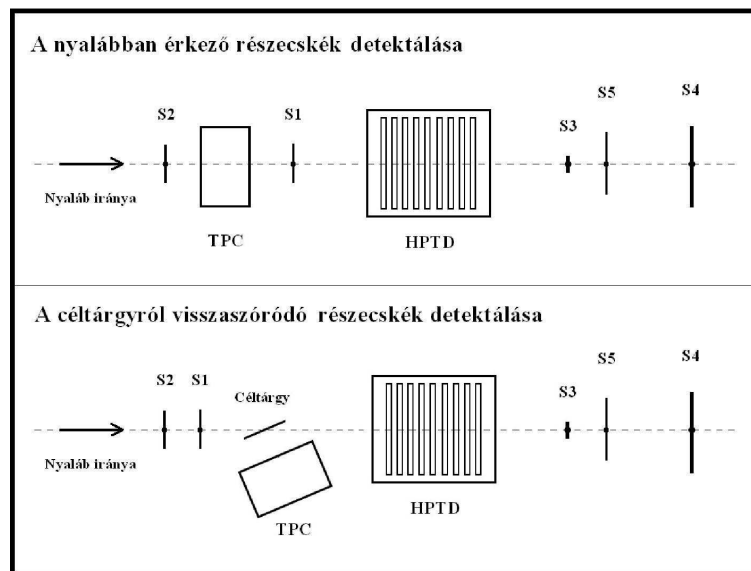
Mindkét prototípus esetén, a két hetes mérés alatt különböző beállítások mellett vettünk fel adatokat a kamrával. A végzett mérések lényegében két csoportra oszthatók. A közvetlenül a nyalábból érkező részecskék mérésekor különböző feszültségeknél, valamint a triggerként használt szcintillátorok különböző helyzetei mellett tanulmányoztuk a TPC működését. A mérés másik részében a kamra elé tett céltárgyról visszaszóródó, alacsony impulzusú részecskék detektálását vizsgáltuk. A 2010 augusztusi tesztmérés során a két-fajta mérési elrendezés a 4.2 ábrán látható.

A nyaláb részecskéinek detektálása esetén a TPC-t a nyaláb vonalában, arra körülbelül szimmetrikusan helyeztük el. A méréseknél a triggerjelet a célnak megfelelően kiválasztott szcintillátorok koincidenciája adta. A kamra vízszintes, illetve függőleges irányú "letapogatásához" az S2 szcintillátort használtuk. Ez egy vékony, 5cm x 10cm x 2mm nagyságú szcintillátor, amit a megfelelő irányba forgatva, élével a kamra felé rakunk a TPC elé, ami így egy vékony, 2 mm-es vízszintes, illetve függőleges vonalban érkező részecskékre volt csak érzékeny.

Az augusztusi tesztmérés során a használt feszültségértékek általában a következők voltak: a katódé $U_C = -3000V$, a vastagabb szálaké (field wire) $U_F = -400V$, a vékonyabb érzékelő szálaké (sense wire) pedig $U_S = 1100V$. A vízszintes S2 szcintillátorral végzett mérések esetén a kamra működését különböző katód-feszültségekkel is vizsgáltuk. A használt gáz összetétele 80% argon és 20% szén-dioxid volt.

A "fizikai mérések" esetén, azaz amikor a visszaszóródó részecskéket akartuk detektálni, a TPC-t 60 fokkal elforgattuk, és úgy helyeztük el, hogy közvetlenül a nyalábból minél kevesebb pion menjen át rajta. A méréshez használt target, amit az 4.2 ábrán látható módon a TPC elé a nyaláb útjába tettünk, egy néhány mm vastag ólomlemez volt. Ennél

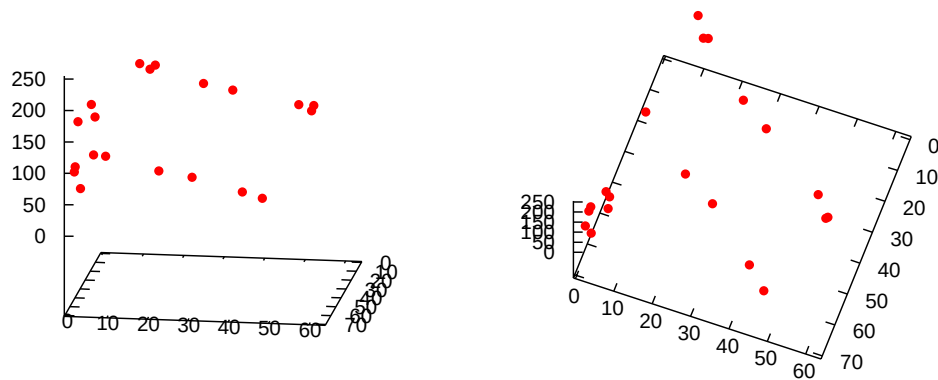
a beállításnál a kamra akkor kapott triggerjelet, ha a céltárgy előtt lévő S1 és S2 szcintillátorokon átment egy részecske, de a mérési elrendezés végén található S5 szcintillátoron már nem. A céltárgyból kilökött részecskék detektálást különböző erősítések esetén is vizsgáltuk.



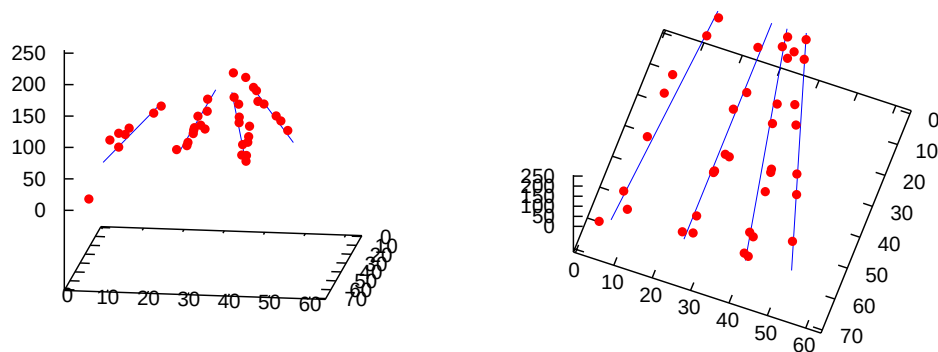
4.2. ábra. A kétfajta mérési elrendezés a 2010. augusztusi tesztmérés során, felülnézetben. Az ábra felső részén a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék detektálásához, az alsó részén pedig a visszaszóródó részecskék detektálásához tartozó elrendezés látható.

4.2. A mérési adatok feldolgozása

Az adatok kiolvasása a kamrából a mérés során az NA61 kísérlet kiolvasókártyáival történt. Az így kapott adatfájlok feldolgozása során először egy klaszter-kereső programot kell rajtuk végigfuttatni. A László András által készített klaszter-kereső program egy fájlba kiírja az egyes síkokon az áthaladó részecske pályájának x és z koordinátáját, a leadott töltést, valamint a klaszter kiterjedését, az összes kapott triggerjel után. Az x koordinátát a megszólaló pad-ek határozzák meg, a z koordinátát pedig a részecske áthaladásától az elektronlavina keletkezéséig eltelt idő adja. A pálya harmadik koordinátáját a kiolvasási síkok távolsága adja. Így minden eseményben, azaz minden triggerjel után, elvileg 8 pontban (az első prototípusnál csak 3 pontban) ismerjük a részecske pályájának mindhárom koordinátáját, ami ezzel elvileg teljesen meghatározottá vált.



4.3. ábra. Egy tipikus esemény közvetlenül a nyalábból, körülbelül 60 fokos szögben érkező részecskék esetén, a 4.2 ábra alsó részén látható beállításban.



4.4. ábra. Egy tipikus esemény közvetlenül a céltárgyról szóródó részecskék esetén, a 4.2 ábra alsó részén látható beállításban.

Azonban a detektálás és a kiolvasás hatásfoka nem 100%, így néhány pont hiányozhat, valamint a zaj miatt olyan pontokat is kaphatunk, amik nem tartoznak egyetlen részecske pályájához sem. Emellett ha egy esemény során több részecske is áthaladt a kamrán, akkor a pályák meghatározása tovább bonyolódik, hiszen az egyes síkokon mért koordináták bármelyik részecskéhez tartozhatnak. A klaszter-kereső program eredményeként

kapott fájlokon egy másik, általam írt programot lefuttatva, a legkisebb négyzetek módszerével meghatározhatjuk, hogy melyik pontok esnek legjobban egy egyenesre (azaz melyikiek tartoznak ugyanahhoz a részecskéhez) az egyes események során. Közvetlenül a nyalábból érkező, illetve a céltárgyról szóródó részecskék esetén egy-egy tipikus esemény a 4.3, illetve a 4.4 ábrákon látható. Mindkét esemény a "céltárgyról visszaszóródó" elrendezésben lett felvéve. A 4.3 ábrán a nyalábból származó, 60 fokban beérkező részecskék időben eltolt pályái láthatók. A 4.4 ábrán jól látható, hogy a négy részecskepálya nagyjából egy közös pontból indul, feltehetően mindegyik a céltárgyban történt kölcsönhatásból származik.

