NYILATKOZAT

Név: Gerlei Martin

ELTE Természettudományi Kar, szak: fizika BSc.

NEPTUN azonosító: ZVC3GV

Szakdolgozat címe: Gáztöltésű müográfiai detektorok előkészítése terepi mérésekre

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló szellemi alkotásom, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2021.05.20.

a hallgató aláírása

Szakdolgozat

Gáztöltésű müográfiai detektorok előkészítése terepi mérésekre

Készítette:

Gerlei Martin fizika BSc III.

Témavezető:

Dr. Hamar Gergő WIGNER Fizikai Kutatóközpont Nagyenergiás Fizika Osztály

Egyetemi konzulens:

Dr. Surányi Gergely ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék

Eötvös Loránd Tudományegyetem Budapest, 2021







Kivonat

A kozmikus részecskék nagy áthatolóképességű, Föld felszínét elérő komponense müonokból áll, amelyek használhatóak nagy méretű objektumok belsejének leképezésére. Ezen meggondolásból kialakult új tudományterület, a "Müográfia", áttörést jelent a földtudományi és ipari vizsgálati módszerekben. Kutatócsoportunk több futó müográfiai kísérletben vesz részt hazai fejlesztésű detektorokkal.

A dolgozatban bemutatom ezen részecskefizikai detektorok előkészítését és kalibrációját terepi mérésekre. Továbbá vizsgálom a környezeti paraméterek, valamint a lehetséges meghibásodások hatásait a detektorra, a performansz és a müográfiai képalkotás szempontjából.

Tartalomjegyzék

1.	Bevezetés	4				
	1.1. Kozmikus sugárzás	5				
	1.2. Müográfia	7				
	1.3. Detektorok bemutatása	10				
	1.4. REGARD müográfok	13				
	1.5. Müográfia a geofizikában	16				
2.	2. Detektorok előkészítése terepi mérésekre					
	2.1. Kalibrációk és tesztmérések	20				
	2.2. Meghibásodások	26				
	2.3. Környezeti paraméterek	28				
	2.4. Kamrák pozícionálása	33				
	2.5. Képalkotás	38				
3.	Konklúzió, kitekintés	39				
Kö	Köszönetnyilvánítás					
Hiv	Hivatkozások					

1. Bevezetés

A müográfia, avagy müon képalkotás a Föld szerkezeti vizsgálatának egy új arculatát képviseli. A Föld kérgét évtizedek óta több bevált tradicionális geofizikai módszer segítségével kutatták, mint például elektromágneses, szeizmikus vagy gravitációs mérések. Ezen mérési módszerek a klasszikus fizika elvei szerint működnek, míg a müográfia egy olyan technikát képvisel, mely inkább a részecske- és modernfizikával áll szorosabb kapcsolatban. A müográfiát így később, először az 1960-as évek végén Luis Alvarez Nobel-díjas fizikus használta geofizikai viszonylatban [1]. Csapatával az egyiptomi Hafré-piramis belső szerkezetét vizsgálta szikrakamrás detektor segítségével, új helységek keresésének céljából. A körülbelül egy évig tartó mérés azt az eredményt hozta, hogy sikerült kimutatni, hogy nincs új rejtett kamra a piramis belsejében.

Az elmúlt 15 év fejlődése a nagyenergiás részecskefizika és a technológiák területén azonban lehetővé teszi, hogy a módszer kiválóan használható geofizikai problémák megoldására. A számítógépek számolási kapacitása, a szimulációk és modellezések kifinomultsága és a technológiai eszközök fizikai méretének kicsinyítése mind-mind elősegítette, hogy mára egy olyan kompakt és hordozható rendszert alkothassunk, mely képes észlelni a nagy kiterjedésű szilárd objektumokon áthaladó kozmikus müonokat és azok irányát.

A Wigner Fizikai Kutatóközpont területén működő, ilyen detektorok kutatásával és fejlesztésével foglalkozó REGARD Lendület Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoport tagjaként foglalkoztam modern, költséghatékony gáztöltésű müográf detektorok megépítésével és geofizikai terepi mérésekre való előkészítésével. Munkámban főként az utóbbi problémát mutatom be, azon belül egy detektor terepi mérések előtti szükséges kalibrációit, egy-egy kamra meghibásodási lehetőségeit, továbbá azok elkerülésére, vagy kezelésére szolgáló megoldásokat. Dolgozatomban kifejtem, hogyan lehet a környezeti tényezők, mint hőmérséklet, nyomás, páratartalom megváltozásából adódó elektronikai problémákat akár szoftveresen is kezelni és hogyan építhető egy mobilis, kompakt, kevéssé sérülékeny detektor.

4

1.1. Kozmikus sugárzás

A kozmikus sugárzás jelenségét először Victor Hess észlelte csapatával Hőlégballonokon mérték az ionizáció mértékét a légkör egyes 1912-ben. magasságaiban és nem várt eltéréseket tapasztaltak, ugyanis akkor is növekvő ionizációs mértéket láttak, amikor a Napot leárnyékolták [2]. Ebből következtettek egy máshonnan eredő földönkívüli sugárzás létezésére. Később kiderült, hogy ez a sugárzás elsősorban a Napból és a Naprendszeren kívüli szupernova robbanásokból származik, és egy összetett részecskeáramot foglal magában. Az összetételét Carl D. Anderson és Seth Neddermeyer fedezte fel 1937-ben, miközben ködkamrákkal a sugárzás által keltett másodlagos részecskéket kutatták, mint a pozitron, vagy a pion. Kísérleteikben megállapították, hogy ez a sugárzás nagyrészt protonokból áll, azonban tartalmaz alfa-részecskéket és körülbelül 1%-ban egyéb nagyobb rendszámú elemek atommagjait is. A másodlagos részecskék között pedig felfedeztek egy elektronhoz töltésben és spinben hasonló (később a leptonok családjába sorolt), azonban körülbelül 200-szor nehezebb ionizáló részecskét, a müont [3]. Ezen felül kimérték a kozmikus sugárzás energia-fluxus spektrumát, ennek eloszlása a következő ábrán látható:



 2. ábra. A kozmikus sugárzás energia spektruma. Alacsony energiáknál a Napból származó, míg nagy energiáknál inkább az intergalaktikus részecskék dominálnak. [4] Azóta persze lehetőségünk van légkörön kívüli műholdakra felszerelt részecskefizikai detektorokkal direkt kozmikus sugárzást vizsgálni. Ilyen például az AMS-02, egy Alfa-mágneses spektrométer, amely a Nemzetközi Űrállomáshoz kapcsolva a kozmikus sugárzás mérésével kutat sötét anyag és antianyag után. [5]

A müonok keletkezési helyét a Föld atmoszférájában kell keresni, ahol a kozmikus sugárzással érkező protonok, melyek a sugárzás körülbelül 89%-át alkotják, ütköznek és kölcsönhatnak az atmoszféra felső részén lévő oxigén és nitrogén atomok atommagjaival. Ezen nagyenergiás ütközések következtében részecskezáporok keletkeznek, melyek elsősorban pionokat tartalmaznak. A pionok instabil részecskék lévén, viszonylag rövid távolságokon belül elbomlanak és β -bomlással müonok és müonneutrínók keletkeznek.

 $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^- \to \mu^- + \nu_\mu$



3. ábra. Részecskezápor, a kozmikus sugárzás kölcsönhatása az atmoszféra atomjaival [6]

Keletkezésekor a müon nagy energiára tesz szert, így közel fénysebességgel halad, az átlagos élettartama körülbelül $2.2\mu s$. Ezeket a laboratóriumi adatokat figyelembe véve a müon maximum $3 \cdot 10^8 \cdot 2.2 \cdot 10^{-6} = 660$ métert lenne képes megtenni a Föld légkörében. Azonban Einstein speciális relativitáselmélete által megjósolt idődilatáció magyarázatot ad a jelenségre, hogy a müonokat nemhogy a Föld felszínén, de a földkéregben akár párszáz méter mélységben is érzékelhetjük. Így vice-versa a müon akár tengerszint alatti észlelhetősége a speciális relativitáselmélet helyességének egyik bizonyítéka. A müonokon kívül a neutrínók képesek még elérni a felszínt vagy mélyen behatolni a szilárd kéregbe, azonban mivel ők nem ionizáló részecskék, így detektálásuk igen nehéz. [7]

1.2. Müográfia

A müográfia egy hatékony és modern eszköz nagy objektumok belső szerkezetének tanulmányozására, mely kihasználja a természetesen képződő és ionizáló képességgel rendelkező kozmikus müonokat. A Föld felszínét körülbelül 150 müon éri el másodpercenként egy négyzetméteren. A müonok fluxusából következtetni tudunk a felettünk elhelyezett anyag sűrűségére, illetve nagy kiterjedésű objektumoknál sűrűségeloszlásra. Hasonlóan tehát, mint egy orvosi röntgen vizsgálat során, a fluxus értékes információval szolgál arról, hogy a részecske milyen sűrűségű közegen haladt át. Minél sűrűbb egy anyag, a müonok annál több kölcsönhatásban vesznek részt és annál jobban nyelődnek el. A közegben lévő nagy rendszámú atomok által keltett Coulomb-szórás eltérítheti a müonokat, a részecske folyamatos ionizáló hatása pedig energiaveszteséggel jár számára, így akár meg is állhat és elbomolhat.

