
Kozmikus müonok fluxusának és szögeloszlásának meghatározása a Gran Sasso Laboratóriumban

Szerzők:

KÖNYE Viktor
STARK Ildikó

Témavezetők:

Dr. FÜLÖP Zsolt
Dr. Matthias JUNKER

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

2015. január 6.

Kivonat

Alacsony hatáskeresztmetszetű folyamatok vizsgálatánál mint például neutrínók vagy sötét anyag detektálásánál a kozmikus sugárzásból származó nagyenergiás részecskék, első sorban müonok túl nagy háttérrel szolgálnak, melybe a mérendő jel beleveszik. Ezért a világ több pontján földalatti laboratóriumokat létesítettek, melyek feletti sziklafal a müonfluxust lényegesen lecsökkenti.

Ezek egyike az olaszországi Gran Sasso Laboratórium, amely a Gran Sasso hegybe vájt mesterséges barlangban fekszik. A felette tornyosuló sziklafal müonárnyékolása 3800 m vízzel egyezik meg, mely milliószoros müonnyomást jelent.

A nyáron Erasmus szakmai gyakorlat keretében lehetőségünk nyílt három hónapot a laborban dolgozni. Munkánk során egy elsősorban demonstrációs célokra készült szcintillációs müondetektorral mértünk, mely három dimenziós rekonstrukcióhoz alkalmas információt szolgáltat, energiára vonatkozót azonban nem. TDK dolgozatunkban ezzel a detektorral végzett méréseinkről írunk.

Munkánk célja meghatározni a müonok szögeloszlását a földfelszínen valamint a fluxust a földfelszínen és a barlangban is, és kidolgozni az ezek megtételéhez szükséges, a detektorhoz illeszkedő eljárásokat. Bár eredményeinket már többször és pontosabb módszerekkel is kimérték a végeredmény érdekes, mert elárul valamit a detektor olcsó, ám új technológiájának (szilícium foton sokszorozó) gyakorlatban való alkalmazhatóságáról.

Mindezekhez először a detektor eddig még ki nem mért tulajdonságait kellett feltérképeznünk, majd a teleszkóp beállításait optimalizálni a barlangban lévő alacsony fluxus kiméréséhez. Az adatanalízishez, a rossz felbontású és nagyon zajos jelekre való illesztéshez megfelelő eljárást kellett kitalálnunk. A detektor rossz hatásfoka mellett a legnagyobb problémát a mért adatokból a valódiakra való következtetés jelentette. Ennek megoldására szimulációs eljárást dolgoztunk ki, mellyel a detektor választását szimuláltuk a mért tulajdonságok ismeretében különböző irányokból érkező müonokra.

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
2. A detektor felépítése	6
2.1. Szcintillátor	6
2.2. Szilícium fotonsokszorozó (SiPM)	8
2.3. Szerkezet	10
2.4. Elektronika	11
3. Előzetes tesztek	13
3.1. A detektor teljesítőképessége	13
3.1.1. Zaj eloszlás	13
3.1.2. Hatásfok	15
3.2. Az optimalizált detektor teljesítőképessége	19
3.2.1. Zaj eloszlás	19
3.2.2. Hatásfok	20
3.3. Tervezés a földalatti mérésekhez	23
3.3.1. A müonesemények száma	23
3.3.2. A hardveres és szoftveres triggerelés összehasonlítása	24
3.3.3. Az optimum keresése	25
4. A detektor tulajdonságai	26
4.1. Sötétzaj	26
4.2. Hatásfok	27
4.3. Irányfüggő hatásfok	33
4.4. A földalatt triggerelő félrétegek kiválasztása	35
5. Az adatanalízis főbb lépései	36
5.1. A pálya rekonstruálása	36
5.2. A valódi események kisselektálása	37
5.3. Szimulációk (Monte Carlo)	38
5.3.1. Sötétzaj szimulációja	39
5.3.2. Müonesemények szimulációja	39
6. Kiértékelés	41
6.1. Elméleti alapok	41
6.2. Hatásfok mátrix	44
6.3. Intenzitás szögeloszlása a földfelszínen	46
6.4. Fluxus a földfelszínen és a földalatt	48
7. Diszkusszió	49
7.1. Eredmények összefoglalása	49
7.2. Valóban müonokat detektálunk?	49
7.3. Egyenesillesztés helyessége	50
7.4. Ötletek a jövőre nézve	50
8. Köszönetnyilvánítás	51
A. Függelék	53

1. Bevezető

A Föld légkörét érő, a Világűrből érkező nyugalmi tömeggel rendelkező részecskék összességét kozmikus sugárzásnak nevezzük. A részecskék forrásainak meghatározása ma is kutatott terület, eddig tisztázódott, hogy szupernóva-robbanásokból biztosan származnak kozmikus részecskék, ám az is elfogadott, hogy nem csak ilyen eseményekben keletkeznek. A sugárzás nagyrészt protonokból (90%) és alfa részecskékből (9%) áll, a fennmaradó körülbelül 1% majdnem egészét nehezebb atommagok teszik ki, de igen kis mennyiségben megtalálhatóak pozitronok és antiprotonok is. Az atmoszférába hatolva ezek a nagyenergiájú részecskék ütköznek a légkört alkotó atomok és molekulák atommagjaival és másodlagos részecskezáport produkálnak, melyet másodlagos kozmikus sugárzásnak nevezünk. Ezen másodlagos részecskék lehetnek például pionok, kaonok, neutronok, pozitronok, müonok és ezekkel még nem teljes a lista. Ezen részecskék spontán vagy további ütközések során tovább és tovább bomlanak. Ezáltal a tengerszinten a legfontosabb komponenssé a müonok válnak.

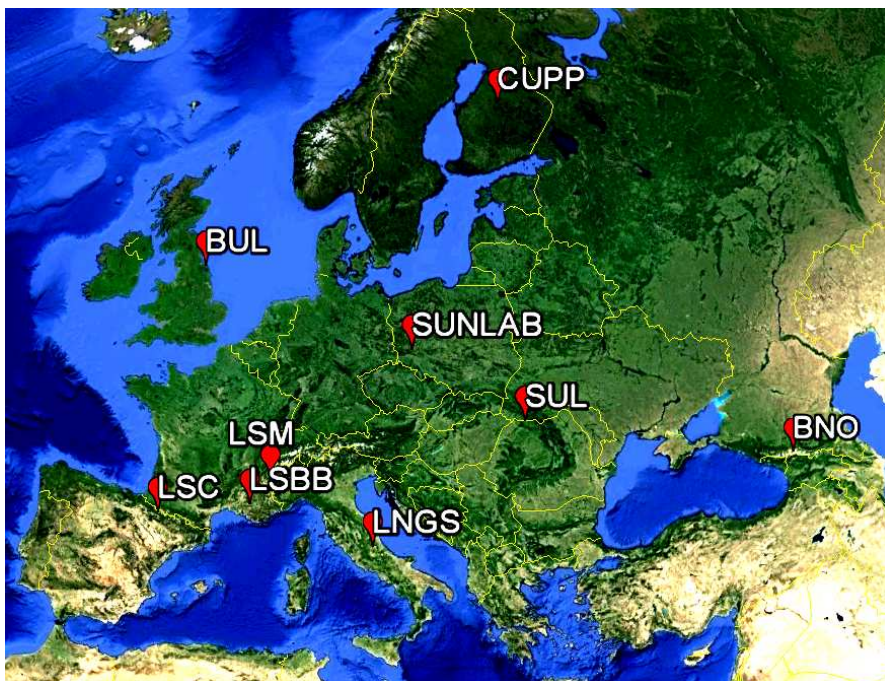
A kozmikus sugárzás vizsgálata fontos, mert információt ad igen különböző asztrofizikai folyamatokról. Munkánk során kozmikus müonokat vizsgáltunk, melyek amellet, hogy a földfelszínen talán legkönnyebben megfigyelhető komponens, külön figyelmet kívánnak, mert rengeteg alacsony hatáskeresztmetszetű folyamat vizsgálatánál mint háttér jelennek meg, mely ellehetetleníti a mérés normál körülmények közt való elvégzését.

Ilyen folyamatokat vizsgáló kísérletek például a neutrínók detektálása, a Napban lejátszódó CNO ciklus adott reakcióinak hatáskeresztmetszeteinek kísérleti kimérése vagy extrémebb példákat említve: kísérletek, melyek sötét anyag vagy kettős béta bomlás létét szeretnék fizikailag kimérni. Ezen folyamatokat földalatti laboratóriumokban vizsgálják, ahol a laboratórium feletti sziklaréteg leárnyékolása mellett már lehetővé válik a folyamatok vizsgálata.

A világon számos ilyen földalatti laboratórium létesült, Európában kilenc fontosabb található, ezeket az alábbiakban felsoroljuk. Tájékoztató jelleggel megadjuk, hogy melyik hol helyezkedik el és hogy a felettük húzódó sziklaréteg müonárnyékolása hány méter víz árnyékolásával egyezik meg¹ (ezt m.w.e.-vel jelöljük, az angol meter water equivalent után). A laboratóriumok elhelyezkedése a (1) ábrán látható. Az európai földalatti laboratóriumok:

- Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS, Olaszország) 3800 m.w.e.
- Laboratoire Subteraine du Modane (LSM, Franciaország) 4800 m.w.e.
- Laboratorio Subterraneo de Canfranc (LSC, Spanyolország) 2450 m.w.e.
- Boulby Underground Laboratory (BUL, Egyesült Királyság) 2800 m.w.e.
- Center for Underground Physics in Pyhäsalmi (CUPP, Finnország) 4000 m.w.e.
- Baksan Neutrino Observatory (BNO, Oroszország) 4800 m.w.e.
- Polkowice-Sieroszowice (SUNLAB, Lengyelország) 2200 m.w.e.
- Laboratoire Souterrain Bas Bruit (LSBB, Franciaország) 1500 m.w.e.
- Solotvina Underground Laboratory (SUL, Ukrajna) 1000 m.w.e.

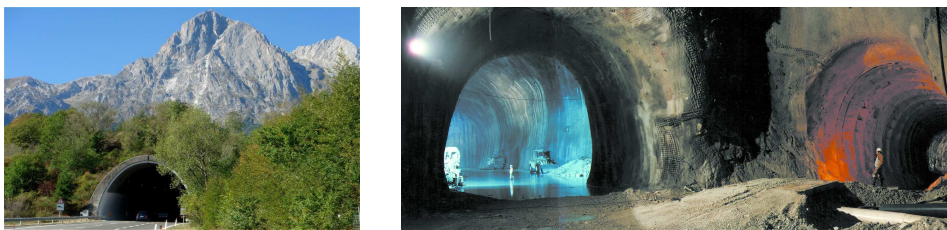
¹A mélység értékeket az interneten elérhető források alapján állapítottuk meg. Nem mindegyik megbízható, mert sokszor több különböző forrás más értékeket jelöl meg.



1. ábra. Európai földalatti laboratóriumok

A laboratóriumok feletti sziklaréteg müonárnyékolása természetesen nem teljes (az árnyékolás mértékének jellemzésére használják az előbb látott m.w.e. értékeket). Ezért szinte minden berendezéshez tartozik egy saját vétő rendszer, mely egy igen nagy megbízhatóságú, a kísérletet körbevevő müondetektor, ami ha megszólal, akkor a detektor jelét semmisnek veszik, mert azt egy müon okozta. Ezért a müondetektorok fejlesztése, mindig újabb, olcsóbb és megbízhatóbb technológiák kifejlesztése igen fontos. A méréseinkhez használt detektor egy új és olcsó, ám kevésbé megbízható technológiát (szilícium foton sokszorozó) alkalmaz, ezért detektorunk és az új technológia alkalmazhatóságának és annak határainak kimérése feltétlen célunk volt.

A nyáron Erasmus szakmai gyakorlat keretében három hónapot tölthettünk az olaszországi Gran Sasso Laboratóriumban. Az itteni méréseinkből írjuk TDK dolgozatunkat. A labor egyike a fent említett föld alatti laboratóriumoknak; a felette tornyosuló hegy 10^6 -os árnyékolást jelent, azaz a müonfluxus a barlangban a felszíni milliomoda; ez 3800 méter víz müonárnyékolásával egyezik meg. A labor óriási előnye több hasonló társához képest a könnyű megközelíthetősége: a forgalom által is használt autópálya alagútjában egy leágazás a laboratórium mesterséges barlangjának bejárata. Ez a sajátossága igen könnyű szállítást tesz lehetővé, így munkánk során lehetőségünk nyílt a föld alatt és a földfelszínen is méréseket végezni. A labor emellett igen híres kísérleteiről, melyek a CERN-ből érkező neutrínókat detektálják.



2. ábra. A Gran Sasso Laboratóriumról és környezetéről készült képek. Balra az autópálya alagútjának bejárata a barlang felett magasló hegygel. Jobbra az építési munkálatok.

Méréseinkhez egy eredetileg demonstrációs célokra készült müonteleszkópot használtunk. A detektálás műanyag szcintillátorrudak segítségével történik, a fényjelek elektromos jelekké alakításáról az új technológiának számító, geiger-üzemmódban működő szilícium fotonsokszorozók gondoskodnak. A teleszkópnak és részeinek részletes leírását, működését a következő fejezet (2) tárgyalja. A teleszkóp alacsony hatásfoka és magas zajszintje miatt az adatanalízis lépéseinek gondos megválasztására, optimalizálására külön hangsúlyt kellett fektetnünk, hogy mérési adatainkból a legtöbbet hozzassuk ki.

A geiger-üzemmódban működő detektor az energiafelbontás hiányát jelenti, így mérési adataink a müonok helyzetére vonatkozó információkra korlátozódnak. Ezért mérési céljaink is ezekhez kapcsolódnak: célunkul tűztük ki a müonok fluxusának kimérését a föld alatt és a föld felett, valamint a szögeloszlás kimérését a föld felett (az már kezdetben várható volt, hogy a szögeloszlás meghatározásához lentről nem lesz elég adatunk). Bár mindez már sokszor és pontosabban ki lett mérve, azzal, hogy méréseinkkel megpróbáljuk meghatározni ezeket, majd így kapott eredményeinket összevetjük irodalmi adatokkal, egy képet kaphatunk arról, hogy mik a detektorunk és az azt felépítő egységek alkalmazhatóságának határai.

Mindezek meghatározásához nagyon fontos volt a detektor céljainkhoz optimalizált beállításainak megtervezése, hiszen a lenti alacsony fluxus és a korlátoltan rendelkezésünkre álló mérési idő mellett törekedni kellett a maximális adatmennyiség begyűjtésére. A detektor beállításain kívül az adatanalízis módszereinek megválasztására és optimalizálására, majd a további adatanalízishez írt szimuláció megírására is nagy hangsúlyt fektettünk, munkánk újdonságai és elméleti eredményei egyértelműen ezen módszerek.

2. A detektor felépítése

- fém tartószerkezet
- 320 szcintillátor rúd ($64 \times 4 \times 1.5$ [cm³]) (ld. 2.1)
- 205 méter hullámhossztoló optikai szál
- 320 Szilícium fotonsokszorozó (SiPM) (ld. 2.2)
- 40 előerősítő áramköri kártya, egy darab 8 SiPM-höz
- 20 adatgyűjtő kártya
- vezérlő panel
- 2 feszültségforrás
- 2 LED-panel 160-160 LED-del
- számítógép az adatgyűjtéshez



3. ábra. A Kozmikus Müion Teleszkóp

2.1. Szcintillátor

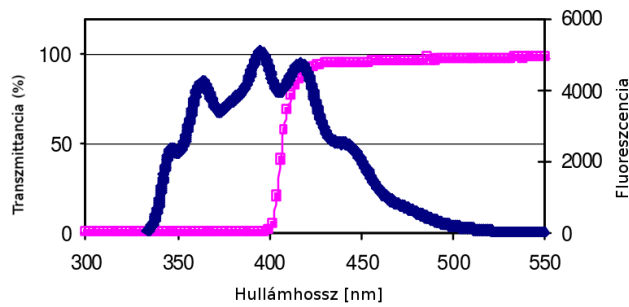
A kozmikus sugárzás detektálása a teleszkópban szcintilláción alapszik. A beérkező müionok töltött részecskék, ezért elektromágnesesen kölcsönhatnak a szcintillátor anyagával így gerjesztéseket hoznak létre benne. A legerjesztődések során emittált fotonok detektálásával lehet információt szerezni a beérkező részecskéről.

