

Kozmikus müonok szóródásán alapuló képalkotás vizsgálata

Országos Tudományos Diákköri Dolgozat

Készítette:

Csatlós Botond Csaba

ELTE TTK Fizika MSc I.

Témavezető:

Dr. Hamar Gergő

WIGNER Fizikai Kutatóközpont Nagyenergiás Fizikai Osztály
Tudományos főmunkatárs

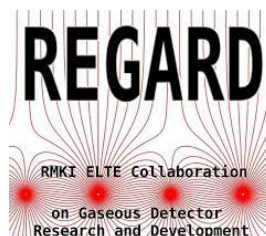
Belső konzulens

Dr. Nagy Márton

ELTE TTK Atomfizikai Tanszék
Egyetemi adjunktus



ELTE
EÖTVÖS LORÁND
UNIVERSITY



Eötvös Loránd Tudományegyetem

2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Kozmikus sugárzás	1
1.2. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása	3
1.2.1. Bethe-Bloch formula, lineáris energiaátadás	3
1.2.2. Többszörös Coulomb szóródás	5
1.3. Detektorok bemutatása	6
1.3.1. Szcintillációs detektorok	7
1.3.2. Gáztöltésű detektorok	7
1.4. REGARD detektorok	11
1.5. Müion detektorok az alkalmazott kutatásokban	13
1.6. Müionok szóródásán alapuló vizsgálati lehetőségek	15
2. A MuonSecurity kísérlet bemutatása	18
2.1. Mérési elrendezés	18
2.2. A vas abszorberek szerepe	19
2.3. Az adatgyűjtés	20
2.4. A berendezés működése, a képalkotás folyamata	21
3. Eredmények	22
3.1. Müion nyomkövetés	22
3.2. A kiértékelő eljárás	24
3.2.1. Konzisztencia vizsgálat	25
3.2.2. Összetartozó események kiválasztása	26
3.2.3. Szórásérősség, és annak kétdimenziós eloszlása	27
3.3. Mélységélesség vizsgálata	31
3.4. Impulzus-szeperált képalkotás	34
3.4.1. Új trackdefiníciók, impulzusszeperált eseménykategóriák	34
3.4.2. Elnyelődés a vas abszorber rétegekben	35
3.4.3. Hátterek meghatározása és kezelése	36
3.5. Különböző minőségű és mennyiségű minták vizsgálata	40
4. Konklúzió, összefoglalás	44
5. Kitekintés	45
Köszönetnyilvánítás	46

Kivonat

A kozmikus sugárzásnak a Földet elérő komponense müonokból áll, ezek nagyenergiás, nagy áthatoló képességű töltött részecskék, amik anyagon áthaladva szóródhatnak és elnyelődhetnek. A szóró- és elnyelődési centrumokból következtethetünk az anyag minőségére és mennyiségére. Ez a nem roncsoló passzív vizsgálati eljárás ígéretes lehet a más eljárásokkal nem, vagy csak nehezen vizsgálható objektumok belső struktúrájának feltérképezésében.

A dolgozatomban bemutatom a Wigner Fizikai Kutatóközpont REGARD Innovatív Detektorfejlesztő kutatócsoport által épített müon-szóródáson alapuló mérési összeállítást, az úgynevezett MuonSecurity berendezést. A kísérletből származó adatok analízisét én végzem, a dolgozatomban a képalkotás és a berendezés működésének alapjait vizsgáltam. A munkám legfontosabb része a berendezés képalkotó eljárásának kidolgozása volt, először az adatok megfelelő előkészítését és szűrését végeztem el, vizsgáltam a különböző paraméterek függvényében a képalkotás minőségét. Megvizsgáltam a berendezés mélységélességét, ami a jövőben megvalósuló háromdimenziós képalkotás első lépése. A munkám során sikerült a szóródási müográfia kísérletek közül először az impulzus-szeparációt megvalósítani, az eseményeket szétválasztani kis-, közepes- és nagy impulzusúakra. Többféle minta összehasonlításával megmutattam, hogy a különböző minőségű és mennyiségű anyagok képei elkülöníthetőek, az impulzus-szeparáció segíthet az anyag klasszifikációban. A dolgozatom egy koncepciótanulmány, a célom vele, hogy elvégezzem a szükséges előkészítő vizsgálatokat a jövőben megépülő, nagyobb méretű, akár a gyakorlatban is használható berendezéshez.

1. Bevezetés

2019-től lehetőségem volt a Wigner Fizikai Kutatóközpont gáztöltésű detektorok kutatásával és fejlesztésével foglalkozó REGARD Lendület Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoport munkálataiba becsatlakozni. A munkám során részt vettem az csoport által tervezett sokszálás proporcionális kamrák (Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC) építésében, és egy, a müonok szoródásán alapuló kísérleti elrendezés, a MuonSecurity megépítésében. A kísérleti összeállítás adatainak analízisét általam írt kiértékelő programokkal én végzem. A MuonSecurity kísérlet egy ígéretes projektnek mutatkozik, a dolgozatomban a működésének és az alkalmazásának alapjait vizsgálom.

A szakdolgozatom elején bemutatom a REGARD csoport által fejlesztett és a kísérlethez használt detektorok működését, és a releváns fizikai folyamatokat. A 2. fejezetben a kísérleti összeállítást mutatom be, a 3. fejezetben a mérések kiértékelésének eredményeit közlöm és azokból levonható következtetéseket.

1.1. Kozmikus sugárzás

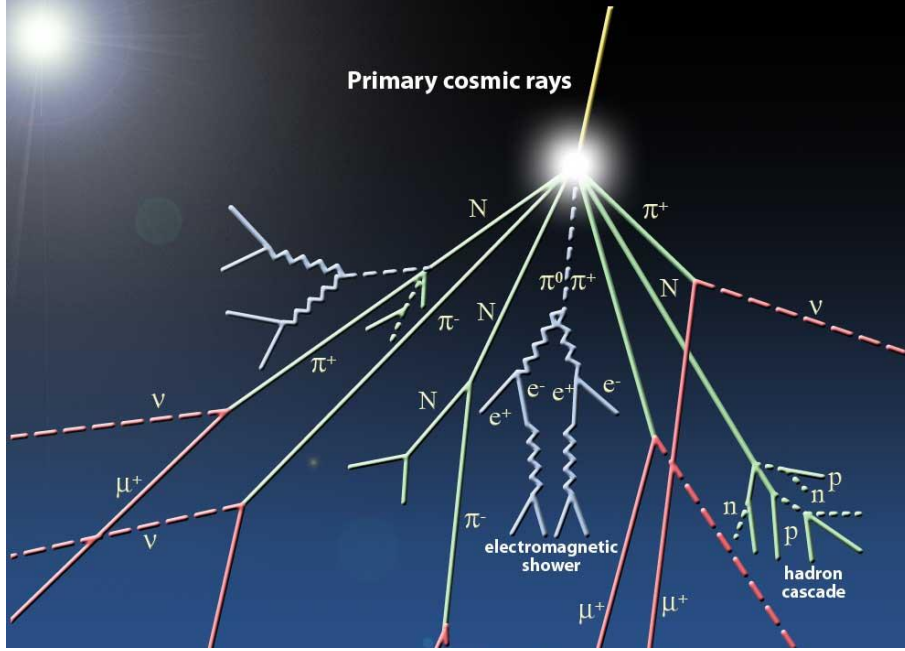
A 19. század végére egyre több kísérlet folyt az ionizáló sugárzások összetételének és eredetük megértéséért. A kozmikus sugárzás létezését igazoló kísérlet 1912-ben V. Hess végezte csapatával [1]. Különböző légköri magasságokban hőlégballonra szerelt elektroszkóp kisülését vizsgálta egészen 5350 m tengerszint feletti magasságig. Akkoriban az uralkodó elmélet az volt, hogy a sugárzás a földben lévő radioaktív izotópokból származik, ezt cáfolta a kísérlet eredmény. Kiderült, hogy az ionizáció mértéke nő a magassággal, akkor is, ha a Napot leárnyákkolták, ebből arra következtettek, hogy egy úrből származó sugárzásról van szó. Valójában a sugárzás elsősorban a Naprendszeren kívülről, távoli galaxisokból származik, illetve a Napból. A sugárzás összetételét 2 amerikai fizikus, Carl. D. Anderson és Seth H. Neddermeyer határozta meg 1937-ben [2], a sugárzás másodlagos részecskéit vizsgálták, ekkor fedezték fel az müont¹.

A sugárzást legfőképp nagyenergiás protonok, illetve α részecskék és könnyebb atommagok alkotják. Ezek a légkörben kölcsönhatásba kerülnek az O és N atomokkal és részecskezápork keletkeznek a nagyenergiás nehézion ütközések során. Egy ilyen részecskezápor vázlatos rajza a 1 ábrán látható. Elsősorban pionok keletkeznek, a semleges pionból pedig két foton, a töltött pionok pedig elbomlanak egy müonra és egy

¹Elsőször azt feltételezték, hogy a piont találták meg.

müion-neutrínóra:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\mu\end{aligned}\tag{1}$$



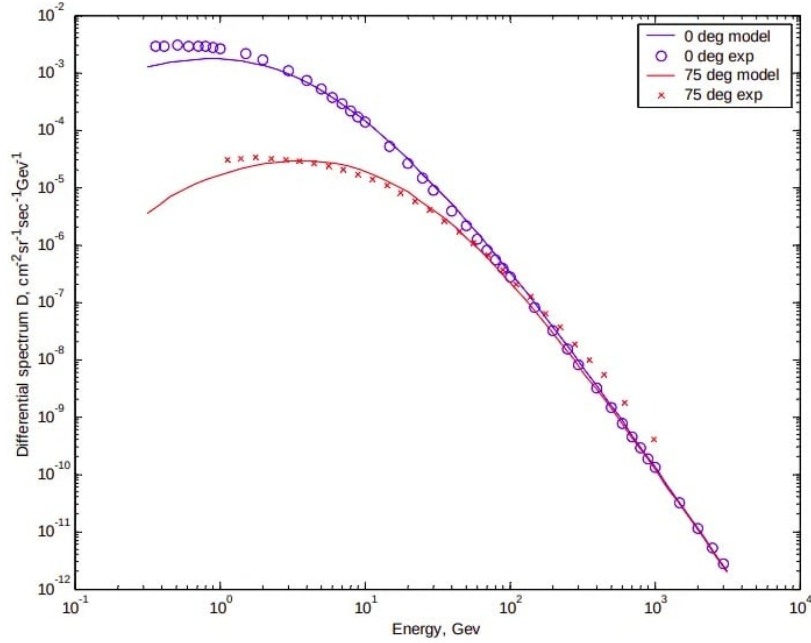
1. ábra. Egy részecskezápör, jól láthatóak a bomlási sémák.

A müionok a föld felszínére is eljutnak², a fluxusuk $\vartheta = 0$ zenit-szögnél körülbelül 1 müion/perc 1 cm^2 -en. A föld felszínén a fluxus zenit-szög szerinti eloszlása a következőképp írható le

$$\phi(\vartheta) = \phi_0 \cos^\alpha(\vartheta),\tag{2}$$

ahol $\phi(\vartheta)$ az adott ϑ zenit-szögnél mérhető müionfluxust, ϕ_0 pedig a 0° zenit-szögnél mért fluxust jelöli [3]. A koszinusz kitevőjének értéke a magasságtól és a müion energiájától függ, tengerszinten körülbelül $\alpha = 2$. Az eloszlás jellegét azzal lehet magyarázni, hogy minél kisebb a zenit-szög, annál kisebb utat tesz meg a részecske a felszín eléréseig, így kisebb a valószínűsége annak is, hogy elbomlik. A detektált müionok átlagos energiája 3-4 GeV, az energia-fluxus spektrum a 2. ábrán látható.

²Az élettartamuk $2,2 \mu\text{s}$, klasszikusan számolva 660 m-t tehetnének meg, azonban az idődilatáció miatt eljutnak a föld felszínére és az energiájuk függvényében a felszín alá is akár kilométeres mélységig, ez teszi alkalmassá a müiontomográfiát geofizikai alkalmazásokra.



2. ábra. A kozmikus müonok energia spektruma két különböző zenit-szögnél. A $\vartheta = 0^\circ$ zenit-szöghöz tartozó adatok forrása [4], a $\vartheta = 75^\circ$ -ű adatok pedig a [5] mérés eredményeiből származnak.

1.2. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása

Ha gyors töltött részecskék anyagon haladnak át akkor az áthaladó részecskék és a térfogat atomjai között Coulomb-kölcsönhatás lép fel, ennek hatására különböző folyamatok játszódnak le az áthaladó és a közeg részecskéi között.

1.2.1. Bethe-Bloch formula, lineáris energiaátadás

Az ütközések révén a részecskék energiát adnak át az anyagnak, ennek hatására a közeg atomjai vagy gerjesztődnek, vagy ha az átadott energia nagyobb az atom egy külső elektronjának kilépési munkájánál, akkor ionizáció történik. Mivel a müonok kevés energiát adnak le az anyagban, ezért a Coulomb kölcsönhatásnál a fékezési- és az átmeneti sugárzásnak sokkal kisebb a jelentősége. Az egységnyi hosszra jutó energia-veszteséget a Bethe-Bloch formula segítségével számíthatjuk ki:

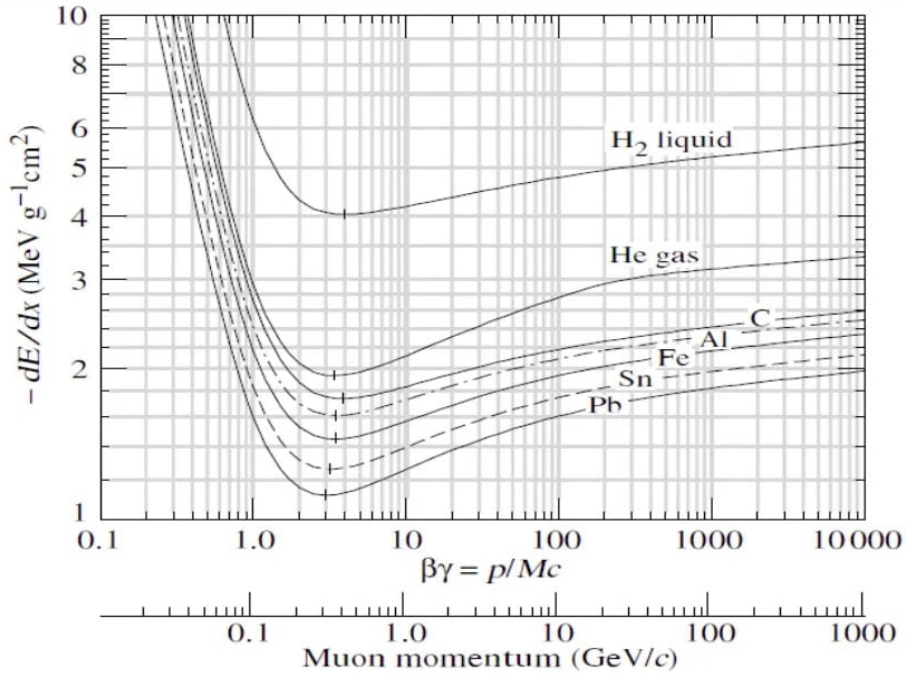
$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right], \quad (3)$$

$$\text{ahol } K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2}$$

A formulában N az Avogadro-szám, m_e és e az elektron tömege és töltése, E a közegbe érkező részecske mozgási energiája, $\beta = v/c$ a sebessége, Z közeg rendszáma és I a közeget alkotó atomok ionizációs potenciálja. A K konstans minden egységnyi töltésű részecskére $0,154 \text{ MeV g}^{-1} \text{ m}$. Az egy kölcsönhatás során maximálisan átadható energia E_m , a relativisztikus kéttest-kinematikából a következő módon lehet meghatározni:

$$E_M = \frac{2c^2 m_e \beta^2}{1 - \beta^2} \quad (4)$$

A formulából látszik, hogy, a leadott energia csak a részecske sebességétől függ, a tömegétől nem, illetve csak a közeg elektornjainak a hatását vesszük figyelembe a kölcsönhatás során. A 3. ábrán a különböző anyagokban mért Bethe-Bloch göbe látható.



3. ábra. Bethe-Bloch görbe különböző anyagban müonokra.

A görbéken látható, hogy a lassabb részecskék egy bizonyos sebességig több energiát adnak le, jobban ionizálnak, mint a gyorsabb részecskék, ez azzal magyarázható, hogy több idejük van a közeg elektronjaival való kölcsönhatásra. A görbéknek van egy minimuma $\gamma\beta \approx 4$ értéknél, ezeket a részecskéket minimum ionizáló részecskének, MIP-nek (minimum ionizing partiles) nevezik. A képletben a zárójelben megjelenő $2\beta^2$ -es tag a relativisztikus korrekció, a minimumérték után a kölcsönhatásban leadott energia növekedni kezd, egy tartomány után lassul a növekedés értéke, ahogy a részecskék sebessége nő.

A nagyenergiás részecskék Bethe görbéje egy konstans értékhez tart, amíg le nem lassul addig, amikor eléri azt az energia tartományt, ahol már a fékezési sugárzás lesz a domináns energiaveszteség. A dE/dx mennyiség a közegen áthaladó részecske töltésének négyzetével is arányos, így a különböző töltéssel rendelkezők szétválaszthatóak.

A müonok az anyagban a közeg elektronjaival való ütközések során vesztenek az energiájukból, az 1-1000 GeV-es energiatartományba esők átlagosan 2.2 MeV-et g/cm^2 -en. Ha az energiaveszteség elég nagy, a müonok elnyelődnek. Az 1 táblázat különböző energiájú müonokra azt a távolságot tartalmazza, amin elnyelődnek különböző anyag-típusokban.

anyag	sűrűség $[g/cm^3]$	Elnyelődési távolság $[m]$		
		0.3 $[GeV]$	3 $[GeV]$	30 $[GeV]$
H ₂ O	1.00	1.4	13.6	136.4
beton	2.50	0.5	5.5	54.5
vas	7.87	0.2	1.7	17.3
ólom	11.35	0.1	1.2	12.0
uránium	18.95	0.1	0.7	7.2

1. táblázat. 0.3, 3 és 30 GeV energiájú müonok elnyelődési távolsága különböző anyagokban.