Az elektromágneses hatások okozta energia leadás mértékét távolságegységenként a Bethe-Bloch formula adja meg [8]:

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

$$K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2}$$

ahol "N" az Avogadro szám, "m" és "e" az elektron tömege és töltése, "Z", "A" és " ρ " a közeget alkotó atomok rendszáma, tömegszáma és sűrűsége, "I"

pedig szintén a közegre jellemző ionizációs potenciál; "z" és " β " az áthaladó részecske töltése és sebessége (ez lehet fénysebesség egységekben). A kifejezésben szereplő " E_M " az egy darab kölcsönhatásban fellépő megengedett maximális energiaátadást reprezentálja. Értékét a relativisztikus két-test probléma kinematikája adja:

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \tag{2}$$

A (1) kifejezés alapján a differenciális energiaveszteség nem függ az áthaladó részecske tömegétől csak sebességétől (β). Az energiaveszteség az $\frac{1}{\beta^2}$ tag domináló hatása miatt alacsony sebességeknél (kis energiás részecske) nagyobb energia leadást eredményez. Nagy energiás részecskéknél (pl. müonoknál) az energialeadás pedig egy kvázi konstans értékhez tart, egészen addig, amíg elegendően le nem lassul. Hogy ez az érték mennyire nem konstans azt az úgy nevezett relativisztikus emelkedés határozza meg:



4. ábra. A relativisztikus emelkedés.[8]

A lelassulás után a részecske gyorsan megáll, mivel ilyenkor kis sebességéből adódóan jóval több energiát ad le (Bragg-csúcs [9]) egységnyi hosszanként.

Tehát ahol nagyobb a sűrűség, ott kevesebb müon éri el a detektort az energiaveszteségek miatt, amit a közegben ionizációval vesztett. A fluxus így abból az irányból lesz nagyobb, ahol kisebb sűrűségű, vagy kevesebb anyag van jelen.

Mivel a müográfiai detektorok képesek meghatározni egy-egy müon trajektóriáját, ezek eloszlása alapján egy fluxustérkép generálható. A felszíni referencia fluxus és például egy vulkán vastagságának ismeretében annak sűrűségeloszlása meghatározható. A helyszín geológiájáról készített modellekkel és a fluxussal arányos sűrűség-hosszból inverzió segítségével kinyerhető egy objektum belső szerkezeti felépítése. Ezek a müográfiai képalkotás elvi alapjai.

Az alkalmazása azonban mély statisztikai alapokon nyugszik, melyet megfelelő speciális részecskefizikai módszerekkel interpretálva kaphatunk informatív sűrűségeloszlás képet az alapvetően masszív és másként át nem látható kőzettestekről. A módszer tehát képes nagy objektumokat jó felbontással átvizsgálni, detektoráthelyezés után pedig akár több irányból szerzett információkkal 3D-s leképezés is megvalósítható, mindezt roncsolásmentesen. Az eljárás legnagyobb hátránya, hogy időigényes, hiszen minél kisebb egy detektor, vagy minél nagyobb sűrűségű vagy vastagságú egy céltárgy, amit vizsgálni akarunk, a szükséges statisztikához annál hosszabb időre van szükség egy jó felbontású képalkotáshoz.

A leírtaknak köszönhetően a müográfia ma több tudományos, vagy ipari területen is felhasználható. Ilyenek például a geofizika, a régészet, de ígéretesnek bizonyul a honvédelemben továbbá környezeti katasztrófák, például a vulkánok kitörésének előrejelzésében. A "MüonSecurity" detektor képes ólomdobozokba rejtett nukleáris csempészáruk kimutatására is, bár ez nem a müon anyagbeli elnyelődésén, hanem szóródásán alapul. A módszer környezetfizikai alkalmazásban használható még nukleáris hulladék feltérképezésére [10], vagy akár egy atomreaktor belső szerkezetének megfigyelésére [11].

9

1.3. Detektorok bemutatása

A részecskefizikai detektorok több típusát is használják müográfiára világszerte.

Technikailag egyik legalapvetőbb és egyszerűbb detektorok a szcintillációs detektorok. Ezek az eszközök alkalmasak egy ionizáló sugárzás energiájának és intenzitásának meghatározására. Több egymásra helyezett detektorból pedig egy részecske pályája is meghatározható. A detektorok alapjai a szcintillátorok egy külső fénytől és nedvességtől védett mérőfej belsejében találhatóak. Ezek a szcintillátorok olyan anyagok, amik az ionizáló sugárzás hatására rövid fényimpulzust bocsátanak ki. Az igen gyenge fényfelvillanásokat fotoelektron-sokszorozó erősíti fel, mely elektródáin annyira felerősödik a jel, hogy végül egy anódon mérhető áramimpulzus keletkezik. Jó hatásfokkal üzemeltethetők, viszont elég alacsony felbontással rendelkeznek. Ilyen detektorokat használnak például a japán Sakurajima vulkánnál [12], valamint az olasz Etna vulkánnál [13].

Az egyik legrégebbi technika a nukleáris emulzión alapuló detektorok használata [14]. Ezen detektorok nagy előnye, hogy passzívan, akár áram nélkül üzemeltethetők. Működésük során egy filmlapban lévő zselé szerű anyagba tett ezüst-bromid vagy ezüst-klorid kristályok ionizáló részecske hatására felszakadnak, az így keletkezett film előhívása után pedig a μm nagyságú ezüst szemcsék a helyükön maradnak, így a kamrán kialakult mintázat szabad szemmel vagy mikroszkóppal megfigyelhető. Ezzel a módszerrel 0.2 μm -es helyfelbontás érhető el, a szemcsesűrűségből pedig az energiaveszteségre, valamint a sebesség értékére tudunk következtetni. Az emulziós kamrák igen jó felbontással használhatók müon fluxus meghatározására, azonban az emulziós lapok szükséges cseréje miatt nem alkalmasak valós idejű mérések elvégzésére, változások gyors kimutatására. További problémájuk, hogy terepre szállításuk alatt nem védhető a rendszer a folyamatos adatszerzéstől, vagyis rendkívül nagy hátteret kap a detektor mire terepre ér.

10

A gáztöltésű detektorok működése is alapvetően a nagyenergiás műonok ionizációs képességén alapszik. A műon töltött részecske lévén elektromágneses kölcsönhatásba lép egy anyag atomjaival, elektron-ion párokat keltve. Jelen esetben egy kamrán való áthaladása során argon gázban körülbelül 100 elektront képes kelteni centiméterenként [8]. Ez kevés töltésmennyiség ahhoz, hogy meg tudjuk különböztetni az adatfeldolgozó rendszer háttérzajától. Így a Geiger-Müller csőhöz [15] hasonlóan, ha a gázteret hengerszimmetrikusan egy vékony, földelt vezetővel vesszük körül (katód), amelynek a közepén egy vékony, pozitív feszültségű szálat (anód) vezetünk, az elektrosztatikus tér az anódszáltól mért távolság függvényében a következő alakú:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$$
(3)

ahol " λ " az anódszál egységnyi hosszára jutó vonalmenti töltéssűrűség, " ϵ " pedig a közeg elektromos permittivitása. A tér hatására az elektronok a szál felé driftelődnek és gyorsulnak. Elég közel az anódhoz két ütközés között elegendő energiára tesznek szert, ahhoz, hogy újabb elektront üssenek ki a semleges gázatomokból és ennek többszöri megismétlődésével kialakuljon az elektronlavina. Ezzel a módszerrel exponenciálisan megnövekszik a keltett elektronok száma ($10^5 - 10^6$ db elektron) az anódon, ami már mérhető jelet ad. Ezt hívjuk gázerősítésnek. A folyamat megvalósulásához nélkülözhetetlen a detektorban lévő nagy tisztaságú gázkeverék folyamatos áramoltatása. A töltőgáz első komponenseként leginkább nagy rendszámú nemesgázokat szokás használni, mivel ionizációs potenciáljuk megfelelően alacsony. A nemesgázok teljesen feltöltött külső elektronhéja biztosítja, hogy a gázban nem jön létre nem kívánt kémiai reakció, továbbá mivel csak egy-atomos molekulákból állnak, ezért nem rendelkeznek rezgési és forgási módusokkal. Ebből kifolyólag a driftelő elektronok a gáz molekuláival csak rugalmasan ütközhetnek, ami az elektronok számára kisebb energiaveszteséget jelent, tehát már alacsonyabb gyorsítófeszültség mellett is kialakulhat a lavina. A detektorokban leggyakrabban használt nemesgáz az argon, mivel ionizációs potenciálja a rendszámából kifolyólag alacsonyabb, mint a nála kisebb rendszámú nemesgázoké, előállítása pedig lényegesen olcsóbb, mint a nagyobb rendszámú kriptoné vagy xenoné.