A használt szcintillátor rudak préselt műanyagból lettek előállítva. Fő összetevőjük a polisztirol (STYRON 663W), a jobb optikai tulajdonságok elérésének érdekében 1 % PPO-val (2,5-difenil-oxazol [2]) és 0,03 % POPOP-al (1,4-bisz(5-feniloxazol-2-il)benzol [1]) szennyezve. A szcintillátorokat az amerikai Fermilab [8] gyártotta. A szcintillátor felületét TiO₂-al (0,25 mm) fedték be, hogy a reflektanciát növeljék, ezzel csökkentve a fényvesztést.

Ezt a konkrét szcintillátor fajtát használják nagyobb kísérletekben is, mint például a MINOS [6], K2K [5] és a STAR [7]. Legnagyobb előnyük a könnyen formálhatóság és a jó ár a többi műanyag szcintillátorhoz képest is. Az öntött műanyag szcintillátorok ára kb. 40 \$/kg, míg az általunk használtaké 10 \$/kg, ami nagy detektoroknál már jelentős különbség lehet.

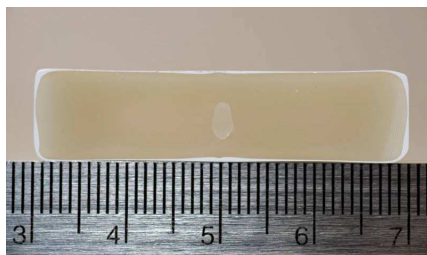
Hátrányuk a nem kiváló optikai tulajdonságok (önabszorpció és kevés fényhozam). A (4) ábrán látható a gyártó mérései alapján a transzmittancia és az emisszió a hullámhossz függvényében. A sáv ami nem esik az önabszorpció részbe elég vékony. Az emissziós spektrum átengedett részének csúcsa 420 nm-nél van, vagyis a kisugárzott fotonok a kék hullámhossz tartományba esnek.

Az önátlátszóság problémájának csökkentésére egy optikai szálát használunk. A rudakat hasáb alakban ($64 \times 4 \times 1.5$ [cm³]) préselik ki a gyártási folyamat során meghagyva egy vékony csatornát a leghosszabb szimmetriatengely mentén. Ebbe a lyukba kerül bele az optikai szál, amit a megfelelő optikai csatoláshoz szilikonnal ragasztanak a helyére. A szál funkciója kettős. A szcintillátor rossz

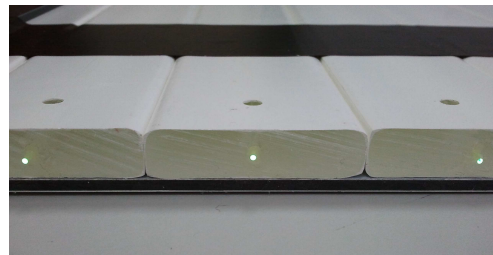


4. ábra. A [8] cikkből vett grafikon, amely az általunk használt szcintillátor transzmittanciáját (bíborvörös) és emisszióját (kék) ábrázolja a hullámhossz függvényében. A vizsgált minta egy 1 cm vastag korong.

optikai tulajdonságait küszöböli ki azzal, hogy a környező részekről érkező fényt összegyűjti és kivezeti a rudak széléhez, így annak kevesebb utat kell megtennie a szcintillátorban. Másrészt a hullámhosszt is eltolja. A szál maga is szcintillátorból készült, ami a begyűjtött kék fényt zöldre konvertálja le. Ez azért szükséges, mert a fotondetektor ezen a hullámhosszon a legérzékenyebb. Az optikai szálakat a Saint Gobain gyártja (részletesebben lsd. [3] (BCF91A))



(a) előlnézeti kép

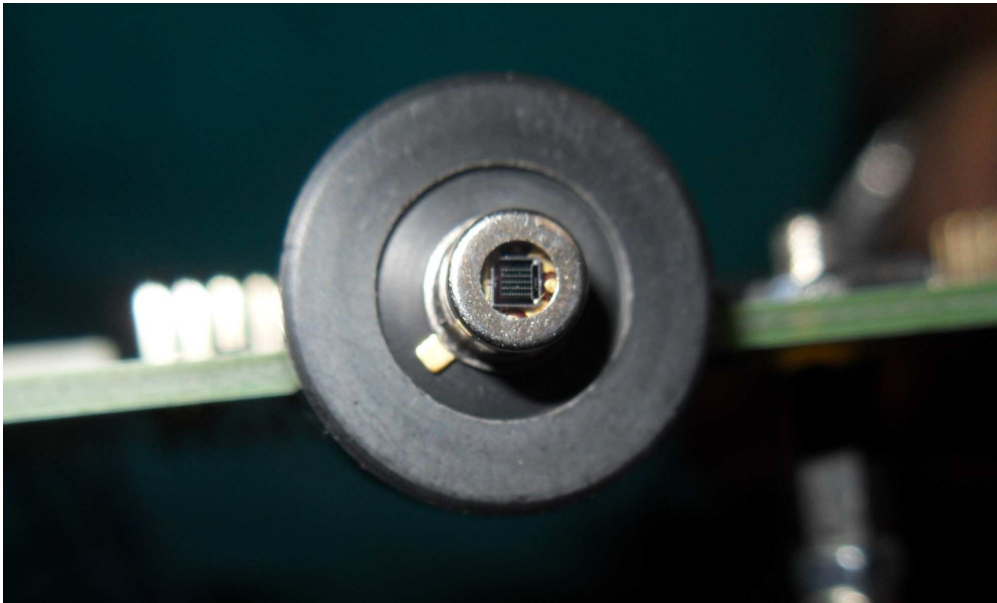


(b) előlnézeti kép a beragasztott optikai szállal.

5. ábra. A szcintillátor rudakról készült képek

2.2. Szilícium fotonsokszorozó (SiPM)

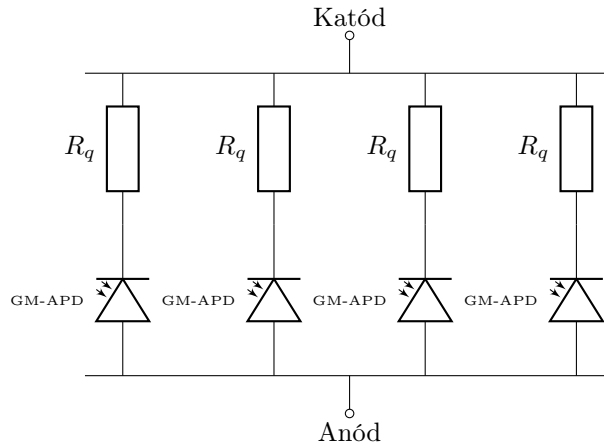
A szcintillátor által kibocsátott fotonok az optikai szál egyik végére vannak vezetve. A másik vég egy visszaverő felülettel van lefedve, hogy a fény ne szökjön ki. A fotonok detektálásához minden rúdnak van egy saját szilícium fotonsokszorozója, amit mostantól SiPM-nek fogunk hívni, ahogy az az irodalomban elterjedt. Az általunk használt diódákat az AdvanSiD gyártotta. Ez egy prototípus (ASD-SiPM1S-M), ami már nem kapható (lsd. (6)).



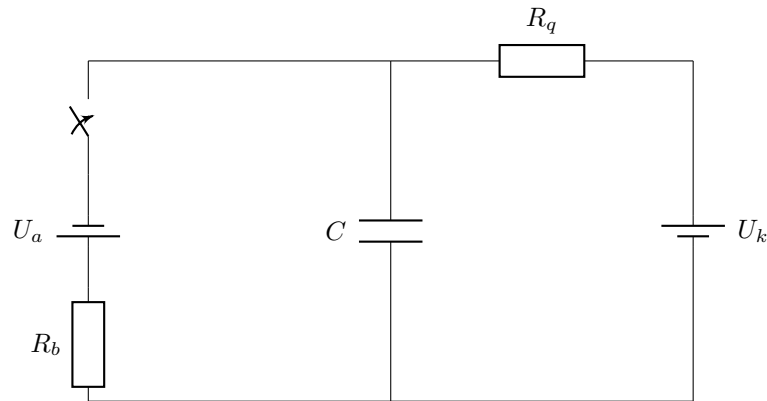
6. ábra. Egy SiPM-ről készült fotó

A detektor egy kicsiny réteget tartalmaz amin 10×10 fotodióda (Geiger-mode avalanche photodiode (GM-APD)) található. A fényérzékeny réteg felülete összesen 1 mm^2 . A párhuzamosan kötött GM-APD-k egyesével Geiger-módban vagyis fényintenzitástól független erősséggel adnak jelet. A 100 dióda jele összeadódik és ezeket mérhetjük a detektoron. Egy ilyen rétegnek a vázlata látható a (7) ábrán, illetve egy GM-APD diódával ekvivalens RC kör pedig a (8) ábrán.

Az ilyenfajta SiPM már nagyon kevés foton esetén is jól használható, de csak számlálóként, vagyis a detektálandó részecske energiájáról információt nem lehet nyerni. Mivel detektorunk csak demonstrációs célokra készült a méréseinkhez alkalmazott SiPM-ök a bonyolult megvalósíthatóság miatt nincsenek hűtve és ebből kifolyólag rendkívül zajosak. Számszerűen ez azt jelenti, hogy a sötétzajuk az 1 MHz nagyságrendbe esik. Ez 3-4 nagyságrenddel nagyobb, mint a széleskörűen alkalmazott PMT-k sötétzaja. Ennek ellenére nagy előnyeik is vannak, mint a nagyon jó kvantumhatásfok (32%), az alacsony üzemfeszültség ($\approx 35 \text{ V}$), a kicsiny méret, a hosszútávú stabilitás és az érzéketlenség külső mágneses terekre.



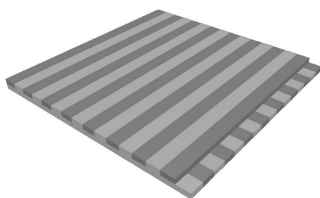
7. ábra. Egy réteg áramköre. Összesen 100 párhuzamosan kötött egység van, ebből az ábrán csak négyet tüntettünk fel. Foton hatására áram indul meg a diódán keresztül, ami a quenching ellenálláson keresztül fékeződik le.



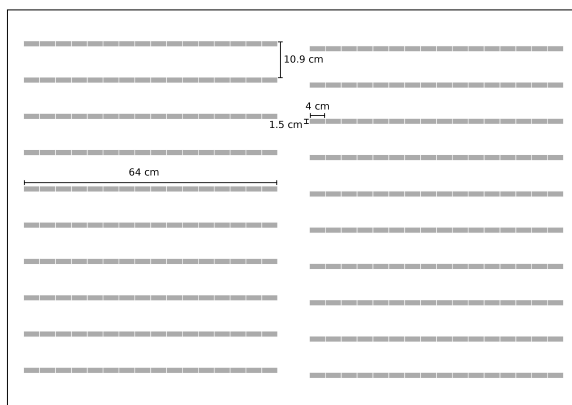
8. ábra. A 7. ábra egyik ágának az ekvivalens változata. A GM-APD diódát egy RC áramkörrel lehet reprezentálni. A foton hatására a kapcsoló bezárul így a kondenzátor kisül a belső (R_b) ellenálláson. Az önfenntartó kisülést a quenching (R_q) ellenállás fékezi meg, így a kapcsoló újra nyitott állapotba kerül. A kondenzátor feltöltődik R_q -n keresztül. Majd újabb foton hatására kezdődik az egész előlről.

2.3. Szerkezet

A detektor úgy lett összeállítva, hogy természeténél fogva egy descartesi koordinátarendszert alkosson. A detektor egésze egy négyzet alapú hasábot alkot. Ennek egyik felső sarkát nevezzük ki origónak, és értelemszerűen a három él mentén vesszük fel a tengelyeket jobbsodrású rendszert alkotva, úgy hogy a z tengely függőlegesen lefelé álljon. Összesen 10 négyzet alakú rétegben vannak szcintillátorok egymásra helyezve. Két réteg teteje közti távolság 10,9 cm, az egész detektor összesen 101,1 cm magas. Minden egyes réteg két ortogonális "félrétegből" áll egymás alatt elhelyezve. Aszerint, hogy egy adott félréteg rudainak végei melyik tengelyen vannak beszélünk x illetve y oldalról (ld. 10 , 9). Tehát az x oldal az xz sík illetve az y oldal az yz sík. Minden félréteg 16 szcintillátor rudat tartalmaz, amelyek így egy 64×64 [cm²]-es négyzetet alkotnak. Így a két keresztben egymásra rakott réteggel a rudak átfedéseit nézve 256×4 cm²-es pixelt kapunk. Minden rúd 1,5 cm magas így egy réteg összesen 3 cm. A legnagyobb szögű detektálható egyenes, ami az egész detektort átszeli körülbelül 50° a z tengelytől mérve. Ez nem jelenti azt, hogy ennél nagyobb szöget nem tudunk detektálni, de azokra már kisebb hatásfok jut abból kifolyólag, hogy kevesebb rétegen halad át a becsapódó müon.



9. ábra. Két egymásra ortogonális félréteg. A felső az x az alsó az y oldalhoz tartozó félréteg. Az egyik rudat eltávolítottuk, hogy látszódjon mi van alatta.



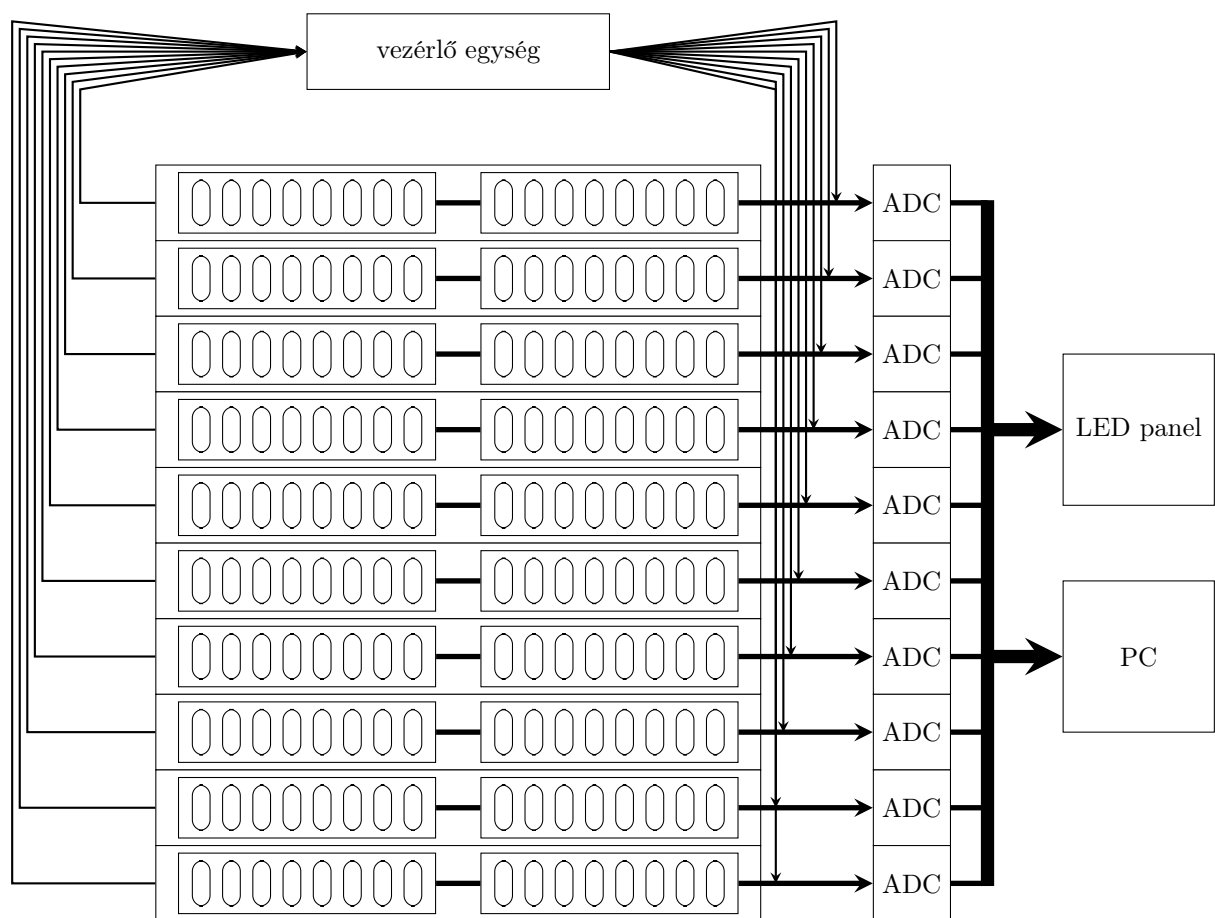
10. ábra. A 10-10 egymásra merőleges félréteg vázlatja. A két oldalt kihajtva a rudakat a hosszabb szimmetriatengelyükre merőlegesen szemléljük. A bal oldalt tekintjük az x a jobb oldalt az y koordinátának. A z koordinátát fentről lefelé mérjük (1-10). Az ábrán így az xz illetve yz síkokra vett vetületét látjuk a detektornak. Az xz illetve yz síkokat rendre x illetve y oldalnak hívjuk.