1.2.2. Többszörös Coulomb szóródás

Ha egy töltött részecske közegen halad át, akkor a közeg atommagjainak elektromos terén a részecske kis szögekben szóródik. Ezáltal a részecske pályája egy sztohasztikus folyamat során eltérül az anyagban, ezt a jelenséget többszörös Coulomb szóródásnak hívják. A közegen szóródott müonok szögeloszlása jó közelítéssel Gauss eloszlást követ³.

$$f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}}. \quad (5)$$

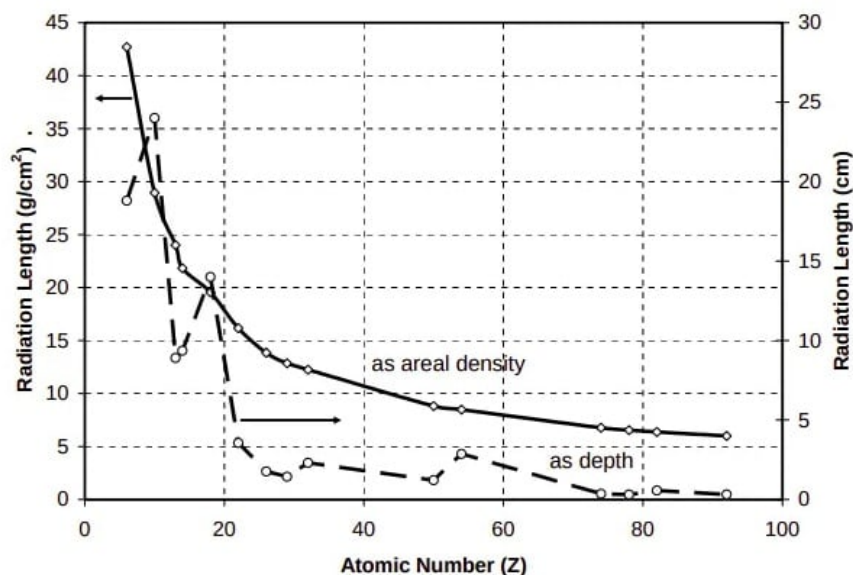
A formulában θ a szóródott müon függőlegessel bezárt szöge, az eloszlás átlaga nulla és σ_θ a szórás, amit a következőképp lehet kiszámítani

$$\sigma_\theta = \frac{13.6 MeV}{p} \sqrt{\frac{x}{x_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{x_0} \right) \right], \quad (6)$$

ahol p az impulzus MeV-ben, x az anyag vastagsága és x_0 pedig az anyagra jellemző

³az eloszlás középső 98 %-ára igaz ez[6], nagy szögű szórásoknál már Rutherford szórás lesz, de ettől függetlenül kezelhetjük Gauss-eloszlásként a jelenséget

sugárzási hossz. Sugárzási hossznak azt a karakterisztikus távolságot nevezzük, amelyen a bejövő részecske kezdeti energiája $1/e$ -ad részére csökken. Ez értelemszerűen azt jelenti, hogy egy kétszer akkora impulzusú részecske fele annyira szóródik az anyagon, a fele akkora impulzusú meg kétszer annyira. A sugárzási hossz függ a közeg Z rendszámától, annak növekedésével fordítottan arányos. A mennyiség kifejezhető hosszúság vagy felületsűrűség egységben, utóbbi esetben a sugárzási hossz a közeg rendszámának növekedésével monoton csökken, ha viszont hosszúság, vagy térfogatsűrűség egységben fejezzük ki, akkor függ a közeg halmazállapotától is, így a rendszám növekedésével nem tisztán monoton csökken, viszont továbbra is szorosan összefügg azzal. Ezt a 4. ábrára szemlélteti



4. ábra. Sugárzási hossz a rendszám függvényében. [7]

1.3. Detektorok bemutatása

Ebben a részben a kozmikus müonok detektálása során leggyakrabban alkalmazott detektorok típusairól és működési elvükről írok. A részecskefizikai detektorok egyik legfőbb feladata a részecskék minél pontosabb nyomkövetése és sebességük vagy energiájuk meghatározása, azáltal típusának beazonosítása. A töltött részecskék mágneses térben való eltérülése alapján meghatározható az impulzusuk, a részecskepálya alapján pedig akár a részecske keletkezési helye is.

A részecskék detektálása a detektorral való kölcsönhatáson alapul. Az elektromágneses kölcsönhatás valószínűsége jóval nagyobb, mint az erős, illetve gyenge köl-

csönhatáson alapuló jelenségeké, így a detektorok általában az előbbire alapoznak. A kozmikus részecskék detektálása során a legelterjedtebb detektorok ionizáció vagy fényjelenségek észlelésén alapulnak.

1.3.1. Szcintillációs detektorok

A részecskefizikában gyakran használt berendezések a szcintillátorok, jó hatásfokuk és időfelbontásuk, illetve kedvező áruk miatt. A szcintillátorok olyan kristályokból készülnek, amik a rajtuk áthaladó töltött részecskék leadott energiáját fényvillanássá alakítják. A szcintillációs kristályok molekulái gerjesztett állapotba kerülnek az áthaladó részecskék (vagy γ fotonok) hatására és egy foton kibocsájtásával gerjesztődnek le. Fontos, hogy az ionizáló részecskék leadott energiájával arányosa kibocsájtott fény intenzitása. A keletkező jelet fotoelektron sokszorozóval (PM) erősítik tovább. Több rétegben elhelyezett detektor segítségével a részecske pályája is meghatározható. A szcintillátorok anyaga átlátszó, készülhetnek szerves vagy szervetlen anyagból (léteznek szcintillációs folyadékok is), gyakoriak a plasztik és a NaI(Tl) berendezések. A PM cső érzékenysége miatt gyakran árnyékoló bevonattal látják el a detektorokat, hogy elkerüljék a természetes fény közvetlenül a sokszorozóba jutását. A detektortípus hátránya, hogy idővel a berendezés fényhozama így a hatásfoka romlani kezd magas hőmérséklet vagy mechanikai sérülések hatására, illetve a helyfelbontásuk sem túl jó.

1.3.2. Gáztöltésű detektorok

A gáztöltésű detektorok voltak az első eszközök, amiket radioaktív sugárzások vizsgálatára fejlesztettek ki a XX. században. A gáزدetektorok előnye a szilárdtest detektorokkal szemben, hogy mivel a töltőanyaguk kis anyagmennyiségű, a bejövő részecskék pályáját kevésbé módosítják a detektor anyagának molekuláival való ütközések, így pályameghatározásra alkalmasabbak. Ezen kívül olcsóbban legyárthatóak akár nagyobb méreteken is, viszont a fizikai körülményekre érzékenyebbek.

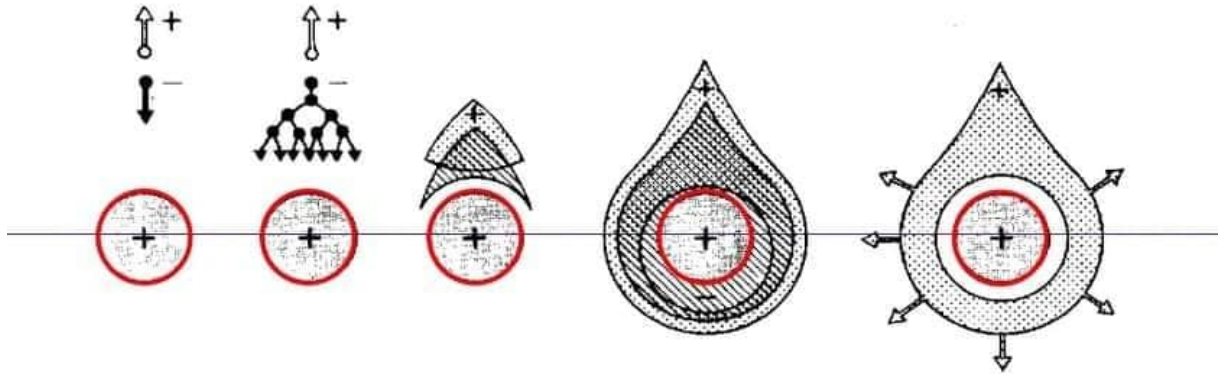
Az ionizációs kamrák a gáztöltésű detektorok egy típusa, amiknek működése a kozmikus részecskék ionizáló hatásán alapul. Egy töltött részecske egy gáztérfogaton áthaladva, ha elég nagy energiával rendelkezik, akkor elektron-ion párokat hoz létre, ionizálja a gázt⁴. A nagyenergiás müonok gáزدetektoron történő áthaladásukkor pár száz elektron-ion párt hoznak létre centiméterenként. 100 elektron töltése még nem elég nagy ahhoz, hogy kiolvassuk, ugyanis ekkora jelet nem lehet megkülönböztetni a

⁴Ezt nevezzük elsődleges ionizációnak.

kiolvasó elektronika és feldolgozórendszer háttérzajától, a jel további erősítésére van szükség. Az első berendezés, ami ezen az elven működött a Geriger-Müller cső volt [8]. Ez egy vékony, csőszerű földelt vezető hengerből áll, ami a katód szerepét tölti be. A cső gázzal van feltöltve, a cső a közepén egy vékony (100 mikron nagyságrendű) anódszál helyezkedik el, ami nagyfeszültségre van kapcsolva. A nagyfeszültség hatására a következő alakú elektrosztatikus tér alakul ki:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi Q} \frac{1}{r}, \quad (7)$$

ahol λ a szál vonalmenti töltéssűrűsége, ϵ a közeg elektromos permittivitása. Az elektromos tér hatására a detektoron áthaladó részecske által keltett elektronok az anódszál felé mozognak, a pozitív töltésű ionokat pedig ellentétes iányba. Az elektronokat a gáztomokkal való ütközések lassítják, így közel egyenletes sebességgel haladnak a gázban, ezt a folyamatot driftnek hívják. Az anódszálhoz közel már akkora a térerősség, hogy két ütközés között az elektronok elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy egy újabb elektront üssenek ki a gáztomokból, így új, további ionizációra képes szabad elektronok keletkeznek⁵. Ezek az elektronok is tovább gyorsulnak, amik szintén ionizálják a közeget. A folyamat többször megismétlődik, az elektronok száma exponenciálisan növekszik, egy úgynevezett Townsend-lavina képződik. A folyamatot az 5. ábra szemlélteti.



5. ábra. Az elektronlavina és a pozitív töltésű ionok keletkezése és időbeli fejlődése az anódszál körül [9].

Ezzel az folyamattal körülbelül 10^3 - 10^5 -es erősítést lehet elérni. Az lavinaképződés nagyságrendileg 10 ps alatt megtörténik, de a jel csak akkor észlelhető az anódszálon, amikor a pozitív töltésű ionok eléggé eltávolodtak attól.

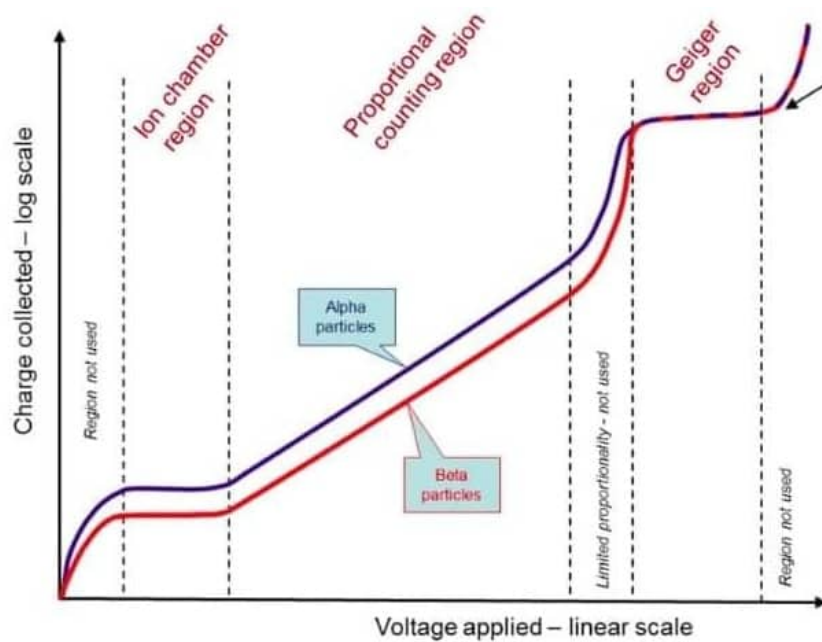
⁵Ezt nevezzük másodlagos ionizációnak.

A detektorokban alkalmazott gázkeverék legfőbb összetevője kedvező tulajdonságai miatt valamilyen nemesgáz. Egyatomosak, nem rendelkeznek forgási vagy rezgési módusokkal, így az ionizációból származó elektronok rugalmasan ütköznek a gáz atomjaival, az átadott energia teljes mértékben az elektron kiszabadítására fordul és a kis energia-veszteség miatt már alacsony anódfeszültségnél is tapasztalható erősítés. Leggyakrabban argont használnak, mivel előállítása olcsóbb, mint a kriptoné vagy a xenoné, de még megfelelő ionizációs potenciállal rendelkezik.

A nemesgázon kívül kioltó, úgynevezett "quenching" gázra is szükség van. A sokszorozás során az argon atomok gerjesztődnek és 11,6 eV energiájú UV fotonok kibocsátásával adják le a többletenergiát, és ezek az UV fotonok a katód felületéről elektronokat lökhetnek ki. A katód anyaga praktikus okokból leggyakrabban réz, aminek az ionizációs küszöbe 7,7 eV tehát tiszta argon használata esetén önfenttartóvá válna a lavina és a detektor működésképtelenné válna. Ennek megelőzése érdekében megfelelő arányban valamilyen sokatomos gázt kevernek a nemesgáz mellé ami elnyeli ezeket az UV fotonokat, legtöbb esetben szénhidrogéneket, azon belül is CO_2 gázt a kedvező ára miatt. A fékező- és nemesgáz arányától függ az erősítés mértéke is, általában 90:10 vagy 80:20 arányú keveréket használnak. Egy 82:18 arányú Ar- CO_2 gázban centiméterenként körülbelül 110 elektron keletkezik.

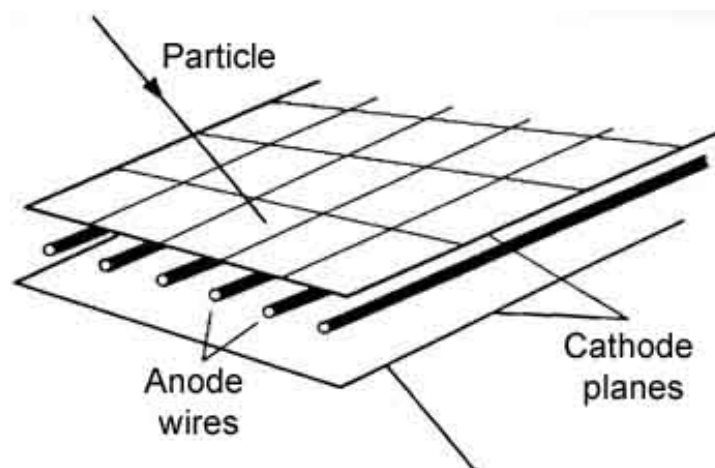
Az ionizációs kamrák az anódfeszültségtől függően eltérően működnek. Van egy kisfeszültségű tartomány, ahol még nem alakul ki elég nagy térerősség a szál közelében ahhoz, hogy a CO_2 gáz fékező hatását legyőzze, ekkor az ionizációból származó elektronok a szál felé driftelődnek és ezt a jelet mérjük erősítés nélkül. Proporcionális kamrákról beszélünk, ha a detektor egy jól definiált feszültségtartományon működik, ahol az ionizáló részecske leadott energiájával arányos felerősített jelet mérünk. Ha tovább növeljük az alkalmazott feszültséget, egy olyan tartományba érünk, ahol az mért jel bármekkora energiájú részecske esetén közel egyenlő, a GM csövek is ebben a tartományban működnek. A különböző feszültség tartományokat a 6. ábra szemlélteti.

1968-ban G. Charpak elkészített egy olyan gáztöltésű kamrát, ami lényegében sok proporcionális csőből állt. Az anódszálak egy síkban két katódlemez között, egy gáztérben voltak elhelyezve, mindegyik anódszál ugyanakkora feszültségre kapcsolva. Ez az úgynevezett MWPC (Multi Wire Proportional Chamber), a vázlatos rajzát a 7. ábra mutatja. Működési elvét tekintve nagyon hasonló a proporcionális szálakhoz, ugyan úgy az ionizáló részecske által keltett elektronlavina jelét erősíti és méri. A közös gáztér ellenére, a kapacitív csatolás miatt a kiolvasandó jel nem jelenik egyszerre az összes szálon, mert az ionizációk során keletkező pozitív ionoknak árnyékoló hatása van, a



6. ábra. Az ábrán α és β részecskék szerepelnek, de a feszültség tartományok jól kivehetőek.

jel csak az ahhoz közeli szálon lesz mérhető. Több detektort egymás alá helyezve a részecske pályája is rekonstruálható. Az MWPC-k előnye, hogy olcsón nagy felületű detektorok gyárthatóak, és felépítéstől függően mobilisak, viszont a gáz érzékenysége miatt, a nyomás- vagy hőmérsékletkülönbségek komoly hatással lehetnek a detektor hatásfokára.



7. ábra. Egy tipikus MWPC vázlatos rajza [9].

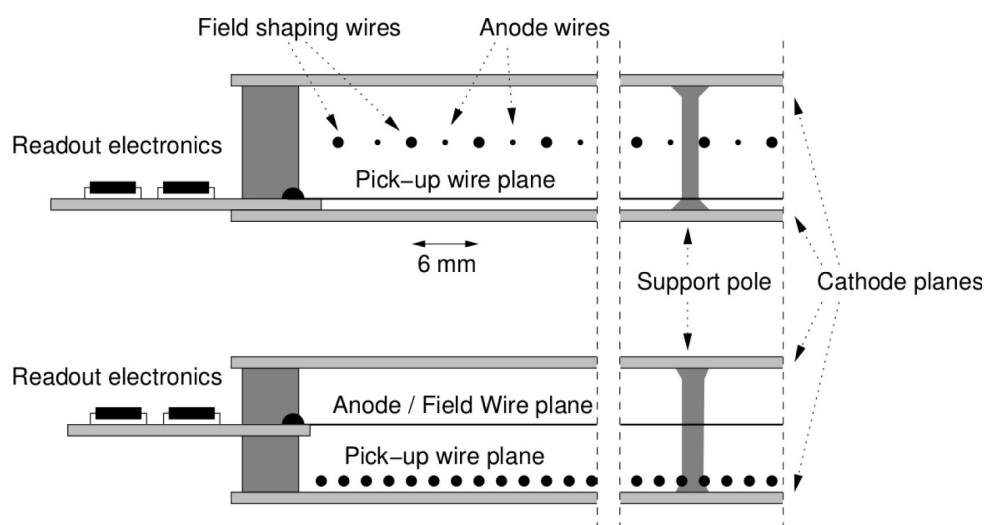
1.4. REGARD detektorok

A REGARD Csoport gáztöltésű részecskefizikai detektorok fejlesztésével foglalkozik a Wigner Fizikai Kutatóközpont Nagyenergiás Fizikai Osztályán. 2019 óta bekapcsolódtam a csoport munkálataiba és segítem a detektorok elkészítését és fejlesztését. A csoport több típusú detektort fejleszt (erről később ebben az alfejezetben), én főleg az MWPC-k építésében vettem részt.

A mérések helyszínétől és a mérések során rendelkezésre álló helytől függően több fajta detektort készít a csoport [13], a felületük szerint $80 \times 80 \text{ cm}^2$ -es (ezentúl 80-as), $120 \times 80 \text{ cm}^2$ -es és $50 \times 50 \text{ cm}^2$ -es detektorok is léteznek, előbbi kettő fizikai paraméterei a méretükön kívül megegyeznek, az utóbbi detektor a 80-as 2:3 arányú kicsinyítése. Ebben a fejezetben a 80-as detektorról fogok írni, ezek a detektorok látják el a MuonSecurity kísérlet tracking részét.