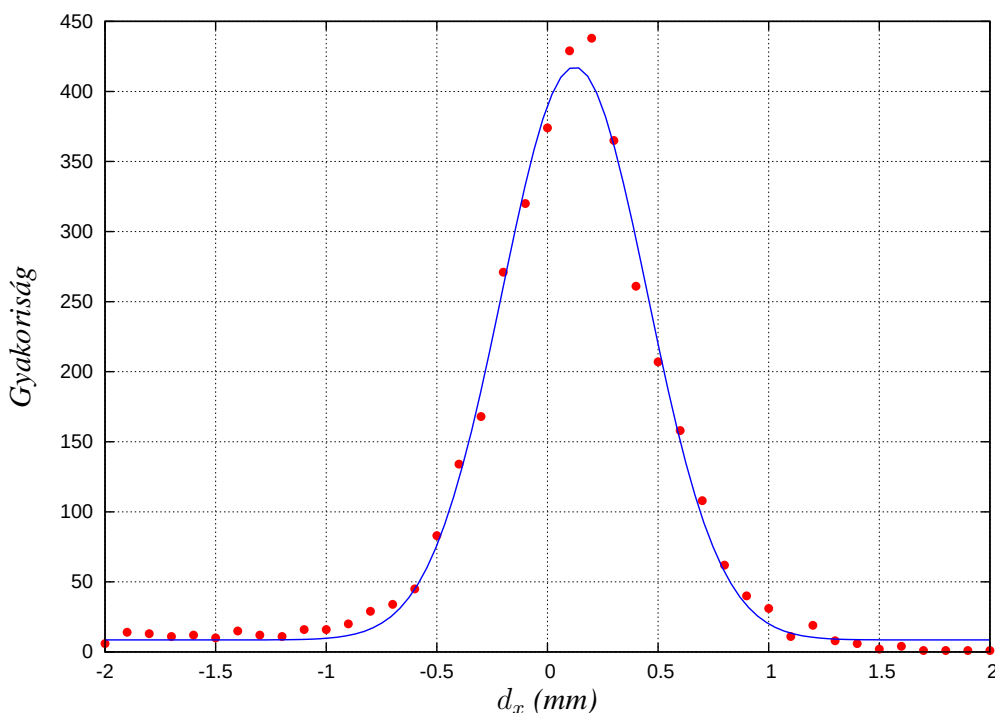
Az általam írt pálya-kereső ("tracking") program a klaszter-fájlokat eseményenként olvassa be és dolgozza fel. A program hátulról, azaz az utolsó, nyolcadik síktól előre fel haladva keresi meg először a 8 pontos, majd az egyre kevesebb pontból álló trackeket. Ehhez megnézi, hogy az adott esemény során melyik síkokon találhatók klaszterek. Ha mindegyik síkon talál pontokat, akkor a lehetséges kombinációkra kiszámítja a rájuk illeszthető egyenes egyenletét, valamint a mérési és az illesztésből számított pontok eltéréseinek négyzetösszegét. Ha ez az eltérés elegendően kicsi, akkor valószínű, hogy az adott pontok valóban egy részecske pályája mentén helyezkednek el. Ebben az esetben a program egy fájlba kiírja az illesztett egyenes és az első sík metszéspontját (x_0 és z_0 koordinátáját), az egyenes meredekségét mindkét irányban, (m_x és m_z), valamint a mérési és illesztett pontok távolságának négyzetösszegét. A program a továbbiakban a már fel dolgozott pontokkal nem foglalkozik.

Miután az összes nyolc pontos tracket megtalálta, a program áttér a hét, majd a hat, és így tovább, az egyre kevesebb pontot tartalmazó trackek keresésére. Az így meghatározott, nyolcnál kevesebb pontos trackek között vannak olyanok, amikor a részecske áthaladt a teljes detektoron, de valamelyik síkon nem detektáltuk. Azonban vannak olyanok is, hogy a részecske valamelyik abszorberben elnyelődött, és ekkor csak az adott abszorber előtti síkokon hagyott nyomot. Ebben az esetben olyan trackeket kapunk, amik, az elnyelődés helyétől függően, az első 6, 4, illetve 2 síkon levő pontokat tartalmaznak csak. Az ilyen pályáknak a céltárgyról szóródó részecskék vizsgálatakor lesz jelentősége.

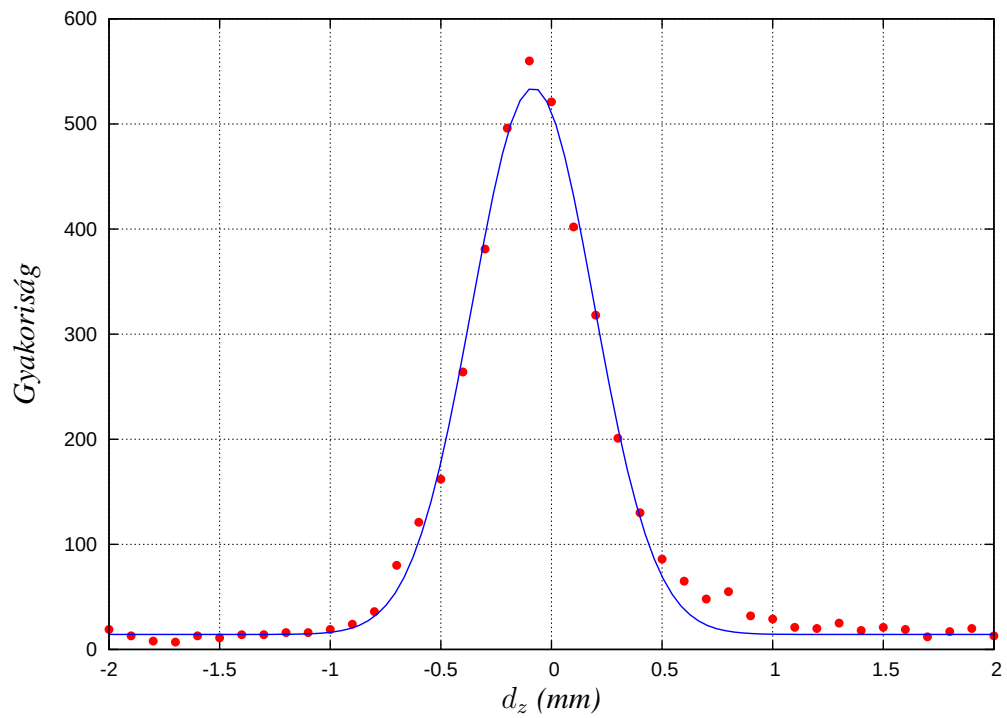
4.3. A jó trackek meghatározása a illesztett egyenestől való eltérés alapján

Ahhoz, hogy meghatározzam, mikor tekintem az adott pontokat egy részecske pályájához tartozónak, megvizsgáltam a pontokra illesztett egyenes és a mérési pontok távolságainak, valamint ezek négyzetösszegének eloszlását. A 4.5 ábrán a mért pontok és az egyenes x irányú, a 4.6 ábrán pedig az z irányú eltéréseinek eloszlása látható. A pontokra gnuplot programmal Gauss-görbét illesztettem. Az illesztett görbe félértékszélessége az x irányú eltérések esetén $\sigma_x \approx 0,33mm$, a z irányú eltérések esetén pedig $\sigma_z \approx 0,23mm$.

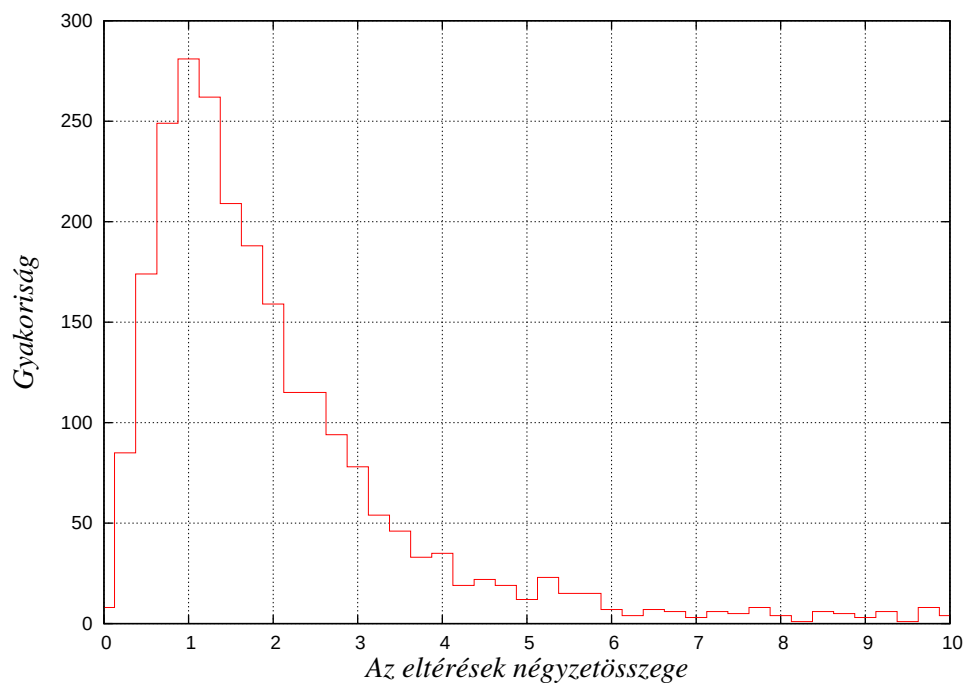
Az eltérések négyzetösszegének eloszlása a 4.7 ábrán látható. Ez alapján azokat a pontokat tekintem a továbbiakban egy részecske pályájához tartozónak, melyekre ez az érték kisebb, mint 4,5. Az olyan részecskepályák esetén, amik csak 2 pontot tartalmaznak, ez nem alkalmazható, ekkor a pálya iránya alapján lehet a jó trackeket kiválogatni.