2.4. Elektronika

Ebben a fejezetben a detektor elektronikáját vázoljuk föl, annak logikájának ismertetésével. A SiPM-ök egy nyolc csatornás előerősítő kártyára vannak ráhegesztve. Az érkező jel itt felerősödik majd továbbmegy a LED paneleken található adatgyűjtő kártyákra. Innen egy-egy félréteg jeleinek analóg összege továbbhalad a vezérlő egységhez, ami a detektor tetején található. Az egész rendszer triggerre ezeken az összeadott jeleken alapszik. Az érkező jeleket először egy bizonyos küszöbérték alatt diszkriminálják, majd az így kapott digitális jelek koincidenciájának vizsgálatával megtörténik a triggerelés. A triggerfeltételeket a vezérlő lapon lehet hardveresen megadni. 10 kétállású kapcsolóval lehet beállítani, hogy melyik rétegek koincidenciája esetén kapjunk triggerjelet, illetve egy három állású kapcsolóval, hogy a rétegek x, y vagy mindkét oldalának koincidenciáját követeljük meg. Tehát nem lehet vegyesen megadni triggereket, azaz mindig vagy az x, vagy az y oldalon, vagy az x és y oldalak ugyanazon szintjein vannak a triggerrek. A koincidenciát egy 200 ns-os ablak határozza meg. Az ilyen fajta triggerelésnek két gyenge pontja van. Az első, hogy előfordulhat, hogy az analóg összege a zajnak megüti a küszöböt, annak ellenére, hogy egyesével a SiPM-ök jele nem üti meg a saját küszöbértékét, így hamis triggerert kapunk. A másik probléma, ami később részletesebben ki lesz fejtve, hogy a hatásfokot nagyon nagy mértékben lerontja az ilyenfajta statikus triggerelés (3.3.1). A trigger konfiguráció gyors jelölésének mostantól ehhez hasonló kódot fogunk használni: X0506Y0506 (x oldalon az ötödik hatodik félréteg illetve az y oldalon szintén az ötödik hatodik félréteg koincidenciában).

Ha kapunk egy trigger jelet, a SiPM-ök jelei, most már külön-külön digitalizálódnak, azaz egy megfelelő küszöbérték szerint alakulnak át. Innen a 320 jel két helyre megy tovább. Az egyik, a detektoron elhelyezett 320 LED, a másik az adatfeldolgozásra alkalmasabb számítógép. A LED-eken valós időben láthatók a bejövő müonok, ezért is örvend nagy népszerűségnek a teleszkóp különböző nyílt napokon. A számítógéphez USB kábellel csatlakozik a detektor és egy egyszerű adatgyűjtő szoftverrel el lehet tárolni az összes SiPM digitális jelét illetve egy másodperc felbontású időbélyeget.

A detektor elektronikájának logikai vázlata az alábbi (11) ábrán látható.



11. ábra. A teleszkóp elektronikájának logikai vázlata. Az ábra az egyik oldalt ábrázolja a másik ugyanígy működik. A 10 nagy téglalap reprezentálja a 10 félréteget, ezekben lévő két kisebb téglalap a két erősítő kártyát jelenti. Mindegyik kártyához 8-8 SiPM tartozik, ezeket ábrázolják az oválisok. Egy-egy félréteg összes SiPM-jének analóg összege a vezérlő egységbe megy (ez látható a bal oldalon). Majd az ottani logika dönti el a triggerelést, és a trigger jelet visszaküldi az összes szintre. Trigger esemény esetén minden SiPM individuális jele egy analóg-digitális konverterbe megy, ahol az előre beállított küszöbérték szerint digitalizálódik. Az ezután összegyűjtött 160 jel eljut a LED panelhez illetve egy USB kábelén keresztül egy számítógéphez is.

3. Előzetes tesztek

3.1. A detektor teljesítőképessége

Munkánk első részeként a teleszkóp tulajdonságait térképeztük fel. Az ehhez szükséges a kísérleteket a kintlétünk első két hetében végeztük el, az alábbiakban ezeket részletezzük. A szoros határidők miatt az eljárások során nem a pontosságra törekedtünk, hanem a tulajdonságok gyors megbecslésére. Viszont minden, ami ebben a fejezetben olvasható elengedhetetlen fontosságú volt a későbbi döntések meghozatalához illetve a későbbi mérések megalapozásához.

3.1.1. Zaj eloszlás

Az egyes SiPM-ök zajszintjeinek megméréséhez egyszerre egyetlen félrétegre triggereltünk. Így minden jel a triggerelt félrétegen (akár müonok által keltett, akár nem) trigger-esemény, ezért az eseményt lerögzíti az adatgyűjtő rendszer. A müonok okozta események körülbelül egyenletes eloszlással jelentkeznek az összes rúdon, csak a rudak hatásfoka befolyásolja ezt. Így amit kimérünk az az egyes rudak zajszintjei és egy kicsi, körülbelül minden rúdra ugyanakkora többlet. (A kicsi azt jelenti hogy másodpercenként körülbelül 50 müon halad át a detektoron, míg az összes felvett esemény körülbelül 700 darab másodpercenként.)

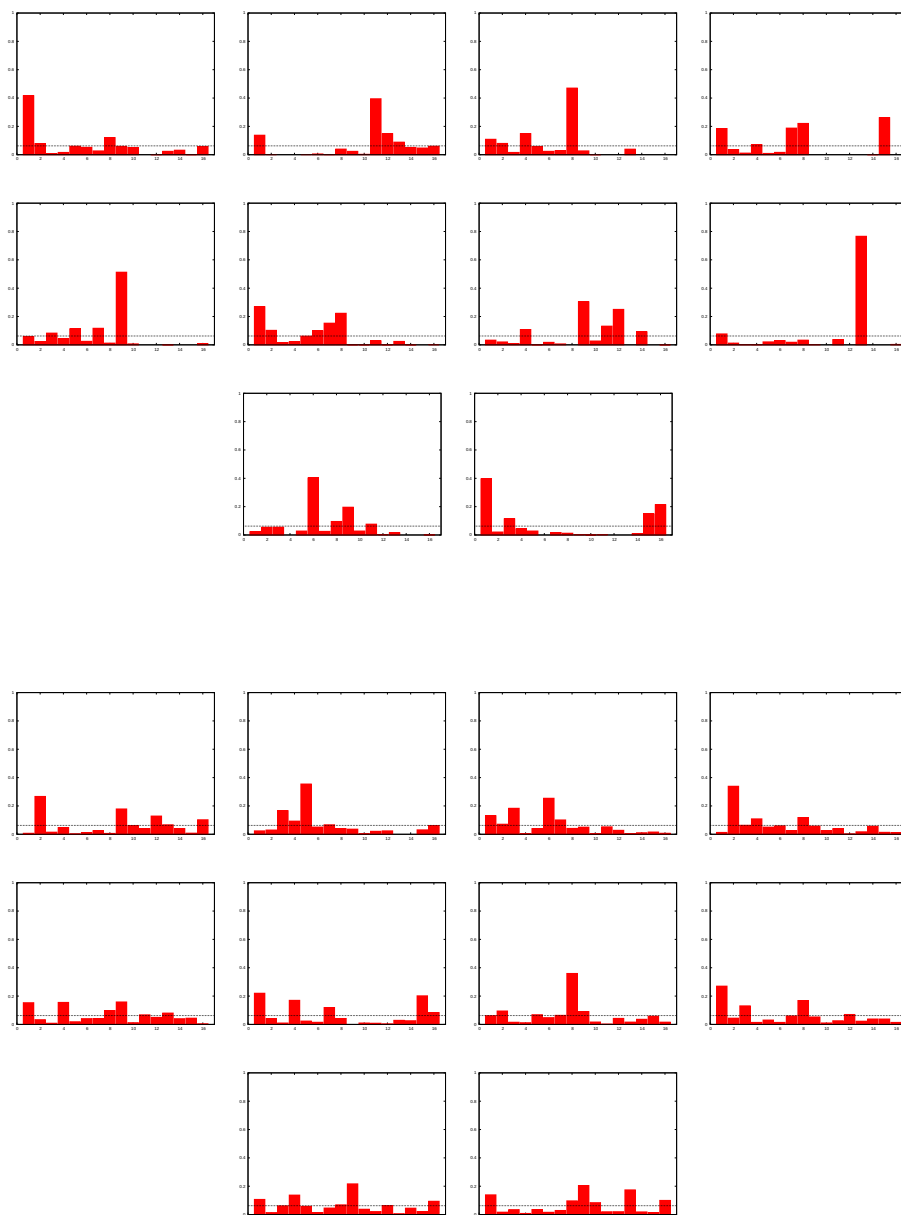
Félrétegenként 10000 eseményt rögzítettünk. Ez minden félrétegen 12-17 másodpercet vett igénybe, ami azt jelenti, hogy a másodpercenként mért beütések száma 6-800 minden félrétegen. Ebből arra következtethetünk, hogy a rendszer holtideje körülbelül 1,5 ms, azaz egy-egy esemény detektálása után ennyi ideig érzéketlen a detektor, nem tudja detektálni az érkező jeleket.

Ezekből következik, hogy különböző félrétegek zajszintjei egymással nem összemérhetők ebből a mérésből, hiszen azt, hogy mennyi eseményt mértünk másodpercenként nem befolyásolta az, hogy mennyire voltak az adott félréteg SiPM-jei zajosak; a rendszer holtideje miatt minden félrétegen körülbelül egyező mennyiségű beütést mértünk másodpercenként.

A mérés eredményeit hisztogramokon tüntettük fel, ezek lentebb láthatóak (??, 13). Minden diagram egy-egy félréteghez és egy-egy oszlop a félréteg egy-egy SiPM-jéhez tartozik. Egy oszlop magassága megadja, hogy a félrétegen mért összes triggerelt esemény hányad része származik az adott rúdtól. A vízszintes fekete vonal az átlagot mutatja. Megjegyezzük, hogy az oszlopok magasságának összege nem pontosan egy, mert néha egy eseményben két SiPM is megszólal, néhány eseményben pedig nincsen jel a félrétegen. Ez utóbbi a triggerelés logikája miatt lehetséges (2.4). Mivel a különböző félrétegek adatai nem összehasonlíthatóak, természetesen a különböző félrétegekhez tartozó diagramok sem azok.

Azok a SiPM-ök, amelyekhez csak nagyon alacsony oszlop tartozik vagy rosszul működnek vagy csak a zajszintjük nagyon alacsony (a félréteg többi SiPM-jének zajszintjéhez képest). Ez a további mérések eredményeivel összevetve eldönthető. A nagyon magas oszlopok a félréteg többi SiPM-jéhez képest jóval zajosabbak, azonban a detektor egészében nem feltétlenül a legzajosabbak: ha összességében zajosabb egy félréteg, akkor egy alacsonyabb oszlop tartozhat jóval magasabb zajszintű SiPM-höz, mint egy másik félrétegen lévő magasabb oszlop.

A hisztogramokon jól látható az eredmény: az y oldal sokkal homogénebb, míg az x oldalon több kiugró érték található, az x oldal jobb oldalán (8-16. oszlop) pedig sok SiPM-ön alig volt beütés.

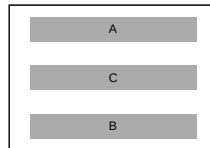


13. ábra. Zaj jelek eloszlása az x (fent) és y (lent) oldal egyes félrétegein.
A hisztogramok a félréteg összes jelére vannak normálva. A fekete vonal az átlagot jelöli.
A különböző félrétegek adatai nem összehasonlíthatóak.

3.1.2. Hatásfok

Ahhoz, hogy egy jobb képet kapjunk a teleszkóp teljesítőképességéről egy hatásfok mérést állítottunk össze. A mérés célja az egyes SiPM-ök és hozzájuk tartozó rudak együttes hatásfokának megbecslése és a rossz SiPM-ök megtalálása volt. A továbbiakban nem hangsúlyozzuk, hogy együttes hatásfokról van szó, egyszerűen a rúd vagy a SiPM hatásfokaként hivatkozunk rá.

A módszer lényegét a (14) ábrán keresztül szeretnénk bemutatni. A C rúd hatásfokának méréséhez tetszőleges másik 2 rúd használható a megfelelő oszlopból, amelyek közül az egyik fölött (A) a másik alatta (B) van. Azokat az eseményeket vizsgálva, amikor A és B coincidenciában jelet adott, azokat az eseményeket vizsgáljuk, amelyekben geometriai okokból C-nek is meg kellett volna szólalnia - feltéve, hogy a hardveres trigger valamint A és B coincinciája már valós eseménynek tekinthető. Ez a közelítés persze elég durva, mert nem minden ilyen eseményt tekinthetünk valódinak, mivel jelentős esélye van a random coincinciának is. A közelítés pontatlansága miatt csak egy becslést tudunk így adni a hatásfokra. A későbbi kiértékelések előtt természetesen végeztünk egy pontosabb hatásfok tesztet is (ld. 4.2).



14. ábra. A hatásfok meghatározásához használt séma.

Az adatfájlok alapján rendelkezésünkre áll az információ, hogy melyik SiPM szólalt meg egy-egy esemény során. Azokat az eseményeket, amikor az adott rudak megszólalnak A B C-nek fogjuk hívni a rudak neveinek megfelelően. A megszólalások számát egy mérési sorozat folyamán az előző betűk kisbetűs megfelelőjével fogjuk jelölni, például ebben az esetben a b c -vel. Egyszerű valószínűségi számítással a hatásfok meghatározható definiálva a következő eseményeket $N := A \wedge B$ és $K := A \wedge B \wedge C$. Ezekkel egy jó közelítést kaphatjuk a hatásfoknak (ε) az alábbi képlet szerint:

$$\varepsilon := \frac{k}{n} , \quad (1)$$

ahol k és n a K és N események száma egy mérés során.

Ez az érték figyelmen kívül hagyja azt, hogy a hatásfoknak bármiféle irány, hely, vagy energia függése lenne, mindössze egy súlyozott (a bejövő müonok eloszlása szerint) átlagot ad. Ezzel a módszerrel ugyan megbecsülhetjük a rudak hatásfokát, de nem kapunk egy olyan eredményt, amit a későbbi kiértékeléseknél felhasználhatunk majd. Viszont megfelelő pontossággal kiszűri, hogy melyik rudak működnek rosszul.

Megemlíjtjük, hogy a hatásfokba a zaj bele van definiálva. Vagyis egy nagyon zajos SiPM nagyon jó hatásfokú lesz. Ez persze nem az, amit szeretnénk, hiszen egy ilyen detektorral nem lehet megbízhatóan mérni. Ezen probléma kiküszöböléséhez szükség lesz majd egy zajmérésre (ld. 4.1).

A mérés során az X0110Y0110 trigger konfigurációt használtuk. Ezzel lehetőségünk nyílt mérni a 3-tól 8-ik rétegek hatásfokát. A 2. 9. rétegeket azért hagytuk ki, mert nem akartuk a triggerelő rétegek rudait alkalmazni mint A vagy B rudakat. A későbbiekben ezeknek a rétegnek is meghatároztuk a hatásfokát. Hogy megfelelő mennyiségű statisztikai adatunk legyen hosszabb ideig gyűjtöttünk adatokat, összesen 250000-et körülbelül 2 és fél nap alatt.

Az alábbi ábra (15) szemlélteti a mért eredményeket a két oldalon. A 320 kör a 320 rudat reprezentálja. A hiányzó körök azt jelzik, hogy az adott rudakhoz nem volt elegendő adat a hatásfok kiszámolásához. A körök színe a hatásfok nagyságát jelzi szürkeárnyalatos skálán. Minden kör három koncentrikus körből áll, ahol a koncentrikus körök az alsó korlátnak, a mért értéknek illetve a felső korlátnak felelnek meg, kintről befelé. A nulla értékeket egy piros háromszöggel jeöltük meg, hogy azok megkülönböztethetők legyenek (ezeket a SiPM-öket rossznak ítéltük meg).