A detektor oldalfalai üvegszál-as epoxy rudakból készültek az alja és a teteje két földelt, 1.5 mm vastag rézbevonatú nyomtatott áramköri lapból készült katódlemezről áll. A gáztér vastagsága 22 mm , így a gáztérfogat körülbelül 14 dm^3 térfogatú. A detektor nagyjából közepén található egy szálsík, amit $100 \mu\text{m}$ vastagságú rézből készült úgynevezett térformáló szálak (Field Wire) és $20 \mu\text{m}$ vastagságú aranyozott volfram, úgynevezett érzékeny anódszálak (Sense Wire) alkotnak, ezek felváltva, egymástól 6 mm -re helyezkednek el. Van még egy szálsík, az alsó katódlemeztől 2 mm -re, a felső orientációjára merőlegesen, ezek szintén $100 \mu\text{m}$ vastagságú rézszálak (Pick Up), egymástól 4 mm -re. A 8. ábrán a detektor metszetei láthatóak a szálsíkokkal. A vakony anódszál végzi a gázerősítést és a jel amplitúdójának nagyságának mérését, erre $1600\text{-}1700 \text{ V}$ nagyfeszültség van kapcsolva, a vastag szálaknak pedig az elektronlavinát kiváltó elektromos teret formáló szerepük van. A térformáló szálak és az alsó szálsík végzik a beütések x és y dimenziójának megállapítását, így a detektorok alkalmasak egy időben digitális jelkiolvasásra és pozíciómeghatározásra 2 dimenzióban.

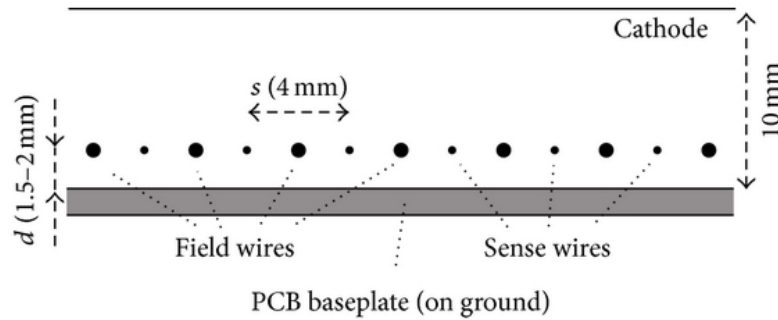
Mindegyik detektorban 64 térformáló és 63 érzékeny szál helyezkedik el, ezeket csatornánként olvassuk ki, a Pick Up szálakat hármassával. A szálakat pontforrasztással rögzítjük a helyükre, a forrasztások minősége különösen fontos, mivel a detektor működése közben a koronaeffektus és a csúcs hatás miatt rövidzárlat keletkezhet, ami tönkretelheti a detektort. Az elemeket kétkomponensű epoxy gyantával rögzítjük egymáshoz, figyelve arra, hogy a sehol se eressenek, ugyanis, ha oxigén jut a detektorba, akkor annak romlik a hatásfoka. Egy detektorrendszer általában 8 MWPC-ből áll, a detektorok gázrendszere össze van kötve, az első detektortól kezdve az utolsóig áramlik a gáz, így különösen fontos annak tisztasága. A detektorok terepi mérések során nagy nyomás- és



8. ábra. A REGARD csoport által épített 80x80 és 120x80 cm-es MWPC kamrák két oldalsó metszete.

hőmérsékletkülönbségeknek lehetnek kitéve, ami az alapvetően nagy mennyiségű gáz térfogatára komoly hatással van, így annak érdekében, hogy a detektorok ne sérüljenek, 3D nyomtatott PLA tartóelemekkel rögzítjük a katódlemezeket, ezek látszanak a 8. ábrán (Support Pole). A detektorok fel vannak szerelve kiolvasó elektronikákkal, amik a katódlap anyagával azonos rézbevonatú NYÁK lapokkal vannak árnyékolva.

Varga Dezső és Hamar Gergő kifejlesztettek [11] [12] egy új fajta asszimétrikus MWPC dizájnt, amit CCC-nek (Close Cathode Chamber) neveznek. A detektorok könnyebbek és strapabíróbbak az MWPC-knél és a helyfelbontásuk is nagyobb. A CCC detektorok méretei dizájntól függően a $6 \times 6 \text{ cm}^2$ -től a $50 \times 50 \text{ cm}^2$ -ig terjednek, a detektorok szintén nyomtatott áramköri lapokból készült katódlemezekből és üveg-szálalás epoxy lécekből készülnek. A szálsíkjaiban az MWPC-khez hasonlóan 20 mikron vastagságú aranyozott volfram szálak és 100 mikronos rézszálak találhatók. Ezekben a detektorokban nincs második Pick Up szálsík, ehelyett itt az alsó szálsíktól 1.5 mm távolságra lévő alsó katódlemez a szálsíkra merőleges 4 mm széles parkettákra (padekre) van osztva. Fontos különbség még, hogy a vastag térformáló szálak negatív feszültségen vannak, a pozitív szál körül kialakult ionfelhő tükrötöltése megjelenik a padeken, így ez a detektor is alkalmas 2 dimenziós jelkiolvasásra. A detektor metszete a 9. ábrán látható. A CCC-k is argon-széndioxid gázkeverékkel működnek. A szegmentált katódlemez előállítása drága, így nagy méretekben nem éri meg ezt a típust gyártani az MWPC-vel szemben.



9. ábra. CCC detektorok szálsíkja [11].

1.5. Müion detektorok az alkalmazott kutatásokban

A 1.3. alfejezetben szereplő detektortípusok egymás alatti rétegben való elhelyezéssel meghatározhatjuk az áthaladó részecskék háromdimenziós pályáját. A müionok nagy áthatolóképességük miatt könnyen áthaladnak nagy anyagmennyiségeken (például egy hegy, vagy vulkán) és eljutnak a földfelszín alá energiájuktól függően akár több száz méterre. Éppen ezért a geofizikában jól használhatóak egyéb módszerekkel nehezen vizsgálható objektumok feltérképezésére.

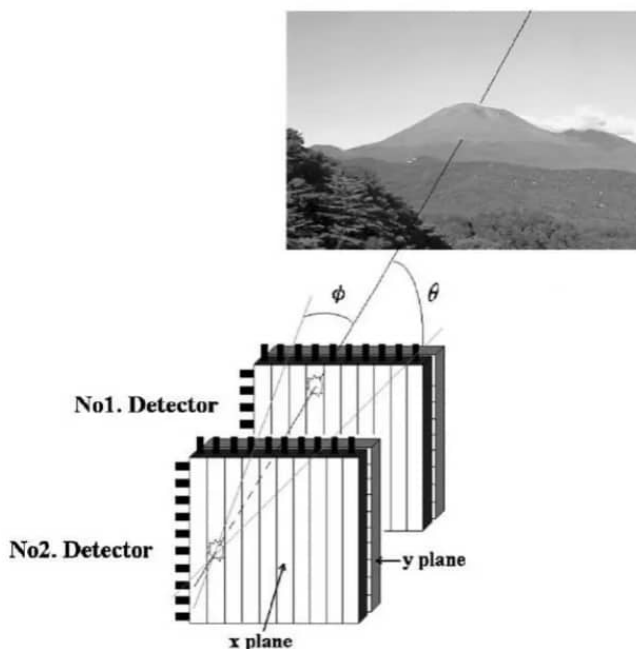
Ahogy az 1.2.1.-ben tárgyaltam, a kozmikus müionok áthatolóképessége az adott közegben függ a közeg elektronsűrűségétől, minél sűrűbb, annál több energiát veszít benne az áthaladó részecske. Ha meg tudjuk határozni egy adott irányból az áthatoló müionok intenzitását, és ismerjük a vizsgálandó objektum dimenzióit, akkor meghatározható a sűrűségterképe. Több irányból végezve a mérést a háromdimenziós sűrűségeloszlás is meghatározható, ezt inverzióknak hívják. A kozmikus müionokkal végzett anyagminőség vagy szerkezeti struktúra vizsgálatát müográfiának nevezzük.

Az első dokumentált müográfiai mérést E. P. George végezte [14], aki részecskedetektorok felhasználásával, a kozmikus müionok hozamát mérve meg tudta határozni a hóréteg vastagságát az ausztrál hegyekben lévő bányák felett.

A müográfia első geofizikai alkalmazását Luis W. Alvarez vezette kutatócsoport végezte, 1966-ban [15]. A Hafré-piramisban egy feltételezett kamra létezését szerették volna igazolni vagy cáfolni, ehhez a piramis belsejében elhelyeztek egy szikrakamrákból és szcintillátorokból álló rendszert, amikkel meg tudták határozni, és így a müionok fluxusát a kamra feltételezett helye alatt. Az egy évig tartó mérés első pár hónapja után a piramis körülbelül 20 %-át térképezték fel, fél év után a piramis tetején lévő mészkősapka dimenzióit is meg tudák becsülni. A mérés során bebizonyították, hogy nem létezik a keresett kamra. A Mexikóban található Nap-piramisban is végeztek

hasznló vizsgálatot 2008-ban [16].

A müográfia a geofizikai mérési módszereket egy merőben új elemmel egészíti ki, új információk illetve eddig nem megválaszolható kérdések váltak vizsgálhatóvá. Az utóbbi évtizedekben egyre változatosabb alkalmazásai jelentek meg a müográfiának a geofizikában, az egyik ilyen kísérlet az Asama-vulkánnál zajlott 2003 és 2007 között, H. Tanaka és munkatársai végezték [17], az összeállítás 2 szintillátorból állt köztük vas abszorberekkel, ezt a 10 ábra szemlélteti. A mérések során 30%-os pontossággal meg tudták állapítani a vulkán sűrűségeloszlását, így információt kaptak a magma helyztéről.

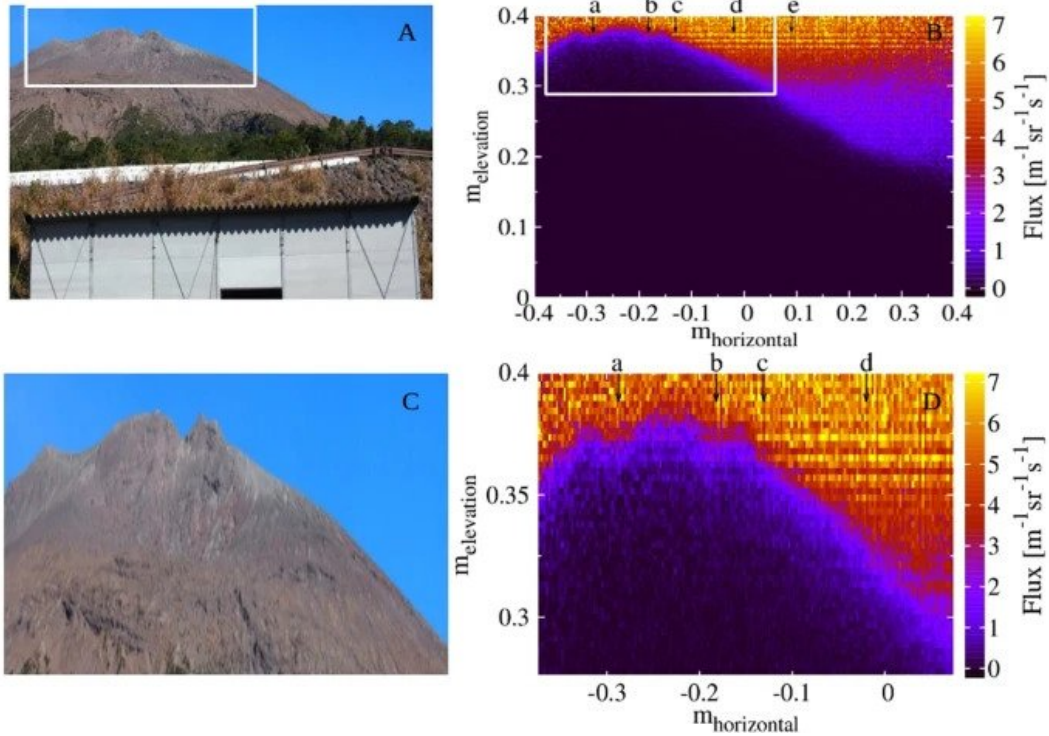


10. ábra. Az Asama-vulkánt vizsgáló kísérleti összeállítás [17].

A REGARD csoport MWPC detektoraival 2017-től aktívan folynak mérések a Sakurajima vulkánnál [18] [19], ami mára a világ legnagyobb müografikus rendszerévé nőtte ki magát. A több 8 "rétegű" modulból álló detektorrendszer a vulkántól 2,8 km-re, közel vízszintes állásban mér, és mivel ilyen szögben a fluxus $\cos^2$ -es jellege miatt nagyon kevés müon érkezik, a mérések nagyon hosszú időtartamúak, így a dinamikai mérésekhez az aktív felületet jelentősen növelték. A detektorok között ólom abszorberek helyezkednek el, amikre azért van szükség, hogy az elektronok alkotta hátteret kiszűrjék. A mérés első szakaszának végére készült 2.7 milliradián szögfelbontású müonfluxus térkép a 11. ábrán látható. A detektorrendszert folyamatosan feljeszti a kutatócsoport. Az évek alatt a környezeti hatásoknak egyre jobban ellenálló, mobili-

sabb egységet sikerült fejleszteni.

A kutatócsoport detektoraival (mind MWPC-kkel mind CCC-kel) több magyarországi barlangban is folynak föld alatti mérések, többek közt a Királylaki- és az Ajándék barlangban, vagy a Sátorkőpusztai-barlangban [20] [21]. A Budai-vár alagútjaiban jelenleg egy összetett mérés folyik, amik a vár alatti alagútszerveket és kamrákat vizsgálják.



11. ábra. A Sakurajima vulkánról készült fotók (A és C) és az első nagy felbontású müográfiái képek (B és D) [19].

1.6. Müonok szóródásán alapuló vizsgálati lehetőségek

Az előző alfejezetben bemutattam, hogy a müonfluxus mérésen alapuló vizsgálati módszerek alkalmasak lehetnek nagy kiterjedésű objektumok sűrűségeloszlásának meghatározására. 2003-ban a Los Alamosi Nemzeti Laboratóriumban K. N. Borozdin kutatócsoportja kidolgozta egy új vizsgálati eljárás alapjait, az úgynevezett Muon Scattering Tomography-ét (MST) [22], ami nem a müonok elnyelődését, hanem a részecskék a vizsgálandó céltárgyban történő többszörös szóródását használta fel. A 1.2.2. fejezetben leírtak szerint a kozmikus müonok anyagon történő szóródása egy, a közeg rendszámától és méretétől függő sztohasztikus folyamat, ami jó közelítéssel

leírható egy Gauss-görbével. Az eloszlás szórása a (6) egyenlet logaritmikus tagjának elhagyásával

$$\sigma_\theta \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{p} \sqrt{\frac{x}{x_0}}, \quad (8)$$

ahol x a közeg vastagsága, x_0 pedig a sugárzási hossz. Ezek alapján, ha pontosan meg tudjuk mérni egy céltárgyon áthaladó müonok pályáját, akkor a szóródás mértékéből következtetni lehet a vizsgálandó objektum anyagára és dimenziójára. Különböző energiájú müonok 10 cm anyagon való szóródását a 2. táblázat mutatja *milirad* egységekben.

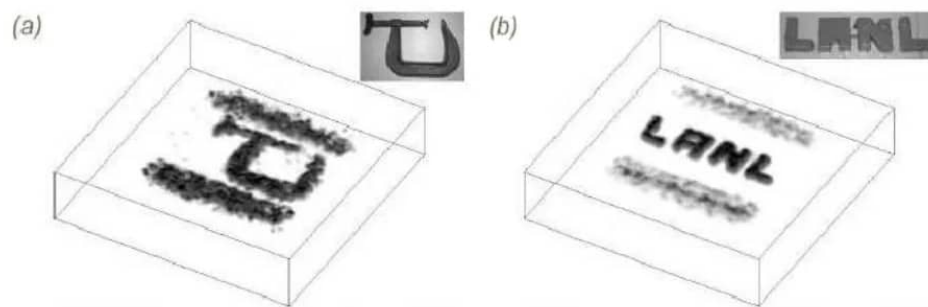
anyag	sugárzási hossz [cm]	Müonok átlagos szóródási szöge [<i>milirad</i>]		
		0,3 [GeV]	3 [GeV]	30 [GeV]
H ₂ O	36,1	26,3	2,6	0,3
beton	10,7	48,3	4,8	0,5
vas	1,76	119,2	11,9	1,2
ólom	0,56	211,3	21,1	2,1
uránium	0,32	279,5	28,0	2,8

2. táblázat. 0.3, 3 és 30 GeV energiájú müonok szóródása 10 cm anyagmennyiségén

A Los Alamosi kísérlet motivációja az volt, hogy kidolgozzanak egy passzív vizsgálati eljárást, ami rövid időn belül képes nagy rendszámú, akár ólommal leárnyékoltnukleáris anyagok beazonosítására kamion méretű rendszerekben. A kísérlet során 4 drift kamrát és vaslemezeket használtak, a vizsgálandó objektum 2-2 detektor között volt, a detektorok között vas szórócentrumok helyezkedtek el. A detektorok felbontása 400 mikron volt, a szögmérés pontossága kb 2 milirad, így a beérkező müonok impulzusát körülbelül 50% bizonytalansággal tudták mérni. Az első mérések eredménye a 12. ábrán látható, egy vasból készült szerszámot és ólomból kirakott feliratot vizsgáltak. A különböző típusú anyagok más intenzitással jelennek meg a képeken, a referencia-ként elhelyezett 2-2 vasgerenda anyaga és vasagsága körülbelül egyezik a szerszámmal, viszont az ólomból kirakott betűk árnyéka jóval sötétebb.

A kísérlet bebizonyította, hogy ez az újfajta eljárás alkalmas lehet biztonságtechnikai mérésekre, kis, közepes és nagy rendszámú anyagok elkülönítésére. Azóta több kísérletet is végeztek hasonló elven, vizsgáltak nukleáris hulladékot ([23]), illetve sikerült egy atomreaktor belső szerkezetét megvizsgálni [24]).

A módszer egyelőre még biztonságtechnikai mérésekre a gyakorlatban nem használható, számos leküzdendő akadály van még a területen. A kis bizonytalanságú következtetéseket megnehezíti az, hogy a müonok impulzusa (energiája) között több nagy-



12. ábra. A szerszám és az ólomból kirakott LANL (Los Alamos National Laboratory) felirat képe[22].

ságrendbeli különbség lehet, ennek pontos becslése nehéz feladat. Eldöntendő kérdések megválaszolására, mint például azt, hogy egy rendszer tartalmaz-e nagy rendszámú anyagot, már rövid, párszor 10 perces mérések is alkalmasak lehetnek a jövőben, azonban egy vizsgált minta belső szerkezetének pontos feltérképezéséhez hosszú lefutású mérések szükségesek. A Muon Scattering Tomography a napjainkban egy aktívan kutatott terület.