4.5. ábra. A vízszintes, x irányú eltérés (d_x) eloszlása, valamint az illesztett Gauss-görbe



4.6. ábra. A függőleges, z irányú eltérés (d_z) eloszlása, valamint az illesztett Gauss-görbe



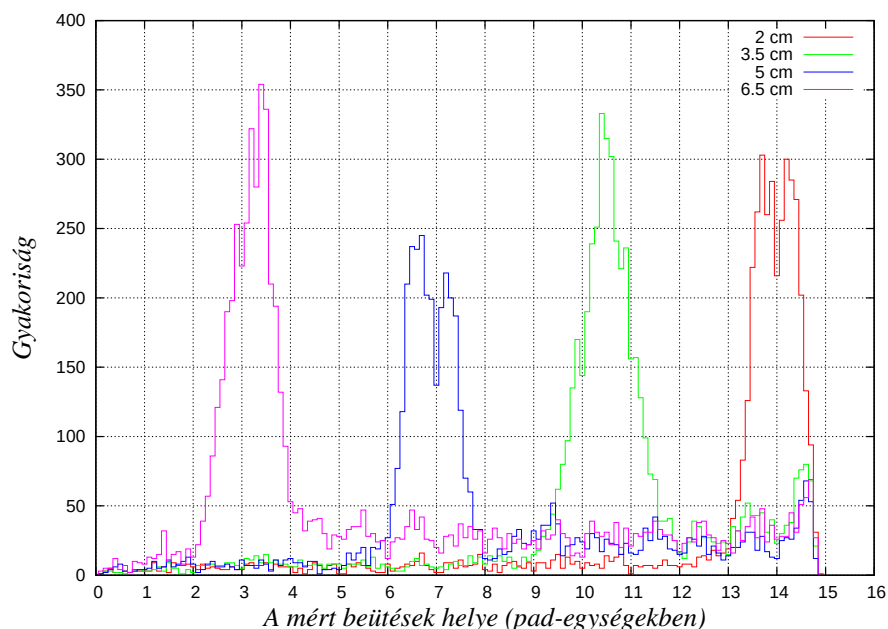
4.7. ábra. A mérési és az illesztésből származó pontok eltéréseinek eloszlása

4.4. A kamra torzításmentes részének meghatározása

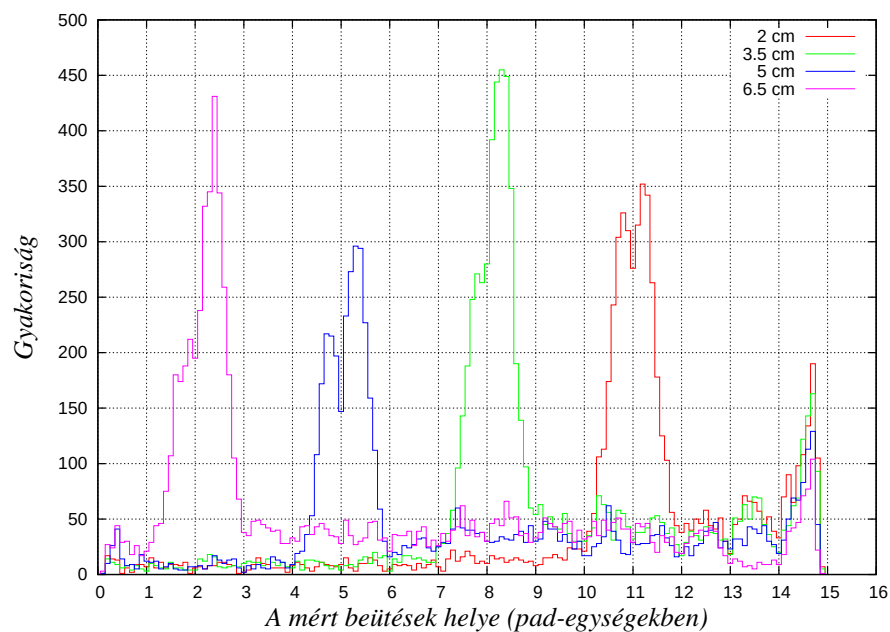
Ahhoz, hogy az időprojekciós kamra jól működjön, fontos, hogy benne az elektromos tér homogén legyen. Ez azonban a kamra szélének közelében nem teljesül, ezért innen torzított jeleket kapunk. Ahhoz, hogy ezek ne rontsák el később a fizikai analízist, meg kell határozni, hogy melyik az a tartomány, amelyen áthaladó részecskéket még torzításmentesen tudjuk detektálni.

A tér homogenitásának vizsgálatához a 4.2 ábrán S2-vel jelölt szcintillátort függőleges helyzetben élével a kamra felé forgattuk, és csak azokat az áthaladó részecskéket detektáltuk, amik ezen szcintillátoron is átmentek. A szcintillátor kamra szélétől mért távolságát változtatva, vékony függőleges rétegekben vettünk fel adatokat. Az első négy síkon kapott x -eloszlások a 4.8 ábrán, a második négy síkon kapottak pedig a 4.9 ábrán láthatók, a szcintillátor különböző helyzetei esetén.

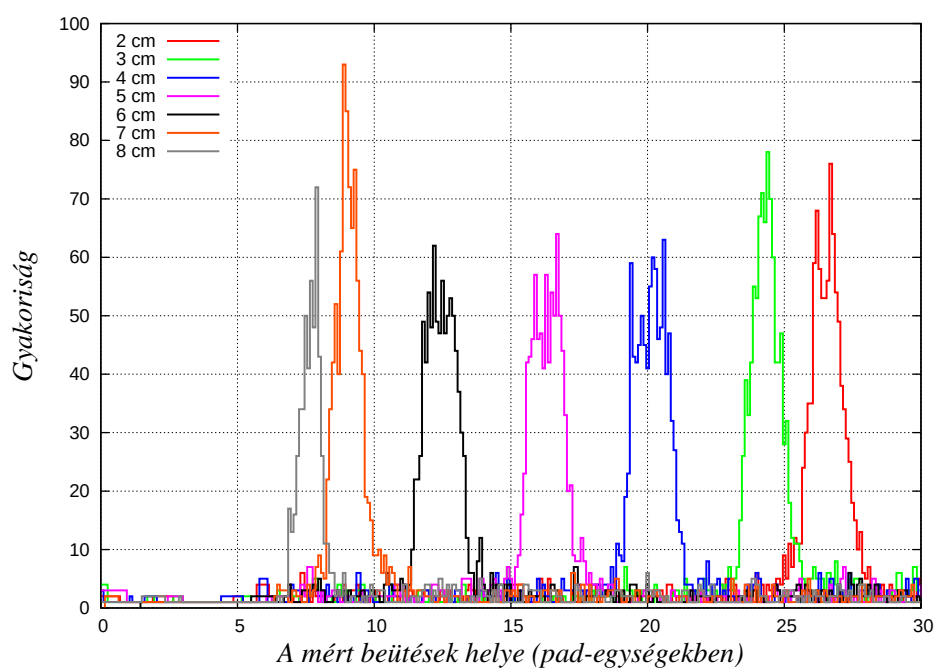
Látható, hogy a szcintillátort 1,5 cm-rel odébb tolva, a kapott csúcs az első négy síkon körülbelül 3,5 pad-del, a második négy síkon pedig körülbelül 3 pad-del tolódott el. Ez megfelel annak, hogy az első négy síkon a pad-ek 4 mm szélesek, a második négy síkon pedig 5 mm szélesek.



4.8. ábra. Az S2 szcintillátor függőleges helyzete esetén az x koordináta eloszlása az első négy síkon, a szcintillátor kamra szélétől mért távolságának különböző értékeinél



4.9. ábra. Az S2 szcintillátor függőleges helyzete esetén az x koordináta eloszlása a második négy síkon, a szcintillátor kamra szélétől mért távolságának különböző értékeinél