A statisztikus szórást a binomiális eloszlás szerint számoltuk. Egy adott rúdra konstans hatásfokot véve annak a valószínűsége, hogy a C rúd megszólal ha A és B is megszólal a mért hatásfokkal közelíthető:

$$P(C|A \wedge B) = \varepsilon =: p. \quad (2)$$

Így egy adott n esetén k eloszlása binomiális. Vagyis k és n ismeretében megadható p hibája is. Bayes-i statisztikát alkalmazva használhatjuk a posteriori valószínűséget hogy egy statisztikai alsó és felső korlátot adjunk meg a mért értéknek. A priori valószínűséget vegyük egyenletesnek. A likelihood függvény ebben az esetben binomiális eloszlású. Illetve a normáláshoz használjuk a béta-függvényt (B) $k + 1$ és $n - k + 1$ paraméterekkel megfelelő konstanssal beszorozva. Így a posteriori valószínűség az alábbi alakban áll össze:

$$P(p|k, n) = \frac{P(k|n, p)}{B(k + 1, n - k + 1) \binom{n}{k}} = \binom{n}{k} (n + 1) p^k (1 - p)^{n - k}. \quad (3)$$

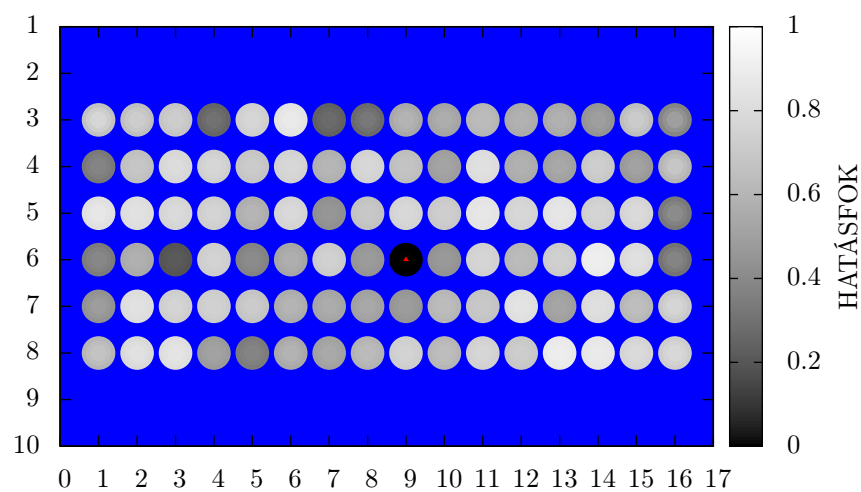
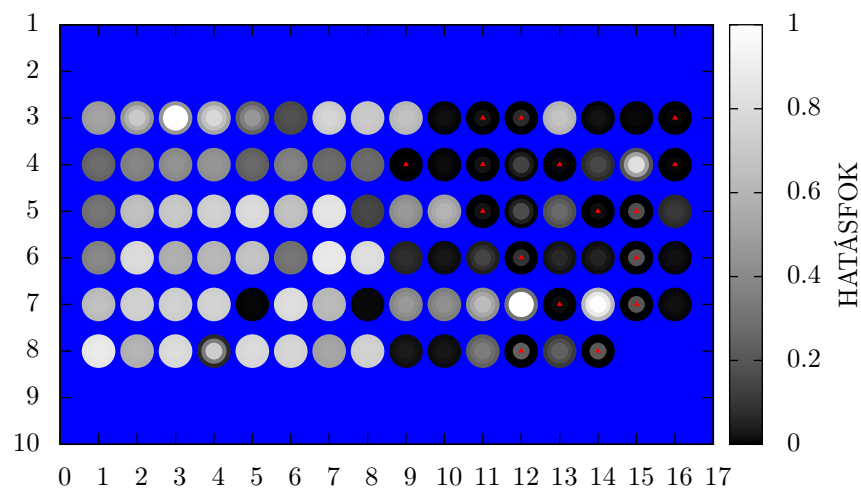
Deriválással könnyen meghatározható ennek módusza, vagyis p mért értéke, ami ebben az esetben pont k/n -nél van. A nem teljes béta-függvény numerikus értékei alapján meghatározhatunk egy intervallumot, amiben p van egy adott konfidencia szint mellett. Jelen esetben 90 %-os konfidencia szintet alkalmaztunk és az intervallumot a legrövidebb intervallum módszerrel határoztuk meg.

Hogy a maradék rétegekről is mondassunk valamit a rudak másodpercenkénti beütésszámáról is készítettünk egy térképet. Ehhez az előző mérés adatsorait használtuk. A térkép a (16) ábrán látható, ami egy, a korábbihoz hasonló kép, csak most a szürkeárnyalatos skála a másodpercenkénti beütésszámot ábrázolja. Ez a mérés időtartamának (T) ismeretében meghatározható, egy A rúd esetén:

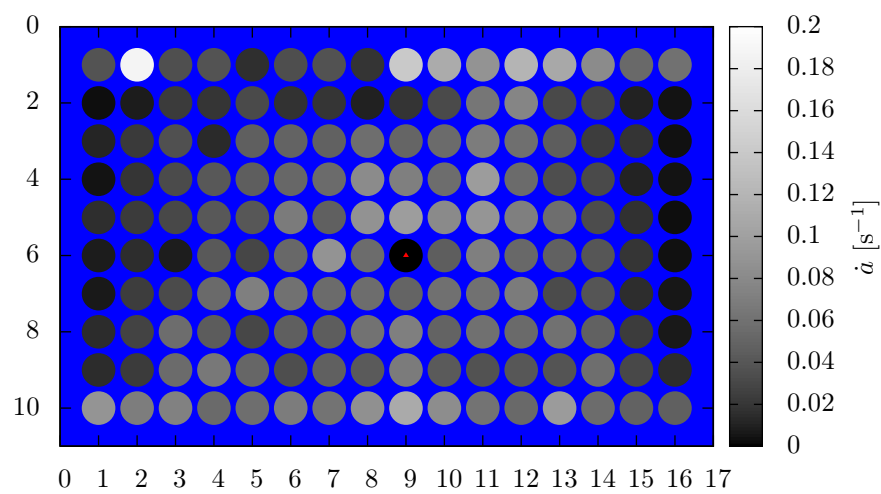
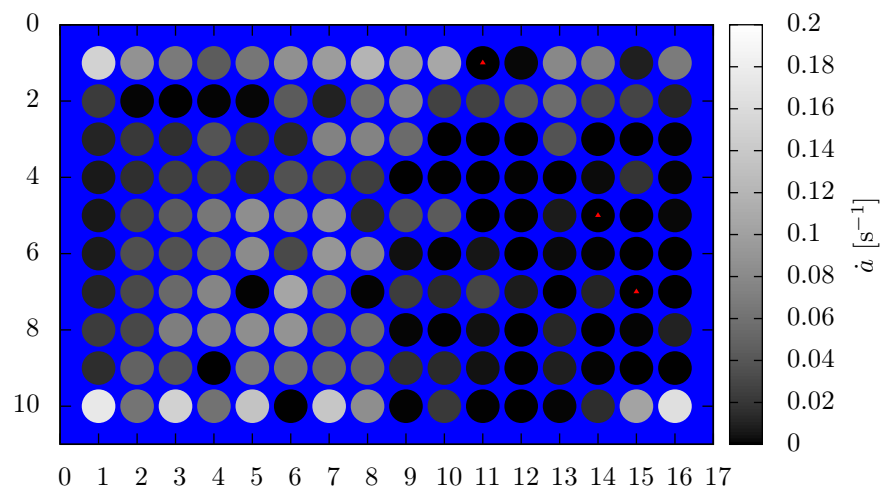
$$\dot{a} := \frac{a}{T} [\text{s}^{-1}]. \quad (4)$$

A nullákat itt is vörös háromszöggel jelöltük, mint a legutóbbi ábrákon. Az ábrákon a homokóra szerű alakzatok kirajzolódása annak tudható be, hogy a középső rétegek szélén a nem függőleges műonok nem detektálhatók. Ez sajnos csak az y oldalon látszik rendesen, mert a másik oldalon túl sok a rosszul működő SiPM.

A két különböző analízissel megállapíthatók a legkevésbé működő vagy egyáltalán nem működő SiPM-ök. A mért adatok alapján megállapíthatjuk, hogy az x oldal jobb oldala sokkal rosszabbul teljesít, mint az összes többi rúd.



15. ábra. Az x oldal (felső ábra) illetve az y oldal (alsó ábra) rúdjaiknak mért hatásfokai. A koncentrikus körök sorban kintről befelé az alsó korlátot, a mért értéket és a felső korlátot reprezentálják. A nulla értékeket piros háromszögek jelölik.



16. ábra. Másodpercenkénti beütések száma az x oldalon (felső ábra) és az y oldalon (alsó ábra). A nulla értékeket piros háromszögek jelölik.

3.2. Az optimalizált detektor teljesítőképessége

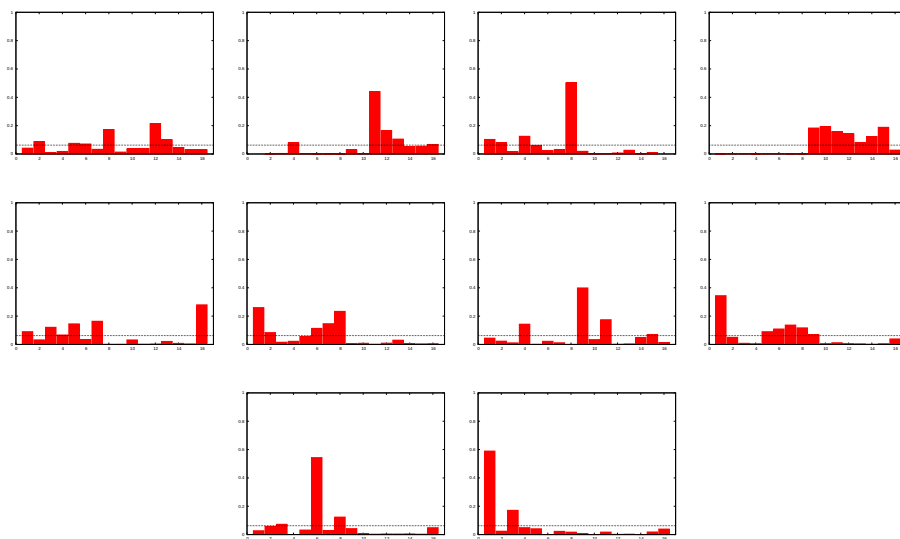
Miután megmutattuk eredményeinket a villamosmérnököknek, akik a teleszkópot összerakták, ők elhatározták, hogy szétszedik az x oldalát és megpróbálják megoldani a problémát. Megvizsgálták a SiPM-öket, amikről azt állítottuk hogy rosszak és arra jutottak, hogy valóban elromlottak. A lehetőségek szerint lecseréltek minél több SiPM-öt a raktáron levőkkel (összesen kb. 30-at).

A megjavított teleszkóppal így újra elvégeztük a korábbi kísérleteket, hogy megfigyeljük a fejlődést.

3.2.1. Zaj eloszlás

Az új detektor zaj eloszlását újra megmértük az x oldalon a korábbi módszer alapján (lsd. ??). Az alábbi ábrán (17) láthatók az új eredmények, a régiék a korábbi fejezet (??) ábráján.

Vegyük figyelembe, hogy az új és régi eredmények kvantitatíve nem összehasonlíthatók ugyanazon okokból, amiért két különböző réteg sem hasonlítható össze (lsd. 3.1.1). Kvalitatíve azonban látszik, hogy kevesebb kiugró rész van és kissé homogénebb az eloszlás.



17. ábra. Zaj jelek eloszlása az új x oldal egyes félrétegein. A hisztogramok a félréteg összes jelére vannak normálva.

A fekete vonal az átlagot jelöli. A különböző félrétegek adatai nem összehasonlíthatóak.

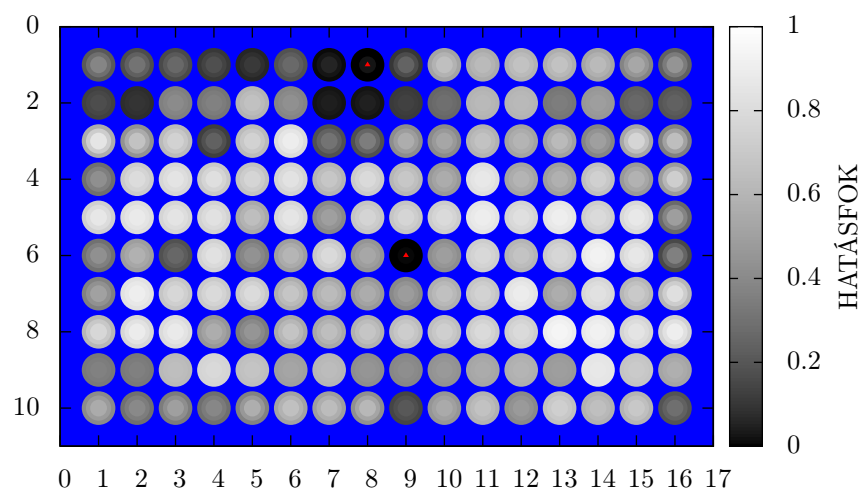
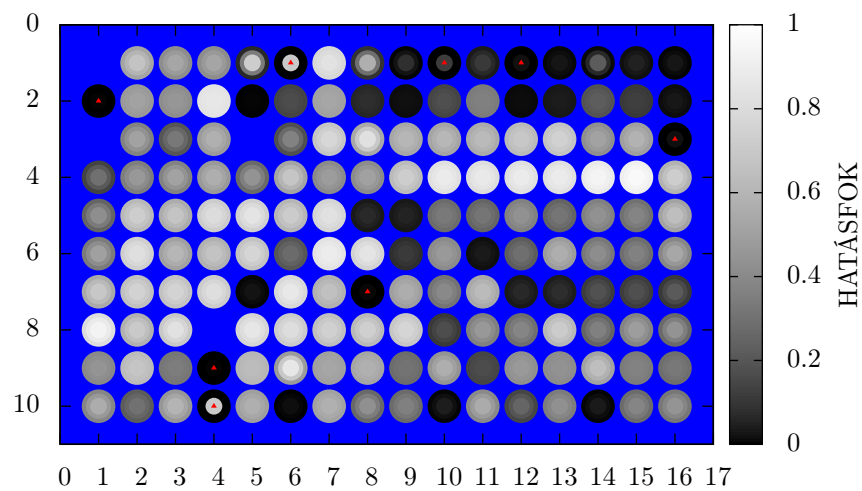
3.2.2. Hatásfok

A már korábban ismertetett tesztet (3.1.2) megismételtük a megjavított detektorral. Az új térképek az alábbi ábrákon láthatók (18, 19). Az x oldal sokat javult, de még mindig maradtak rosszul működő SiPM-ök. Ezek összeegyeztethetőek a korábbi mérésekkel, vagyis azok a körök amelyek most sötétek, korábban is azok voltak (ld. 15, 16). Jó konzisztencia tesztnek tekinthető az, hogy a jobb oldal gyakorlatilag nem változott.

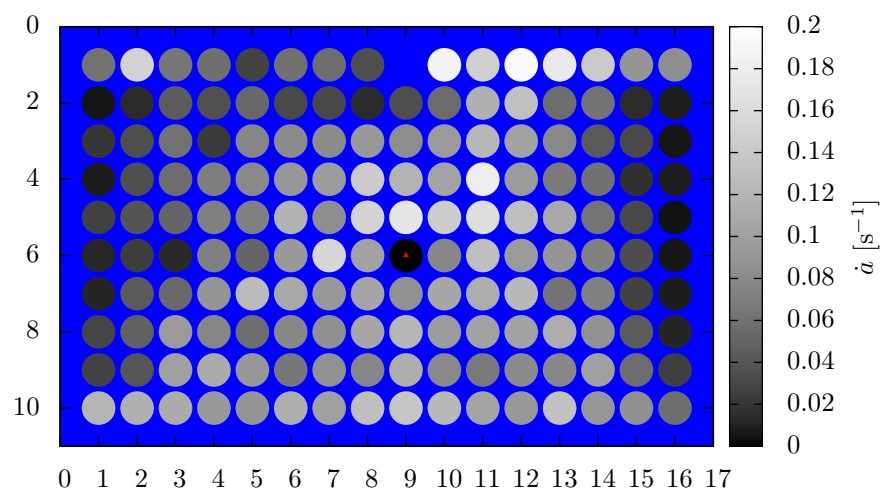
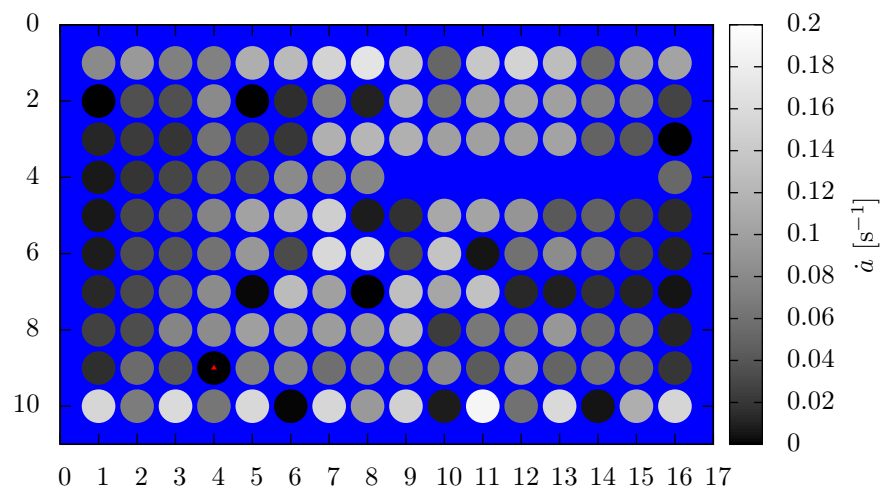
Az x oldal negyedik sorának jobb oldala szembeszökően nagy hatásfoka a nagyon magas zajszintnek köszönhető. A jelenség oka egy technikai probléma, ami miatt ezeknek a rudaknak a küszöbértékei nem állíthatók be rendesen. Mivel ezek a rudak többször szólaltak meg, mint a triggerelt félrétegek rudai, a beütésszám térképen nem ábrázoltuk őket, mert a többi rúd mellettük nagyon sötét lenne. Ezeket a rudakat megbízhatatlanságuk miatt a későbbiekben nem vettük figyelembe, vagyis a szoftveres vizsgálatok során kinulláztuk jeleiket.