2. A MuonSecurity kísérlet bemutatása

A REGARD csoport megépítette a saját, müonok többszörös szóródásának mérésén alapuló kísérletét, a MuonSecurity-t. A korábban végzett kísérletek megmutatták, hogy ez az új irány alkalmas lehet anyagvizsgálatra, különböző rendszámú anyagok megkülönböztetésére, viszont az, hogy a módszer mennyire alkalmazható a gyakorlatban, hol vannak a határai, mekkora minimális bizonytalansággal lehet akár a beérkező müonok impulzusát megmondani, mennyi idő alatt lehet kvalitatív és kvantitatív információt szerezni a vizsgált mintáról, még nem tisztázottak.

A MuonSecurity egy összetett mérőrendszer, jó hely- és szögfelbontással rendelkező detektorok alkotják több szórócentrummal közöttük. A motiváció a kísérlet mögött az, hogy megépítsünk egy "kellőképp" bonyolult rendszert, ami képes lehet kis bizonytalanságú mérések rövidebb idő alatt történő elvégzésére.

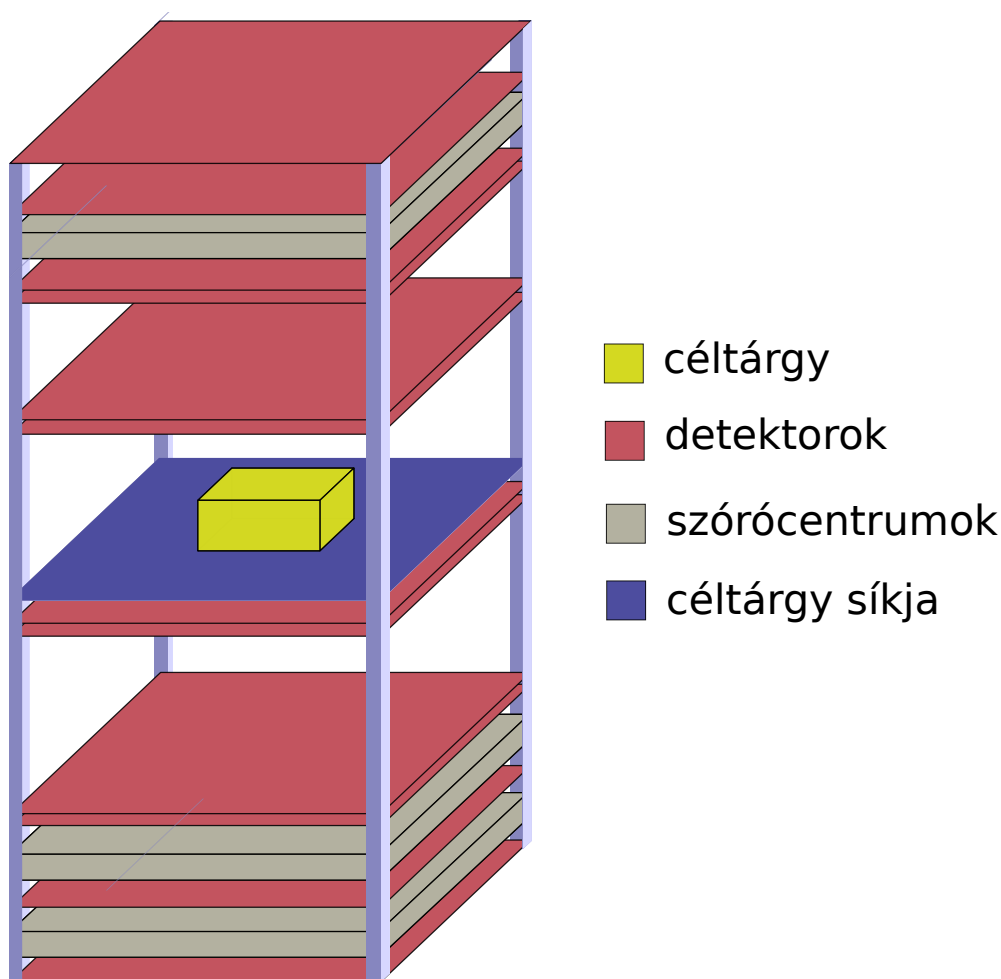
2.1. Mérési elrendezés

A MuonSecurity-t 12 darab az 1.3. fejeztben bemutatott 80-as detektor alkotja, illetve három réteg vas szórócentrum van elhelyezve a detektorok köze, ebből egy a detektorrendszer tetejétől 50 *cm*-re, kettő pedig a berendezés alján helyezkedik el. Ezeknek a segítségével becslést lehet adni a beérkező müonok impulzusára, az alsó kettő gyakorlatilag kaloriméterként működik, ezek segítségével meg lehet határozni a vizsgálandó minta összetételét. A berendezés teljes magassága 3 *m*, a céltárgysík, ahová a vizsgálandó térfogatot helyezzük 1220 *mm* magasságban van, az elrendezés vázlatos rajza a 13. ábrán látható. A rendszert egy préselt lemezekből készült keret tartja össze, ez látszik is a kiértékelés során (erről részletesebben a megfelelő fejezetben). A rendszer 1700 *V* feszültségen működik, a töltőgáz 82:18 arányú argon és széndioxid, ami folyamatosan lassan áramlik át a detektorokon.

A detektor térformáló szálai egymástól 12 *mm*-re helyezkednek el, ezekről olvassuk ki a beütések pozícióját, így a detektorok helyfelbontása meghatározható, ha összevetjük az egy detektorra a müonok beütésének helyéből kapott valódi pozíciót, és a kiértékelés során a müonok pályájára illesztett egyenes extrapolálásából kapott pozíciót, ez körülbelül $\Delta x \approx 6$ *mm*-nek adódik. A rendszer szögfelbontását pedig az alábbi módon tudjuk becsülni:

$$\Delta\theta = \frac{2\Delta x}{h\sqrt{n}} \quad (9)$$

ahol a h a méréstartomány, amit a detektorok lefednek. Így a szögfelbontásra kb 8 $mrad$ adódik.



13. ábra. A MuonSecurity kísérlet vázlatos rajza. A rendszert 12 darab 80x80-as MWPC detektor alkotja, illetve 3 réteg vas szórócentrum. Az ábrán minden vörös síklap 1 detektornak felel meg

2.2. A vas abszorberek szerepe

A detektorok között elhelyezett vas abszorber rétegek lehetőséget nyújtanak arra, hogy a berendezéssel anyagklasszifikációt tudjunk végezni. A felső (első) szórócentrum 2 cm, a céltárgysík alatti (második) 4 cm, az utolsó detektor alatt elhelyezkedő (harmadik) pedig 8 cm. Praktikus okokból használunk vasat és nem ólmot, sokkal olcsóbb, mint az ólom, jó szórótlajdonságokkal rendelkezik (kis sugárzási hossz), és kevésbé szennyező.

Attól függően, hogy a beérkező müonok meddig jutottak el, hányadik vas abszorber rétegen nyelődtek el, attól függően információt gyűjthetünk a részecskék impulzusáról (energiájáról⁶). A (8) egyenletből látszik, hogy ha szét tudjuk választani az eseményeket az impulzusuk szerint, akkor az különböző impulzusú részecskék szóródásának jellege közötti különbségből következtetni tudunk az anyagra jellemző sugárzási hossza, ha tudjuk a vizsgált céltárgy vastagságát.

2.3. Az adatgyűjtés

A bevezetőben leírtak szerint a detektorok a müonbeütéseket a gázerősítés révén mérhető jellé alakítják, a detektorok saját szűrő és erősítő elektronikáinak analóg jelét pedig 3 felé osztja a kiolvasó rendszer, ADC (Analog-to-Digital Converter), Trigger és Analóg jellé. A kiolvasást az úgynevezett DAQ (Data Acquisition System) irányítja, ez egy RaspberryPi által vezérelt, az összes detektor jelét gyűjtő egység. A kiolvasás menete a következő; ha egy detektor Trigger jele nagyobb a beállított küszöbértéknél, akkor a rendszer egy 5 V-os TTL jelet küld a DAQ-nak, ez lényegében egy digitális 1-es. Az, hogy hány detektor Trigger jele kell 1 legyen egyszerre, előre definiált, csak akkor indul meg az esemény kiolvasása, ha ez a koincidencia beállítás teljesül. Ebben az esetben a DAQ egy Start jel indításával elkezd kiolvasni a triggerelt detektorok vékony anódszálak ADC jelét, illetve azokat a Sense Wire és Pick Up Wire szálak jeleit, amik a részecske hatására megszólaltak [25]. A kiolvasás körülbelül 100 μs -ig tart, közben a DAQ a RaspberryPi-nak egy jelet küld, ami blokkolja a folyamat során esetleg beérkező triggereket. A rendszer által 1 s alatt detektált müonok számát a következők szerint lehet kiszámítani:

$$N = F \cdot A \cdot \Omega \cdot t \cdot \eta, \quad (10)$$

ahol F a kozmikus müonok fluxusa, A a az érzékeny felület, Ω a szögtartomány, ahol mérünk, t az idő és η a hatásfok. Tengerszinten a fluxus nagyságrendileg $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, a detektorok felülete $0,64 \text{ m}^2$, a szögtartomány $\frac{0,64 \text{ m}^2}{(1,5 \text{ m})^2} = 0,28 \text{ sr}$, a hatásfok pedig ilyen triggerbeállítások mellett közel 1. Ezek alapján körülbelül 18 eseményt detektálunk másodpercenként⁷. A kiolvasáshoz szükséges idő nagyságrendekkel kisebb, mint amennyi átlagosan eltelik két esemény között, a detektorok kiolvasása során nem vesz-tük adatot.

⁶Relativisztikus közelítésben a müonok impulzusa és energiája megegyezik.

⁷Ezt le tudjuk ellenőrizni, a kiértékelés során pontosan tudjuk, hogy a mérés ideje alatt hány eseményt észleltünk, ez alapján helytálló a számolás.

2.4. A berendezés működése, a képalkotás folyamata

A berendezés működési elve a következő. A céltárgysíkra helyezett mintán vizsgáljuk a müonok szóródását úgy, hogy megmérjük a céltárgy előtt és után a részecskék pályáját. Abban a régióban, ahol a céltárgy található, átlagosan nagy szögben szóródnak a müonok. A céltárgysíkról készített nagy szögű szóródások térképe kirajzolja a céltárgyat.

A MuonSecurity alsó régióiban található abszorber rétegekkel különböző impulzus-kategóriákra tudjuk osztani a müonokat az alapján, hogy eljutottak-e addig, elnyelődtek-e rajtuk, vagy hogy mekkora szögben szóródtak ezeken. A különböző impulzusú müonok szóródási képei alapján lehet a céltárgy anyagi minőségéről információt szerezni.

3. Eredmények

A munkám során a MuonSecurity berendezéssel való képalkotás alapjait vizsgáltam, ennek a legfontosabb része a kiértékelő program megírása volt. Az 3.1. fejezetben berendezés felépítését és a Tracking szoftver adatainak feldolgozását mutatom be, a 3.2. fejezetben pedig a képalkotás folyamatát, a kiértékelő program működését. A 3.2.3 fejezetben megvizsgálom a képalkotás mélységélességét, ami lehetőséget ad a céltárgy függőleges dimenziójának vizsgálatára még így, két dimenziós képalkotás során is. A 3.4. fejezetben a MuonSecurity berendezés egyik legfontosabb újítás, a müonok impulzus szerinti szeparációját vizsgálom, a 3.5. fejezetben pedig a különböző impulzusú eseményekkel való képalkotás alapjait.

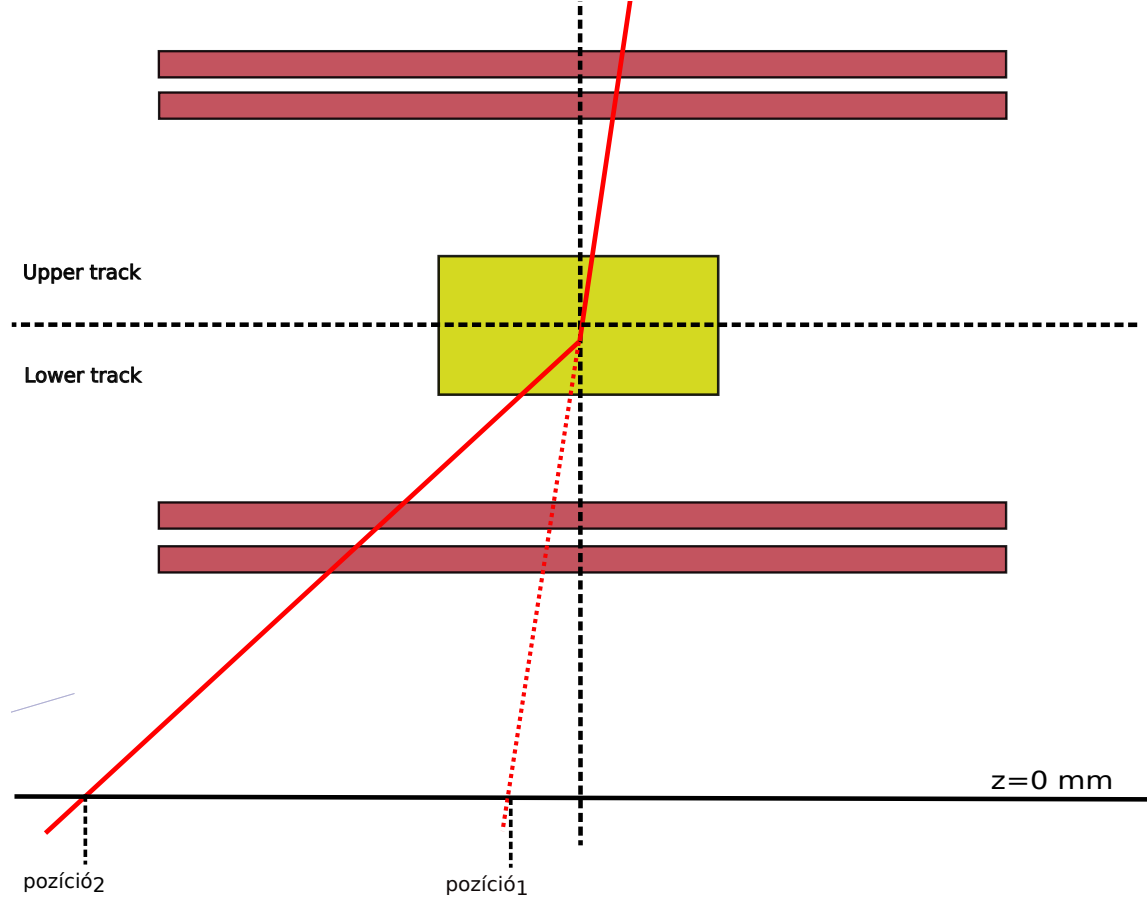
3.1. Müon nyomkövetés

A MuonSecurity berendezéssel be szeretnénk azonosítani a céltárgyon szóródott müonokat és meg szeretnénk mérni a szóródások szögét. Ehhez az kiértékelés során a mérési tartományt 4 részre osztottam, a detektorokat alulról számozva 1-től 12-ig, a tartományok a következők:

- Incoming: Ez a két legfelső, a 11-es és 12 detektor 50 cm-es tartománya. A két detektor közül mindkettő meg kell szólaljon, hogy eseménynek tekintsük.
- Upper: Ez a 7-os, 8-es, 9-as, és 10-es detektor által lefedett 70 cm-es tartomány, amin a részecskék azelőtt haladnak át, mielőtt szóródtak volna a vizsgált céltárgyon. 3-as koincidenziát követelünk meg a trackektől.
- Lower: Ezt a 80 cm-es tartományt a 3-as, 4-es, 5-ös és 6-os detektor fedi le, itt haladnak át a müonok a szóródás után.
- Absorber: Ez az előző tartomány, kiegészítve az alsó két detektorral, az 1-essel és 2-essel. A tartomány 115 cm, itt a 6-ból 5 detektor kell megszólaljon.

Eseménynek nevezek minden kiolvasást, azaz mikor a detektoron müon haladt át. A nyers adatokat a csoportban használt Tracking szoftveren futtatom át először, ami a kívánt tartomány detektorainak klasztereire a legkisebb négyzetek módszerével egyeneseket illeszt (zajok szűrése végett a legjobb illesztéseket tartja meg). A kiolvasás során mindegyik eseménynek adunk egy egyedi azonosítót (EventId), begyűjtjük azt, hogy hány detektor tartományon haladt át (Incoming, Upper, Lower, Absorber), mindegyik tartományra vett illesztés paramétereit, a meredekségét 2 dimenzióban (SlopeX

és SlopeY), illetve az illesztett egyenes $z = 0$ síkkal vett metszetét (PosX,PosY), valamint az illesztés "jóságát" számszerűsítő χ^2 értéket. (Ezt szemlélteti a 14. ábra.)



14. ábra. A céltárgyon való szóródás 1 dimenzióban. Az ábrán pozíció_1 -gyel jelöltem az Upper track-re illesztett egyenes metszéspontját a $z = 0$ síkkal, pozíció_2 -vel pedig a Lower trackre illesztett egyenesét. A szóródás szögének nagysága csak szemléltetés jellegű.

Az, hogy milyen kioncidencia beállítást használunk, nyilván hatással van a rendszer hatásfokára, azaz hogy egy N detektorból álló rendszeren átmenő részecskét hány (x) kamrán észlelünk. Ezt a binomiális eloszlás szerint lehet meghatározni:

$$P(x/N) = \sum_{k=0}^{N-x} \binom{N}{k} \cdot \eta^{N-k} (1 - \eta)^k, \quad (11)$$

ahol η a trigger hatásfok, értéke $\eta = 0,985$. Ezek alapján, ha például egy négy detektorból álló track-től, 3-as koincidenziát követelünk meg, a hatásfok közel 1 lesz.

A triggerbeállítás a detektorrendszer látószögére is hatással van, ezt a következőképp tudjuk kiszámítani:

$$\alpha_{\text{látó}} = \arctg\left(\frac{d}{h}\right), \quad (12)$$

ahol h a kamrák által lefedett mérésstartomány, d pedig a detektor szélességének a fele, ez a 80-as detektoroknál 40 cm . Az Upper tartomány látószöge körülbelül $29,7^\circ$.

3.2. A kiértékelő eljárás

A fenti tracklet-ek alapján meg lehet határozni a müonok szóródási szögét, illetve a szórócentrumok helyét. Ezek alapján a képalkotási eljárás lépéseit az alábbiak szerint alkottam meg:

1. Az előző alfejezetben leírtak szerint a detektorrendszer különböző tartományain áthaladó müonok detektorokon hagyott "nyomára" egyenest illeszttek, az egyenes paramétereiből kiszámolható, hogy a $z = 1220 \text{ mm}$ -en található a céltárgysíkot hol metszi.
2. Kizárjuk azokat az eseményeket, amiknél az Upper és Lower track céltárgysíkkal vett metszéspontja nem egy meghatározott távolságon belül vannak, mivel azok vélhetően nem egyetlen müon céltárgyon való szóródásából adódtak.
3. Mivel a szóródás egy sztohasztikus folyamat, a levegőn, illetve a detektorokon is szóródhatnak nagy szögben a müonok. Ez kisebb valószínűséggel történik meg, mint az, hogy a nagyobb rendszámú és nagyobb anyagmennyiségű céltárgyon szóródnak, éppen ezért, ha kizárjuk azokat az eseményeket is, amiknél a szóródás egy általunk meghatározott értéknél kisebb, akkor feldúsíthatjuk a céltárgyon történt szóródásokat a kiértékeléshez.
4. Végül a kétdimenziós képalkotáshoz felosztjuk a céltárgy síkját parkettákra és minden egyes parkettánál megszámoljuk, hogy mennyi, a feltételeknek megfelelő esemény történt, majd normáljuk a parkettára érkező összes beütéssel.