Az argon atomok azonban gerjesztődnek is, így alapállapotba való visszaálláskor 11.6 eV energiájú UV fotonokat bocsájtanak ki. Ezen fotonok a réz katód lapokkal való ütközéséből, újabb elektronok keletkeznek, mivel a réz ionizációs energiája 7.7 eV. Ezáltal az elektronsokszorozás önfenntartóvá válna egyetlen lavina keletkezése után. Ezért van szükség a gázkeverék másik komponensére, valamilyen sokatomos gázra (tipikusan szénhidrogénekre), mely elnyeli a gerjesztett argon energiatöbbletéből származó UV fotonokat. Ez a kioltás (quenching) jelenség, az erre használt gázokat a detektorokban kioltó gáznak is nevezik. A kutatócsoport detektorainál argon-szén-dioxid, 82%:18% arányú gázkeveréket használjuk, azonban ahogy említettem léteznek egyéb erre alkalmas gázkeverékek (pl. argon-izobután) is [8].

A gáztöltésű detektorok közül az egyik leggyakoribb és kutatócsoportunk által is használt típusai az MWPC-k (Multiwired-Proportional-Chamber, vagyis sokszálas proporcionális kamra) [16], a proporcionális számlálók és a Geiger-Müller cső ötvözetének egy továbbfejlesztett változatai. A Geiger-Müller csőtől eltérő geometriával rendelkeznek. Itt az elrendezés nem hengerszimmetrikus, a katód két síklemezből áll, és az egy darab anódszálat, több, egy síkban elhelyezett azonos feszültségre kapcsolt szál váltja fel. Az elektronlavina során keletkező pozitív ionfelhő árnyékoló hatásának köszönhetően tudjuk az átmenő müont pozícionálni, hiszen a keltett lavinájának a jele csak az ahhoz közeli szálon lesz jól mérhető.

Szintén a gáztöltésű detektorok csoportjába tartoznak a Micromegák [17]. A rendkívül jó térbeli felbontással (< $100\mu m$) rendelkező detektoroknál a gáztér ketté van osztva egy fém mikro-ráccsal, mely a detektor erősítő elektródáját (anód) képezi. A rács fölött helyezkedik el a katód és a rács alatt igen közel $100\mu m$ -re a kiolvasó elektródák. Ez a közelség teszi lehetővé az adatkiolvasás igen nagy gyorsaságát (100ns).

12

1.4. REGARD müográfok

A REGARD kutatócsoportnál lehetőségem volt részt venni a gáztöltésű müográfiai detektorok, azon belül pedig a sokszálas proporcionális kamrák építésében is. Egy 80-szor 80 centiméteres és egy 50-szer 50 centiméteres MWPC [18] összerakásában segédkeztem. Elsősorban az 50x50-es MTS-50 nevű detektorról fogok beszélni. Az építés első lépésében megtisztított réz borítású nyomtatott áramköri lapokra (NYÁK) tekertünk rá két, egy alsó és egy felső szálsíkot egy előre elkészített huzalozó szerkezet segítségével. Az alsó szálsíkon 4 milliméterenként a 100 µm átmérőjű réz szálakat használtuk melyeknek jelfelfogó szerepe van. A felső szálsíkon 8 milliméterenként 21 mikrométer átmérőjű aranyozott wolfram szálak (sense wire) és közöttük szintén 8 milliméterenként 100 mikronos rézszálak (field wire) lettek rátekerve az alsóra merőleges irányban. A vékony anódszálak feladata, ahogy az előző fejezetben említettem, a nagyfeszültség (kb. 1600V) vezetése, hogy kialakuljon a gázerősítés. Ezek csatornái (egy-egy szál kivezetése) kamránként össze vannak kötve, hogy azonos feszültségen legyenek és az elektronikák így tudják kiolvasni a kamrán fellépő triggert és a gaint (lásd: később ebben a fejezetben). A vastag szálak térformáló szerepet töltenek be, hogy az elektromos tér ideális legyen az elektronlavina kialakulására. Az alsó és felső szálsíkon megszólalt vastag szálak ("Pick-up wire" vagy "Field wire") határozzák meg egy müon áthaladásának "X" és "Y" koordinátáját, így ezek szálanként külön-külön csatornán vannak kezelve a kamraelektronikáknál. Így a merőleges szálsíkok hatására egy detektorkamra képes kétdimenziós információval szolgálni a müon áthaladásának helyéről.

A szálakat pontforrasztással rögzítettük a NYÁK-ra, ügyelve arra, hogy a forrasztás ne legyen csúcsos, mivel akkor a kamrán belül kialakulhatna az elektromos koronaeffektus jelensége, mely a jelkeltés helyét nagyban befolyásolná. Ezt követően megfelelő letisztítás után kétkomponensű ragasztót használva rögzítettük a kamra oldalfalait és tetejét. Az egyik oldalfalra kettő gázcsatlakozót ragasztunk be, amin keresztül be- és kiáramlik majd a gáz. Ezeket fontos apró gázcsövekbe helyezett gézlappal lezárni, hogy a kamra belseje ne koszolódjon. Végül a kamrák megkapják a szükséges elektronikákat (erősítő és digitalizáló rendszer) és csatlakozókat (földelés, nagy feszültség).

13



5. ábra. Az MWPC szálsíkjai. [18]

Az elektronikáknak elengedhetetlen része az árnyékolás, melyet általában réz lapokkal kivitelezünk, így hasonlóan a kamra belsejéhez, az elektronikák is többnyire egy Faraday-kalitkában vannak. Az adatkiolvasó rendszer és nagyfeszültség áramkörei egyedi tervezésű és építésű részekből állnak.

A gázerősítés jelensége tehát megfelelő nagyságú töltést generál az anódszálakon (SW), melyet a kamrákra elhelyezett elektronikák analóg jelként detektálnak [19]. Ezt a jelet erősítés után 3 felé osztjuk: Analóg, Trigger-jel és ADC-jel (Analog-Digital-Converter). Az analóg jelet oszcilloszkópon követhetjük, egyfajta működési megerősítésre szolgál. A trigger-jel, ha az erősítés után megüt egy küszöbszintet (trigger-threshold), akkor a jel digitális 1-est (5V TTL) ad ki. Ekkor azt mondjuk, hogy a kamra triggerelt. Ezt a trigger-jelet eljuttatjuk egy detektor elektronikához, a DAQ-hoz (DataAcquisition), mely minden kamrával össze van kötve. A DAQ fogadja az egyes kamrákról az érkező trigger-jeleket és veszi az általunk beállított koincidenciát. Több kamra esetében mindig meg van adva, hogy legalább hány kamrának kell megszólalnia, vagyis 1-es digitális jeles adnia, ahhoz, hogy megkezdődjön az adatkiolvasás. Ezt hívjuk koincidenciának. Minden mérési összeállításnak megfelelően beállítható a koincidencia-szint, amivel a detektor még elegendő hatásfokkal működik. A trigger-hatásfok meghatározására és koincidencia problémakörére a 2.1. fejezetben térek Így, ha megtörténik a koincidencia (detektor-trigger), a DAQ elindítja az ki. adatkiolvasást, oly módon, hogy küld egy időzített Start jelet (elfogadott trigger) minden triggerelt kamrának. Ennek a jelnek a jó időzítése igen fontos a kamra hatásfokának szempontjából. Beállításáról szintén a 2.1. fejezetben írok. Az adatgyűjtő rendszert tehát egy Start jel indítja minden kamrán. Az SW elektróda ADC jelét ekkor átkonvertáljuk és a jel nagyságát ADC egységekben eltároljuk (1 $ADC \approx 500 e^-$). A másik két elektróda (Field-wire, Pick-up-wire) elektronikái a Start jel hatására megkezdik a kiolvasást, azaz megnézik, hogy melyik csatorna érte el a digitalizációs-küszöböt (Digi-Threshold). Amelyik elérte, azt 1-es bit-ként, amelyik nem, azt 0-ként a rendszer egy shift regiszterben tárolja. Az adatkiolvasást innentől egy RaspberryPi (RPi) mikroszámítógép [20] vezérli. A Start jel az RPi felé egy LookAtMe (LAM) jelet ad, ami azon egy BUSY jelként blokkolja a kiolvasás közben érkező további triggereket, így amíg az adatkiolvasás folyik (kb. 100 μ s), a rendszer nem enged több eseményt regisztrálni. Az adatkiolvasás során az RPi egyesével kilépteti a shift regiszterekben tárolt adatokat, és végül elmenti egy fájlba, melynek minden sora egy-egy független eseményt tartalmaz.

Az egyedi események analízisével tudjuk később a müonok pályáját és fluxusát rekonstruálni, melynek lépései nagyvonalakban az alábbiak. Az analizáló program sorról sorra veszi az események nyers adatait és elkülöníti a klasztereket a zajtól. Klaszternek az egymás mellett egy eseményben megszólalt csatornák jelenségét nevezzük. A különböző kamrákon megjelenő klaszterek koordinátáira egyenest illesztve megkapható egy detektoron áthaladó müon pályája (track), amiből a keresett fluxuskép számolható. Ehhez elengedhetetlenül fontos, hogy a kamrák jól legyenek pozícionálva, mind horizontálisan, mind vertikálisan, lásd 2.4 fejezet. Egy fluxusképnél nem elég csak az adott irányból egységnyi felületen egységnyi idő alatt átáramló müonok számáról beszélni, figyelembe kell venni a hatásfok korrekciót is:

$$F = \frac{N}{t \cdot \epsilon \cdot \alpha \cdot A} \tag{4}$$

ahol "t" az idő, " ϵ " a hatásfok, " α " a zenitszög, "A" a felület, "N" pedig az áthaladt müonok száma.