A kimaradt rétegek (1,2,9,10) hatásfokát sikerült megmérni az eddigi módszer egyszerű feljavításával. Az X0506Y0506 triggeret alkalmazva a második és kilencedik rétegek hatásfoka megkapható a korábbi módszerrel. Viszont a legfelső és legalsó rétegek nagyobb kihívást jelentenek, hiszen ezeket a rudakat nem határolja mindkét irányból egy-egy rúd.

A szélső rétegek hatásfokának meghatározásához használt módszert csak az első rétegre mutatjuk be, természetesen ennek tükrözésével kaphatjuk meg a tizedik réteg hatásfokát. A korábbi séma alapján (ld. 14 ábra) most az A rúd hatásfoka a kérdés. Ha a korábbi módszert (3.1.2) alkalmazzuk B -vel és C -vel, akkor egy kisebb hatásfokot kapunk, a rendszer geometriája miatt. Vagyis lesznek olyan pályák, amelyek átmennek B -n és C -n, de nem mennek át A -n. Ezt a hatást csökkenthetjük ha kisebb szögtartományra korlátozzuk a müonokat, vagyis B -t és C -t egyre távolabb visszük egymástól. A mi elrendezésünkben ezt úgy tehetjük meg, hogy a második illetve tizedik rétegek rudait használjuk B -nek és C -nek. Az így fennmaradó veszteséget egyszerű geometriai számolással - feltételezve hogy az adott kicsiny szögtartományban a szögeloszlás homogén - megkapható. A beérkező müonoknak így $1/5$ -e veszik el, vagyis a helyes hatásfokot úgy kaphatjuk meg ha a mért értéket felszorozzuk $5/4$ -el. Ezekkel a kiegészítésekkel a teljes hatásfok térkép alább látható (18).



18. ábra. Az új x oldal (felső ábra) illetve y oldal (alsó ábra) rúdjaiknak mért hatásfokai. A koncentrikus körök sorban kintről befelé az alsó korlátot, a mért értéket és a felső korlátot reprezentálják. A nulla értékeket piros háromszögek jelölik.



19. ábra. Másodpercenkénti beütések száma az új x oldalon (felső ábra) és az új y oldalon (alsó ábra). A nulla értékeket piros háromszögek jelölik. A többiekhez képest túl magas értékeket kivágtuk mert elrontanák a többi láthatóságát.

3.3. Tervezés a földalatti mérésekhez

3.3.1. A müonesemények száma

Sok mérés által ellenőrzött adat, hogy a kozmikus sugárzás fluxusa az LNGS földalatti laboratóriumában egymilliószerosan el van nyomva a felszínihez képest. Referencia adat található a müion fluxusra az LNGS honlapján [4], melynek értéke: ($F = 2,870 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Ennek az adatnak az ismeretében megbecsülhetjük a másodpercenkénti müionok számát a detektor felületén. A detektor egy rétegének felületével számolva ($A = 4096 \text{ cm}^2$) kapott érték:

$$R := F \cdot A = 1,1756 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} . \quad (5)$$

Ennek reciprokát véve megkapjuk az átlagos várakozási időt egy müion érkezéséhez:

$$\tau := \frac{1}{R} = 8506,6 \text{ s} = 2,36 \text{ h} . \quad (6)$$

Az elsődleges adatok alapján a hatásfokot 60 %-nak véve minden rúdra, és feltételezve, hogy ha egy müion átmegy egy rétegen, akkor mindegyik másikon is átmegy, megbecsülhetjük a várakozási időt a triggerállások ismeretében. Ez a várható idő a valóságban több lesz, hiszen nem minden müion pályája esik a detektálható szögtartományba. Egyre több koincidenciában lévő félréteg megkövetelésével a várakozási idő exponenciálisan növekszik. Egy triggerelő félréteg esetén ez 4 óra lenne, két félréteg esetén: 6,7 óra 10 esetén 17 nap, és mind a 20 félréteg koincidenciáját megkövetelve 7,5 év.

Ezek alapján arra következtethetünk, hogy a lehető legnagyobb hatásfokot, vagyis a lehető legkevesebb várakozási időt úgy kaphatjuk, hogy a lehető legkevesebb triggerelő félréteget használjuk, vagyis egyet.

Azonban, ha egyre kevesebb triggerelő félréteget adunk meg, egyre több véletlenszerű koincidencia jelenik meg. Ezért a további adatanalízis során ezeket ki kell szűrni, ezt többszörös koincidenciák megkövetelésével tehetjük meg. Mi értelme tehát a többszörös koincidenciákat szoftveresen és nem hardveresen megkövetelni, miközben ezzel rengeteg felesleges adatot gyűjtünk be? A válasz abban rejlik, hogy a többszörös koincidenciát milyen módon követeljük meg. Míg hardveresen csak előre megadott rétegek közti koincidenciákat határozhatunk meg, szoftveresen lehetőségünk nyílik arra, hogy ne a koincidenciában lévő félrétegeket válasszuk ki, hanem csak azt hogy hány félréteg (tetszőlegesek) szálaljanak meg koincidenciában. Ezzel maximalizálhatjuk a hatásfokot úgy, hogy közben csökkentjük a véletlen koincidenciák számát. Tehát például ha fizikailag két félrétegre triggerelünk annak a valószínűsége, hogy a trigger megszólal egy müion beérkezése esetén a két félréteg hatásfokának szorzata (a korábbi példánál maradva $0,6 \cdot 0,6 = 0,36$). De ha csak egy félrétegre triggerelünk és azt követeljük meg szoftveresen, hogy legyen legalább még egy félréteg koincidenciában, akkor a hatásfokot úgy kaphatjuk meg hogy az eredeti trigger hatásfokát megszorozzuk egy mínusz annak a valószínűségével, hogy egy félréteg se szólal meg a maradék 19-ből ($0,6 \cdot (1 - 0,4^{19}) \approx 0,6$). Jól látható, hogy ha egy félréteg jelez szinte biztos, hogy egy másik is fog. Ezért érdemes minél kevesebb triggerelő félréteget megadni. Így sokkal jobb hatásfokkal lehet az adatokat gyűjteni, ami a földfelszínen kevésbé fontos, de a föld alatt elengedhetetlen.

3.3.2. A hardveres és szoftveres triggerelés összehasonlítása

Mint korábban már láttuk (3.3.1) az átlagos várakozási idő egy-egy eltárolt esemény bekövetkeztéig exponenciálisan növekszik a triggerelt félrétegek számának növelésével. Ezért a föld alatt kis számú félrétegre érdemes triggerelni. Ez azonban rengeteg zaj esemény letárolásához vezet, amelyet egy gyors módszerrel ki kell szűrni az adatanalízis további lépései előtt, elkerülve a feleslegesen megsokszorozott futási időket.

Azonban, mint már láttuk (3.1.1), a rendszer holtideje nem elhanyagolható. Emiatt a detektorral triggerelni adott félrétegekre vagy a detektorral ezek közül csak néhányra triggerelni és szoftveresen triggerelni a többire nem ugyanaz. Ennek oka az, hogy ha kevesebb triggeresemény van (azaz több félrétegre triggerelünk), akkor a holtidő limitáló hatása kevésbé számít: azon jelek egy részét, amiket sok triggerrel használva veszünk fel kevés triggerrel használva nem vennénk fel, mert egy jel (jellemzően zaj) előtte detektálódik és a holtidőben érkezik a detektálni kívánt jel.

Látható tehát, hogy a kevés és sok félrétegre való triggerelés mellett letárolt releváns információ-tartalom nem egyezik meg. Ennek vizsgálatára a hardveres és szoftveres triggerelést hasonlítottuk össze: növekvő számú félrétegre triggerelve 10-10 percig mértünk, majd mindegyik adatsorból szoftveresen kiválogattuk azokat az eseményeket, melyek adott félrétegein valahol jel volt.

Az alábbi táblázatban (1) látható a másodpercenként mért események száma különböző hardveres és szoftveres triggerelések mellett. A mérés során végig az y oldalra triggereltünk: először csak az 4. félrétegre, majd a 4. és 5. félrétegekre, ezt követően a 4., 5. és 6. félrétegekre, legvégül a 4., 5., 6. és 7. félrétegekre. Minden mérési sorozaton ugyanezeknek a triggerkonfigurációknak megfelelő szűrést végeztünk programunkkal.

Hardveres (H) és szoftveres (Sz) triggerelés összehasonlítása [s ⁻¹]					
H\Sz	4.	4. 5.	4. 5. 6.	4. 5. 6. 7.	-
4.	663	1.9	0.3	0.2	664
4. 5.	166	153	15.7	9.3	181
4. 5. 6.	19.6	19.4	19.1	11.4	20.2
4. 5. 6. 7.	11.0	11.0	10.9	10.9	11.1

1. táblázat. A különböző hardveres és szoftveres triggerkonfigurációk mellett kapott másodpercenkénti beütésszámok.

Az átlóban azok az értékek helyezkednek el, amikor szoftveresen pontosan azt szűrtük, mint amire fizikailag triggereltünk, ezekből az adatokból a triggerelés pontosságáról kapunk adatokat. Ugyan mérésünk célja nem ez, érdemes egy pillantást vetni az adatokra: mindig az összesen mért beütésszám közelében van, de annál akár 10%-kal kevesebb is lehet. Ezért a további adatanalízis lépései előtt érdemes szoftveresen kiszűrni azokat az eseményeket, ahol valóban megszólaltak az éppen triggerelt félrétegek, majd utána kezdeni meg az adatanalízist. Az átlótól balra eső mezők a triggerelésről árulnak el további információkat, őket azonban most nem elemezzük.

A táblázat átlójától jobbra lévő adatokból vonhatunk le következtetéseket a fizikailag különbözően triggerelt minták különböző információtartalmairól. Az első sorban az átlóban levő érték 663, azaz másodpercenként 663 eseményt mértünk, amelyen a 4. félrétegen megszólalt egy SiPM miközben a 4. félrétegre triggereltünk. Azonban ezek közül a jelek közül csak másodpercenként 1,9 volt, ahol a 4. és 5. félréteg is megszólalt. Olyat, ahol a 4., 5. és 6. is megszólalt másodpercenként csak 0,3 mértünk. A 4. és 5. félrétegekre triggerelve másodpercenként csak 153 esemény volt, ahol valóban kaptunk a triggerelt félrétegeken jelet, olyan ahol a 4., 5. és 6. félrétegen is kapunk jelet 15,7. Ez utóbbi szám lényegesen több a 0,3-nél, ami az egy triggerelt félréteg mellett kapott másodpercenkénti beütésszám ugyanezen szelekció mellett. Látjuk tehát, hogy a fizikailag triggerelt félrétegek száma befolyásolja a letárolt információmennyiséget.

3.3.3. Az optimum keresése

Az előzőekben láttuk, hogy az egy müon okozta esemény letárolásához szükséges idő exponenciálisan növekszik a triggerelt félrétegek számának növelésével. Ezért adott idő alatt minél több müon okozta esemény letárolásához minél kevesebb félrétegre érdemes triggerelni. A rendszer holtideje miatt azonban nagyon kevés félrétegre triggerelve kevesebb müoneseményt tárolunk le adott idő alatt, mint több félrétegre triggerelve. A kettő közt valahol van egy optimum: azt keressük, hogy hány félrétegre triggerelve tároljuk le adott idő alatt a legtöbb müoneseményt.

Ennek kiméréséhez az előző részben mért adatokat analizáltuk egy másik módon. Azt néztük meg, hogy a detektorral különböző számú félrétegekre triggerelve másodpercenként hány olyan eseményt kapunk, amik közt tetszőleges 6, 8, 10, 12 félrétegen is van jel. Ennyi félrétegen koincidenenciában lévő jel már nagyon nagy valószínűséggel müon okozta esemény, igen ritka a véletlen koincidenencia. Tehát ezzel a méréssel azt néztük, hogy hány félrétegre triggerelve kapjuk a legtöbb müon okozta eseményt.

Az alábbi táblázatban (2) látható vizsgálataink eredménye. Az optimum 2 félrétegnél található, ettől a 3 félréteg nincsen sokkal lemaradva. Jól láthatóan 1 félrétegre semmiképp nem érdemes triggerelni (amikor müonesemények detektálása a cél).

Mindent egybevetve azt mondhatjuk, hogy 2 vagy 3 félrétegre érdemes triggerelni. A 2 előnye a valamivel több esemény detektálása, a 3-é a valóban áthaladt müonok pontosabb visszaszámolhatósága, mert a rendszer holtideje kevésbé befolyásolja a mért események mennyiségét.

Az optimum keresése [s ⁻¹]					
H\min. koinc.	6	8	10	12	-
4.	0.6	0.4	0.2	0.1	664
4. 5.	21	14	8.1	3.2	181
4. 5. 6.	16	12	6.9	3.0	20.2
4. 5. 6. 7.	11	8.8	5.4	2.4	11.1

2. táblázat. Különböző hardveres triggerelések és különböző számú koincidenenciában lévő félréteg megkövetelése mellett kapott másodpercenkénti beütésszámok.

4. A detektor tulajdonságai

A további adatanalízishez elengedhetetlen a detektor tulajdonságainak precíz ismerete, ezért méréseket végeztünk az egyes SiPM-ök hatásfokának és zajszintjének pontos meghatározására.

Ezen mérések célja a detektor tulajdonságainak pontos és megbízható kimérése a detektor azon állapotában, amiben a további méréseket végeztük. Azonban sajnálatos módon a felszíni és földalatti mérések közti szállítások során ezek a tulajdonságok megváltoztak. Azt az eddigiekben is láttuk, hogy a detektor statikus helyzetében ezek a tulajdonságok nem változnak, a későbbi mérések során is ezt tapasztaltuk. A szállításokat követően azonban lehetőség szerint újra el kellett végezni az összes a következő fejezetekben ismertetett mérést.

A rudak zajszintjeinek meghatározásához méréseinket a föld alatt végeztük, a felszínen nem alkalmazható módszerünk, így ezt a detektor föld alatti állapotában mértük ki.

A hatásfok meghatározásához méréseinket a felszínen végeztük, méréseink a föld alatt nem működik, így a detektor fenti állapotairól vannak adataink: közvetlen a javítás utáni állapotáról és a barlangba szállítás majd visszashallítást követően újra felszínen lévő detektor állapotáról. A megfelelő fejezetben mindkét állapotban mért adatainkat közöljük.

4.1. Sötétzaj

A további adatanalízis egyes lépéseihez (mint például az egyenesillesztések) elengedhetetlen fontosságú az egyes rudak zajszintjének ismerete. Az ennek megmérésére tett első (földfelszíni) kísérletekben (3.1.1) két különböző félréteg adatai nem voltak összehasonlíthatóak, így egy új módszert kellett találni és ezzel kimérni az egyes rudak zajszintjeit.