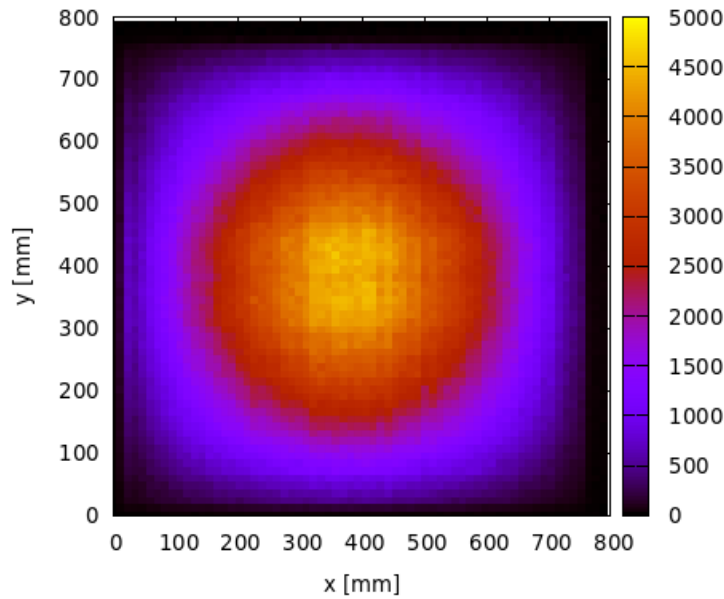
Az alábbi alfejezetekben ezeket a kiértékelési lépéseket és részleteit mutatom be.

3.2.1. Konzisztencia vizsgálat

A szóródási folyamatok sztohasztikus jellege miatt fontos, hogy a mérések során annyi információt tudjunk összegyűjteni, amennyiből valós statisztikát csinálhatunk. Ismerjük a detektor dimenziójától függő detektálható fluxust, viszont fontos kérdés, hogy mekkora részekre érdemes felosztani a síkot, hogy még megfelelő mennyiségű adatunk legyen egy-egy parkettára. Egy kamra helyfelbontása a 2.1. fejezet szerint 6 mm , így egy a 4 kamrás Upper track helyfelbontása

$$\Delta x_{4\text{ kamra}} = \frac{6\text{ mm}}{\sqrt{4}} = 3\text{ mm} \quad (13)$$

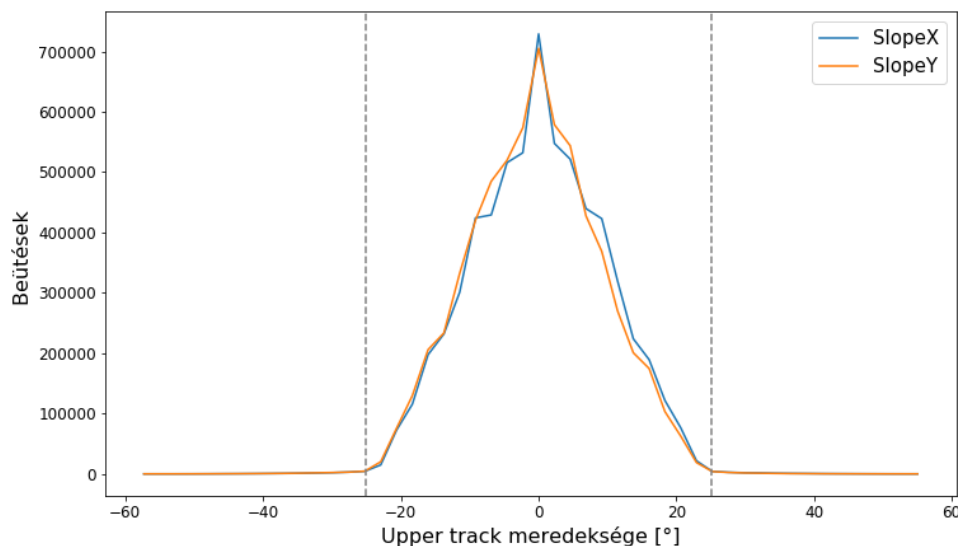
Realisztikus mérések esetén a megfelelő statisztikához ezen legkisebb értéknél nagyobbat érdemes választani, mivel a detektorokban a térformáló szálak távolsága 12 mm (az érzékeny szálaké is ekkora), 1 pad méretére is ennyit vettem. Így a 800 mm -es teljes mérőfelületet 67 parkettára osztottam fel, így még elég jó felbontást lehet elérni, és megfelelő mennyiségű statisztika is rendelkezésemre áll. A 15. ábrán egy így készült beütéstérkép látható.



15. ábra. Beütéstérképe egy 7 napos mérésnek. Látszik, hogy egy kb 50 centis tartomány az, ahonnan még elég adat származik, a detektorok széle felé haladva pedig egyre kevesebb. A kiértékelés során ezt a tartományt (a képen a feketével ábrázolt részt) nem tudtam használni.

A 16. ábrán az Upper trackek szögeloszlása (meredekségeloszlása) látható. Az eloszlás levág 26° -nál, ez konzisztens a 3.1. fejezetben kapottakkal nagyobb szögek felé

a beütésszám az effektív felületnek megfelelően csökken.



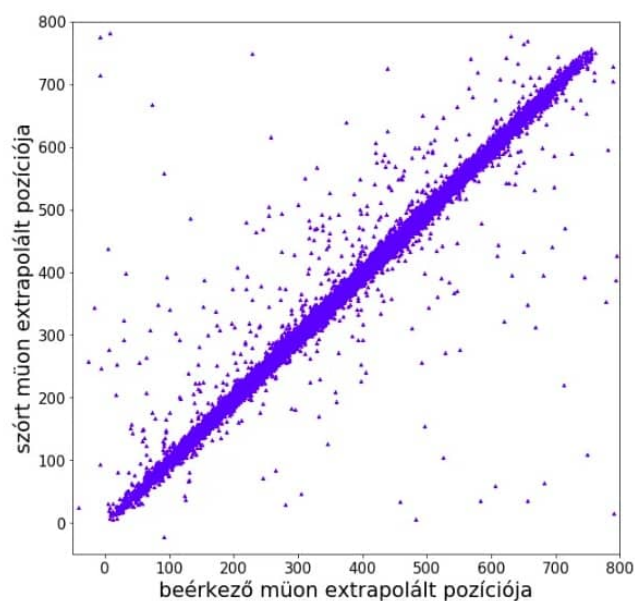
16. ábra. Az Upper trackek meredekségnek (a tangensek különbségének) hisztogramja fokban.

3.2.2. Összetartozó események kiválasztása

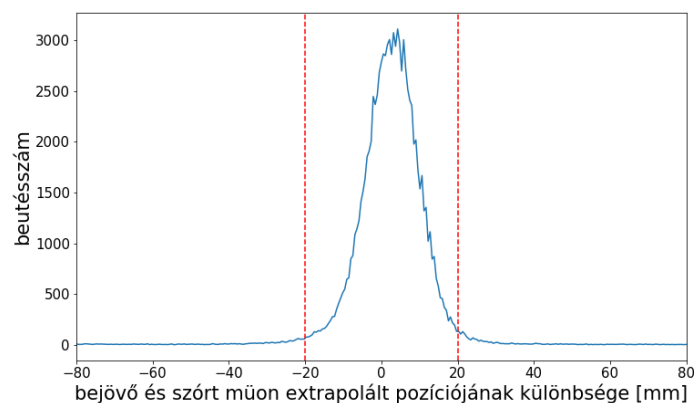
A Tracking szoftver egyenest illeszt a feltételezett pályára. Ezek nem mindig egyetlen müon céltárgyon történő szóródását jelentik, megtörténhet, hogy egy pillanatban több müon is érkezik a detektorokra (tekintve, hogy, ahogy a 2.3. fejezetben kiszámoltam, 18 müon érkezik másodpercentént, ez megtörténhet). Ezeket az eseményeket ki kell szűrni.

A 17. ábrán látható az Upper és a Lower trackekre illesztett egyenesek céltárgysíkkal való metszéspontjának keresztkorrelációja. Látható, hogy a legtöbb esemény egy adott távolságon belül helyezkedik el, ezek az összetartozó események. Ez a távolság a detektoraink helyfelbontásától függ (illetve másodrendben a céltárgy vastagságától).

A 18. ábrán a koordinátakülönbségek eloszlása látható, a bal ábrán a teljes tartományra véve, a jobb ábrán pedig egy kisebb tartományon látható a szemléltetés kedvéért. A vágást 20 mm-re raktam, a piros szaggatott vonalak jelzik a helyét. Ennél nagyobb koordinátakülönbségre nem érdemes vágni, sokkal kisebbre sem, mert statisztikát vesztenénk.



17. ábra. Az Upper és a Lower trackek céltárgysíkkal való metszéspontjának kereszt-korrelációs ábrája.



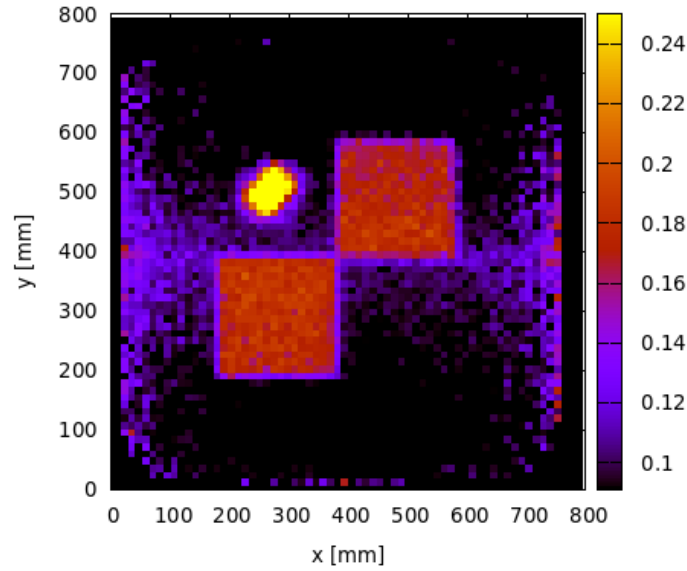
18. ábra. Mindkét ábrán a koordinátakülönbségek eloszlása látható, a jobb oldalin a vágás helyének szemléltetéséért belenagyítva.

3.2.3. Szórásérősség, és annak kétdimenziós eloszlása

A 3.2. fejezetben leírtak szerint, a képalkotás úgy történik, hogy beazonosítjuk a régiókat a céltárgysíkon, ahol nagy számú, általunk meghatározott értéknél nagyobb szórást történik. Ezzel viszont az a baj, hogy a céltárgysík közepén, ahol sokkal több eseményt detektálunk, mint a detektorok szélén, statisztikus okokból is több ilyen esemény lesz. Éppen ezért, bevezetünk egy új mennyiséget, a **szórásérősséget**. Ez lényegében egy paden (vagy térfogat egységen) mért nagyszögű szóródások száma, elosztva az összes eseménnyel, amit a paden (térfogategységen) detektáltunk.

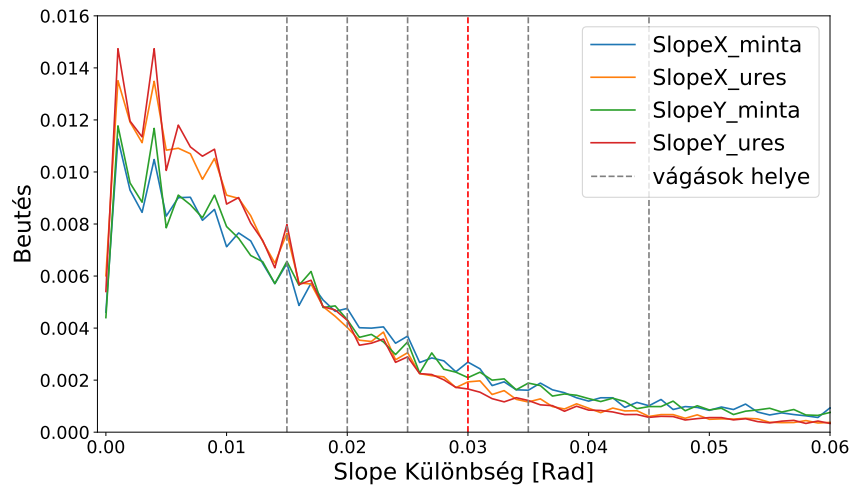
$$\lambda_c = \frac{\sum \Theta(|S_{upper}^i - S_{lower}^i| - c)}{N} \quad (14)$$

ahol N a beütések száma az adott paden. Ha a detektor teljes felületén meghatározzuk a szóráserrőséget, akkor a λ térképe kirajzolja a céltárgyat. Ez a mennyiség felfogható egy valószínűségként is, ami azt adja meg, hogy egy felületegységen mekkora valószínűséggel történtek nagyszögű szóródások. A 19. ábrán egy ilyen eloszlás látható, 30 *milirad* minimum meredkségekülönbséget követeltem meg az Upper és Lower trackektől. Céltárgyként 2 vastéglát, illetve egy olómtéglát használtunk. A 2 vastégla vastagsága 25 *mm*, az ólomé 15 *cm*.



19. ábra. Vas és ólom minta szóráserrőség térképe. A kép bal és jobb oldalán a háttér látszik.

A 20. ábrán a detektor egy üres térrészének és 25 *mm* vas mintának az Upper és Lower trackek meredkségekülönbség hisztogramja látható azoknál az eseményeknél, amiket az alsó két detektoron is detektáltunk, tehát az Absorber kategóriába esnek. Az eloszlásokat normáltam az összes beütés számával. Látszik, hogy az üres térrészen is történnek nagyszögű szórások, viszont a vas mintán több. Felmerül a kérdés, hogy hová érdemes tenni a vágást. Ha túl kicsi, akkor hiába gyűjtünk sok adatot, lassabban találjuk meg a magasabb rendszámú szórócentrumokat, illetve az alacsony rendszámú minták képe elveszhet a háttérben. Ha túl nagyra, akkor pedig hosszú mérésekre van szükség ahhoz, hogy elegendő adatunk legyen. Az ábrán piros vonallal jelöltem a 30 *milirad*-os vágást.

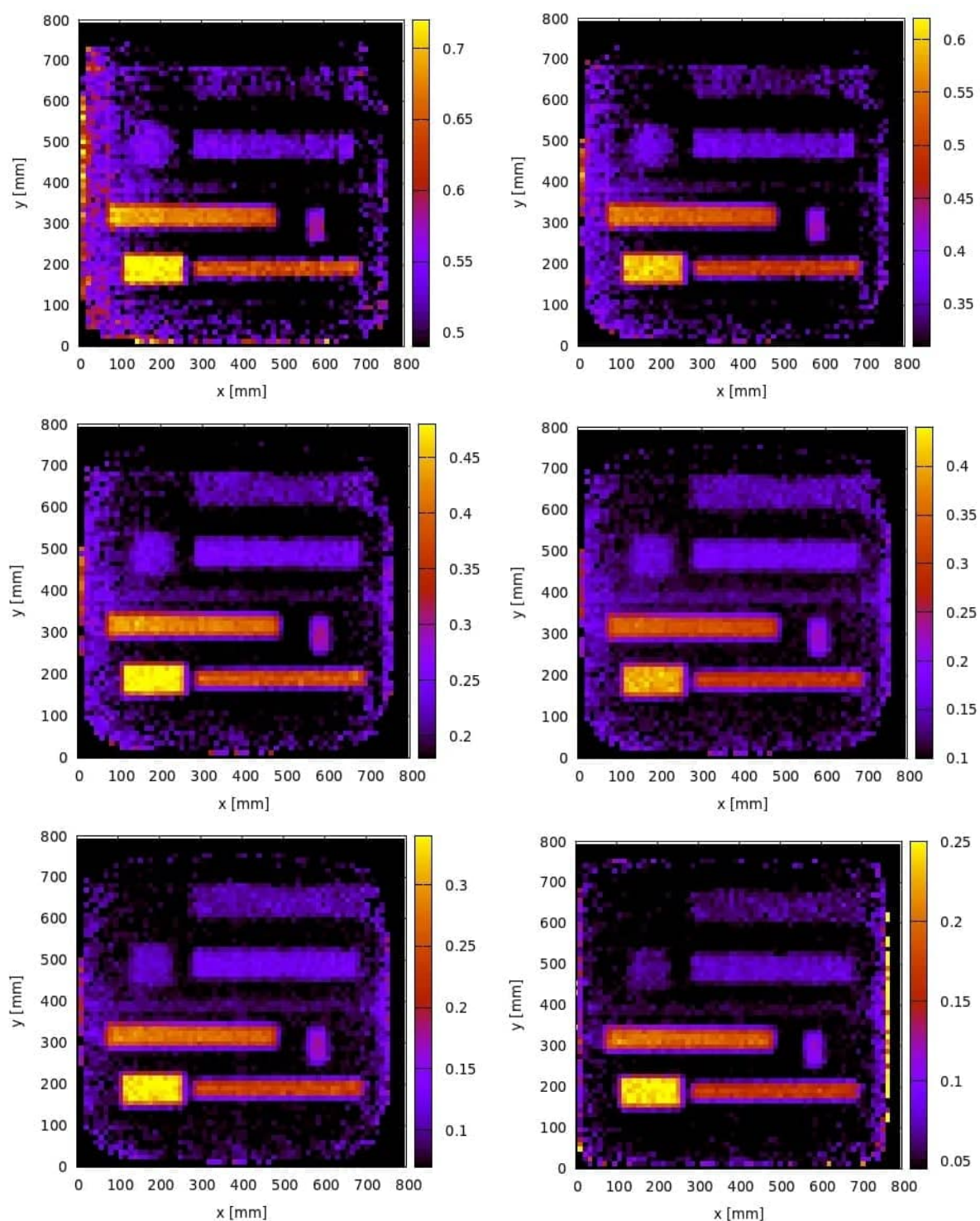


20. ábra. Meredekségkülönbség hisztogram.

A 20. ábrán látható hisztogrammon szereplő Slope különbség vágások használatával ábrázoltam a 21. ábrán látható mérési elrendezés szórásérősség térképeit 15, 20, 25, 30, 35 és 45 milliradiánnal, ezek a 22. ábrán láthatóak. Az ábrákat különböző szinttartományokon ábrázoltam, a célom az volt, hogy megmutassam, ahhoz, hogy hasonlóan jó képet kapjak a céltárgyáról, különböző mennyiségű adat szükséges. A 15 *milirad*-os ábrázolásnál nem lehet már a plastik szcintillátor képét megkülönböztetni a háttértől, míg a minimális meredekségkülönbséget 45 *milirad*-nak választva túl kevés statisztikánk van. Az optimum a kettő között van, a továbbiakban 30 *milirad*-dal végeztem a kiértékeléseket.