Amikor a detektor elhagyja a labort, bele kerül egy plexi dobozba, ami mechanikai védelmet nyújt számára. Azonban az elektronikák igen kényes szerkezetek és a környezeti tényezők ellen nem védi egy ilyen doboz eléggé ahhoz, hogy azok ne befolyásolnák működésüket valamilyen szinten.

Az MWPC-k fejlesztésénél a csoport egyre jobban törekszik a felhasználóbarátabb és letisztultabb rendszerek készítésére, szem előtt tartva a korszerű technikák adta lehetőségeket, hogy egy problémakörre specifikus detektor egyre precízebb és effektívebb legyen. Célunk egy képzett technikus által is kezelhető és geofizikai kutatásokban, valamint iparban geofizikai problémák megoldására alkalmazható eszköz megalkotása.



6. ábra. A REGARD kutatócsoport MTS-8 nevű MWPC müográf detektora.

1.5. Müográfia a geofizikában

A müográfia geofizikai alkalmazásait két csoportba oszthatjuk: felszíni és föld alatti.

A felszíni alkalmazásnál a fő kutatási irány a vulkánok belső szerkezetének vizsgálata. A módszerrel képesek vagyunk kimérni a vulkán magmakamráinak helyét, amiknek jelentős hatása van a kitörések dinamikájában. Ha nyomon tudjuk követni a magma áramlását és viselkedését, akkor megjósolhatóvá válnak az esetleges kitörések térben és időben, ami akár emberéleteket menthet. Első ilyen jellegű felhasználása nukleáris emulziós lapokkal történt 2007-ben a Japán

Asama vulkánnal [21]. Igen nagy felbontás érhető el ezzel a módszerrel, azonban nem lehet vele valós idejű méréseket folytatni. A REGARD csoport gáztöltésű MWPC detektoraiból ma már a Japán együttműködésnek köszönhetően 10 darab detektor mér a Sakurajima vulkánnál [12]. A Sakurajima Japán egyik jelenleg legaktívabb vulkánja, melynek három krátere van: A, B és Showa kráterek. A vulkán kitörési aktivitása 2006 óta szépen a Showa kráter felé tolódott, amit csaknem 2000 kitörés deformált 2013 és 2015 között. A vulkánt figyelő rendszert Sakurajima Muographic Observatory (SMO) -nak hívják, mely két fajta detektorokból áll: a MWPC-based Muography Observatory System (mMOS) és a Scintillator-based Muography Observatory System (sMOS). Mindkét detektorcsoport alkalmas a vulkán belső szerkezetének és a magmaáramlás időbeli változásának kimutatására. Az első mMOS detektor 2017 januárjában lett telepítve a vulkánhoz és 157 napon keresztül mért, hogy analizálható adatokat kapjunk. A detektor egyébként azóta is mér és a rendszer folyamatosan bővül.

A gáztöltésű detektorok előnye, hogy megfelelő előkészítés után jó felbontással (akár 10 mrad-nál jobb szögfelbontással) és alacsony fogyasztással képesek működni hónapokon keresztül, ráadásul igen változó környezeti paraméterek mellett, ami egy vulkán mellett elengedhetetlen. Az mMOS detektorok fogyasztása körülbelül 10W és a szükséges gázból elegendő 1-1.5 Emellett anyag- és költséghatékonyak, liter/óra sebességű áramoltatás is. valamint integrált, valós időjű adatokat szolgáltató adatgyűjtő rendszerrel vannak felszerelve, melynek köszönhetően pillanatok alatt interneten keresztül elérhetőek az aktuális nyers mérési adatok. A detektor kitelepítése és elhelyezése nehéz feladat, általában 4-6 napot vesz igénybe 3 embernek, a vulkán közeli infrastruktúra hiányában. A felszíni mérések esetében további nehézségnek bizonyul, hogy a fluxus a zenitszög koszinuszának négyzetével csökken, így minél közelebb vizsgálunk valamit a horizonthoz, annál tovább fog tartani a mérés. Továbbá igen nagy fluxussal érkeznek a zenitről egyéb alacsony energiás (<1GeV) ionizáló részecskék is (pl. elektron), melyek nagy hátteret jelentenek a mérésnek, így ezek kiküszöbölésére a detektorok közé ólom lemezek lettek telepítve. Ezeken a lemezeken ugyanis a kisenergiás részecskék jelentősen szóródnak, így egyenestől eltérő pályájuk miatt az analízis során

17



(a) A Showa kráter vizsgálatára elhelyezett mMOS detektor a vulkán oldalában.(Kyushu, Japán, 2017) [12]



(b) A magmakamrák helyének vizsgálata. [22]

jól kiszűrhetők. Az MWPC detektorunk 2.7 mrad szögfelbontású fluxusképeket készített a Sakurajima vulkánról 2.8 km távolságról. A képen egy pixel 7.5 × 7.5 m^2 -nek felelt meg, ami igen jó arány. A mérési hely a vulkánnál a mesterséges lávacsatorna mögött helyezkedik el, ami biztonságos megfigyelési pontot eredményez.

A föld alatti mérések során főként barlangok eddig föl nem fedezett járatait, esetleges új kamráit keressük. Számos hazai barlangban folytak/folynak méréseink, például: Esztramoson, a Királylaki barlangban, az Ajándék barlangban, Sátorkőpusztai-barlangban, valamint a Budai vár alatt. A barlangok mélyéről detektoraink a felettük lévő rétegeket pásztázzak, szebbnél-szebb eddig ember által érintetlen területek után kutatva. Ilyenkor megmutatkozik a roncsolásmentes technika előnye. Ezekre a mérésekre szánt detektorok első számú szempontja a mobilitás volt, a jó felbontóképesség megtartása mellett, így minél kisebb méretű, szűk járatokba is beférő, kompakt rendszerek készültek. A barlangban lévő detektorok áramellátása akkumulátorokról történik, gázellátása pedig ember által cipelhető nagyságú palackokból. Tesztelés alatt van azonban egy napelemmel működő rendszer is. A barlangokon kívül a technika használható bányákban kőzet-sűrűsödések (ércek) detektálására, avagy régészeti célból feltárásoknál, esetleg, ahogy fentebb említettem piramisok titkos kamráinak megtalálására.



8. ábra. Az MTS-8 MWPC detektor mérés közben a Sátorkőpusztai barlangban.

A földalatti alkalmazások egyik speciális esete a mélyfúrási(borehole) detektorok alkalmazása. A REGARD csoport egyik legújabb projektje egy olyan detektor elkészítése volt, mely alkalmas mélyfúrások fúrólyukaiba való leengedésre. A detektor pásztázni fogja a fölötte elhelyezkedő kőzetrétegeket, amit összevetve a felszíni geofizikai mérések eredményével pontosabb, jobb felbontású képet kaphatunk majd a kéreg szerkezetéről, és az esetlegesen benne rejlő ércekről.

2. Detektorok előkészítése terepi mérésekre

A fent leírt detektorok laborkörnyezetből való kivitele egyáltalán nem triviális folyamat. Számos kalibráció és korrekció elvégzése szükséges, hogy egy detektor ne legyen kényes a változó környezeti paraméterek, mint hőmérséklet, nyomás és páratartalom hatásaira. Emellett ügyelni kell a megfelelő mechanikai védelemre, gondolok itt a valamilyen szintű ütésállóságra és vízhatlanságra. Hogyan érhető el azonban, hogy egy MWPC toleráns legyen az említett behatásokkal szemben? Mi történik a kamrák gázerősítésével túl magas, illetve túl alacsony hőmérsékleten és/vagy nyomáson? Hogyan változik ezáltal a kamrák hatásfoka és lehet-e rá valamilyen módon korrigálni? Gyakori probléma forrás az elektronikai eszközök strapabírása. Mi történik, ha egy barlang mélyén tönkremegy egy elektronika, például hogyan befolyásolja a fluxusképet, ha meghal egy Adc, és ezáltal elvesztünk 16 csatornát? A következő fejezetben ezeket a kérdéseket fejtem ki és válaszolom meg.