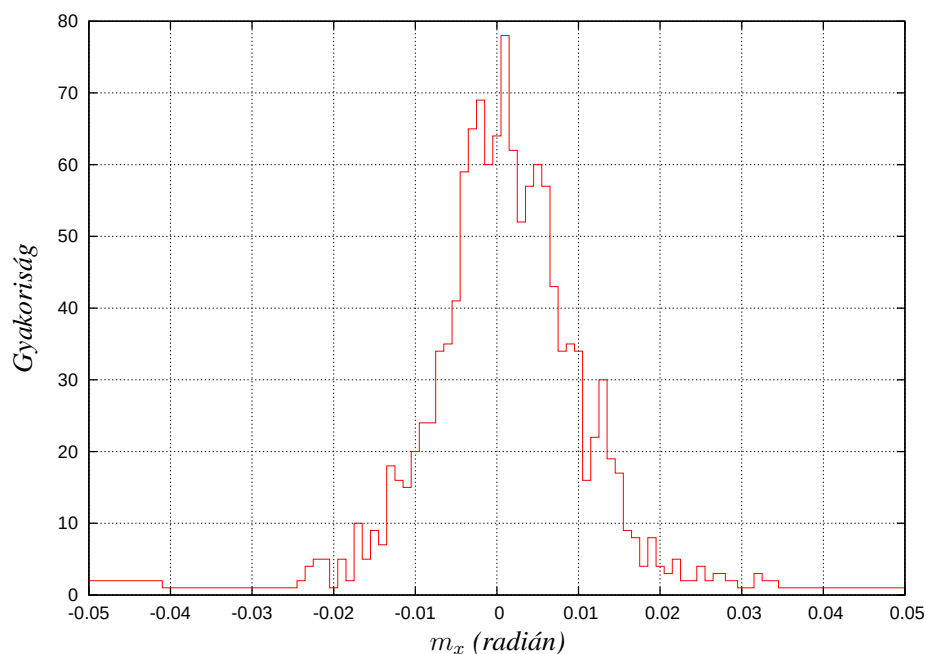
4.10. ábra. Az első prototípusnál az x koordináta vékony, függőleges szcintillátorral kapott eloszlása, a szcintillátor kamra szélétől mért távolságának különböző értékeinél

Hasonló méréseket végeztünk tavaly ősszel az első prototípussal is. Ennek az eredménye látható a 4.10 ábrán. Azt tapasztaltuk, hogy körülbelül a 8. és a 24. pad közti tartományban, ha a szcintillátort 1 cm-rel odébb toltuk, akkor a kapott csúcs nagyjából 4 pad-del tolódott el, annak megfelelően, hogy a pad-ek szélessége 2,54 mm. Ezen a tartományon kívül azonban, ahogy azt a két szélső csúcs mutatja, ez már nem teljesül, a csúcsok helye kisebb mértékben változott a szcintillátor átrakásával. Tehát ennél a prototípusnál a kamra "jó", torzításmentes része a 8. pad-tól a 24. pad-ig tartott.

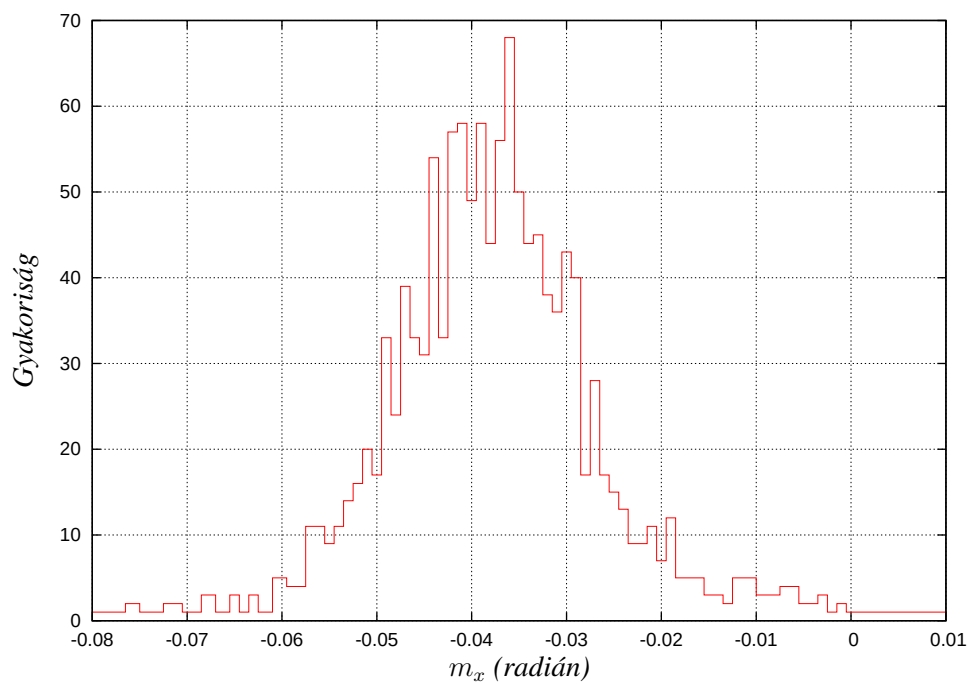
Ezzel szemben a második prototípus esetén a kamra szinte egész része torzításmentesnek mondható.

4.5. A részecskepályák irányeloszlásának vizsgálata

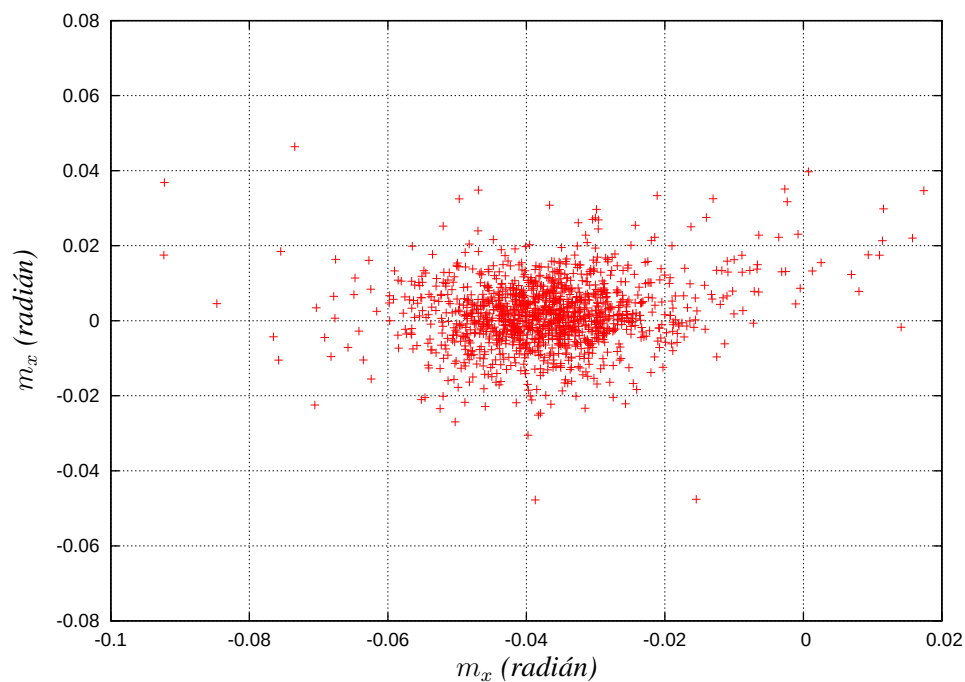
A mérési pontok és az illesztett egyenes eltéréseinek vizsgálata alapján meghatároztam, hogy a kettőnél több pontos trackek közül melyikeket tekintem jónak. Ezeknek a trackeknek az irányeloszlását vizsgálva a két pontos trackek közül is kiválaszthatjuk a jó trackeket. A közvetlenül a nyalábból érkező részecskék esetén a függőleges irányeloszlást a 4.11 ábrán, a vízszintes eloszlást a 4.12 ábrán látható.



4.11. ábra. A nyalábból érkező részecskék függőleges irányának eloszlása



4.12. ábra. A nyalábból érkező részecskék vízszintes irányának eloszlása

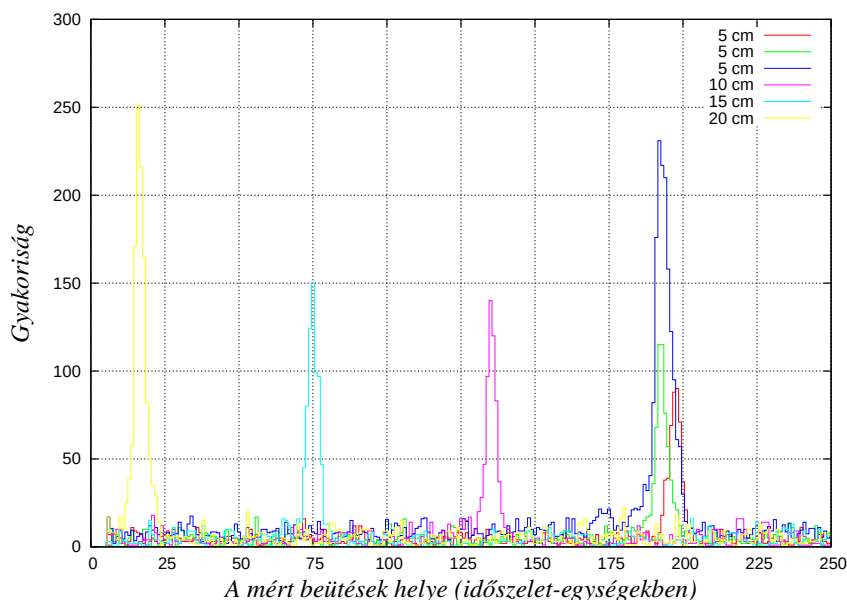


4.13. ábra. A nyalábból érkező részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása