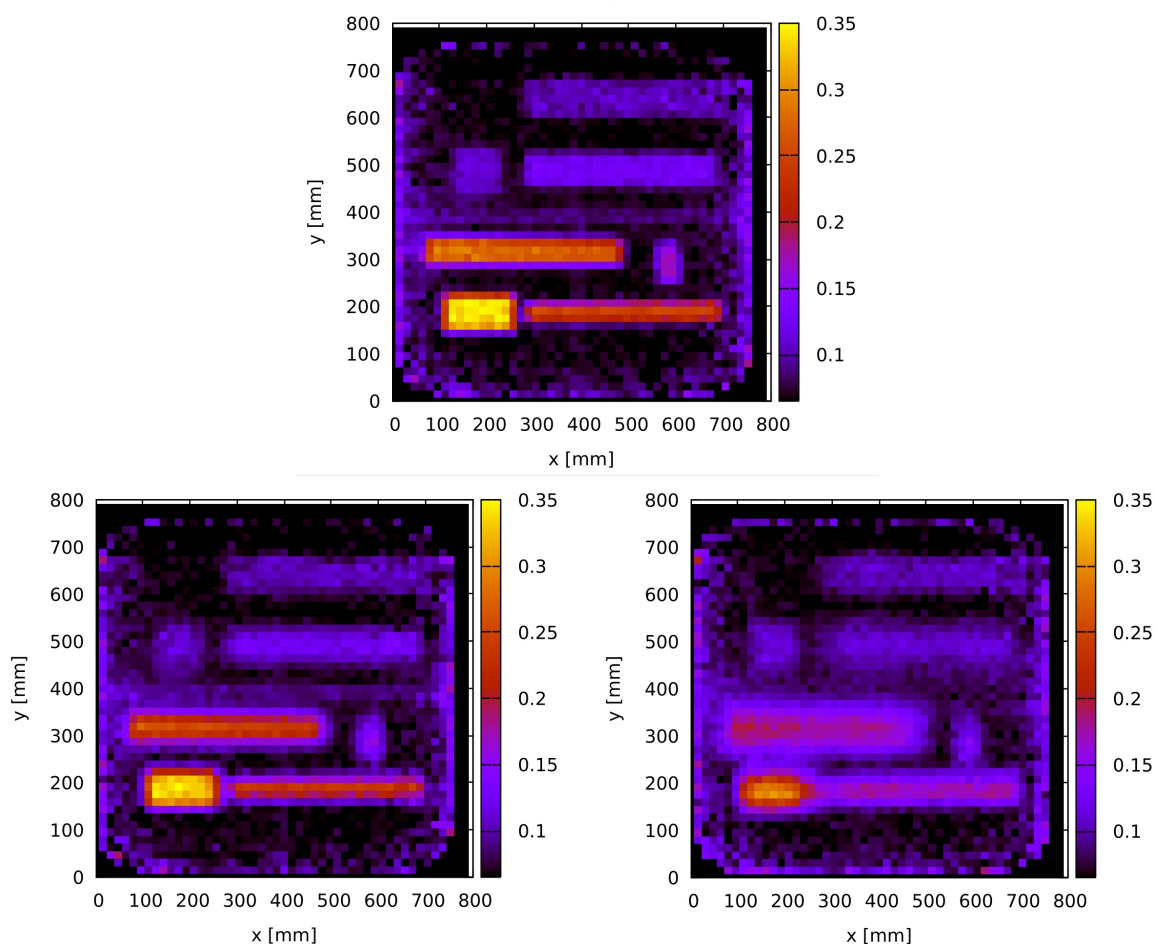
21. ábra. A mérés során magas és alacsony rendszámú anyagokat vizsgáltam. A fehér bevonatú téglanya ólom, mellette egy vas rúd található, mögöttük egy ólomüveg szcintillátor és egy alumínium téglanya. A fa minta melletti rúd alumíniumból készült, leghátul egy plastik szcintillátor látható.



22. ábra. A bal felső kép slope különbség vágása 15, a jobb felsőé 20, a bal középsőé 25, a jobb 30, a bal alsóé 35 és az utolsóé 45 *milirad*-nál van

3.3. Mélységelesség vizsgálata

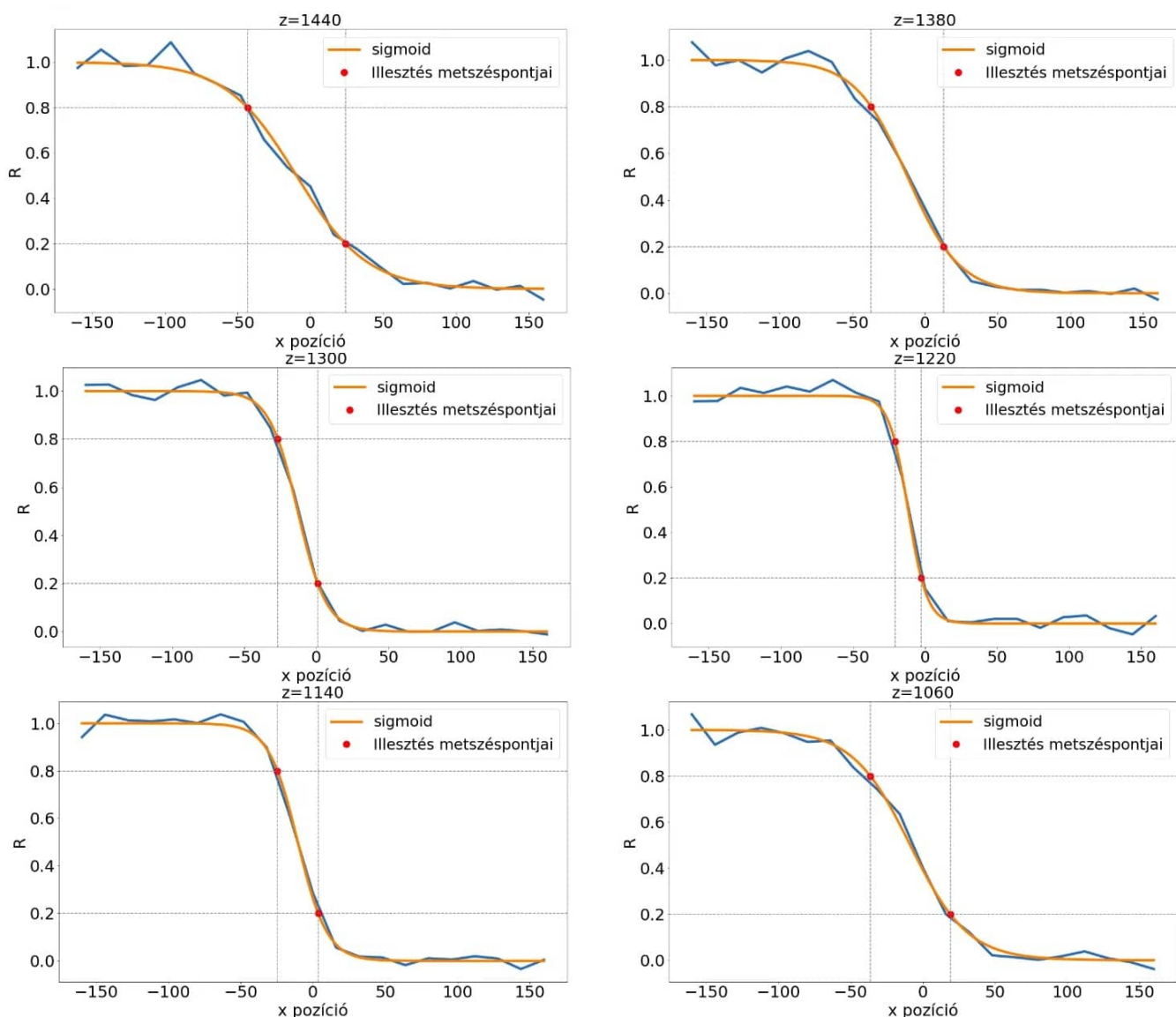
A berendezéssel a jövőben lehetőség lesz három dimenziós képealkotásra is, ebben az esetben nem a céltárgysíkot osztjuk fel padekre, hanem a vizsgálandó térfogatot kis egységekre, és ezeken mérjük a szórásérősséget. Ez egyelőre, a kiértékelés ebben a szakaszában még nem lehetséges, viszont az első lépés ehhez, hogy megvizsgáljuk a képealkotás mélységelességét. A kiértékelés során nem a valódi, $z = 1220 \text{ mm}$ céltárgy-magasságot adtam meg, hanem különböző értékeket 1060-tól 1440-ig 80 mm -enként. A 23. ábrán 3 különböző magasságban készült kép látható, jól látható, hogy valódi céltárgymagassággal készült képekhez képest el van mosódva a másik kettő.



23. ábra. A felső ábra a valódi tárgysíknál ($z=1220 \text{ mm}$), míg az alsó kettő $z=1150 \text{ mm}$ -hez (bal ábra) és $z=1440 \text{ mm}$ -hez (jobb árba) tartozik

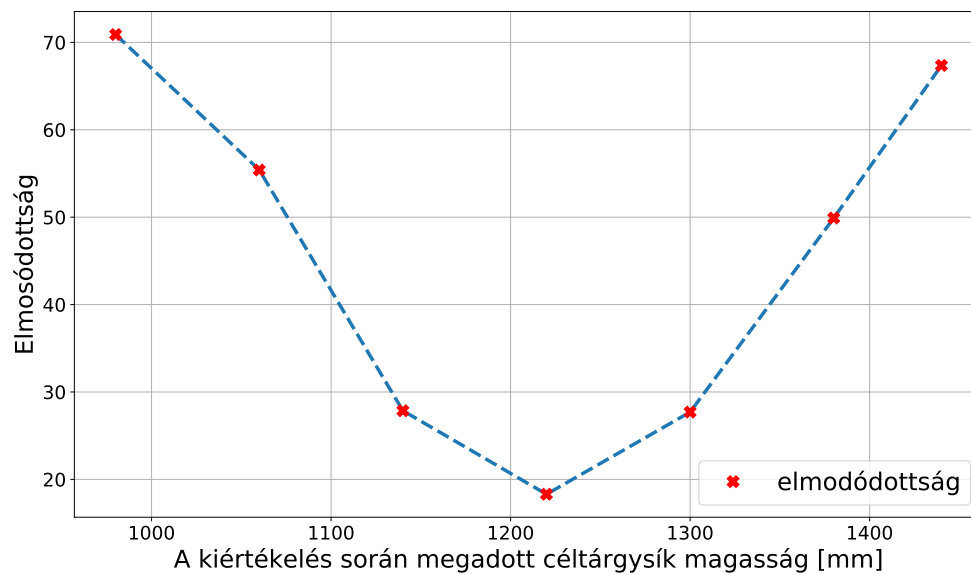
Az elmosódottság mértékét a következőképpen számszerűsítem. Definiálom az R **relatív szórásérősséget**, ami a szóráserrősség 1 és 0 közé való normálása. Kiválasztok a szórásérősség térképen egy részt, ahol egy egyértelműen egy egyenes része található

egy céltárgynak, és megnézem, hogyan alakul a háttérhez képest az átmenet. A háttér relatív szóráserrőssége 0, a céltárgyé 1. Erre az átmenetre egy sigmoid függvényt illeszttek, és megnézem, hogy mekkora az a távolság ahol az illesztett görbe felveszi a maximális értékének 20 és 80 %-át, ez az **elmosódottság**. A függvényválasztás mögött tapasztalati megfontolás van, jól illeszkedik az adatokra, összehasonlítottam több (errorfunction, arctg) függvénnyel is, de más esetben az illesztés hibája nagyságrendekkel nagyobb volt. Céltárgyként az ólomüveg rudat választottam, illetve a statisztikus hiba csökkentésének érdekében 10 pad adatait integráltam, így egy 12 cm-es szakasz átmenetét vizsgáltam. Az illesztések a 24. ábrán szerepelnek.



24. ábra. Ólomüveg téglák különböző magasságok mellett mért relatív szóráserrősségére való szigmoid illesztések.

A 24. ábrán a piros pontok x koordinátáinak távolsága adja az elmosódottságot, ezeket a 25. ábrán ábrázoltam a kiértékelés során megadott magasságok függvényében.



25. ábra. Az elmosódottság mértéke a céltárgymagasság függvényében.

A különböző vágások finomhangolása nélkül is jól kivehető minimuma van a görbének, a berednezés alkalmas lehet a jövőben 3 dimenziós képalkotásra.

3.4. Impulzus-szeeparált képalkotás

A MuonSecurity kísérletet az teszi egyedivé a területen, az különbözteti meg korábbi müonszóródáson alapuló kísérletektől, hogy a detektorrendszerben elhelyezett több vas abszorber réteg segítségével, illetve a detektoraink jó hely és szögfelbontása miatt, különböző impulzuskategóriára tudjuk osztani a szóródott müonokat. Ha meg tudjuk határozni ezeket a kategóriákat, be tudjuk azonosítani és szét tudjuk választani a különböző impulzusú eseményeket, akkor a szóródásuknak a jellege közötti különbségből következtetni tudunk a céltárgy anyagára. Ha a céltárgyon szóródott müon eljut az alsó detektorokig, azaz átment 2 vas rétegen, akkor az azt jelenti, hogy valószínűleg nagy energiával rendelkezett, ha nem, vagyis korábban elnyelődött vagy kiszóródott, akkor kisebbel.

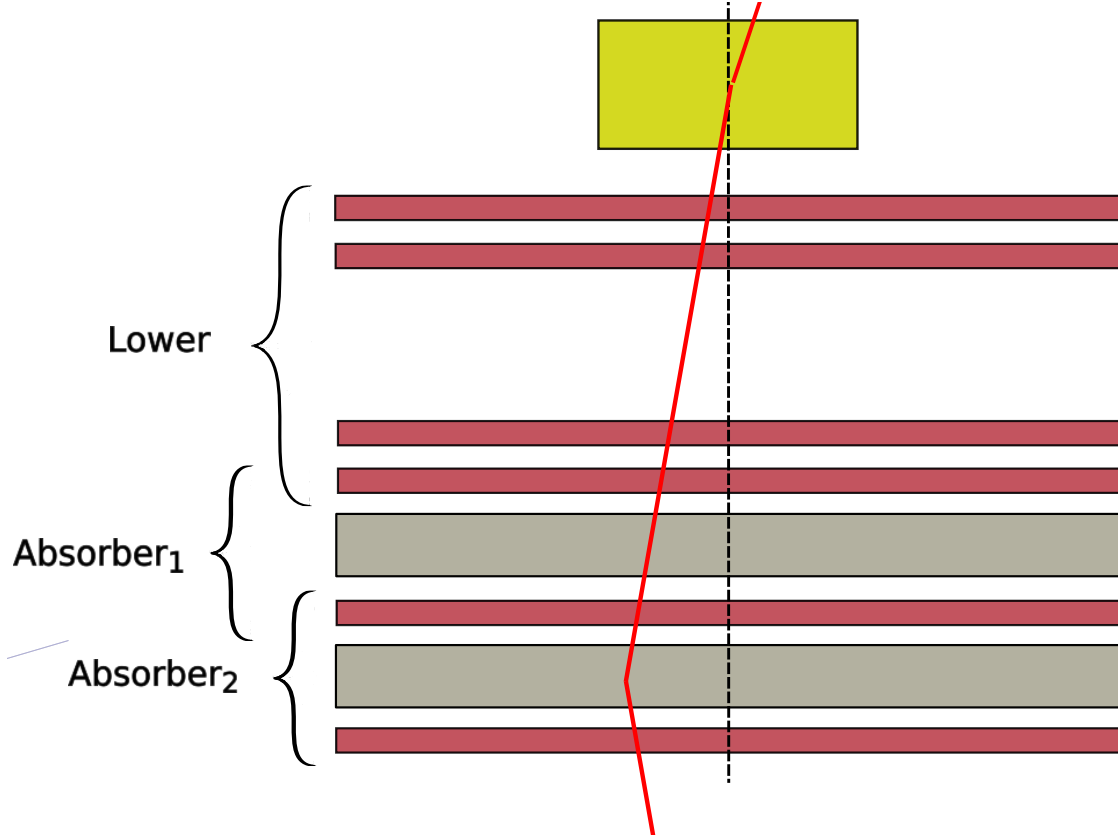
Ebben az alfejezetben az impulzusszeeparáció kidolgozásának és felhasználási lehetőségeinek az alapjait vizsgálom.

3.4.1. Új trackdefiníciók, impulzusszeeparált eseménykategóriák

Az eddigi trackdefiníciókkal olyan eseményosztályokat hoztam létre, amik között van átfedés. Az Absorber osztályba eső események abban térnek el a Lower-be esőktől, hogy az előbbiektől azt is megköveteljük, hogy a részecskéket detektáljuk az alsó két detektoron is, míg a Lower eseményektől csak azt, hogy a detektorrendszer középső 4 detektorján. Így redundánsak az adatok, az Absorber eseményeket tartalmazza a Lower kategóriába esők. A cél, hogy jól elkülöníthető kategóriákat alkossunk, amik a kis, közepes és nagy impulzusú eseményeket gyűjtik, ehhez új trackdefiníciók kellenek. A detektorrendszer felső része, az Incoming és a Upper kategóriák változatlanok, viszont a rendszer céltárgy utáni tartományát újraosztottam, ezeket a 26. ábra szemlélteti a tartományok pedig a következők:

- Lower: A detektorok azonosak az eddigiekkel, eddig a 4-ből 3 detektor megszólalását követeltem meg ahhoz, hogy az eseményt elmentsem, mostantól 4 detektoron kell jelet hagynia a beérkező müonnoknak ehhez. Azok az müonok, amik csak idáig jutnak el, az alsó detektorokig már nem, **kis impulzusúak**.
- Absorber1: A 2-es és 3-as detektor, 15 cm-es tartomány, a második vasréteget közrefogó detektorok. Azokat az eseményeket, amiket itt detektálunk később nem, azok **közepes impulzusúak**.

- Absorber2: Az alsó két detektor, amik között a harmadik vas szórócentrum van. Az itt detektált müonok mindhárom vasrétegen (és a céltárgyon) is átmentek, ezek a **nagy impulzusú** események.



26. ábra. Az új trackediníciók szemléltető ábrája. A Lower régiónak a koincidenciája változott, az utána következő térrészt két részre osztottam, Absorber1-re és Absorber2-re. A kiértékelés során diszjunkt adatokkal dolgozom, külön gyűjtöm az eseményeket aszerint, hogy melyik régióban láthatóak utoljára.