2.1. Kalibrációk és tesztmérések

Egy kamra elkészültét követően legelőször az úgynevezett "flowtest"-en kell átesnie. Ez azt jelenti, hogy a kamrát a detektorokban alkalmazott gáz alá kötjük és kb. 5 liter/órán tartva kinyomjuk belőle a levegőt. A kamra megfelelő szigetelését és a gáz kiáramlását egy buborékoltatón figyeljük. Ha esetleg lyuk van a kamrán akkor a buborékoltatóban, nem fognak képződni buborékok, mivel a levegő vagy később a gáz a lyukon távozik. Ekkor egy speciális elektronikus eszközzel pásztázzuk végig a kamrát, amely lokalizálja a szivárgás helyét, amit ezután kétkomponensű ragasztóval öntünk be. Nagyobb detektoroknál előfordulhat, hogy a szálak közé elhelyezett merevítő oszlopok (két Cu lemez összetartására) ragasztása az átáramló gáz nyomásának hatására elenged. Ezt egy igen erős pattanó hang jelzi. A kamra ettől függetlenül működőképes, általában további 3 oszlop elegendő a megfelelő merevítésre. Ha esetlegesen több is elengedne, akkor további teszteknek vetjük alá a kamrát, hogy bizonyos nyomásváltozásokra mennyire dudorodnak ki, vagy esnek be a kamra lapjai. A teszt akkor sikeres, ha a gázáramlás sebességét pár perc után visszavesszük, amikor már feltehetőleg nincs levegő a kamrában, és körülbelül 1 liter/órán is tapasztalunk a buborékoltatóban buborékolást.

Ha a kamrák megkapták a szükséges elektronikákat, valamint elkészült a detektor nagyfeszültség szabályozója és adatkiolvasó rendszere, akkor megkezdődhetnek a laboratóriumi kalibrációk. Az összerakott detektort különböző nagyfeszültségek alá helyezzük (ez detektoronként eltérő lehet) és méréseket indítunk velük, majd feljegyezzük az adott nagyfeszültségen a gázerősítésék nagyságát az egyes kamrákra.

A kamra gázerősítésének meghatározására az érzékeny szálak (lásd: 1.4. fejezet) felerősített ADC jeleinek eloszlását használjuk. Az ADC jelek nagyságának eloszlása egy kamrán az elektronok ionizációval történő energialeadására jellemző Landau-eloszlásra illeszkedik, ha a zaj csúcsával (pedestal) visszatoljuk a görbét a nullába.





A zaj mértéke minden detektoron, vagy akár kamrán minimálisan eltérő helyen lehet. Ezen kívül definiálnunk kell még egy vágást az eloszlásban, amivel meghatározzuk, hogy honnan kezdődnek a tényleges ADC értékek. Ez általában a zajcsúcs lecsengése után az erősen növekvő meredek részen jelöljük ki. A vágás utáni értékeket átlagolva tudunk beszélni egy környezeti paraméterekre és kamrageometriára, valamint nagyfeszültségre jellemző gázerősítésről. Ebből következtethetünk az optimális nagyfeszültségre, úgy, hogy megnézzük mekkora feszültség mellett lesz ideális nagyságú egy kamrára vett átlag. A nagyfeszültség vizsgálat ábrája, amelyről azt mondhatjuk, hogy az optimális nagyfeszültség ehhez a detektorhoz 1650-1700 V körül van:



10. ábra. Az MTL-1 -es detektor nagyfeszültség kalibrációja

Ha a kamrán belül sikerül elérni a homogén gázteret, akkor a müon egységhosszonkénti leadott energiája $\frac{1}{cos(\alpha)}$ -ként függ a track meredekségétől, ahol α a zenittel bezárt szög. (11. ábra)

Az ideális detektorműködéshez további beállítások szükségesek az adatkiolvasó rendszer elektronikájában. Ilyen például a trigger jel küszöbszintje, és a Start jel időzítése.

A trigger-küszöb beállítása hasonlóan a nagyfeszültség beállításához több tesztmérés megvizsgálásával történik. Az elektronikai egységeken feltüntetett helyeken lehet ezeket a szinteket állítani áramköri feszültség formájában, amit multiméterrel tudunk precízen mérni. A trigger-küszöb beállítása minden kamrára rendkívül fontos, a megfelelő képalkotás szempontjából. Ha túl alacsony, akkor az események túl zajosak lesznek, hiszen apróbb jelekre és kisenergiás részecskékre is jelezni fog a kamra. Ezt muszáj elkerülni a helyes fluxuskép megalkotásához, ugyanis ahogy említettem az analizáló program a kamrákon kialakuló klaszterekre való egyenes illesztéssel következtet a müon beesési szögéről. Ha egy-egy kamra zajos, akkor más csatornákon is megjelenhetnek



 11. ábra. A meredekségek függvényében a részecske leadott energiája. Minél nagyobb zenitszögben érkezik, annál nagyobb utat tesz meg egy kamrában. A
 (1) formula alapján ez több energialeadást eredményez.

rajta jelek a valódi klaszteren kívül, amik pedig elhúzzák az egyenes illesztést. Ilyenkor nem kapunk valós képet arról, hogy milyen irányból, mekkora a fluxus. Ellenkező esetben, ha a trigger-küszöb túl magas, akkor előfordulhat, hogy a kamra figyelmen kívül hagy eseményeket. Ez könnyen észrevehető, akár éles működés közben is, oly módon, hogyha a hibás kamra fölötti és alatti kamra is triggerelt, és ez sok eseménynél előfordult, akkor a trigger-küszöb rossz beállítása egy lehetséges probléma forrás.

Persze előfordulhatnak egyéb okok is, amiért egy kamra kiesik a triggerelésből, például halott elektronika miatt, vagy lecsúszott trigger kábel (ez közvetíti a trigger jelet a DAQ-ra) miatt. Mindenesetre a kamra trigger-hatásfokán látszani fog, hogy valami nem működik. Ez egészen addig nem jelent komoly problémát, amíg az összhatásfoka a detektornak elég magas. Később ebben a fejezetben bemutatom, hogy hány kamrát vonhatunk ki a képalkotásból, úgy, hogy a hatásfok ne változzon.

A Start jel időzítése is elengedhetetlen konfiguráció, mivel a jelnek megfelelő időben kell visszatérnie a DAQ-ról az egyes csatornák elektronikáihoz, hogy abban a pillanatban nézzék az adatot, amikor az szükséges. Ezt azért kell beállítani, mert ezek a visszaküldött jelek kicsit lassabbak és nagyobb erősítésűek a trigger-jelnél, így ezt az időkülönbséget kell korrigálni. Az időkülönbség azonban kamra függő, mivel az erősítő gyorsasága függ a csatorna kapacitásától, ami viszont annak méretétől is függ. Ennek beállításához oszcilloszkóppal vizsgáltam a jel idejét (Clock), aminek a DAQ-on potméterrel állítható az értéke. Több Clock értéknél vizsgáltam a kamrák hatásfokát, és ahol a legjobbnak bizonyult, azt az értéket választottam optimális időzítésnek ($2.0\mu s$).

A koincidencia beállítása is fontos a jó hatásfok elérése érdekében. Ezt a DAQ-on tudjuk megtenni apró kapcsolók segítségével. Ezzel azt lehet meghatározni, hogy legalább hány kamrának kelljen triggerelnie, ahhoz, hogy azt eseményként regisztráljuk, és megkezdődjön az adatkiolvasás. A kamrák megszólalási valószínűségei binomiális eloszlást követnek:

$$P(x/N) = \sum_{k=0}^{N-x} \binom{N}{k} \epsilon^{N-k} (1-\epsilon)^k$$
(5)

ahol "x" jelenti, hogy ténylegesen hány kamra szólalt meg, "N" pedig, hogy a müon hány kamrán ment át. Az utóbbit az analizáló szoftver egyenes illesztéséből következtetjük, így tudjuk a kamrák trigger hatásfokát is nézni (adott-e a kamra trigger-jelet, ha átment rajta a müon). Egy 8 kamrás detektor esetében kiszámoltam, hogy mi az a legnagyobb koincidencia szint, amit még megkövetelhetünk és nem okoz drasztikus hatásfok csökkenést. Ehhez két $\epsilon = 0.985$ és $\epsilon = 0.90$ trigger-hatásfokot feltételeztem.

	$\epsilon = 0.90$					
	N=8	N=7	N=6			
x	P(x/N)					
1	1.0	1.0	1.0			
2	1.0	1.0	0.9999			
3	1.0	0.9998	0.9987			
4	0.9996	0.9973	0.9842			
5	0.9950	0.9743	0.8857			
6	0.9619	0.8503	0.5314			
7	0.8131	0.4783	-			
8	0.4305	-	-			

$\epsilon = 0.985$							
	N=8	N=7	N=6				
x	P(x/N)						
1	1.0	1.0	1.0				
2	1.0	1.0	0.9999				
3	1.0	0.9999	0.9999				
4	0.9999	0.9999	0.9999				
5	0.9999	0.9998	0.9968				
6	0.9998	0.9955	0.9133				
7	0.9941	0.8996	-				
8	0.8861	-	-				

A táblázatok adatai alapján láthatjuk, hogy még a kisebb trigger-hatásfok (0.9) esetén is x=5 -ig 1 közeli értékeink vannak. Tehát, ha a 8 kamrás rendszerből, valami meghibásodás miatt egy kamra kiesik az analízisből, akkor is 1 körüli hatásfokon képes működni a rendszer, ha legalább 5 kamrát követelünk megszólalni.