Erre a föld alatt nyílt lehetőségünk. Különböző triggerkonfigurációk mellett (X0506 és Y04050607) összesen körülbelül 13 millió eseményt vettünk fel. Az adatsorból kigyűjtöttük, hogy melyik SiPM hányszor szólalt meg. Feltételeztük, hogy a föld alatt a müonesemények száma elhanyagolható a csak zaj eseményekéhez képest. A feltételezés alapja a hivatalos fluxus volt: kiszámoltuk hogy körülbelül két és fél óránként érkezik müon a detektor egy rétegének felületére, adatokat pedig másodpercesnél nagyobb gyakorisággal mértünk a triggerkonfigurációnk mellett. Későbbi méréseink is igazolták feltevésünket: a barlangban körülbelül 300000 eseményből (ahol X0506-ra triggereltünk) 1 volt müonesemény. Ez azt jelenti, hogy az egyes rudak megszólalásának száma és az összes esemény hányadosa megadja az egyes rudak véletlen megszólalásának (sötétzaj) valószínűségét.

Az adatokat a leírt módon analizálva a nem-triggerelő félrétegek esetében valóban a sötétzaj megjelenésének valószínűségét kapjuk, a triggerelő félrétegeknél azonban ez nem igaz. Ennek okának tisztázásához nevezzük az esetet, hogy egy adott A rúd (nem a triggerelő félrétegeken elhelyezkedő) megszólal A -nak, T -nek az esetet, hogy az összes triggerelő félréteg mindegyikén megszólal legalább egy rúd. Mivel A rúd nem a triggerelő félrétegeken van, ezért A és T függetlenek események, tehát $P(A \wedge T) = P(A) \cdot P(T)$. Ezt felhasználva a mért valószínűség ($P(A|T)$):

$$P(A|T) = \frac{P(A \wedge T)}{P(T)} = \frac{P(A) \cdot P(T)}{P(T)} = P(A). \quad (7)$$

Azt kaptuk tehát, hogy a mért mennyiség megegyezik annak a valószínűségével, hogy A rúd megszólal, azaz a sötétzaj előfordulásának valószínűségével. Az is látszik a számolásból, hogy a

méréshez mindegy, hogy melyik triggerkonfigurációt használjuk, amíg A nem része a triggerelő félrétegeknek. Ez biztosítja az univerzalitását eredményeinknek: az ily módon mért eredmények nem csak az (X0506) triggerkonfiguráció mellett adják meg az egyes rudak sötétzajainak valószínűségét, hanem bármely triggerkonfiguráció mellett.

Azonban, ha A rúd egy triggerelő félrétegen van, akkor A és T események már nem függetlenek egymástól. Bontsuk a T eseményt két diszjunkt részre: nevezzük C -nek azt az eseményt, hogy azon a félrétegen, amelyen A is elhelyezkedik megszólal legalább egy SiPM, D -nek azt, hogy az összes többi triggerelő félréteg megszólal. C és D egymástól függetlenek és $C \wedge D = T$ esemény. A kétrészesre bontás lényege: A független D -től, de C -től nem: $C \wedge A = A$ (A maga után vonja C -t). Ezekkel a mért valószínűség a következőképpen alakítható:

$$P(A|T) = \frac{P(A \wedge C \wedge D)}{P(C \wedge D)} = \frac{P(A \wedge C) \cdot P(D)}{P(C) \cdot P(D)} = \frac{P(A) \cdot P(D)}{P(C) \cdot P(D)} = \frac{P(A)}{P(C)}. \quad (8)$$

Ez nem egyezik meg $P(A)$ -val. Emiatt a triggerelő réteg sötétzajának valószínűségének meghatározásához nem az eddig használt triggerkonfigurációt (X0506) használtuk, hanem egy másikat (Y04050607).

Az alábbi térkép (20) mutatja az egyes rudak sötétzajának valószínűségét. Az x oldal 4. és 5. sorának sötétzajának meghatározásához az Y04050607 triggerkonfigurációt alkalmaztuk, a többi rúdéhoz az X0506-ot. Az x oldal 4. sorának jobb oldala túl zajos volt, ezért ezen rudak jeleit az előző mérésekhez hasonlóan szoftveresen lenulláztuk a kiértékelés előtt.

A nagyon nagy felvett adatsor miatt a statisztikus hiba igen kicsi (a valószínűségértékek abszolút hibájának nagyságrendje körülbelül 10^{-5}), a többi mérések hibája mellett ez elhanyagolható, a további hibaszámításokhoz nem használt adat, ezért a térképen nem tüntettük fel.

Méréseinkből megállapíthatjuk, hogy a bal oldal sokkal kevésbé zajos, mint a jobb oldal.

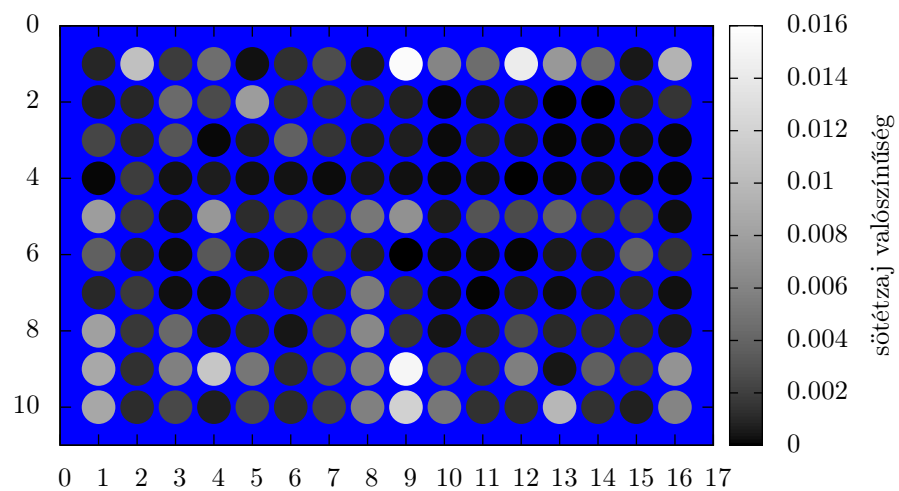
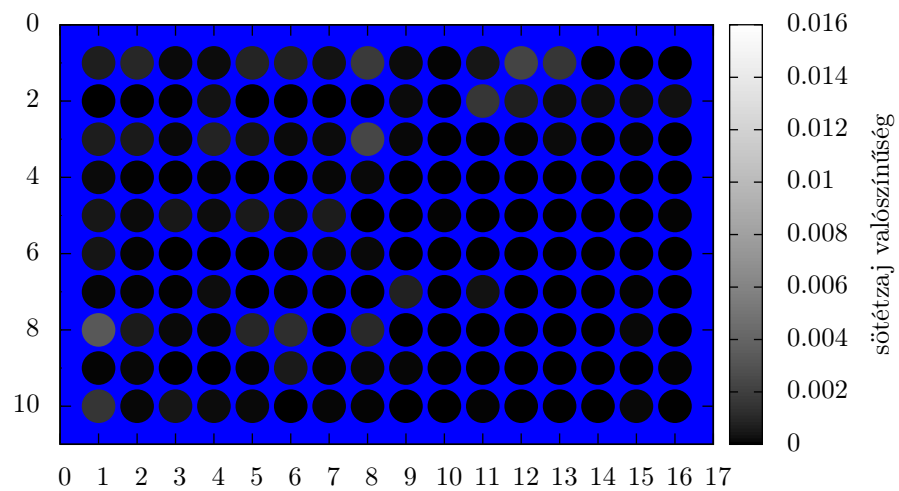
4.2. Hatásfok

A további adatanalízishez elengedhetetlen az egyes rudak hatásfokának lehető legjobb ismerete, ezért egy, az eddiginél (3.1.2) pontosabb mérést végeztünk ezek meghatározására.

A kiértékelés során felhasználtuk a későbbiekben részletezett egyenesillesztési (5.1) és műoneseemények kiszelektálására használt (5.2) eljárásokat.

Ezeknek az itt felhasznált tulajdonságait most röviden összefoglaljuk. Az egyenesillesztés minden mért eseményre (és nem csak a műoneseeményekre) visszaadja a legvalószínűbb műonpályát. Ezután ki kell választani az olyan eseményeket, melyeket biztosan műon okozott. Egy eseményt akkor tekintettünk műoneseeménynek, ha eleget tett a következő feltételeknek (szelekciós feltételként hivatkozunk rájuk a továbbiakban): az egyenes mentén összesen legalább 7 SiPM adott jelet, mindkét oldalt legalább 3 és nincsen több mint 9 jel az egyenesen kívül.

Az adatanalízis során a mért eseményekre először egyeneseket illesztettünk, majd kiszelektáltuk azokat, amelyekről azt mondtuk biztosan műoneseemények. Azonban ez utóbbi eljárás szelektív a műoneseeményekre nézve is: nem minden mért műoneseemény teljesíti a szelekciós feltételt. Emiatt hibás lenne megnézni, hogy melyik rúd hányszor szólalt meg a kiszelektált események közül és a



20. ábra. Az egyes rudak sötétzaj valószínűsége az x oldalon (fent) és az y oldalon (lent). A két oldal azonos skálán van ábrázolva, hogy összehasonlíthatóak legyenek. Az ábrán látszik, hogy az x oldal sokkal kevésbé zajos, mint az y.

kettő arányát nevezni hatásfoknak. A helyes eljárás az, hogy az összes események halmazának nem az összes kiszelektált müoneseményt vesszük, hanem csak azokat az eseményeket, amelyekben az éppen vizsgált SiPM jelét hipotetikusán lenullázva is teljesül a szelekciós feltétel; ezek közül nézzük meg, hogy hányszor adott jelet a vizsgált SiPM és a kettő hányadosát vesszük a hatásfoknak. Ennek igazolásához vezessük be a következő jelöléseket: jelölje A azt a rudat, amelyet éppen vizsgáljuk, szintén A az eseményt, hogy A rúd megszólalt és az illesztett egyenesen helyezkedik el, T az eseményt, hogy minden triggerelő félréteg megszólal és az eseményt, hogy a szelekciós feltétel A -t hipotetikusán lenullázva is teljesül jelölje N . N és A függetlenek, mivel N -t direkt úgy definiáltuk, hogy ne függjön A -tól. Először most vizsgáljuk azt az esetet, hogy A egy nem triggerelő félrétegen helyezkedik el, ekkor T és A függetlenek, sőt $N \wedge T$ is független A -tól. Így a helyes eljárással kiszámolt valószínűség $P(A|(N \wedge T))$:

$$P(A|(N \wedge T)) = \frac{P(A \wedge (N \wedge T))}{P(N \wedge T)} = \frac{P(A) \cdot P(N \wedge T)}{P(N \wedge T)} = P(A) = \varepsilon(A). \quad (9)$$

Igazoltuk tehát, hogy a mennyiség, amit a leírt módon mérünk a hatásfok.

Megjegyezzük, hogy valójában A nem teljesen független N -től és T -től, mert az érkező müon egyes tulajdonságai (mint például energiája, iránya) befolyásolják az egy adott rúdban való megfigyelhetőségét, így A , N és T események valószínűségeit is vagy mind pozitívan, vagy mind negatívan befolyásolja. Az irányfüggés vizsgálatára végzett méréseinket a következő fejezetben (4.3) foglaltuk össze; energiára vonatkozó adatokat detektorunkkal nem tudtunk mérni, így ezen faktor hatásának vizsgálatára nem tudtunk mérést kivitelezni.

Amennyiben a vizsgált A rúd egy triggerelő félrétegen helyezkedik el eljárásunk végeredménye nem a hatásfok: A már nem független T -től és $N \wedge T$ -től sem. Nevezzük az eseményt, hogy azon a (triggerelő) félrétegen, melyen A található legalább egy SiPM megszólal C -nek; D -nek pedig azt, hogy az összes többi triggerelő félréteg mindegyikén legalább egy SiPM jelet ad. C és D függetlenek (a müon tulajdonságainak hatásától eltekintve), A független D -től és $N \wedge D$ -től is, de A és C nem függetlenek: $C \wedge A = A$. Így a módszerrel mért valószínűség:

$$\begin{aligned} P(A|(T \wedge N)) &= \frac{P(A \wedge T \wedge N)}{P(T \wedge N)} = \frac{P(A \wedge C \wedge D \wedge N)}{P(C \wedge D \wedge N)} = \\ &= \frac{P((A \wedge C) \wedge D \wedge N)}{P(C \wedge D \wedge N)} = \frac{P(A \wedge D \wedge N)}{P(C \wedge D \wedge N)} = P(A) \frac{P(D \wedge N)}{P(C \wedge D \wedge N)} = \epsilon(A) \frac{P(D \wedge N)}{P(C \wedge D \wedge N)}. \end{aligned} \quad (10)$$

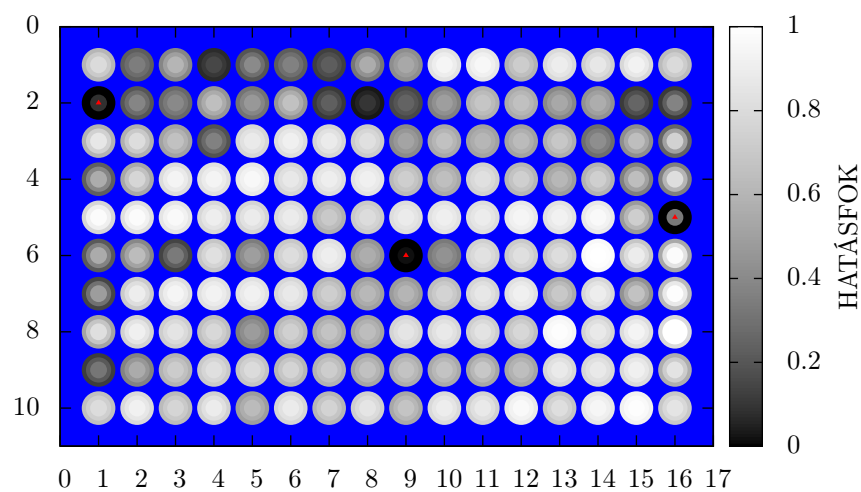
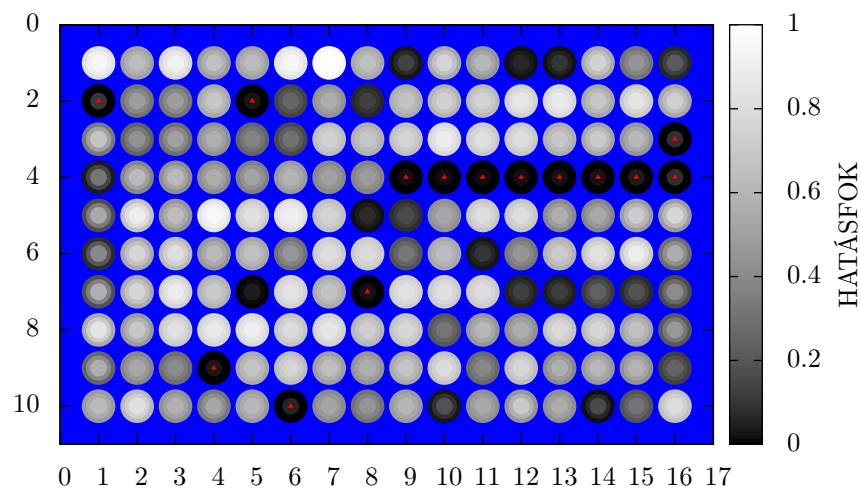
Mivel $P(D \wedge N) \neq P(C \wedge D \wedge N)$, a mért mennyiség nem a hatásfok. Ezért a triggerelő félréteg hatásfokát másik félrétegekre triggerelve mérjük.

Tegyük fel, hogy a triggerelő félrétegen van egy igen kis hatásfokú SiPM. Ekkor az ehhez tartozó rúdon áthaladó müonokat nagy valószínűséggel nem detektálja a rendszer. Az egyik oldalt erre merőleges rudak vannak, így azok a müonok amelyeket nem detektálunk közel egyenesen elosz-lással haladnak át ezeken a rudakon, azaz az adathiány minden rúd közt eloszlata jelenik meg. A másik irányban azonban a rúddal párhuzamos rudak vannak, így a legtöbb nem detektált müon ugyanazonokon a rudakon ment át: a rossz rúddal egy oszlopban lévőeken és ezek szomszédain (a müonok nagy része függőlegesen vagy kis szögben érkezik). Így ebben az esetben ugyanakkora mennyiségű adathiány csak pár rúd közt eloszlata jelenik meg. Ezért az egyik oldal rúdjaiknak hatásfokainak kiméréséhez a másik oldal félrétegeire triggereltünk.