3.4.2. Elnyelődés a vas abszorber rétegekben

Megbecsülhető, hogy mekkora energiát vesztenek a müonok az abszorbereket. A (4)-es egyenlet alapján az elektron és müon kölcsönhatása során átadott maximális energia:

$$E_M = \frac{2c^2 m_e \beta^2}{1 - \beta^2} = \frac{2 \cdot 0.511 \cdot 0.99975^2}{1 - 0.99975^2} = 2042.978 \text{ MeV}, \quad (15)$$

ahol $\beta = 0.99975$ a müion sebessége, illetve a nyugalmi energiája $E_0 = mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$. A vas rendszáma 26, az atomtömege $55,845 \text{ g/mol}$, így a (3)-as egyenlet alapján egy d vastagságú anyagrétegben az azon áthaladó müionok energiavesztesége a következő:

$$\Delta E = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 E_M}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 \right] \cdot \int_0^d dx = \quad (16)$$

$$-0.154 \cdot \frac{26}{55.845} \cdot \frac{7,86}{0.99975^2} \left[\ln \frac{2 \cdot 0.511 \cdot 0.99975^2 \cdot 2042.978}{(26 \cdot 0.00001)^2 \cdot (1 - 0.99975^2)} - 2 \cdot 0.99975^2 \right] \cdot \int_0^d dx$$

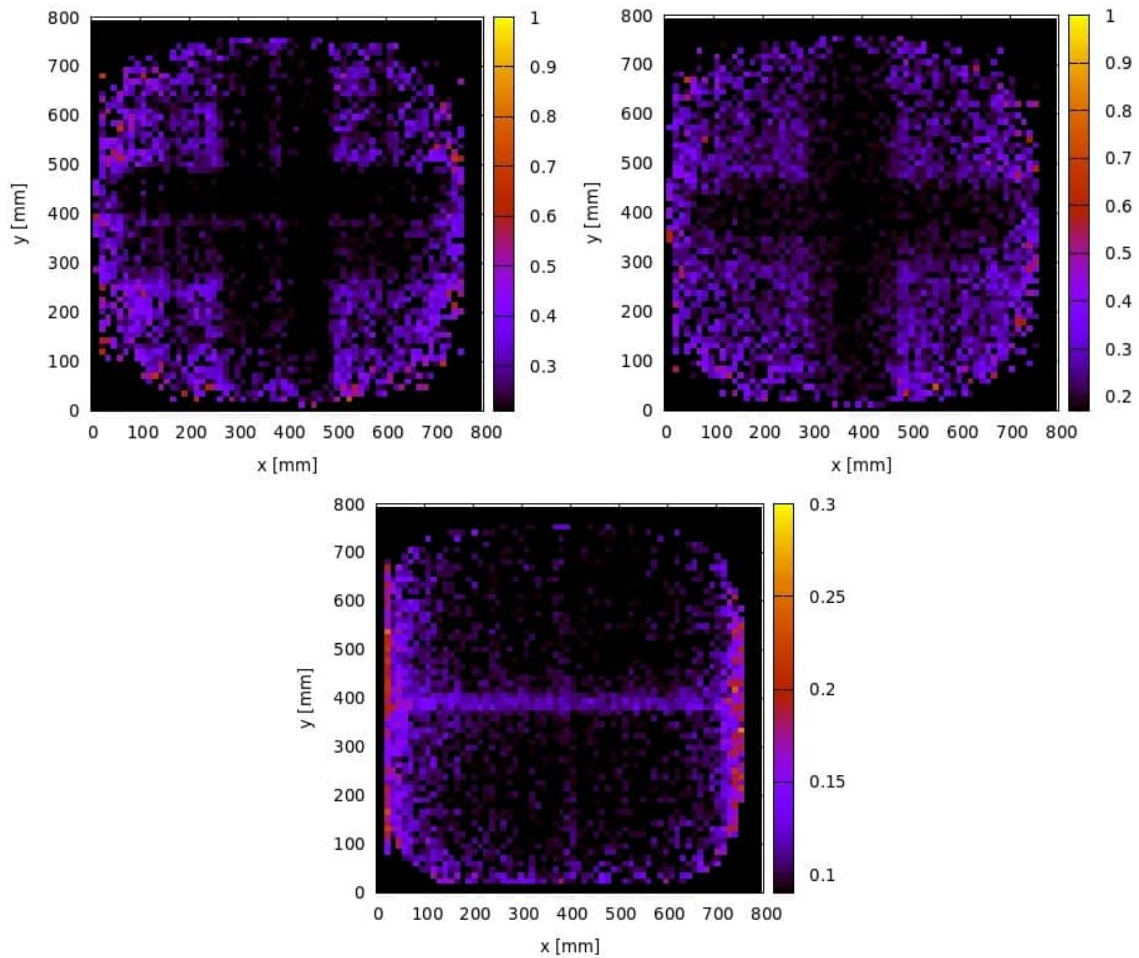
A kiolvasás során a triggerfeltétel az, hogy a céltárgysík feletti négy detektor megszólaljon, ez csak akkor teljesül a detektorrendszer geometriája alapján, ha már az első vasrétegen is áthaladtak a müionok. A felső abszorberréteg $d = 2 \text{ cm}$, ezen áthaladva a fenti számolás alapján 33.6 MeV energiát vesztenek a müionok, a második vas abszorber réteg $d = 4 \text{ cm}$, így 67.2 MeV energiát vesztenek, az utolsó $d = 8 \text{ cm}$ vastagságú abszorber lemezen pedig 134.4 MeV energiát. A céltárgysíkon nagyon eltérő rendszámú anyagok is megjelenhetnek, ahogy ez a 22. ábrán is látszik, akár 20 cm ólom, amin a müionok energiavesztesége 409 MeV , de 10 cm magas vízoszlop is, amin pedig 28.9 MeV -et adnak le az energiájukból. Látszik, hogy az átlagos 3 GeV -es energiájú részecskék átmennek az összes abszorber rétegen, nem nyelődnek el.

3.4.3. Hátterek meghatározása és kezelése

Ahhoz, hogy gyakorlatban is felhasználható méréseket végezhessünk, illetve, hogy a későbbiekben a szimulációval összehasonlítható eredményt kapjunk, fontos a háttér meghatározása és ismerete. A háttér a céltárgyról kapott adatokat torzítja, a berendezésre és a mérésre jellemző.

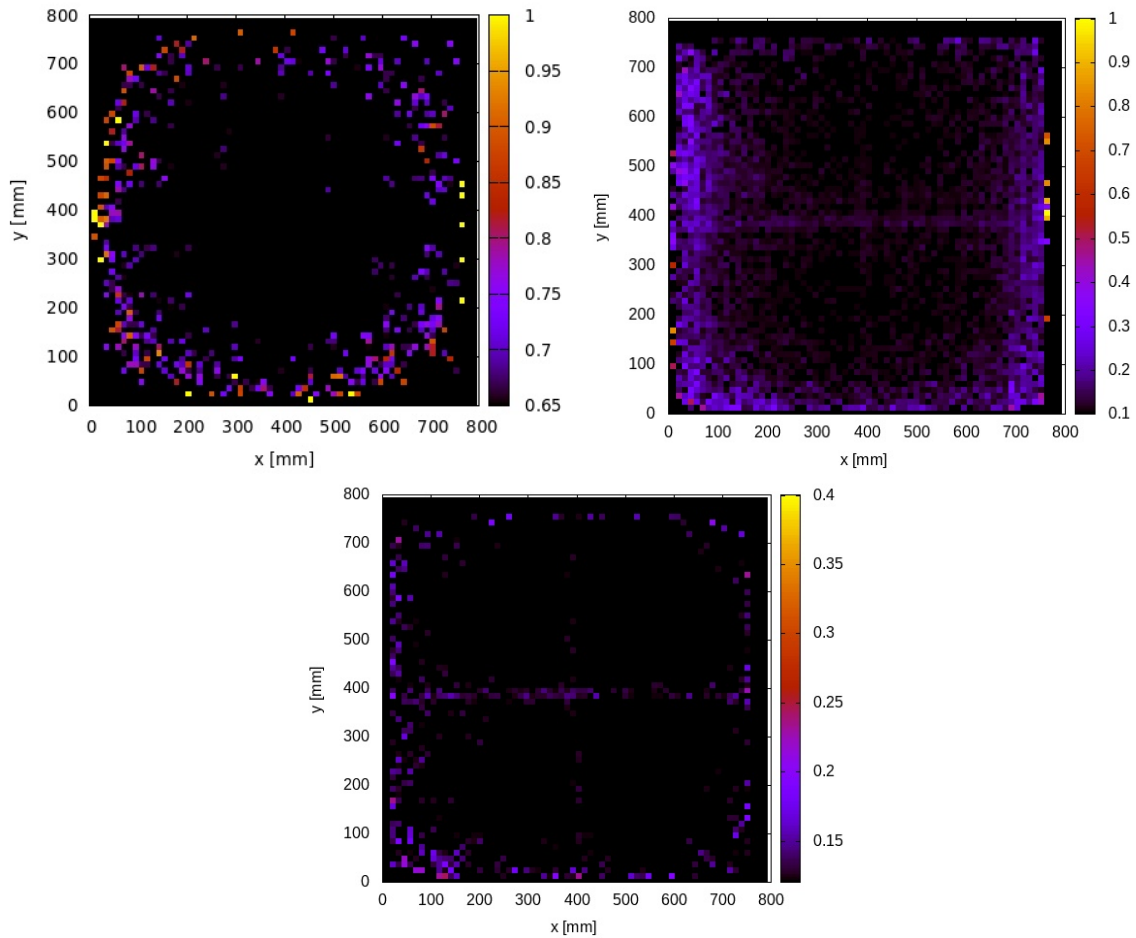
A kísérlet indulása óta referenciamérésként rendszeresen elvégzünk egy mérést üres céltárgysíkkal. Az egyik ilyen mérés adatait felhasználva meg lehet határozni a háttérteret és azt a mért adatokból levonva meghatározható a jelnek tekinthető események száma. A háttérmérés időnkénti megismétlésével pedig a detektorrendszer stabilitását ellenőrizhetjük.

Az új trackdefiníciókkal mindhárom impulzuskategóriához más háttér tartozhat, ezeket kimértem és képük a 27. ábrán látható. Az ábra alsó képén látható háttér könnyen értelmezhető, a vékonyabb és vastagabb sávok a 22. ábrán is látszanak, ezek a detektorrendszer céltárgysíkját tartó fémlemezek képei.



27. ábra. Az új trackdefiníciókkal mért hátterek. A bal felső ábra a kis, a jobb szélső a közepes, valamint az alsó a nagy impulzusú eseményekhez tartozik. A felső két esetben a részecskék kiszóródása játszik közre.

Az első két esetben viszont a céltárgysík négy sarkában lévő szabályos négyzetek egyértelműen nem a háttérből származnak, hanem egyéb tényező okozza, a részecskék kiszóródása. Azt követelem meg a kis és közepes impulzusú eseményektől, hogy ne jussanak el a detektorrendszer Absorber1 és Absorber2 régiójáig, csak a megfelelő régióban legyenek megtalálhatóak. Ez a feltétel akkor is teljesül, ha a részecskék nem a vasabszorbereken való elnyelődés vagy szóródás miatt nem detektálhatóak a rendszer későbbi részein, hanem az azokon való szóródás előtti egyenes extrapolált meghosszabítása sem metszi az abszorberek utáni detektorok síkját. Ez a jelenség egy szimmetrikus extra járulékot ad a háttérhez, ez látszik a 27. ábra felső két képén. Ezt figyelembe véve, a háttér a különböző impulzusú eseményekre a 28. ábrán látható.

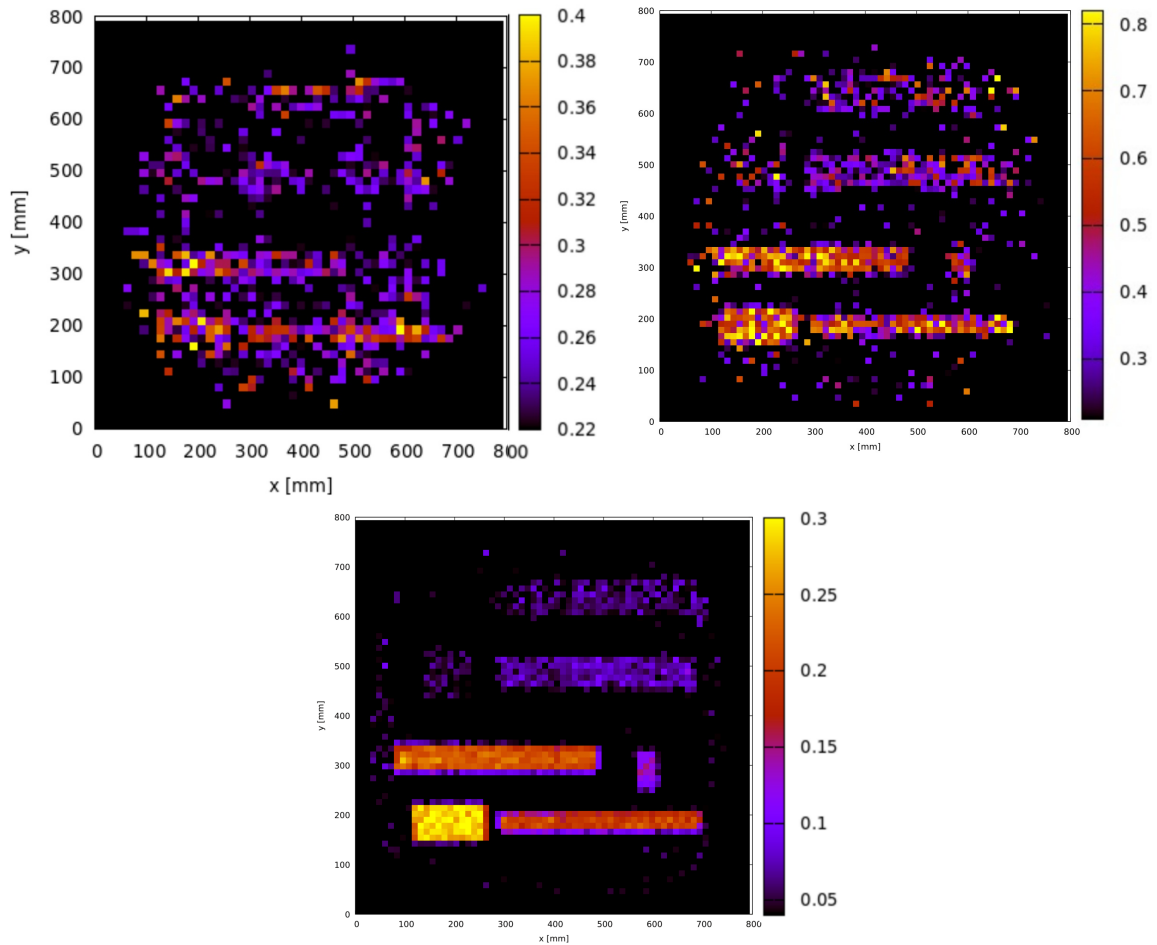


28. ábra. A müonok kiszóródását is figyelembe véve mérhető impulzuszeperált háttérképe. A bal felső ábra a kis, a jobb szélső a közepes, míg az alsó a nagy impulzusú eseményekhez tartozik.

Látható, hogy a nagy és közepes impulzusú események háttére hasonló, kivethető a berendezés tartószerkezete. A kis impulzusú háttér még nem tökéletes, a másik két esettől eltérően nem látszik a középső tartóléc, a kiszóródásból származó járulékot még nem sikerült teljesen kiszűrni, és ez nagyobb járulékot ad, mint a tartóléc.

A különböző impulzuskategóriáknál mért háttér meghatározása után, az már levonható a mérési adatokból, a 29. ábrán a 21. képen bemutatott mérési elrendezés impulzus-szeperált szórásérősség-képei láthatóak a háttér levonása után.

Nehézség a képalkotás során, hogy az események kis százaléka kicsi vagy közepes impulzusú, ráadásul mivel a detektoraink érzékeny felülete relatíve kicsi, kis térszögben látjuk a müonokat, főleg a nagy szögben szóródó közepes és kicsi impulzusú eseményeket. Nagy impulzusú eseményekből átlagosan 9-szer annyi van mint közepesből, közepesből pedig 1,5-szer annyi, mint kis impulzusúból, így az utóbbi két esetben a



29. ábra. A 21. képen látható mérési elrendezés impulzus-szeparált szórásereőségeloszlásai a háttér levonása után. Bal felül a kis, jobb felül a közepes és alul a nagy impulzusú eseményeké.

háttér levonása után az adat-háttér arány sokkal rosszabb, mint a nagy impulzusú esetben. Ahhoz hogy számszerűsített következtetéseket vonjak le az eloszlásokból, ahhoz ilyen méretű detektorok mellett sokkal hosszabb (14-20 napos) mérésekre lenne szükség, viszont az egyértelműen látszik, hogy a különböző impulzuskategóriájú szórásereőségképek más információval szolgálnak, alsó három céltárgy (ólom, vas, ólomüveg) képen látszik, hogy a nagy impulzusú esetben az 3 különböző rendszámú minta kontrasztja nagy, míg a közepes impulzusú esetben az alacsonyabb rendszámú vas és ólomüveg átlagos szórásereősége közelít az óloméhoz.

Ilyen összeállítás mellett egyelőre még nincs lehetőség a második és a harmadik abszorber rétegen való szóródás nagyságát és minőségét elemezni, mint ahogy azt a céltárgy esetén tettem, mert kevés pont van az illesztés során. A berendezés egy későbbi

állapotában már lesz, így pontosítani lehet majd ezeket az impulzuskategóriákat.

A következő fejezetben a nagy- és közepes impulzusú tartománnyal foglalkozom részletesebben. A kis impulzusú eseményeknél a háttér esetén a kiszóródást nem sikerült még teljesen kiszűrni, így a kevés, és ezért egyelőre még zajos rendelkezésre álló adat miatt az ebből az impulzuskategóriából származó adatokat még nem használok fel. A jövőben a kiszóródás alapos vizsgálat után, illetve nagyobb detektorokat felhasználva ezek az adatok fontos szerepet tölthetnek be a vizsgálandó minta anyag és magasság klasszifikációjában.