Nem utolsó szempont különböző N-ekre (hány kamrás a track) a látószög vizsgálata, hiszen minél több kamrán követeljük meg a megszólalást, annál kisebb látószögeket vagyunk képesek mérni. Ezt a detektor geometriájából meghatározható:

$$tg(\alpha_{l\acute{a}t\acute{o}}) = \frac{X}{h}$$
(6)

ahol "X" a kamra szélességének a fele (MTS-50 -nél mivel 50x50 centiméteres a detektor, ezért 250 mm), "h" pedig a trackhez megkövetelt detektorok összmagassága.

Ν	h[mm]	$\alpha_{l\acute{a}t\acute{o}}$
8	365	34.41°
7	312	38.7^{o}
6	260	43.88°
5	208	50.24^{o}
4	155	58.20°

Valójában tehát ilyen 8 kamrás elrendezésnél 4-es koincidenciát használunk, mivel itt még abszolút maximális a hatásfok és a látószög is elegendően nagy egy track megfigyeléséhez.

2.2. Meghibásodások

Egy detektor meghibásodásaira már akár a terepi mérés megkezdése előtt a szállítás során is számítanunk kell, ugyanis a rendszert ilyenkor éri a legtöbb mechanikai behatás. Különböző megütődések, vagy egy repülőút alatt fellépő komoly nyomáskülönbség, belső sérüléseket is okozhat a kamrákon. Ezeket a terepre érkezést követően már nagyon nehéz, vagy nem is lehet javítani. Ezért lettek kidolgozva a mechanikai és egyéb meghibásodásokra szoftveres korrekciók, amikkel akár otthonról lehetőség adódik a hibák képalkotás szempontjából vett kiküszöbölésére.

Egyik leggyakoribb kár a kamrákon belül az elektronikai csatorna meghibásodása. Ilyenkor vagy elvesztünk egy klaszterpozicionálásért felelős csatornát. Ha pedig az anódszál szakad el, akkor az egész kamra rövidzáras lesz, hiszen nem tartja már semmi a helyén és hozzáér a katódhoz. Ekkor az adott kamráról szoftveresen lekapcsoljuk a nagyfeszültséget. Ezeket az információveszteséggel szolgáló hibákat úgy tudjuk korrigálni, hogy egész egyszerűen nem vesszük bele a halott csatornákat az analízisbe. Azonban, ha újra mérni akarunk a szakadt szálas kamrával, akkor azt vissza kell vinni a laborba és megjavítani, ahhoz viszont ki kell nyitni a leragasztott kamrát és kicserélni a forrasztott szálat. Ez egy igen kényes dolog, így ez az egyik legkomplikáltabb és súlyosabb meghibásodási probléma. Szerencsére a kifejlesztett építési stratégiánknak és jó anyagainknak köszönhetően elég ritkán fordul elő.

Mechanikai hibák speciális esete, ha a 2.1. fejezetben leírt gáz- és nyomástesztek ellenére lyuk marad a kamrán. Ezt sajnos nem lehet szoftveresen kezelni, mivel a gáz lassan kiszökik a detektorból és leesik a gázerősítés, ami a csökkenti a hatásfokot. Ezt lokálisan nagyobb gázáramlással lehet kompenzálni. Szerencsés eset, ha például a gázkör szempontjából az utolsó kamrák egyikén van a rés, mivel akkor az előtte lévők változatlanul képesek funkcionálni. A 2.1. fejezetben részeletesen tárgyaltam, hogy hány kamra eshet ki egy mérés során a teljes hatásfok lényeges csökkenése nélkül. Ezen felül sok-sok lehetőség létezik, hogy egy kamrán milyen seb ejthető, a válasz mindig a szoftveres analízisből való kihagyás, vagy az adott alkatrész javítása, vagy cseréje lesz.

A kamrák elektronikai egységei is különböző módokon tehetik működésképtelenné a detektor egyes részeit, vagy akár teljes egészét. A legkényesebb talán a nagyfeszültségű tápegység, melynek elromlása, vagy rövidzára megbénítja a detektor mérését, ilyenkor ezt cserélni vagy javítani kell. Ennek egyel jobb esete, amikor csak egy kamrára a nagyfeszültséget vezető kábel szakad/romlik el, vagy akár csak lehúzódik a csatlakozóról. Ekkor csak a kábelhez tartozó kamra nem fogja megkapni a megfelelő feszültséget, így az ki kell venni a képalkotás során az analízisből.

Az ilyen jellegű problémák csoportja sok lehetőséget lefed, attól függően, hogy hány dolgot befolyásolt. Például egy Front-End elektronika elromlása egy MTS-50 kamra esetében 32 halott csatornát eredményezne. Erre is ugyanúgy tudunk korrigálni fluxuskép szempontjából a megfelelő szoftverbeállítással. Természetesen arról a térrészről kevesebb adatunk lesz, ami hosszabb mérési idővel kiküszöbölhető.

Az adatkiolvasó rendszer meghibásodásairól is szót kell ejteni. Előfordulhat, hogy félre dugunk egy kábelt, vagy egy elektronika nem kapja meg a működéséhez szükséges feszültséget (5V). Ezek mind utólag manuálisan is javíthatóak, az adatokból pedig egyből látszanak. Például, ha egy trigger kábel (amin a trigger-jel érkezik a karmáról DAQ-ra) nincs bedugva, akkor annak a kamrának a mért trigger-hatásfoka zéró lesz. Ha csak félre van dugva, jó esetben az adatkábelével együtt, akkor a probléma majdnem, hogy analóg a 2.4. fejezetben a vertikális eltolásban leírtakhoz, csak itt két kamra van felcserélve.

Tehát ezek az alapproblémák számos verziója vagy kombinációja elképzelhető egy terepi mérés során, így a szoftveres korrigálás egy nagyon praktikus és kényelmes megoldás.

27

2.3. Környezeti paraméterek

A környezeti paraméterek, mint hőmérséklet, páratartalom és nyomás figyelembevétele igen fontos a gáztöltésű részecskefizikai detektoroknál, ugyanis mind a gázerősítést, mind az elektronikát befolyásolni tudják. A mi esetünkben mivel terepi és nem labori mérésekről van szó, ezek a tényezők erős behatást jelentenek a mérési folyamatra állandó változásukból kifolyólag. Ennek okán detektorainkat felszereljük egy THP (Temperature-Humidity-Pressure, vagyis Hőmérséklet-Páratartalom-Nyomás) szenzorral, mely minden regisztrált esemény mellé feljegyzi az akkori THP értékeket.

Ezen tényezők közül a páratartalom tárgyalása eltérő a többitől ugyanis ez nincs jelen a kamra belsejében a gáz folyamatos áramoltatása miatt. A külső nagy páratartalom a detektoron elhelyezett elektronikákra viszont káros hatással lehet, például a nagyfeszültségen könnyen rövidzár alakulhat ki. Ennek kiküszöbölésére a detektorok plexi dobozába vezetjük ki a kamrákon átáramló gázt, ami akár 20% -ot képes csökkenteni a páratartalomból. Ennek köszönhetően páradús helyeken is lehetséges mérni, amit jól példáz [23].



12. ábra. A hőmérséklet és a nyomás időfejlődése 4 és fél hónapon keresztül a Sakurajima vulkánnál.

A 12. ábra a Sakurajima vulkánnál mérő mMOS-04 detektor 2019-es adatait mutatja, melyeken a környezeti paraméterek időfüggése megfigyelhető.



13. ábra. 10 és 3 napos időfejlődés. Jól megfigyelhető a gázerősítés hömérsékletfüggő tendenciája és a napi hőmérséklet ingadozás.



14. ábra. Szintén 10 és 3 napos időfejlődés. Jól látható a gázerősítés tendenciája a nyomás mellett.

Az 13. és 14. ábrán jól látható a hőmérséklet korrelációja és a nyomás antikorrelációja a gázerősítéssel az időbeli változásuk során. Ennek oka a kamrán belül a müonok keltette elektronok átlagos szabad úthosszának megváltozása, mivel a gáz sűrűségével mindkettő kapcsolatban áll. Ha nagyobb a nyomás a gáz atomjai közelebb kerülnek egymáshoz, így az elektronok szabad úthossza csökkenni fog, ami azt eredményezi, hogy kevesebb energiára tesznek szert az ütközések között. Ez pedig a gain csökkenéséhez fog vezetni. A hőmérséklet esetében pont ellenkezőleg, az atomok távolodni fognak egymástól, így nőni fog az átlagos szabad úthossz, ami a gain növekedéséhez vezet.

29

Ezekre a befolyásoló hatásokra többféleképpen lehetséges korrigálni. Az első alternatíva, hogy a detektor környezetét befolyásoljuk, például fűtjük a kamrát, vagy acéllemezekkel kiegyenlítjük a belső nyomást, azonban az ilyen megoldások több problémát szülhetnek, mint amennyit megoldanak, valamint egyáltalán nem költséghatékonyak. Ebből kifolyólag inkább korrigáljuk az elváltozásokat. Egyik lehetőség, hogy a gázerősítést mérjük direkt módon, és ennek feszültségfüggését kihasználva, a nagyfeszültség vezérlésével szinten tartjuk. Ez sok helyzetben rizikós lehet mivel nem tudhatjuk biztosan, hogy mi befolyásolta valójában a gázerősítés változását. Az általunk használt módszer az, hogy a hőmérsékletet és a nyomást mérjük a detektorban, és a nagyfeszültség szabályozásával korrigáljuk a gázerősítést.