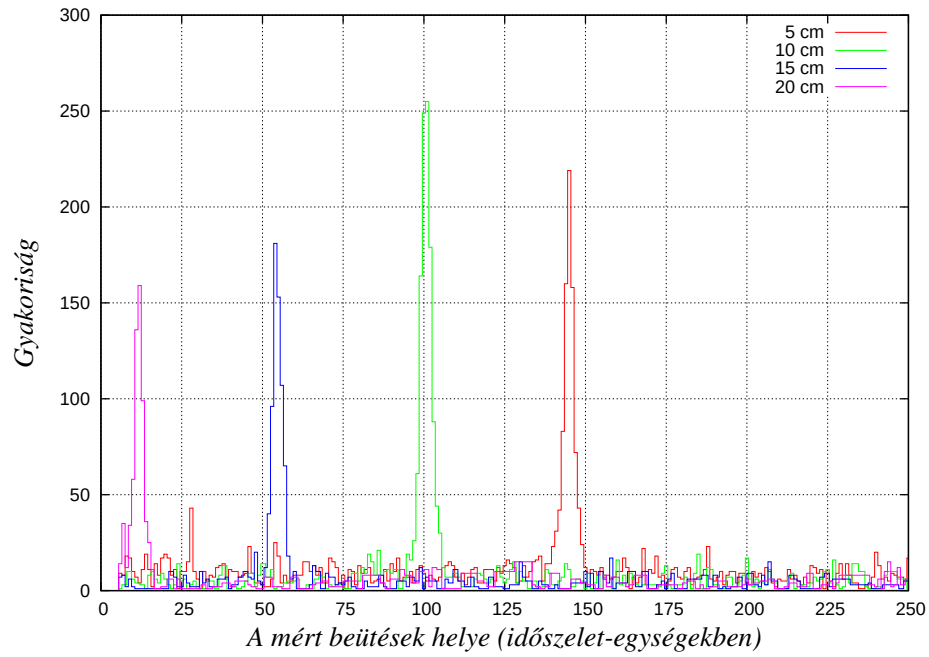
Látható, hogy a trackek iránya egy jól meghatározott intervallumba esik. Függőleges (z) irányban ez a tartomány $-0,02 \leq m_z \leq 0,02$ között található, a csúcs helye $z \approx 0$ radián, azaz ebben az irányban a nyaláb a vártak megfelelően, merőlegesen érkezett a kamrára. A vízszintes x irányban a kapott csúcs $-0,06 \leq m_x \leq -0,01$ közé esik, közepe pedig $x \approx -0,04$ radiánnál van, ami azt mutatja, hogy a kamrát nem sikerült teljesen a nyalábirányra merőlegesen beállítanunk.

4.6. A driftsebesség vizsgálata

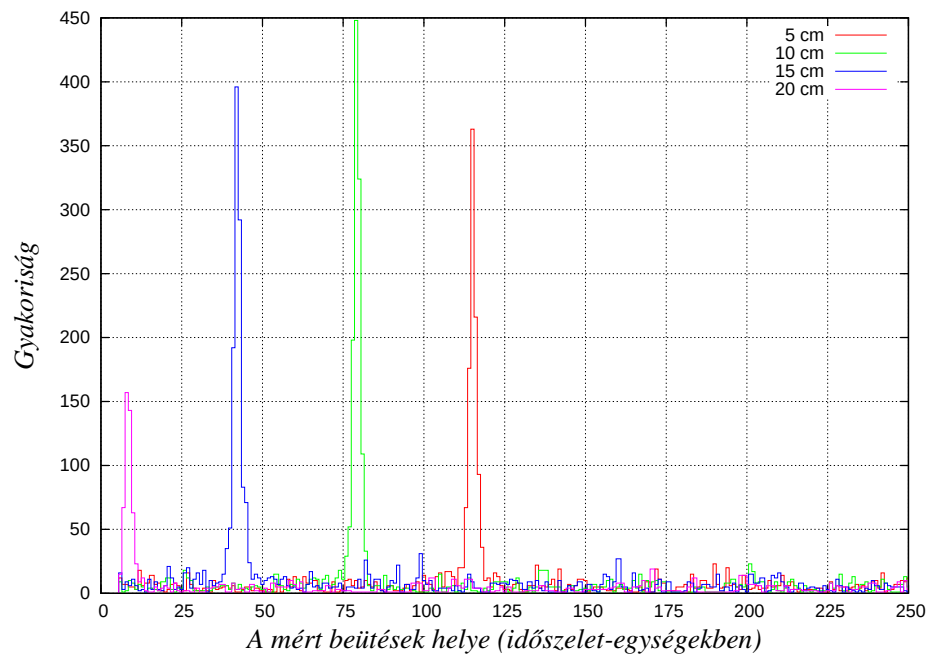
A TPC-ben a függőleges koordinátát a driftsebesség ismeretében tudjuk kiszámolni a mért beérkezési idő alapján. A mérés időbeli egysége az "időszlet", ami a jelen esetben 200 ns. A driftsebesség meghatározásához pontosan ismert függőleges koordinátájú részecskékre van szükség, amit úgy értünk el, hogy az S2 szcintillátort élével a kamra felé, vízszintes helyzetbe forgattuk. A szcintillátor kamra aljától mért távolságát változtatva mértük az adott sávban áthaladó részecskéket. Minél lentebb érkező részecskéket detektáltunk, azaz a szcintillátor kamra aljától mért távolsága minél kisebb volt, az ionizáció során keletkező elektronoknak annál hosszabb időre volt szükségük, hogy elérjék a kamra tetejét és ott sokszorozódjanak.



4.14. ábra. Az S2 szcintillátor vízszintes helyzete esetén a z koordináta eloszlása, a szcintillátor kamra aljától mért távolságának különböző értékeinél, a katód feszültsége 3 kV



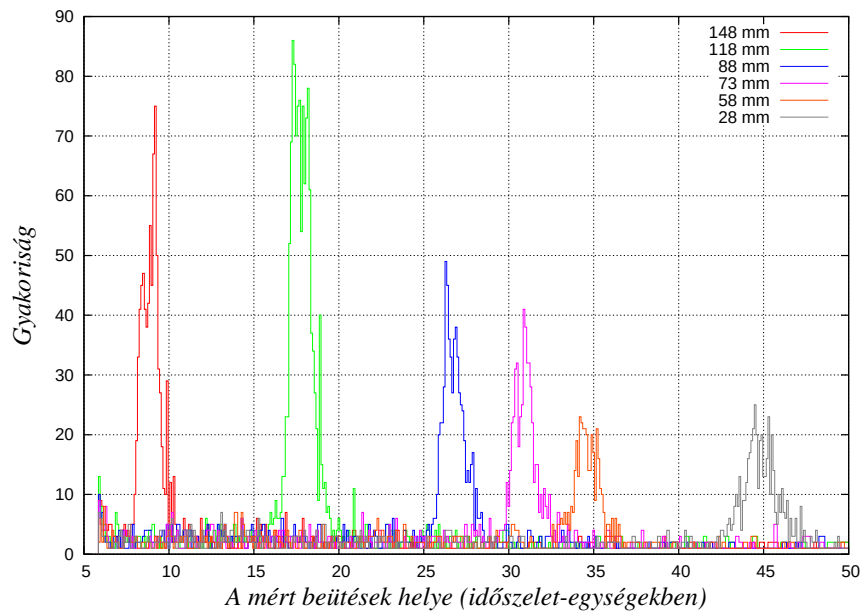
4.15. ábra. Az S2 szcintillátor vízszintes helyzete esetén a z koordináta eloszlása, a szcintillátor kamra aljától mért távolságának különböző értékeinél, a katód feszültsége 4 kV



4.16. ábra. Az S2 szcintillátor vízszintes helyzete esetén a z koordináta eloszlása, a szcintillátor kamra aljától mért távolságának különböző értékeinél, a katód feszültsége 5 kV

A driftsebességet a katód feszültségének különböző értékei mellett is vizsgáltuk. A függőleges koordináta eloszlásai különböző katód-feszültségeknél az adott távolságok ese-tén a 4.14, 4.15, illetve a 4.16 ábrán láthatók.

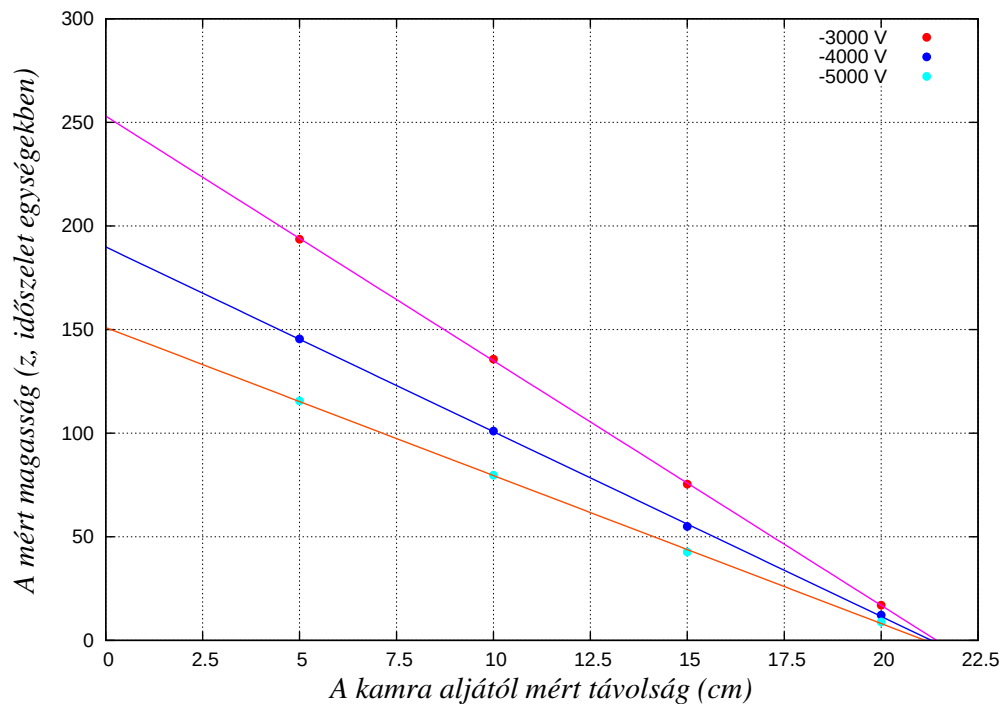
Az első prototípusnál a driftsebességet meghatározásához ugyanilyen mérést végeztünk. Az ekkor kapott eloszlások a 4.17 ábrán láthatók. A két prototípust összehasonlítva látható, hogy a második prototípus esetén sokkal élesebb eloszlásokat kaptunk.