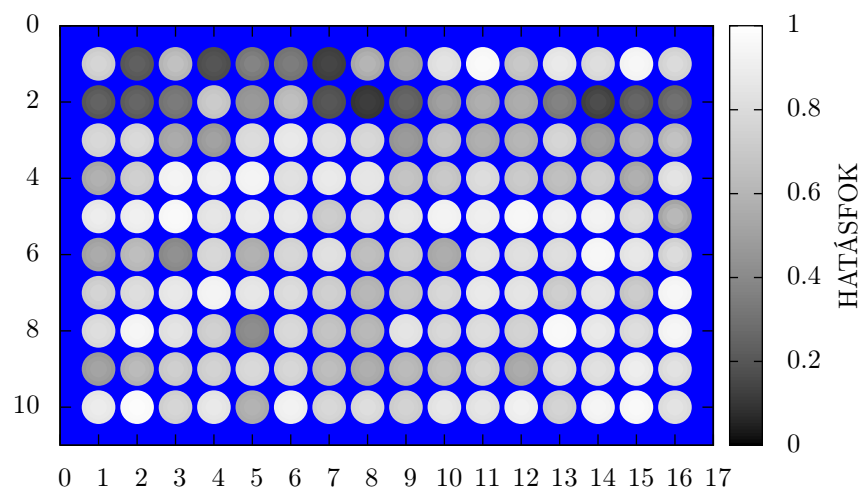
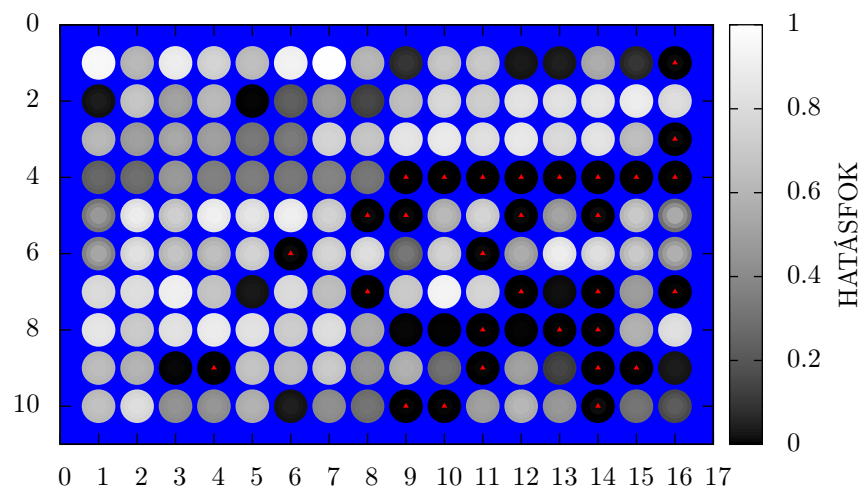
Mivel a hatásfok függ az érkező müonok irányától igyekeztünk a lehető legszélesebb szögtartományt detektálni a mérések során, ezért a középső félrétegekre triggereltünk: az x oldal hatásfokainak meghatározásához az Y0506 konfigurációt, az y oldal hatásfokának meghatározásához az X0506 triggerkonfigurációt használtuk. Körülbelül 100000-100000 kisselektált müoneseményt gyűjtöttünk.

Az alábbi ábrákon a hatásfoktérképek láthatóak közvetlenül a javítás utáni állapotban (21) és a barlangból ismét a felszínre szállított állapotban (22). Az előzőekhez hasonlóan az x oldal 4. sorának jobb oldalának SiPM-jeinek jeleit az adatanalízis előtt szoftveresen kinulláztuk. A térképen feltüntetett hibahatárok az ezt megelőző hatásfok tesztnél (3.1.2) részletezett módszerrel számoltuk. Ezt azért tehettük meg, mert az összes figyelembe vett eset száma adott és ezekből esetek száma, melyekben az éppen adott rúd megszólalt ε paraméterű binomiális eloszlást követ.

A két ábrát összehasonlítva feltűnő, hogy sokat változott a detektor állapota a szállítások alatt. A javítás utáni állapotot ábrázoló térképek összhangban vannak az előzetes tesztek térképeivel (18). A további adatanalízis során az újból fenti állapot mért tulajdonságaival számoltunk, mert a további felszíni méréseket a detektor ezen állapotában végeztük. A barlangbeli állapot valahol a két állapot közt van, az ezen állapotban mért adatok analízise során mellőztük azon kiértékeléseket, ahol a hatásfok nagyon precíz ismerete kell (az egyenesillesztéshez bőven elegendőnek bizonyult az ismét felszínre hozott detektor hatásfokaival becsülni az egyes rudak hatásfokát).



21. ábra. Az x oldal (felső ábra) illetve az y oldal (alsó ábra) rúdjaiknak mért hatásfokai a barlang előtti állapotban. A koncentrikus körök sorban kintről befelé az alsó korlátot, a mért értéket és a felső korlátot reprezentálják. A nulla értékeket piros háromszögek jelölik.



22. ábra. Az x oldal (felső ábra) illetve az y oldal (alsó ábra) rúdjaiknak mért hatásfokai a barlang utáni állapotban. A koncentrikus körök sorban kintről befelé az alsó korlátot, a mért értéket és a felső korlátot reprezentálják. A nulla értékeket piros háromszögek jelölik.

4.3. Irányfüggő hatások

Az előző fejezetben kimértük a detektor egyes rudainak hatásfokát. Ez az érték azonban nagyban függ a müon által a detektorban leadott energiától. Ez pedig a müon energiáján kívül (amit detektorunkkal nem tudtunk kimérni) a detektorban megtett úthosszától is függ. Az, hogy a müon mekkora utat tesz meg egy másfél centi vastag (ez a detektorrudak vastagsága) szcintillátorrétegben, attól függ, hogy milyen irányban hatol át rajta. Emiatt a különböző szögekben érkező müonokra különböző hatásfoka van egy-egy detektorrúdnak. Ebben a fejezetben célunk meghatározni, egy adott rúd hatásfokának irányfüggését. A módszer lényege hasonló a korábban leírthoz (ld. 4.2). A kiértékelés során az előző fejezet adatsorát (X0506 és Y0506 triggerkonfigurációkkal 100000-100000 kiszelektált müonesemény) elemeztük más analízissel.

Az irányfüggés megállapításához egy olyan hatásfok függvényt mértünk ki mely a gömbi polárkoordinátáktól függ és adott Ω_j térszögekben állandó. Részletesebben lásd (6.1). Ez ugyan csak egy súlyozott átlagát fogja adni a valódi függésnek, de a térszögek egyre kisebbnek választásával az eltérés a valódi értéktől egyre jobban csökken.

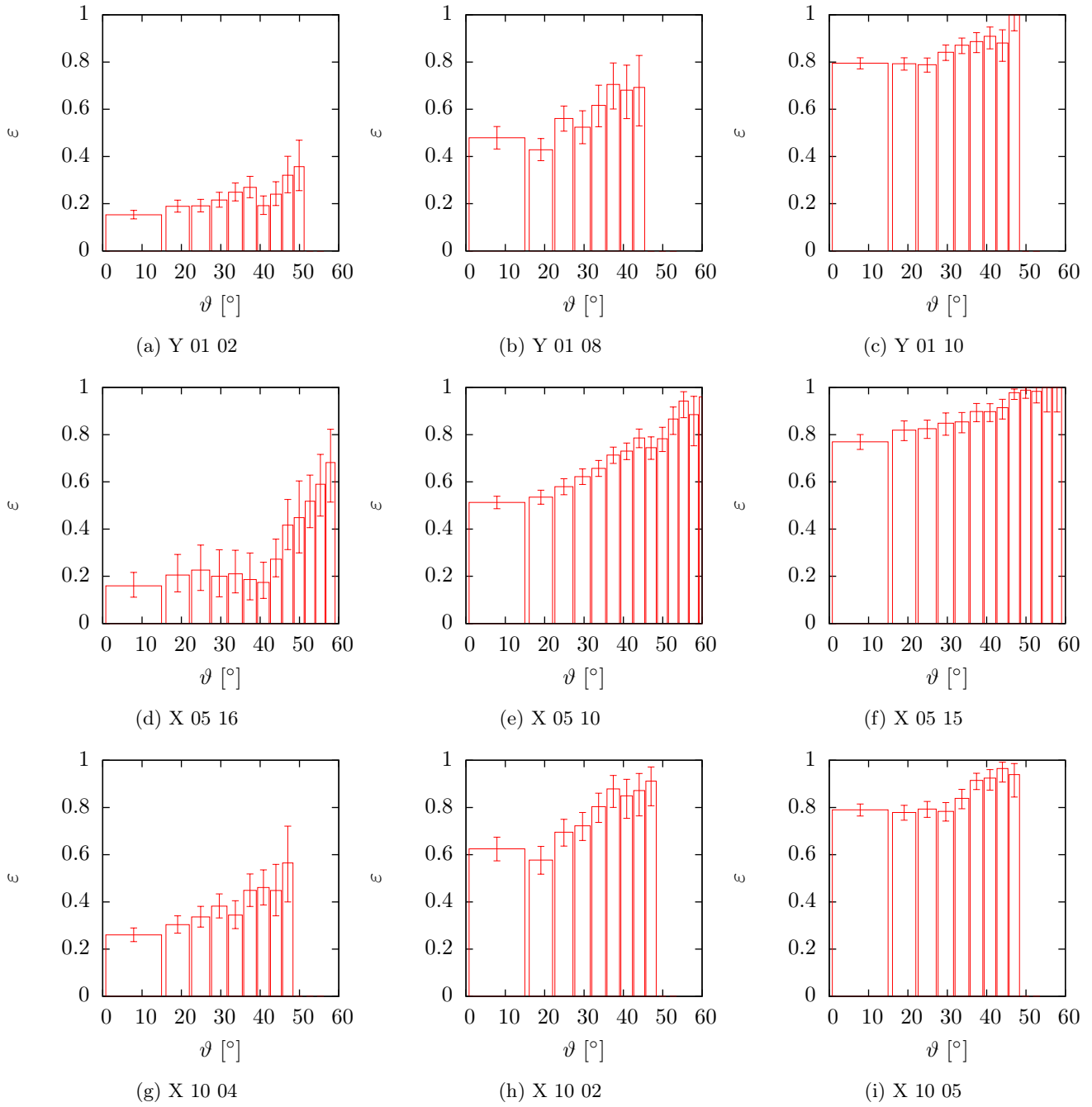
Ez a hatásfok függvény ugyanúgy mérhető, mint ahogyan azt az előző részben is láthattuk (4.2) természetesen az eseményeket megszorítva a megfelelő térszögekre. Tehát egy adott A rúd hatásfokát adott Ω_j térszögben úgy kaphatjuk meg, hogy:

$$\varepsilon_j(A) = \frac{a_j}{n_j}, \quad (11)$$

ahol a_j az A rúd beütéseinek száma olyan müonoktól, amelyek egy adott Ω_j térszögből érkeztek, illetve n_j azoknak a müonoknak a száma amelyeket detektáltunk az adott térszögben az A rúd használata nélkül (az előzőekben leírtak alapján 4.2).

A rudak hatásfokáról feltesszük, hogy az azimut szögben (φ) homogén. Így a lényeges függést a zenitszög (ϑ) adja. A fentiekben elmagyarázott módszer alapján készültek az alábbi (23) ábrák. A térszögtartományt $\vartheta = 0^\circ$ -tól $\vartheta = 66^\circ$ -ig osztottuk fel 16 egyforma térszögű tartományra. Az utolsó tartományokra már így is alig kerültek események. A képeken néhány reprezentáns rudat ábrázoltunk, de természetesen az összes rúdra kiszámoltuk a hatásfokokat. A felső sorban látható 3 képen a detektor felső rétegéből választott 3 rúd látható, az középső 3-on a detektor középső részéből választottak, az alsó 3-on pedig az alsó rétegből választottak. Látható, hogy a felső és alsó ábrákon a nagyobb szögeknél már nincsen adat: mivel a mérés során a detektor a középső részén volt triggerelve (X0506 és Y0506), a felső és alsó részein nagy szögekben átmenő müonok nem haladnak át a triggerelt félrétegeken. Mindhárom sorban feltüntetünk egy kisebb (balra), egy átlagos (középen) és egy nagyobb (jobbra) hatásfokú rudat. A szögtartományokat térszögben egyenlő nagyságúnak választottuk, hogy megfelelő számú esemény essen beléjük, ezért van az, hogy zenitszögben nem egyforma hosszú intervallumokat kapunk. Az ábrákon jól látszik a várt tendencia: a nagyobb szögű pályákra érzékenyebb a detektor, hiszen ezek hosszabb utat tesznek meg a szcintillátor anyagban.

A statisztikai bizonytalanság elég nagy ahhoz, hogy jelentősebb legyen, mint a közelítés pontosságának szisztematikus hibája. Vagyis a továbbiakban ezt fogjuk használni, mint elsődleges hibaforrás. A hibát az első hatásfok tesztnél (3.1.2) leírt módszerrel a binomiális eloszlás szerint számoltuk. A statisztikus hiba elvben javítható több adat felvételével, de direkt úgy választottuk meg a szögtartományok nagyságát, hogy ennek a hibája nyomja el a szögtartományok nagyságának hibáját, hiszen ha nem nyomja el, akkor egy pontosabb felbontást is elérhetnénk egy nekünk még megfelelő hibával.



23. ábra. A hatásfok zenitszög függése különböző rudakra.

4.4. A földalatt triggerelő félrétegek kiválasztása

A precíz zajsztint és hatásfok térképek birtokában (20, 22) és a korábbi megfontolásokat (3.3) szem előtt tartva ki kellett választanunk a földalatti mérésekhez használandó triggerelő félrétegeket. Az említett korábbi megfontolások legfontosabbika a triggerelő félrétegek optimális számára vonatkozott, az ideális beállításnak a 2 vagy 3 triggerelt félréteg tűnt, bár nem elfelejtendő, hogy ezen spekulációk még a pontos térképek ismerete nélkül születtek.

Amint az előzőekben láttuk, az x oldal zajsztintje sokkal alacsonyabb az y oldalénál. Ez a különbség akkora, hogy míg az x oldalon két félrétegre (X0506) triggerelve (a föld alatt) a másodpercenkénti beütésszám 9,5 1/s volt, addig az y oldalon két félrétegre (Y0405) triggerelve ez az érték 434 1/s-nak adódott. Ez utóbbi adat az adatgyűjtő rendszer maximális sebességének közelében van (körülbelül kétharmada). Ez azt jelenti, hogy itt már a rendszer holtideje nem elhanyagolhatóan korlátozza méréseinket, ezért ezen az oldalon több félrétegre kellene triggerelni. Ez akkora különbség, hogy mindenképpen érdemes az x oldalt használni a triggereléshez.

A triggerelő félrétegek megválasztásánál célunk volt középső félrétegeket választani, mert ezekkel nagyobb szögben érkező müonok detektálása is lehetséges.

Mindezeket összevetve az x oldal 5. és 6. félrétegeit találtuk a legmegfelelőbbeknek a további földalatti mérések triggerelő félrétegeinek.

5. Az adatanalízis főbb lépései

5.1. A pálya rekonstruálása

Minden további adatanalízis alapja a müonok pályájának rekonstruálása a mért adatokból.

Először az illesztési probléma főbb tulajdonságait szedtük össze, hogy utána ezeket szem előtt tartva választhassuk meg a probléma sajátosságaihoz legjobban illeszkedő eljárást. A következőkben a három legfontosabbnak vélt szempontot vesszük sorra.

Először is, a müonok pályája a detektorban haladva egyenes, ezért az adatokra egy egyenest kell illeszteni. Esetenként előfordul, hogy egy felvett esemény koincidencia ablakában 2 müon is áthalad a detektoron. Ezt a jelenséget pile-upnak nevezzük és a diszkusszióban térünk ki rá (7.3) részletesebben; a továbbiakban ezzel a jelenséggel nem foglalkozunk.

Másodszor, a detektor felbontóképessége durva: ha egy rúd megszólal az a térben egy $64 \times 4 \times 1,5\text{cm}^3$ térfogatú hasábot jelöl ki, amelyen belül bárhol áthaladhatott a müon. Amennyiben egy rétegen belül mindkét félrétegen megszólalt egy-egy rúd, annyiban egy $4 \times 4\text{cm}^2$ négyzeten kellett, hogy valahol áthaladjon a müon. Fontos továbbá, hogy az adott térfogatokon belül bárhol áthaladhatott a müon, azokon kívül azonban sehol. Mindezekből következik, hogy az egyenest nem pontokra, hanem területekre kell illeszteni.

Végezetül, a SiPM-ök igen zajosak, így az alkalmazott módszernek nem szabad a zajra érzékenynek lennie; ugyanazt az egyenest kell visszakapni az illesztésekből, mintha a zajból származó jelek ott sem lennének.