Ezt a következőképpen tesszük:





A gázerősítés hőmérsékletfüggése alapvetően exponenciális (15.ábra), ha a nyomást állandónak tekintjük. Az nyomás fixálását úgy vettem figyelembe, hogy 999.9 és 1002.1 mbar közötti változást engedtem meg, és ezekre a nyomásértékekre vizsgáltam a hőmérsékletet. Így az összefüggés:

$$G(T) \sim e^{\alpha \frac{T-T_0}{T_0}} \tag{7}$$

ahol $T_0 = 20 \ C^o$ egy általam választott átlaghőmérséklet.

Az egyenletnek vettem a logaritmusát és egyenest illesztettem az adatpárokra. Ezzel megkaptam egy arányosságot a hőmérséklet megváltozása és az ebből kifolyólag bekövetkező gázerősítés változás között. Az illesztett meredekség α = 4.212. Az illesztés során figyelembe kellett vennem egy másik faktort is, ugyanis a hőmérséklet változása befolyásolja a kamrák elektronikáit, ami -0.6% látszólagos változást eredményez 1 fok hőmérsékletnövekedés alatt. A linearitás miatt itt a következőképpen korrigáltam:

$$G_{valós} \cdot (1 + (-0.006)(T - T_0)) = G_{mért}$$
(8)

Hasonlóan a hőmérséklet okozta megváltozáshoz, a nyomás és gázerősítés megváltozás között is exponenciális összefüggést tapasztalunk (16. ábra), ha a hőmérsékletet állandónak tekintjük:

$$G(P) \sim e^{\beta \frac{P - P0}{P0}} \tag{9}$$

Ahol $P_0 = 1000 \ mbar$ egy általam választott átlagnyomás. Az egyenlet logaritmusára egyenest illesztve $\beta = -4.132$ meredekséget kapunk. Ez szépen alátámasztja a fent leírt elméleti kapcsolatot, miszerint $\alpha = -\beta$.



16. ábra. A gázerősítés a nyomás függvényében

Ahhoz, hogy korrigálni tudjuk a környezet okozta erősítés változásokat, szükség van egy általunk állítható fizikai mennyiségre, ami kapcsolatban van a gázerősítéssel. Ez pedig a kamrákra kapcsolt nagyfeszültség, épp ezért tudjuk a feszültség vezérléssel elvégezni a korrekciót. Ahhoz, hogy az arányosságot megmondjuk, vissza kell nyúlni a laboratóriumi környezetben elvégzett nagyfeszültség kalibrációhoz. Ideális esetben ez, csak a kamra geometriájától és a benne lévő gáztól függ, így az adatokat az MTL-1 -es detektor nagyfeszültség vizsgálatából vettem, mivel ez szerkezetileg megegyezik az mMOS-04 -el (80cm*80cm). Ahogy az a korábban mutatott 10. ábrán is látszik az összefüggés ismét exponenciális:

$$G(U) \sim e^{\gamma \frac{U-U_0}{U_0}} \tag{10}$$

ahol $U_0 = 1690 V$ a $G_0 = 600 Adc$ -hoz tartozó feszültség. Az előző eljárásokhoz analóg módon itt is egyenest illesztettem a kifejezés logaritmusára, ennek meredeksége:

$\gamma = 13.52$

Így a gázerősítésen keresztül közvetett kapcsolatot teremtettünk a hőmérséklet és nyomás, illetve az általunk vezérelhető nagyfeszültség között. Célunk tehát, a detektor optimális működéséhez, hogy a gain értéke megfelelően nagy legyen. Tekintsük tehát ΔT hőmérsékletváltozással bekövetkező ΔlnG változást. Ekkor azt mondhatjuk, hogy:

$$\alpha = \frac{\Delta l n \frac{G}{G_0}}{\Delta T} \cdot T_0 \tag{11}$$

Ezután vizsgáljuk meg, hogy a feszültség megváltozása mekkora gain változást okoz:

$$\Delta ln \frac{G}{G_0} = \frac{\Delta U}{U_0} \cdot \gamma \tag{12}$$

A (12) kifejezés behelyettesítéséből a (11)-be megkapjuk a közvetlen összefüggést a hőmérséklet és a feszültség között:

$$\Delta U = \frac{\alpha}{\gamma} \frac{U_0}{T_0} \Delta T \tag{13}$$

Ezek alapján például ha $\Delta T = 10^{\circ}$ -al változik a hőmérséklet, akkor

$$\Delta U = \frac{4.212}{13.52} \cdot \frac{1690}{293.15} \cdot 10 = 17.96V$$

Tehát 17.96 V -al kell lejjebb tekerni a nagyfeszültséget, a hőmérséklet okozta gázerősítés változás korrigálására.

Hasonlóképpen a nyomásváltozásra:

$$\beta = \frac{\Delta l n \frac{G}{G_0}}{\Delta P} \cdot P_0 \tag{14}$$

ha (12)-t behelyettesítjük (14)-ba és kifejezzük ΔU -t akkor megkapjuk a közvetlen összefüggést a nyomás és a feszültség között:

$$\Delta U = \frac{\beta}{\gamma} \frac{U_0}{P_0} \Delta P \tag{15}$$

Tehát például $\Delta P = 10 \ mbar$ környezeti nyomásváltozás hatására:

$$\Delta U = \frac{-4.132}{13.52} \cdot \frac{1690}{1000} \cdot 10 = -5.165$$

A nagyfeszültség korrigálandó értéke 5.165 V.

A módszer kritikusan nagy hőmérsékletig jól működik, azonban afölött (kb. 45°C) a kamrák anyagának belső ellenállása lecsökken, mert megnő a ragasztó vezetőképessége, és a kialakuló sötét áram miatt, az effektív feszültség is kissé csökken.

2.4. Kamrák pozícionálása

A detektorok kamráinak pozicionálása rendkívül fontos a pontos képalkotás szempontjából, ugyanis amikor az analizáló program egyenest illeszt a klaszterek koordinátáira akkor egy hibás pozíció elhúzhatja a tracket.

A szoftvernek manuálisan lehet megadni egy detektor elrendezés geometriáját, így kipróbáltam mi történik, ha egy kamra a standard pozíciójához képest horizontálisan el van tolva egyik (X) vagy másik oldalával (Y) párhuzamosan. Az analizáló szoftver minden eseményre meghatározza az eltolt kamrán a klaszter eltérését a tracktől. Ezt felhasználva ábrázoltam az X és Y irányú eltérések eloszlását.



17. ábra. Egy kamra horizontális irányú eltolásainak ábrái

Az eloszlásokra Gauss görbét illesztettem:

$$G(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)}$$
(16)

Az illesztett görbe csúcsainak a helye, melyet a μ paraméter jellemez megadja, hogy mennyivel vannak eltolódva a kamrák az adott irányba. A kamra csatornáinak koordinátázása adja meg, hogy merre van a pozitív és negatív eltolódás iránya. Így ezzel a módszerrel akár szoftveresen is vissza tudjuk tolni a kamrákat a megfelelő pozíciójukba, ha esetleg messze kint terepen eltolódnának. Az illesztések eredményeiből látszik, hogy adott irányban konzisztensen eltérnek az illesztett μ paraméterek az általam beállítottól, tehát a kamra alapból valószínűleg el volt tolódva X irányban 0.53 milliméterrel, Y irányban pedig 0.72 milliméterrel.

Hasonlóan megnéztem, hogy mi történik, ha egy kamrát eltolok vertikálisan felfele vagy lefele.



18. ábra. Vázlatos ábra, hogy mi történik, ha egy kamra a megfelelő helyétől ΔZ -vel lejjebb van. Az analizáló szoftver ΔX - el alrébb fogja érzékelni a kamrán a lavinát.

A trackektől való eltérések eloszlásából, most nem tudok következtetni az eltolás mértékére, mivel itt mindkét irányba eltolódik az eloszlás csúcsa, így a Gauss-görbe csak szélesebb lenne:



19. ábra. A vertikális irányú eltolás esetén a tracktektől vett eltérések eloszlása.

Így vettem a trackektől való eltérést és ábrázoltam őket a track meredekségének függvényében, majd egyenest illesztettem a pontokra:



20. ábra. A középső kamra függőleges irányú eltolásának ábrái

Ezzel ugyanazt a hatást értem el, mintha tudtunkon kívül elmászna egy kamra, és a szoftver úgy próbálna meg egyenest illeszteni. A detektor geometriájából (18. ábra) adódóan az összefüggés a meredekség (m) és az eltolás mértéke között:

$$\Delta z = -m \cdot PadSize \tag{17}$$

ahol a PadSize egy kamra vastag szálai (Pick-up-wire) közti távolság, jelen esetben 8mm. A negatív előjel a geometriából adódó konvenció.