4.17. ábra. Az első prototípus esetén a z koordinát vízszintes szcintillátorral kapott eloszlása, a szcintillátor kamra aljától mért távolságának különböző értékeinél

A csúcsok helyeit a szcintillátor kamra aljától mért távolságának függvényében ábrázoltam a három különböző katód-feszültség esetén (4.18 ábra). A pontok jól illeszkednek egy egyenesre, ami azt mutatja, hogy az elektronok sodródásának sebessége a kamrában állandó volt. Az illesztett egyenesek m meredekségéből a v_d driftsebesség, a tengelymetszetből pedig a kamra aljának megfelelő z_{max} sodródási idő meghatározható. Az egyenesillesztés alapján meghatározott driftsebesség, illetve a kamra aljához tartozó sodródási idő a katód-feszültség különböző értékei esetén a 4.6 táblázatban látható.

A 4.18 ábrán az is jól látszik, hogy a három különböző feszültséghez tartozó egyenes a vízszintes tengelyt nagyjából egy pontban metszi. Ez a 0 sodródási időhöz tartozó metszéspont a kamra tetejét jelenti, és megfelel annak, hogy a kamrában az effektív sodródási térfogat 20 cm hosszú, ezen felül a kiolvasó proporcionális kamrában a sodródási hossz körülbelül 1,2 cm volt.



4.18. ábra. Az elektronok driftsebességének meghatározása, adott magasságban elhelyezett vízszintes szcintillátorral végzett mérések alapján

4.1. táblázat. A driftsebesség és a kamra aljának helyzete különböző katód-feszültségek esetén

Katód feszültsége (kV)	Driftsebesség (cm/μs)	A kamra alja (ns)
-3000	0,4235 ± 0,0023	253,0 ± 0,8
-4000	0,5608 ± 0,0097	189,9 ± 1,2
-5000	0,7001 ± 0,0089	150,9 ± 1,2

A 4.19 ábra különböző argon-széndioxid gázkeverékek esetén mutatja az elektronok driftsebességét a katód feszültségének függvényében. A mérés során használt gázhoz (80% argon és 20% széndioxid) tartozó görbén piros pontokkal jelöltem az alkalmazott katód-feszültségeknek megfelelő értékeket. Az ábráról leolvasva látható, hogy a mérés során kapott driftsebességek kiválóan egyeznek a szakirodalmi értékekkel.

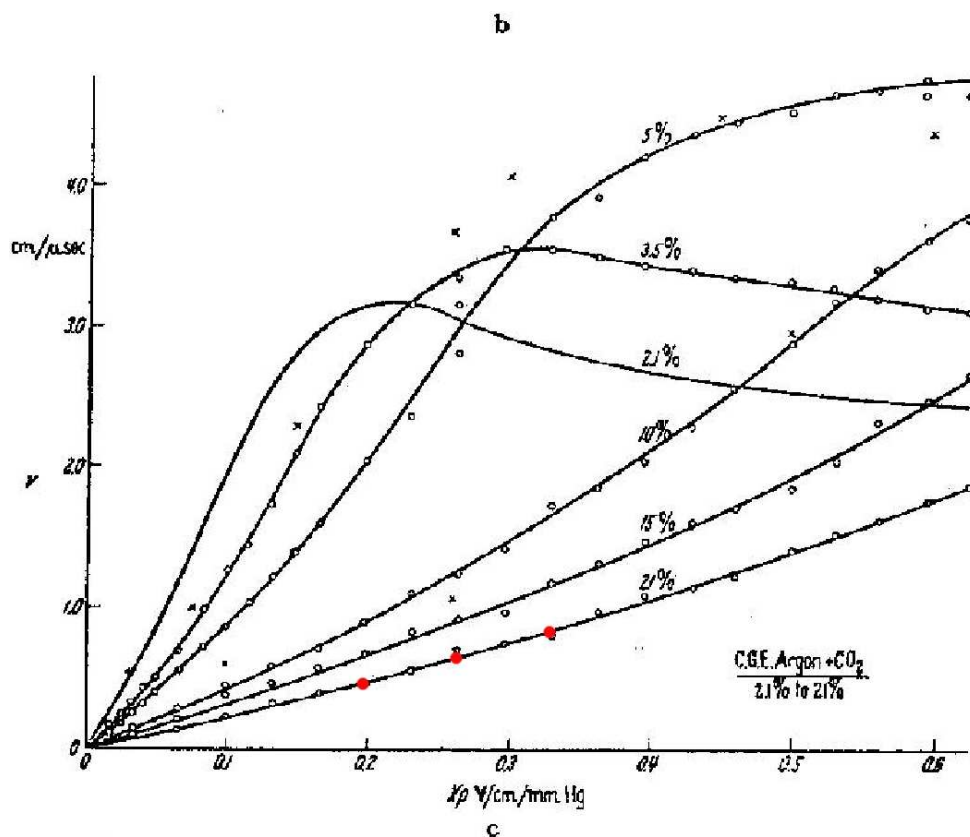


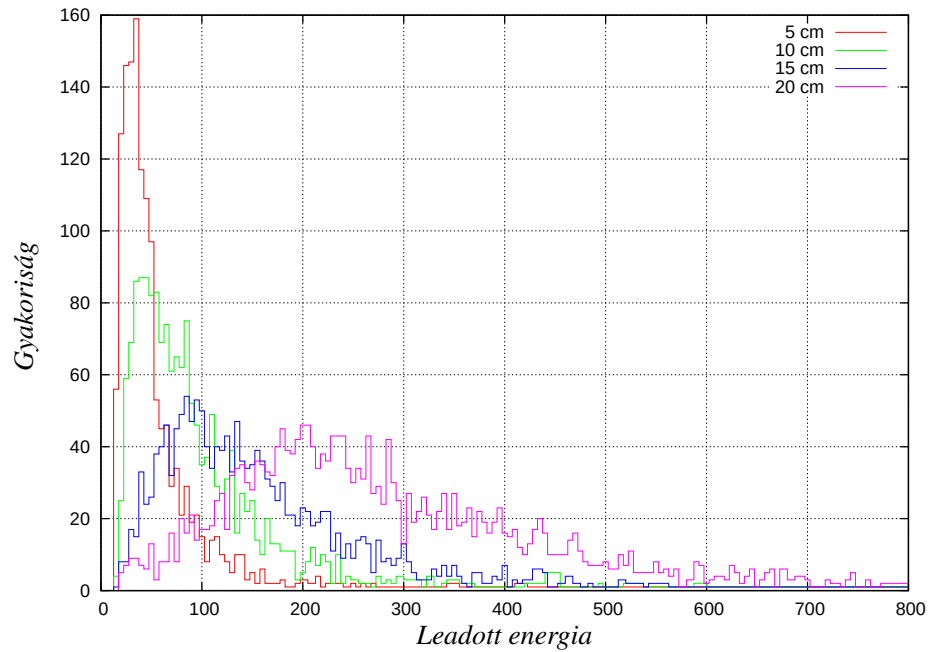
Fig. 29 Drift velocity of electrons in several argon-carbon dioxide mixtures¹²⁾

4.19. ábra. Az elektronok driftsebessége a feszültség függvényében, különböző argon-széndioxid gázkeverékek esetén [6]. A piros pontok a mérés során alkalmazott katód-feszültségeknek megfelelő értékeket jelölik.