3.5. Különböző minőségű és mennyiségű minták vizsgálata

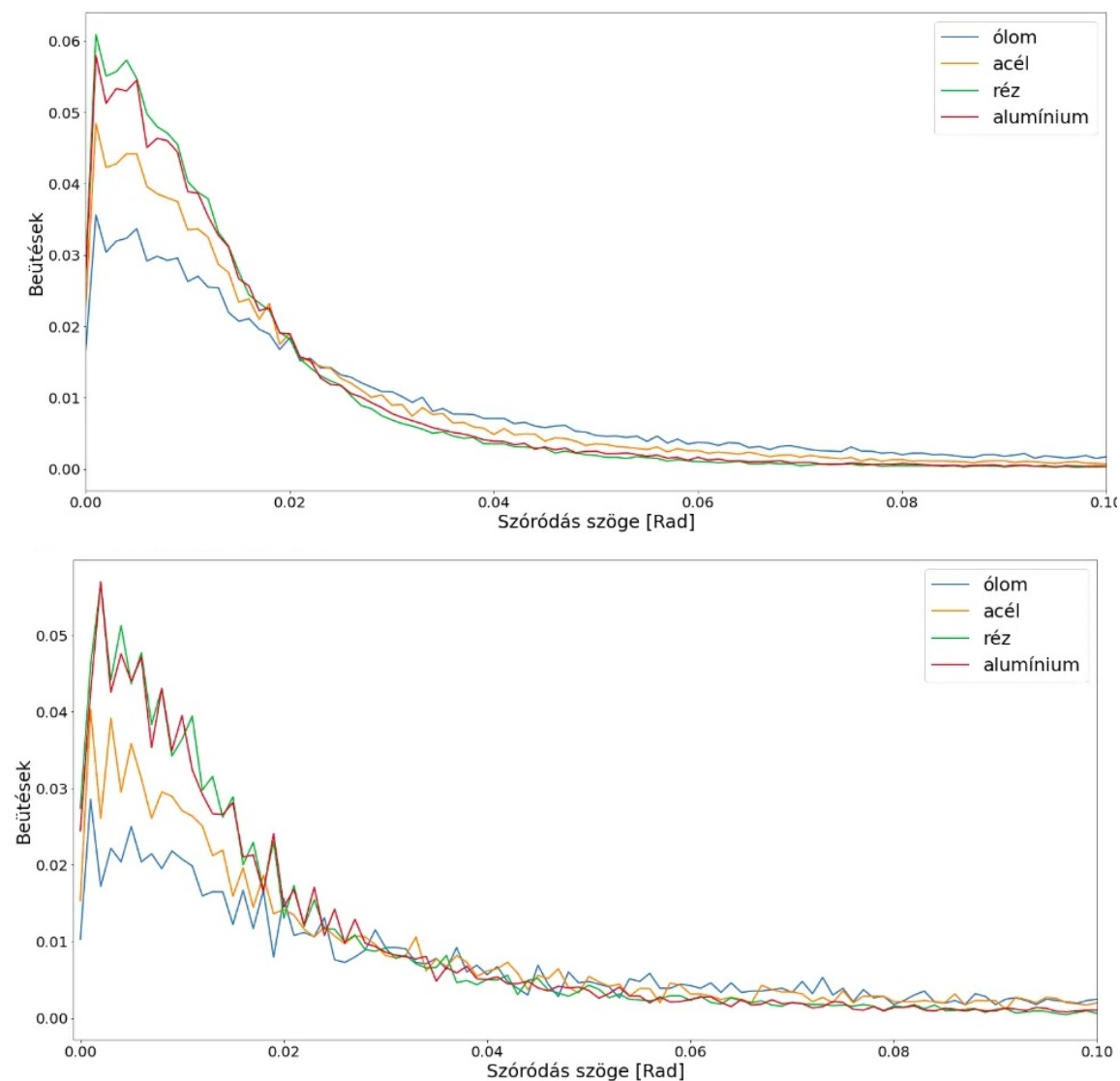
Az előző alfejezetben bemutattam, hogy van értelme impulzus szerint válogatni az eseményeket, többletinformációt adhatnak az így készült szórásérősség eloszlások, főleg akkor, ha különböző mennyiségű és minőségű mintákat szeretnénk beazonosítani. Ebben a fejezetben ólom (11, 6, 3, 2 cm), acél (9.5, 6.5, 3, 1.5 cm), alumínium (9.5, 5.5, 3, 1.5 cm) és réz (2.5 1.5, 1 cm réz) minták impulzus-szeaprált szórásérősségét vizsgálom. A kísérleti elrendezések a 30. képen láthatóak.



30. ábra. A mintasereget két külön futtatásban mértem, hasonló módon elhelyezve: Különböző magasságú ólom (jobb hátul), acél (bal hátul), alumínium (jobb elöl), és réz (bal elöl) mintákat vizsgáltam. Mindkét mérés 15 napig tartott.

Megtörténhet, hogy különböző rendszámú de más anyagmennyiségű minták nagy (vagy közepes) impulzusú szórásérőssége hasonló, nehezen megkülönböztethető, viszont ekkor a közepes (vagy nagy) impulzusú események figyelembe vételével kapott eloszlás különböző lesz, így megkülönböztethetőek a minták.

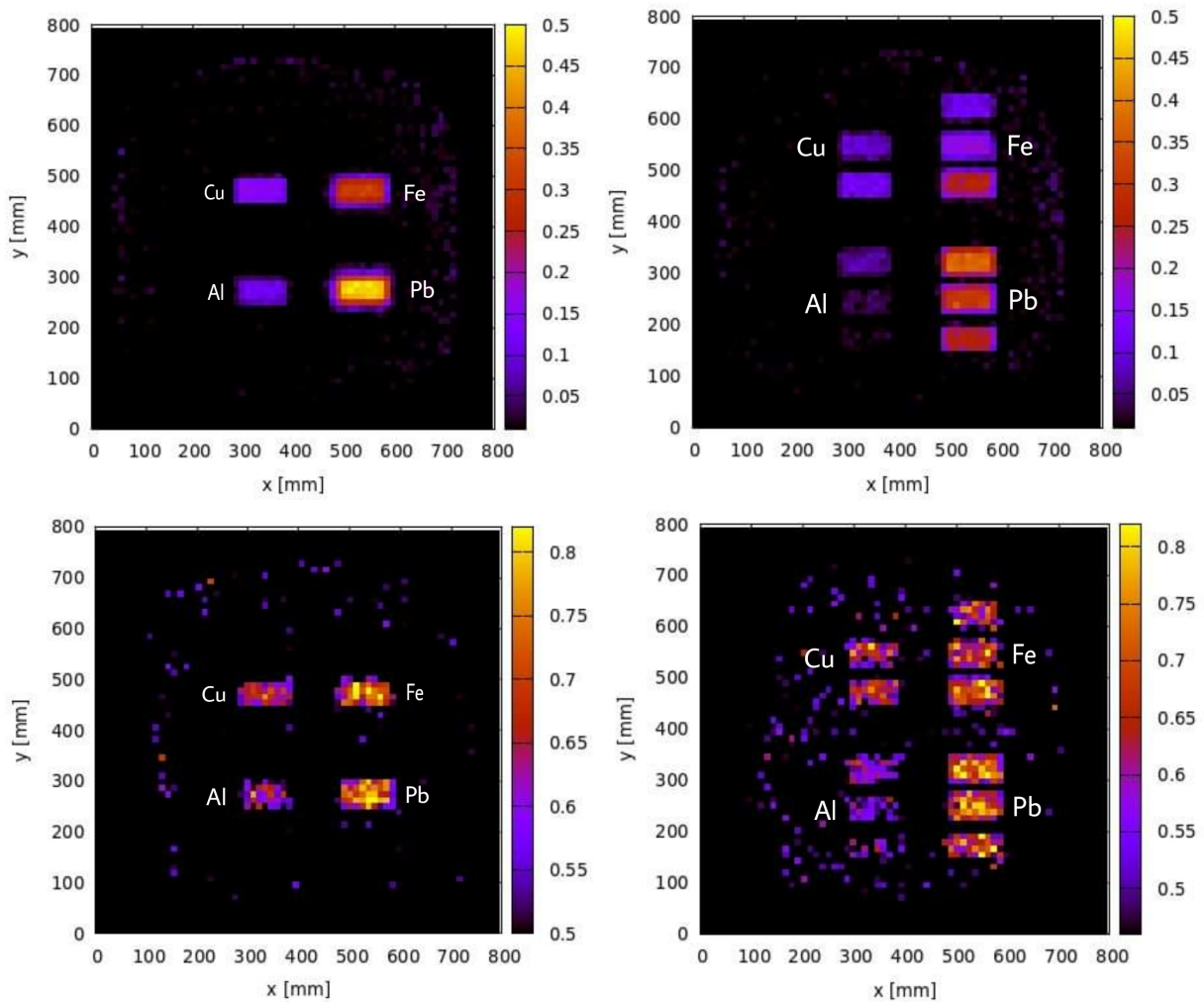
A 31. ábrán ezt szemléltetem, az előző ábra bal oldalán szereplő 4 különböző anyagú minta meredekség különbség eloszlása látható.



31. ábra. Ólom, acél, alumínium és réz mintákon való szóródás előtti és utáni részecskepályák meredekség különbségének eloszlása. A fenti ábra a nagy impulzusú müonok figelembe vételével készült, az alsó pedig a kis impulzusúakkal.

Látható az eloszlások különböző jellege, a közepes impulzusú esetben 10 milliradiánnál az ólom és az acél minta céltárgy előtti és utáni részecskepályák meredekség különbsége megegyezik, míg a nagy impulzusú esetben jelentős különbség van a két meredekség különbség között.

Az 32. ábrán a két mérés impulzus-szeparált szórásérősség-képei láthatóak, a felső két képen a nagy, az alsó kettőn a közepes impulzusú eseményeké. Az ábránkon szabad szemmel is jól látszik, hogy más információt adnak a különböző kategóriák.



32. ábra. Mindegyik ábrán a céltárgyak az előző képnek megfelelően: acél, alumínium, réz, ólom, ezt a feliratok is jelölik. A felső két kép a nagy, az alsó két kép a közepes impulzusú események figyelembe vételével készült.

A nagy rendszámú és mennyiségű anyagok szétválasztásához a nagy impulzusú események adnak jelentős információt, míg közepes impulzus esetén az egyszerű vizuális szeparáció is áttolódik a kisebb rendszámú és mennyiségű anyagokhoz, relatív kontrasztjuk erősödik. A különbség jól látszik a 9 különböző mintát vizsgáló elrendezésnél az alumínium mintákon, a nagy impulzusú képen az 1.5 cm vastag alumínium minta átlagos szórásereőssége $\lambda_{1.5 \text{ cm alu, N}} = 0.023$, ez 4.6 %-a a maximális értékeknek, alig kivehető a képen, míg a közepes impulzusú ábrán a minta átlagos szórásereőssége $\lambda_{1.5 \text{ cm alu, K}} = 0.051$, ez 14.7 %-a a maximális értéknek, a minta szabad szemmel is könnyebben beazonosítható. Ugyanez igaz a másik két alumínium mintára, a közepes impulzusú képen jobban elkülönülnek a háttértől. A különbség szembetűnő a réz minták esetén is a bal oldali ábrákon, a nagy impulzusú esetben a 2.5 cm magas réz minta

átlagos szórásereőssége 34.4 %-a a maximális értékeknek, míg a közepes impulzusú esetben 50.7 %-a.

Az ebben a fejezetben bemutatott impulzus-szeperáció a képalkotás egy új, fontos elemének előkészítő tanulmánya. Az eredmény a kutatási területen egyedülálló, korábban egy müionszóródási kísérletnél sem jutottak el idáig. A szórásereősség definíciójában szereplő nagyszögű szóródások beazonosításánál használt Heavyside vágásnál egy bonyolultabb függvényt kéne használni, a különböző impulzusú esetekben másképp eljárni, ezután lenne érdemes számszerűen vizsgálni a szórásereősséget a különböző esetekben.

Ez az új adat képessé teheti a berendezést a jövőben a gyakorlatban is használható anyagkalsszifikációra. Az eredmény bemutatásra került a 2022-es IEEE Nuclear Science Symposiumon poszter formájában[26].

4. Konklúzió, összefoglalás

A nagy áthatolóképességű kozmikus müonokat radiográfiai mérésekre használó eljárás a müográfia, melynek segítségével nagyméretű objektumok vizsgálhatóak invazív módszerek nélkül. A müográfia egy aktívan kutatott interdiszciplináris terület, amely a müonok fluxusának mérésén alapul, és a geofizikában, régészeti kutatásokban, illetve ipari felhasználásokban jelenthet nagy előrelépést. Alternatív módszer a kozmikus müonok többszörös szóródásán alapuló Muon Scattering Tomography, ami méterskálás céltárgyak belső összetételét tudja feltérképezni, ezzel anyagvizsgálati, ipari, vagy határvédelmi felhasználása is lehetséges.

A szakdolgozatom elkészítése során lehetőségem volt a Wigner FK-ban a REGARD kutatócsoport munkálataiba becsatlakozni és részt venni az MWPC detektorainak építésében és fejlesztésében. A MuonSecurity a REGARD csoport szóródási müográfián alapuló kísérlete, célja, hogy a jövőben rövid lefutású mérésekkel minőségi és mennyiségi információt lehessen vele gyűjteni a vizsgált céltárgyról.

A kísérletből származó adatok analízisét én végzem, a dolgozatomban a képalkotás és a berendezés működésének alapjait vizsgáltam. A munkám legfontosabb része egy általam írt képalkotó eljárás volt, először az adatok megfelelő előkészítését és szűrését végeztem el, vizsgáltam a különböző paraméterek függvényében a képalkotás minőségét. Vizsgáltam a berendezés mélységelességét, ami a jövőben megvalósuló háromdimenziós képalkotás első lépése. A munkám során sikerült a szóródási müográfia kísérletek közül először az eseményeket szétválasztani kis-, közepes- és nagy impulzusúakra. Többféle minta összehasonlításával megmutattam, hogy a különböző minőségű és mennyiségű anyagok képei elkülöníthetőek, az impulzus-szeperáció segíthet az anyag klasszifikációban.

A munkám során a kiértékelés alapjaiig jutottam el, igazolva a MuonSecurity kísérleti összeállítás használhatóságát, alapfuncióinak működését. További kutatómunka keretében a kiértékelő rendszer fejlesztésével kívánom a berendezés képalkotási képességének határait vizsgálni, és a nagyméretű prototípus tervezését elősegíteni.

A dolgozatomban megmutattam, hogy az impulzus-szeperáció megvalósítható, különböző rendszámú anyagok szétválasztásában hasznos lehet. Ez a kutatási területen egy teljesen új, tudományosan és alkalmazástanilag is egyaránt nagyon fontos eredmény, ami a 2022-es IEEE Nuclear Science Symposiumon poszter formájában is bemutatásra került[26].

5. Kitekintés

A dolgozatomban egyelőre a MuonSecurity kísérleti összeállítás használhatóságának csak az alapjait vizsgáltam, a részletes analízis most kezdődik. Tervezem megvizsgálni a kis és közepes impulzusú eseményekhez tartozó vágásokat, az eddig használt Heaviside-függvény helyett kifinomultabb normák használatát és tesztelését a szórásérősségre, elősegítve ezzel az anyagminőség meghatározását.

Geometriai optimalizációhoz, illetve az impulzusszeparációs részhez tartozó anyag-mennyiség beállításához kiválóan használható lenne egy GEANT-4 alapú szimulációs csomag, a berendezéshez tartozó ilyen szimuláció a közeljövő feladata.

A mélységélesség vizsgálatánál látszott, hogy a képalkotás során a céltárgy függőleges koordinátájáról is kapthatunk információt, nagyobb méretű rendszerek esetén ennek pontosításával a megfelelő impulzus- és szögvágások használata mellett lehetőség lesz a MuonSecurity továbbfejlesztett változatával a jövőben a direkt 3 dimenziós képalkotásra is.

Távlati cél, hogy a jövőben ilyen típusú berendezés aktívan segítse a gyakorlatban az eddig használt vizsgálati eljárásokat. Azonos elven működő nagyobb méretű összeállítás biztonságtechnikai és határvédelmi felhasználásra is alkalmas lehet.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani a témavezetőmnek Dr. Hamar Gergőnek a szakdolgozatom elkészüléséhez nyújtott segítségéért és türelméért, illetve a sok tudásért, amit az évek során kaptam tőle. Dr. Varga Dezsőnek, aki még gimnazistaként befogadott a csoportba, illetve a REGARD csoport összes többi tagjának is. Köszönettel tartozom a családomnak és barátaimnak, akik támogattak az egyetemi tanulmányaim során. Valamint köszönöm Dr. Nagy Mártonnak a belső konzulsi segítséget.

A kutatást az OTKA-FK-135349, az ELKH-KT-SA-88/2021, és a TKP2021-NKTA-10 számú pályázat támogatta.

Hivatkozások

- [1] V. F. Hess, Measurements of the Penetrating Radiation During Seven Balloon Flights, 1912.
- [2] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles, 1937.
- [3] Jeng-Wei Lin et al., Measurement of angular distribution of cosmic-ray muon fluence rate, NIM A 619, 24-27. 2010
- [4] H. Jokisch, et al., Cosmic-ray Muon Spectrum up to 1 TeV at 75° Zenith Angle, Physical Review D 19(5), pp 1368-1372 (1979).
- [5] B. Rastin, An Accurate Measurement of the Sea-Level Muon Spectrum within the Range 4 to 3000 GeV/c, J. Phys. G: Nucl. Phys 10, pp 1609-1628 (1984)
- [6] G.R. Lynch, O.I. Dahl, Approximations to Multiple Coulomb Scattering, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 58, pp 6-10 1991
- [7] L.J. Schultz, K.N. Borozdin, Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography, 2004
- [8] H. Geiger, W. Muller, Demonstration des Elektronenzählrohrs, Physikalische Zeitschrift 30, 523, 1929,
- [9] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Cern, 1977
- [10] G. Charpak, Evolution of the Automati Spark Chambers Annual Review of Nuclear Science, 20, 195-254., 1970
- [11] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss, CCC: low material budget MWPC". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 698, 11–18. old., 2013
- [12] L. Oláh, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, H. G. Melegh, G. Surányi, and D. Varga, Close Cathode Chamber technology for cosmic particle tracking, Journal of Physics: Conference Series, vol. 632, no. 1, Article ID 012020, 2015.
- [13] D. Varga, et al., High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography, Adv. High Energy Phys, Article 1962317, 2016

- [14] E. P. George, Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer* 455–457, 1955
- [15] L. W. Alvarez, J. A. Anderson et al., Search for Hidden Chambers in the Pyramids, *Science* 167, 832, 1969
- [16] R. Alfaro, V. Grabski et al., Searching for possible hidden chambers in the Pyramid of Sun, *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference* 5, 2008
- [17] H. Tanaka et al., Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano, *NIM PR A* 507 657-669, 2003
- [18] L. Oláh, Hiroyuki K. M. Tanaka, Muography of Magma Intrusion Beneath the Active Craters of Sakurajima Volcano Muography, *Exploring Earth’s Subsurface with Elementary Particles*, 2022, L. Oláh, D. Varga, H. K. M. Tanaka
- [19] L. Oláh, H. K. M. Tanaka, T. Ohminato et al., High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors, *Sci. Rep.* 8, 3207, 2018
- [20] L. Oláh, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, H. G. Melegh, G. Surányi, D. Varga, Cosmic Muon Detection for Geophysical Applications (DOI), *Advances in High Energy Physics*, Vol. 560192, 2013
- [21] G. Hamar, G. Surányi, L. Oláh, D. Varga Exploration of Underground Cave Systems with Muography Muography, *Exploring Earth’s Subsurface with Elementary Particles*, 2022, L. Oláh, D. Varga, H. K. M. Tanaka
- [22] K.N. Borozdin, et al., Radiographic imaging with cosmic-ray muons, *Nature*, 422, p. 277, 2003
- [23] A. Clarkson et al., Characterising encapsulated nuclear waste using cosmic-ray muon tomography, *Journal of Instrumentation*, Volume 10, 2015
- [24] H. Fujii et al., Imaging the inner structure of a nuclear reactor by cosmic muon radiography, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2019
- [25] G. Hamar, User’s Guide for the REGARD MuonTomograph RaspberryPi Based Data Acquisition System and its Graphical User Interface 2015, online: https://regard.wigner.hu/cikkek/MtRD_Guides_20150306.pdf

- [26] G. Hamar, K. Bikit, B. Csatlós, D. Hajnal, G. Galgóczi, D. Mrdja, D. Varga, I. Bikit, J. Hansman, Novel Muon Imaging Technologies for Material Identification 2022 IEEE Nuclear Science Symposium, Poster Number: NSS-20-228 https://www.eventclass.org/contxt_ieee2022/scientific/online-program/session?s=N-20#e1181