Ellenőrzésképpen kiszámoltam, hogy az általam beállított eltolást valóban visszakapjuk-e a meredekségből:

- $\Delta z_a = m_a \cdot 8 = -10.16mm$
- $\Delta z_b = m_b \cdot 8 = -4.15mm$
- $\Delta z_c = m_c \cdot 8 = -1.12mm$
- $\Delta z_d = m_d \cdot 8 = 0.88mm$

Látható tehát, hogy közel tized milliméter pontossággal visszakaptam az eltolás értékét. Mivel minden visszaszámolt értéknél szisztematikusan megjelenik a tizedmilliméteres eltérés, ezért valószínűleg a kamra, amin az eltolást végeztem valóban 0.1 milliméterrel el van tolódva. Így tehát a módszerrel szoftveresen tudunk korrigálni arra, ha terepen egy detektor elmászik vertikálisan.

Ennek egy speciális esete, ha a kamra elbillen. Ekkor a Δz horizontális koordináta (X,Y) függést kap, melyek összefüggenek a billenés szögével. Hasonlóan a vízszintes irányú eltolásoknak is lehet helyfüggése, olyankor függőleges tengely körüli elforgatás történt.

Gyakorlatban az ilyen eltolódásokat és forgásokat egy merev egyedi tervezésű 3D-nyomtatott detektorváz használatával tudjuk minimalizálni. Az elemek egy-egy kamra négy sarkára vannak jól pozícionálva fölragasztva.

2.5. Képalkotás

Dolgozatom végén megmutatom, hogy egy jól működő detektorral milyen fluxusképek alkothatók az objektumokról. Ehhez a Sakurajima vulkánt szemlélő mMOS-04 detektor adatait használtam.



21. ábra. Nyers fluxus adatok a Sakurajima vulkánról az mMOS-04 detektorral felvett adatokból. A tengelyek pad egységekben vannak megadva, ami a kamrákban lévő vastag szálak(Field-wire) távolságát jelenti. mMOS-04 geometriával 8 milliméternek felel meg.

Az analizáló program nyers fluxus adataiból egy értelmezhető fluxusképet kell kreálni, oly módon, hogy a háttérrel, ami a 21. ábrán az "y" tengely pozitív részén található le kell normálni a vulkán felől mért fluxust. A háttér itt a detektorra valóban hátulról (vulkántól ellentétes irányból) érkező részecskéket jelenti. Így vettem a vulkán felé néző koordinátákhoz tartozó fluxust és a 22. ábrán a paletta mellet leírt módon normáltam a referencia, vagyis a háttértfluxussal. Így logaritmikus skálán ábrázolva szépen kivehetővé válik a vulkán képe (22. ábra). Jól látható a vulkán belseje felé haladva egyre csökken a fluxus, hol többé, hol kevésbé. Ezekből az adatokból már az inverziós szoftverrel elvégezhető a geofizikai inverzió egy kőzetvastagság és kőzetsűrűség modellt feltételezve. Az inverzió után kapott képet megfelelően interpretálva szerezhetünk információt a vulkán belsejének szerkezetéről, és a magma áramlásának jelenlegi helyéről.



22. ábra. Feldolgozott fluxus a Sakurajima vulkánról a 21. ábrán látott nyers adatokból.

3. Konklúzió, kitekintés

A müográfia egy viszonylag új tudományterület, melynek segítségével nagy méretű objektumok belső szerkezetét tudjuk vizsgálni a kozmikus sugárzás által keltett müonok fluxusának elemzésével. A módszer felbontóképességéből és roncsolásmentes technikájából adódóan használható lehet geofizikában, régészetben illetve iparban is. A mérési berendezések speciális gáztöltésű részecskefizikai detektorok. A REGARD csoport tagjaként volt lehetőségem építeni ilyen müográf detektorokat, mely során működésüket is megértettem.

Munkám során bemutattam detektorok terepi mérésekre való а felkészítésének problémakörét és abban felmerülő kérdéseit. Elsőként részletesen taglaltam, milyen laboratóriumi előkészületek és kalibrációk szükségesek a detektorok jó hatásfokon történő üzemeltetéséhez. A terepi működés kivitelezéséhez vizsgáltam a környezeti paraméterek behatásait a detektor kamráira és megmutattam, hogyan lehet a gyakori hatásokat kezelni vagy korrigálni. A Sakurajima vulkánnál mérő mMOS-04 detektor több hónapos adatait használtam föl, ahhoz, hogy a megmutassam, hogy a gázerősítés valóban exponenciálisan függ a nyomás és a hőmérséklet értékétől. Majd ezt az összefüggést összevetettem a laboratóriumban elvégzett nagyfeszültség kalibrációval és meghatároztam a gázerősítés stabilitásához szükséges

nagyfeszültség korrekciókat.

Megvizsgáltam a precíziós pozícionálással kapcsolatos hatásokat és azok adatanalízis szintjén való kezelhetőségét igazoltam.

Kutatási területemen ezek a lépések mind elengedhetetlen fontosságúak, ahhoz, hogy érdemi eredményeket és fejlődést tudjunk felmutatni.

A továbbiakban tervezem megvizsgálni a fenti problémák hatását a mért fluxus-térképekre, illetve rekonstruált kőzetanyagra, különös tekintettel az elektronikai csatornák hibáira, a változó erősítésre és a precíziós szoftveres pozícionálásra. A korábbi hosszú mérési adatok ilyen ellenőrzése és korrekciója jelentősen javíthatja a kissé amortizált régebbi műszerek használhatóságát.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Hamar Gergőnek a dolgozatom megírásában nyújtott sok-sok segítségért és a rengeteg szakmai tudásért, amit az elmúlt évben tőle kaptam. Továbbá szeretném megköszönni a REGARD csoport összes tagjának a támogatást és a labormunkában nyújtott segítséget, különösképpen Varga Dezsőnek, aki szakmai tapasztalatából kifolyólag rengeteg hasznos tanáccsal ellátott. Ezen felül köszönettel tartozom Surányi Gergelynek az egyetemi konzulensség elvállalásáért és az ezzel járó feladatok elvégzéséért.

A kutatást az OTKA-135349 pályázata támogatta.

Hivatkozások

- [1] L. W. Alvarez, J. A. Anderson et al. Search for Hidden Chambers in the Pyramids, 1969, Science 167, 832
- [2] V. F. Hess Measurements of the Penetrating Radiation During Seven Balloon Flights, 1912
- [3] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles, 1937
- [4] A kozmikus sugárzás spektruma: https://www.hap-astroparticle.org/184.php
- [5] M. Aguilar et al. [AMS] First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV, 2013, Phys. Rev. Lett. 110, 141102

Weboldal: https://ams02.space

- [6] A kozmikus részecskezápor: https://cms.cern/content/muon-tomography
- [7] S. Fukuda et al. [Super Kamiokande Collaboration] The Super-Kamiokande detector, 2003, Nucl. Instrum. Meth. A 501, 418
- [8] F. Sauli Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, 1977
- [9] Bragg-görbék, Bragg-csúcs: https://www.bnl.gov/nsrl/userguide/bragg-curves-and-peaks.php
- [10] A. Clarksona et al. Characterising encapsulated nuclear waste using cosmic-ray muon tomography characterization, 2015, Journal of Instrumentation 10, P03020
- [11] H. Fujii et al. Imaging the inner structure of a nuclear reactor by cosmic muon radiography, 2019, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2019-5, 053C01

- [12] L. Oláh, H. K. M. Tanaka, T. Ohminato et al. High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors, 2018, Sci. Rep. 8, 3207
- [13] D. Lo Presti et al. The MEV project: design and testing of a new high-resolution telescope for Muography of Etna Volcano, 2018, Nucl. Instrum. Meth. A 904, 195
- [14] A. Alexandrov, G. Bencivenni et al. High-resolution tracking in a GEM-Emulsion detector, 2017, Journal of Instrumentation 12, P09001
- [15] H. Geiger, W. Müller Demonstration des Elektronenzählrohrs, 1929,
 Physikalische Zeitschrift 30, 523
- [16] H. K. M. Tanaka et al. Muography with Multi Wire Proportional Chamber
 based Tracking Detectors, 2018, Journal of the Japan Society of Photographic
 Science 81, 3 269
- [17] H. Gómez et al. Muon tomography with Micromegas: Archaeology, nuclear safety and new developments for Geotechnics, 2019, Journal of Physics: Conference Series 1312, 012013
- [18] D. Varga, G. Nyitrai, G. Hamar, L. Oláh High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography, 2016, Advances in High Energy Physics, 1962317
- [19] G. Hamar User's Guide for the REGARD MuonTomograph RaspberryPi Based Data Acquisition System and its Graphical User Interface, 2015
- [20] Raspberry Pi, https://www.raspberrypi.org/
- [21] H. K. M. Tanaka et al. High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan, 2007, Earth and Planetary Science Letters 263, 104
- [22] L. Oláh et al. Képalkotás kozmikus részecskék nyomkövetésével, 2017, Fizikai szemle 747, 74

[23] G. G. Barnaföldi et al. - Portable cosmic muon telescope for environmental applications, 2012, Nucl. Instrum. Meth. A 689, 60