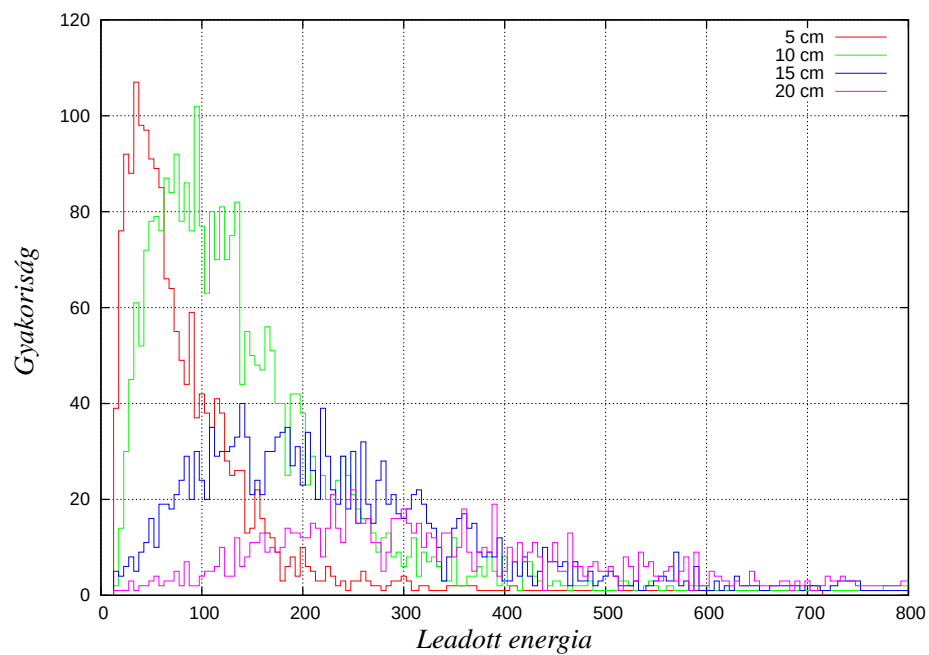
4.7. A részecskék által leadott energia vizsgálata

A kamrán áthaladó részecskék által leadott energia eloszlását vizsgáltam különböző z magasságok esetén. Ehhez a vízszintes S2 szcintillátorral végzett méréseket használtam. A különböző katód-feszültségek mellett, különböző magasságok esetén kapott töltéseloszlások a 4.20, 4.21 és 4.22 ábrákon láthatók.

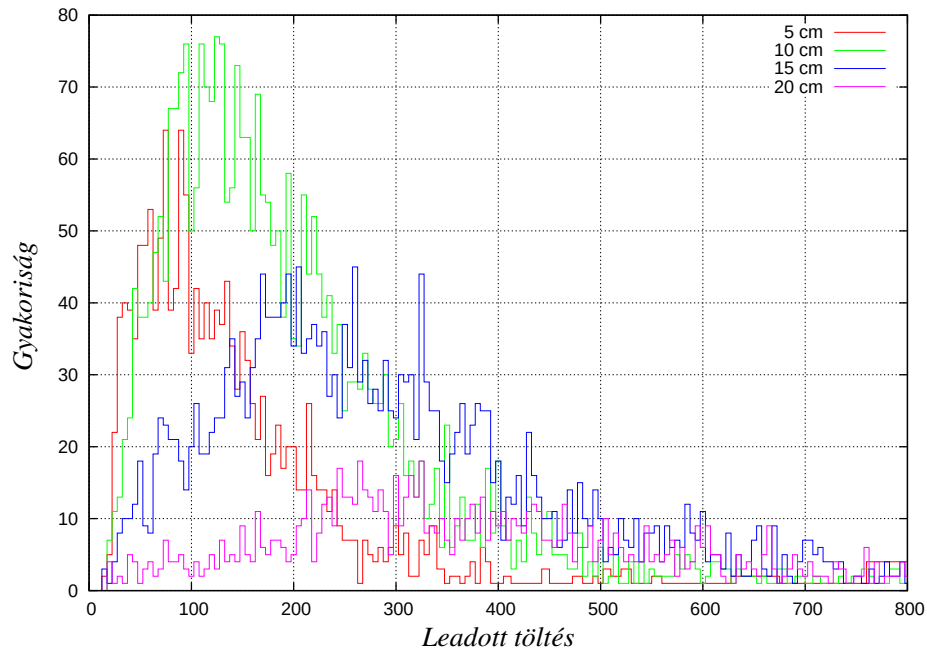
Az ábrákon látszik, hogy a kamra alján áthaladó részecskék esetén sokkal kevesebb töltést detektáltunk, mint a kamra felső részén áthaladó részecskék esetén, azaz a kamrában az elektronok egy része elveszett a sodródás során. A jelenség a katód feszültségének növelésével csökken, azonban még $U_C = -5000V$ esetén is jelentős maradt.



4.20. ábra. A leadott energia eloszlása a kamra aljától mért különböző z értékeknél, kisebb z érték nagyobb sodródási távolságot jelent. A katód feszültsége 3 kV



4.21. ábra. A leadott energia eloszlása a kamra aljától mért különböző z értékeknél, kisebb z érték nagyobb sodródási távolságot jelent. A katód feszültsége 4 kV



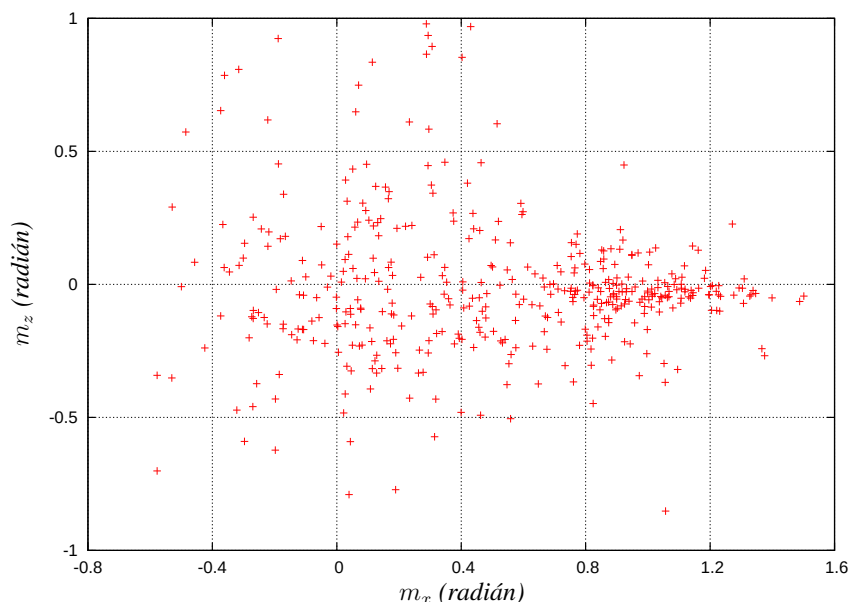
4.22. ábra. A leadott energia eloszlása a kamra aljától mért különböző z értékeknél, kisebb z érték nagyobb sodródási távolságot jelent. A katód feszültsége 5 kV

Normál TPC-k esetén a töltés csökkenése elsősorban két okra vezethető vissza. Az egyik ok az alkalmazott gázban történő "elektron-elnyelődés", azaz például az oxigénhez való csatolódás. A másik, hogy a diffúzió miatt a töltésfelhő mérete megnövekszik, emiatt az effektív detektált terület a jelek kis amplitúdójú "peremének" egy küszöb alatti levágása miatt csökken. A detektorban a mérés során figyelemmel kísértük az oxigén szintjét, ami bőven a 10 ppm alatt maradt, tehát emiatt csak néhány százalék töltésvesztést várunk. A detektorban az eredeti tervektől eltérően 20% széndioxidot használtunk, aminek szintén van egy gyengébb elektron-elnyelő képessége. A klaszterek alakjának részletes tanulmányozásával meg lehet majd állapítani, hogy a detektálási küszöb mennyiben csökkenti a mért töltést. Egyenlőre mindkét kérdéskör vizsgálata folyamatban van, de a dolgozat beadásáig nem konklúzívak az eredmények. Jelenlegi formájában a berendezés használhatónak bizonyult, hiszen a teljes 20 cm-es drift-hossz mérhető jelet ad, mégis, a közel négyes faktort jelentő amplitúdó-csökkenésen mindenképp javítani kell.

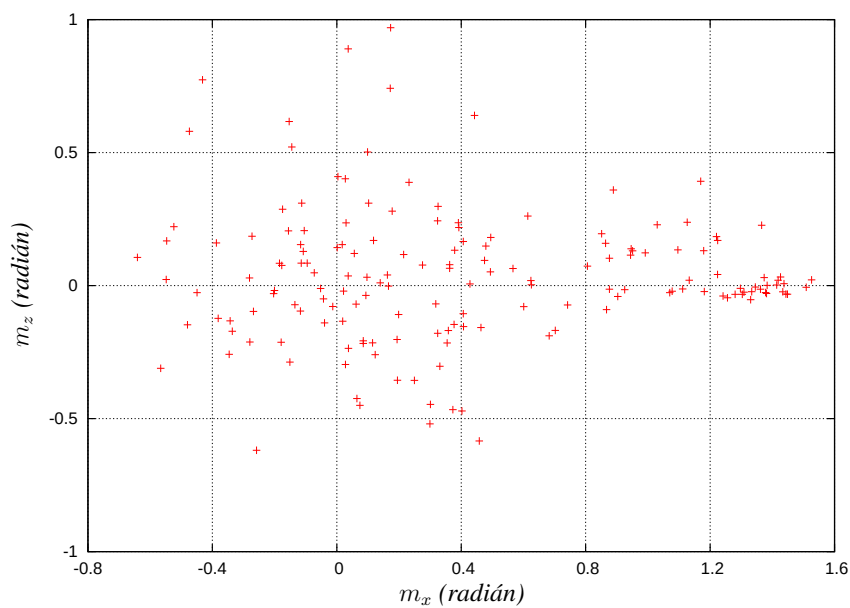
4.8. A céltárgyról visszaszóródó részecskék detektálása

A céltárgyról visszaszórt részecskék detektálásának vizsgálata esetén a mérési összeállítás a 4.2 ábra mutatja. A mérések során a kamrán áthaladó részecskék két csoportra oszthatók. Az egyik a targetról visszaszóródó részecskék csoportja, a másik pedig a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék. Utóbbi részecskepályák nem a triggerjel pillanatában keletkeznek, hanem olyan véletlenszerű nyaláb-részecskék, amik a sodródási idő intervallumán belül haladtak át a detektoron. Mivel ezeknek a keletkezési ideje nem ismert, a mért függőleges koordináta alapján nem lehet megmondani, hogy milyen magasságban érkeztek. Haladásuk iránya viszont megfelel az eredeti iránynak (körülbelül 60 fokban a kamrára merőleges irányhoz képest), tehát jól elválaszthatók a céltárgyból származó részecskéktől.

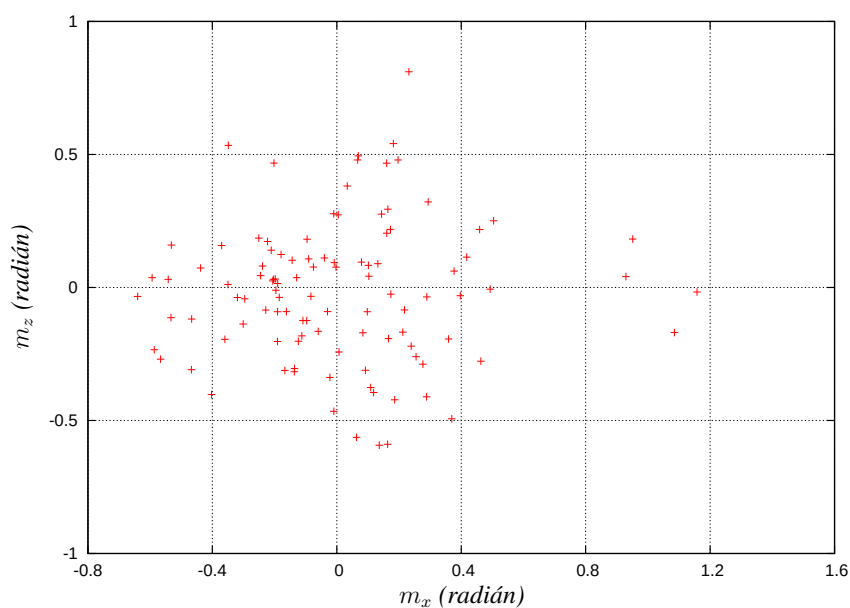
A visszaszóródó részecskék detektálását az érzékelő szálak (sense wire) különböző feszültségei esetén is vizsgáltuk. A 4.23, 4.24 és 4.25 ábrákon a kamrán áthaladó részecskék vízszintes és függőleges irányának eloszlása látható, különböző erősítések mellett. A 4.23 ábrán a szálak feszültsége $U_S = 1230V$, a 4.24 ábrán $U_S = 1080V$, illetve a 4.25 ábrán $U_S = 980V$.



4.23. ábra. A részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása, az érzékelő szálak feszültsége 1230V. Körülbelül 1 radiánnál jól látszanak a nyalábból származó részecskék, ami megfelel annak, hogy a kamra 60 fokkal volt elforgatva.



4.24. ábra. A részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása, az érzékelő szálak feszültsége 1080V



4.25. ábra. A részecskék vízszintes és függőleges irányának 2 dimenziós eloszlása, az érzékelő szálak feszültsége 980V. Jól látható, hogy a nyalázból származó részecskék aránya csökken, hiszen kis erősítésen csak a nagy ionizációval rendelkező, kis sebességű részecskéket detektáljuk.

Mindhárom ábrán a nyalábból érkező és a targetről szóródó részecskék elkülöníthetők egymástól. A nyaláb részecskéi a $0,7 \leq m_x \leq 1,3$ és $-0,3 \leq m_z \leq 0,3$ tartományba esnek, a szórt részecskékre pedig $-0,5 \leq m_x \leq 0,5$ és $-0,5 \leq m_z \leq 0,5$. Az ábrákon az is megfigyelhető, hogy az érzékelő szálak feszültségét csökkentve, a céltárgyról szóródó részecskék aránya növekszik nyalábból érkező részecskékhez képest. Ennek magyarázata, hogy míg a nyalábban kizárólag nagy sebességű, közel minimum ionizáló részecskék találhatók, addig a céltárgy mindenféle energiájú részecskét emittál. A mérés jól mutatja, hogy a céltárgyból származó részecskék közül a nagy ionizációjú, azaz kis sebességű és kis impulzusú részecskék detektálására is alkalmas a kamra.

5. fejezet

Összefoglalás, további tervek és kitékintés

A dolgozatom alapvető célja az volt, hogy a CERN NA61 kísérlethez tervezett centralitás detektor prototípusának működését bemutassam. Ez a centralitás detektor egy kis időprojekciós kamra, ami közvetlenül a céltárgy körül fog elhelyezkedni, feladata a targetről visszaszóródó, kis impulzusú részecskék detektálása, valamint a hatótávolságuk és a differenciális energia-leadásuk mérése, amiből a Bethe-Bloch formula alapján a kamrán áthaladó részecskék azonosíthatók lesznek.

2009 nyarán a REGARD csoporttal megépítettük a centralitás detektor első prototípusát, aminek működését a CERN PS gyorsítójánál egy tesztmérés során vizsgáltuk. A mérés tapasztalatai alapján 2010 nyarán készítettünk egy újabb prototípust, amivel augusztusban ismét lehetőségünk volt a CERN területén egy pár hetes tesztmérésre.

Az itt felvett adatok analízise során meghatároztam a TPC felbontását, ami vízszintes irányban 0,33 mm-nek, függőleges irányban pedig 0,23 mm-nek adódott. Megmutattam, hogy a kamra közel teljes térfogata torzításmentes, azaz az áthaladó részecskéket torzításmentesen tudjuk detektálni. A kamra függőleges "letapogatása" során gyűjtött adatokból meghatároztam az elektronok driftsebességét különböző katód-feszültségek esetén, és megállapítottam, hogy a kapott értékek jól egyeznek a szakirodalmi értékekkel. Vizsgáltam a kamrán áthaladó részecskék által leadott energia eloszlását a katód feszültségének különböző értékeinél.

Vizsgáltam a beérkező részecskék irányának eloszlását mindkét mérési elrendezés, azaz közvetlenül a nyalábból érkező, valamint a céltárgyról szóródó részecskék mérése esetén. Ez alapján megállapítottam, hogy a céltárgyas elrendezés esetén a kamrán átha-

ladó részecskék két csoportja, azaz a közvetlenül a nyalábból, nagy szögben érkezők, valamint a targetről szóródó részecskék jól elkülöníthetők egymástól. A céltárgyas elrendezés esetén különböző erősítések mellett végzett mérések alapján megmutattam, hogy a kamra alkalmas nagy ionizációjú, azaz kis impulzusú részecskék detektálására is.

A detektort tehát minden releváns szempontból megvizsgálva kiderült, hogy az alkalmas a céltárgyból viasszaszórt és kis szögben előreszórt részecskék detektálására. A centralitás detektor végső verziója 2011 tavaszán építjük meg, és 2011 nyarán mint teljesen magyar fejlesztésű berendezés kerül majd be az NA61 detektor-rendszerbe.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a dolgozatom megírásához szükséges elméleti és szakmai háttér biztosítását, valamint Hamar Gergőnek a mérések során nyújtott segítséget és László Andrásnak a kiértékelő program megírásában nyújtott segítséget. Végül köszönettel tartozom családomnak a kitartó támogatásért.

A kutatást az OTKA NKTH CK A08-77719 és A08-77815 számú pályázata támogatta.

Irodalomjegyzék

- [1] D. R. Nygren, J. N. Marx, *The Time Projection Chamber*, Physics Today 31, 46 (1978)
- [2] Spencer Klein, *The time projection chamber turns 25*, CERN Courier 44 (Jan./Feb. 2004)
- [3] J. A. Lien, *Time projection chambers (TPC) in heavy ion experiments*, The European Physical Journal C 33, s1017-s1019 (2004)
- [4] M. Anderson et al., *The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC*, Nucl. Instrum. Meth. A 499, 659 (2003)
- [5] C. Grupen, *Physics of Particle Detection*, AIP Conference Proceedings 422 (1998)
- [6] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [7] Ferenc Siklér, *Részecskefizikai detektorok*, [<http://ion.elte.hu/magfiz/speci/detektorok.pdf>]
- [8] F. Sauli, *Instrumentation in high energy physics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 81-146 (1993)
- [9] V. Lepeltier, *Review on TPC's*, Journal of Physics: Conference Series 65 (2007)
- [10] *The NA61/SHINE homepage*, [<http://na61.web.cern.ch>]
- [11] András László, *The NA61/SHINE Experiment at the CERN SPS*, arxiv:0907.4493v2 [nucl-ex]
- [12] S. Afanasiev et al., *The NA49 large acceptance hadron detector*, NIM A430, 210-244 (1999)

- [13] Ferenc Siklér, *Centrality control of hadron nucleus interactions by detection of slow nucleons*, arXiv:hep-ph/0304065
- [14] András László, *Low Momentum Multiplicity and Identification Detector*, NA61 Collaboration Meeting, 2009 November