A leírtakból tisztán látszik, hogy a legelterjedtebben alkalmazott egyenesillesztési módszer, a legkisebb négyzetek módszere itt most nem alkalmazható: nem területekre, hanem pontokra illeszt és végeredményét nagymértékben befolyásolnák a zajok. Mindezt egy másik egyenesillesztési módszert kerestünk, választásunk a maximum-likelihood módszerre esett. A módszer lényege, hogy minden egyeneshez hozzárendel egy valószínűséget: annak a valószínűségét, hogy ha az adott egyenesen haladt volna egy müon, akkor pontosan azt az adatsort mérnénk, ami-re éppen illesztünk. Amely egyenesre a legnagyobb ez a valószínűség, az lesz az illesztett egyenes.

Ezen valószínűség meghatározásához először kiszámoljuk, hogy az adott egyenes (a müon pályája) mely rudakon haladt át. A kérdés tehát az, hogy mekkora valószínűséggel mérünk egy adott adatsort, ha adott rudakon haladt át egy müon. Ehhez számoljuk ki, hogy mekkora annak a valószínűsége hogy egy adott SiPM pont olyan módon viselkedik (ad vagy nem ad jelet) mint az adott adatsorban. Ez persze attól függ, hogy a megfelelő szcintillátorrúdon haladt-e át müon és hogy milyen viselkedés valószínűsége érdekes. Ezek alapján négy esetet különböztetünk meg: áthaladt rajta müon és adott jelet, áthaladt rajta müon és nem adott jelet, nem haladt rajta át müon, de adott jelet, nem haladt rajta át müon és nem is adott jelet.

Annak a valószínűsége hogy egy SiPM ad jelet, pedig a hozzá tartozó rúdon nem haladt át semmi definíció szerint az adott SiPM-nek a zaja, amit a (4.1) fejezetben tisztázott módon megmértünk minden egyes rúdra. Annak a valószínűsége, hogy nem haladt át müon és nem is adott jelet egy mínusz az előző valószínűség, hiszen vagy adott vagy nem adott jelet, miközben nem haladt át rajta müon.

Annak a valószínűsége, hogy egy rúdon áthaladt a müion és a hozzá tartozó SiPM jelet ad definíció szerint a SiPM hatásfoka. Ezeket a hatásfokokat a (4.2) fejezetben leírt módon megmértük mind a 320 SiPM-re. Azonban a hatásfokok leírt meghatározásához felhasználtuk az egyenesillesztést, úgyhogy első körben az első tesztek átlagát, 0,6-et állítottunk be minden rúd hatásfokának. Az illesztés ezen adattal is meglepően jól működött. Ezzel a módszerrel illesztettünk a hatásfokok meghatározásához használt adatsorra, majd a további illesztéseket a kapott hatásfokokkal végeztük el. Annak a valószínűsége, hogy egy rúdon áthaladt müion, de a hozzá tartozó SiPM nem adott jelet egy mínusz a hatásfok.

Mivel a 320 rúd viselkedése annak ismeretében, hogy áthaladt-e rajta müion egymástól független események, ezért a keresett valószínűség az eddig meghatározott 320 valószínűség szorzata.

5.2. A valódi események kiszelektálása

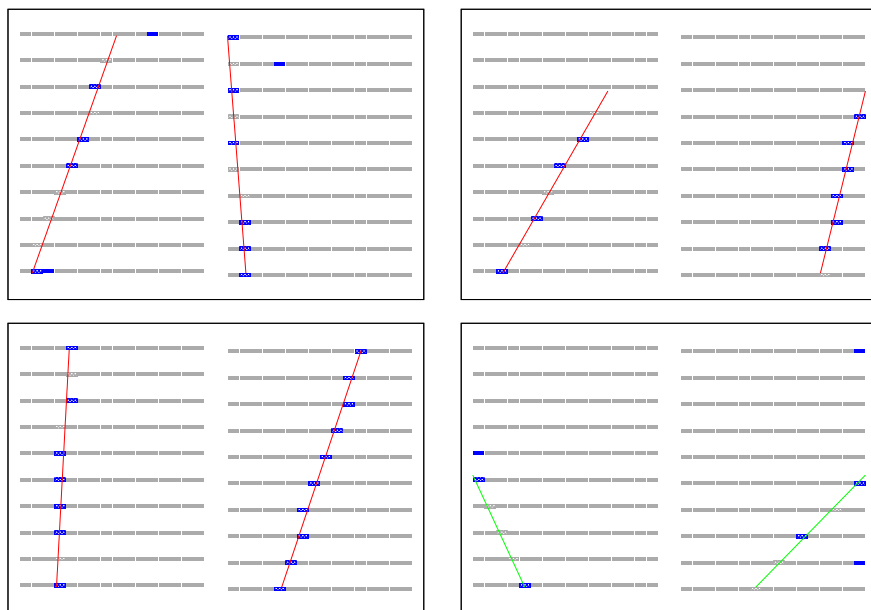
Az egyenesillesztés minden eseményre (és nem csak a müioneseményekre) visszaadja a legvalószínűbb (egyes) müionpályát. Ezért az illesztés után ki kell szelektálni ezek közül a müioneseményeket.

Mivel a föld alatt nagyon nagy a véletlen koincidenciák száma a müioneseményekhez képest ($3,5 \cdot 10^5$ -es az arány), nagyon fontos, hogy a szelektációs eljárás valóban csak müioneseményeket adjon vissza, véletlen koincidenciákat ne. Azt viszont nem várjuk el, hogy minden müioneseményt visszaadjon.

Egy eseményt az eljárás akkor titulál müioneseménynek, ha az illesztett egyenes mentén összesen legalább 7 rúd megszólalt, mindkét oldalt legalább 3 és nincs több mint 9 jel az egyenesen kívül. A 3-3 rudat azért kötjük ki, mert ennél kevesebb esetén, az adott oldalra vett vetülete az egyenesnek nincs túlhatározva, ezért bizonytalansága nagy. Ez az eljárás igen jól teljesíti elvárásainkat: a későbbiekben leírt szimulációk (5.3.1) során a százmillió szimulált véletlen koincidencia közül egyiket sem titulálta müioneseménynek. Az előszűrés során még egy feltételt szabtuk: valóban szólaljon meg minden triggerelő félréteg. Erre azért volt szükség, hogy jobban definiált legyen a detektor válasza az egyes fizikai eseményekre; ezáltal jobban visszaszámolható legyen a detektorral mért adatok alapján a detektoron keresztülhaladó müionok száma.

Nagy pontosságú szelektációs eljárást máshogy is lehetne definiálni, például különböző, az egyenesillesztésnél kapott maximális valószínűségekre vonatkozó feltételekkel. Választott eljárásunknak azonban van egy nagy előnye: amennyiben nincsen hét különböző félrétegen jel egy felvett eseményben biztosan nem lesz hét jel az egyenesen, tehát biztos nem lesz müioneseménynek titulálva a szelektációs eljárás által. Ez egy előzetes szelektációs eljárást tesz lehetővé: még az egyenesillesztés előtt kiszelektálhatóak azok az események, melyeken nincs legalább hét különböző félrétegen jel. Mivel az egyenesillesztés az adatanalízis leghosszabb lépése (egyenesenként 4-5 másodperc), a futási időt nagyban redukálja minden, ami még ezen lépés előtt képes kiszelektálni nagy mennyiségű adatot. Ez az előszelektációs eljárás tette lehetővé a barlangban mért események kiértékelését: a körülbelül 33 millió mért eseményből az előszűrésen csak 710 ment át.

Egy kérdés maradt: a mért müionesemények hányadrészét választja ki ez az eljárás? Erre is a szimulációk során kaptunk választ (5.3.2): az érték függ a beérkező müion irányától, de körülbelül 95%-át visszaadja, amely egy teljesen elfogadható szám amellet, hogy az elsődleges feltételünket tökéletesen (az elvárásainknak elegendő mértéknél jobban) teljesíti.



24. ábra. Néhány illesztett egyenes. A képeken az x és y oldalakra vett vetületek láthatók. Kékkel jelöltük a jelet adó rudakat. A zöld vonal az olyan egyeneseket jelöli, amelyeket nem fogadtunk el valódinak.

5.3. Szimulációk (Monte Carlo)

A szimulációk célja a random koincidenziák és a detektor egy-egy beérkező müonra adott válaszána szimulálása a detektor tulajdonságainak pontos ismeretét felhasználva. A szimulációval nyert adatsorokat a valódi adatsorokkal megegyező módon analizáltuk. A szimulációs módszerrel kapott adatsorokra bizonyosan tudjuk, hogy véletlen koincidenziáról van-e szó vagy valóban müoneseményről és hogy müonesemény esetén milyen volt a müon pályája. Ezért következtetéseket vonhatunk le az eddigi adatanalízisbeli módszereinkről: meghatározhatjuk mennyire pontos a szelekciós eljárásunk és hogy a mért müonesemények hányad részét adja vissza. Sőt, szimulációs módszereinkkel nem csak a módszereinket vizsgálhatjuk, de detektorunkat is: segítségével vissza-számolhatjuk, hogy a beérkező müonok hányad részét detektáljuk. Láthatjuk tehát, hogy egy igen fontos lépésről van szó, mely megengedi, hogy a komplex rendszer egészének viselkedését vizsgáljuk.

Természetesen, ha a szimulációhoz felhasznált adatok nem pontosak, a szimuláció sem lesz az. A pontosság javításához tehát minél pontosabban kell ismerni a detektor tulajdonságait és persze minél több adatsort szimulálni, hogy a statisztikai hibákat minimalizáljuk.

Még itt megjegyezzük, hogy a szimuláció során a holtidő limitáló hatását nem tudtuk figyelembe venni. Ezért is volt igen fontos, hogy olyan triggerkonfigurációt használjunk, ahol ennek hatása minimális.

5.3.1. Sötétzaj szimulációja

A sötétzaj szimuláció célja nagy mennyiségű olyan adatsor előállítása, melyről tudott, hogy csak véletlen koincidenciák okozták. Az így kapott adatsort a valódiakkal teljesen egyező módon analizáltuk: az x oldal 4. sorának jeleit lenulláztuk, előszűrtük az eseményeket, egyeneseket illesztettünk majd kiszelektáltuk a müoneseményeket. Azt vizsgáltuk, hogy a csak véletlen koincidenция események hányad része megy át a szelekciós eljárás.

Ez a kérdés különleges fontosságú, mivel a földalatti mérésekben a mért véletlen koincidenция események aránya a mért müoneseményekhez $3,5 \cdot 10^5$. A valódi kérdés az, hogy a mért müonesemények mindegyike müonesemény-e. Például, ha 10^6 véletlen koincidenцияból csak 1-et mérünk valódi eseménynek, akkor is azt kell mondjuk, hogy a mért müoneseményeink körülbelül harmada nem is müonesemény.

A szimuláció az egyes rudakon a sötétzaj megjelenésének valószínűségein alapszik, ezek kimérését és eredményeit (4.1) a megfelelő korábbi fejezet tartalmazza.

A szimulációs eljárás a következő: minden rúdra nulla és egy között egyenletes eloszlással egy random számot generáltunk. Amennyiben ez a szám kisebb mint az adott SiPM-ön a sötétzaj megjelenésének valószínűsége az adott SiPM a szimulált eseményben jelet ad, amennyiben nagyobb nem ad jelet.

Igen fontos volt a triggererek implementálása, hiszen egy valódi mérésből származó random koincidenцияn van legalább minden triggerelő félrétegen egy-egy jel. Mivel a földalatti méréseink során az X0506 triggerkonfigurációt használtuk szimulációinkba is ezt implementáltuk. Ezt úgy valósítottuk meg, hogy hogyha az eddig előállított adatsorban nincs az x oldal 4. és 5. félrétegen jel, akkor nem mentettük le az adatot, hanem újraszimuláltunk, addig, amíg végül jelet kaptunk rajtuk. A valódi mérésnél a triggerelés logikája miatt előfordulhatott, hogy olyan eseményt mentettünk le, ahol nincs minden triggerelt félrétegen jel, azonban ezeket szoftveresen kiszűrtük az adatanalízis során, így ezekre nem alkalmaztuk sem az előfilterelést, sem az egyenesillesztést, sem a szelekciós eljárást, így szükségtelen volt leszimulálni őket.

Ezzel az eljárással körülbelül százmillió lementett adatot szimuláltunk és egyiket sem titulálta eljárásunk müoneseménynek. A barlangban összesen 30 millió eseményt mértünk. Elmondhatjuk tehát, hogy a szelekciós eljárásunk az igényeinknek megfelelő.

5.3.2. Müonesemények szimulációja

A detektor válaszát szimuláltuk különböző irányból érkező müonokra. Ehhez az egyes rudak mért irányfüggő hatásfokát (4.3) és az egyes SiPM-ökön a sötétzaj megjelenésének valószínűségét használtuk fel. A szimulációból kapott adatsort ugyanúgy analizáltuk mint a mért adatsorokat: előszűrtük az adatokat, egyeneseket illesztettünk, majd kiszelektáltuk a müoneseményeket.

Az, hogy adott számú és irányú legenerált müonból hányat tárol le a rendszer megadja a detektor egészének a hatásfokát az adott irányú müonokra. A mért események és a szűrés által müoneseményeknek bélyegzett események száma közti eltérés megadja, hogy a szelekciós eljárás a müonesemények hányad részét választja ki. Az egyenesillesztési eljárásunkat is tesztelhetjük az adott irányban szimulált események és az ezek közül különböző irányokban mérték számának összevetésével.

A gyakorlatban a beérkező müonok irányát 128 egyforma térszögű tartományra osztottuk. Azimut szögben 8 egyenletes intervallumot vettünk fel, zenitszögben 16 intervallumot vettünk fel 0° -tól körülbelül 66° fokig úgy, hogy a két felosztás által kapott térszögek egyenletesek legyenek. Az utolsó pár intervallumban nem detektáltunk semmit, sem a valódi mérések, sem a szimulációk során. A zenitszögben vett felosztás megegyezik az irányfüggő hatásfok kimérésénél használt felosztásra. Ez azért kellett, hogy a szimuláció során használhassuk az egyes rudak irányfüggő hatásfokát.

A szimuláció során először az előző fejezetben ismertetett módon legeneráltunk egy sötétzaj eseményt, de most nem követeltünk meg jeleket a triggerelő félrétegeken, ezek adták a müoneseményeknél is jelentkező véletlen koincidenenciákat. Ezek után a müonok szimulációja következett: először az aktuális szögtartományban azimut- és zenitszögben egyenletes eloszlással felvettünk egy véletlen irányt; majd egy képzeletbeli öt és feledik rétegen (mely a detektor rétegeivel egyenlő nagyságú) x-ben és y-ban egyenletes eloszlással vettünk egy véletlen dőfpontot. Ugyan a detektoron a valódi mérések során haladtak át müonok, melyek ezt a réteget nem metszik; azonban ezek a triggerelő félrétegeken sem haladtak át, ezért nem vettük fel ezeket az eseményeket. A számunkra érdekes eredmény nem a detektoron áthaladó müonok számának meghatározása, hanem egy adott felületen áthaladó müonok számának meghatározása. A dőfpont és az irány ismeretében kiszámítottuk mely rudakon haladt át a müon. Ezekre a rudakra generáltunk egy 0 és 1 közti véletlen számot egyenletes eloszlással az intervallumon. Ha a szám kisebb volt mint az adott rúd adott irányból érkező müonra vett hatásfoka, akkor a szimulált eseményben a rúd jelet adott. Amennyiben a szám nagyobb volt a detektor nem adott jelet. Akkor sem, ha esetleg a zajgenerálás során ide is generálódott egy zaj: a mért hatásfokértékek tartalmazzák azt, hogy a detektor esetleg csak véletlen koincidenenciában villant fel. Ezek után már csak a triggerelés implementálása volt hátra: amennyiben nem kaptunk legalább 1-1 jelet a triggerelő félrétegek mindegyikén a szimulált adatsort nem mentjük le. A szimuláció során számoljuk, hogy hány müont szimuláltunk le, mert fontos adat, hogy ebből hányat mérünk.

A beérkező müonok körülbelül 20-25%-a tárolódik le, ez az egész detektornak az X0506-ra triggerelve a triggerelő félrétegeken áthaladó müonokra a hatásfoka; ezek körülbelül 95%-a lett müoneseménynek nyilvánítva (ez a szelekciós eljárást jellemzi), összesen tehát a beérkező müonok körülbelül 20%-a lett müonnak nyilvánítva (a kettő együttes hatásfoka). Megnéztük azt is, hogy adott számú, adott irányból érkező müonoknál hány müont mértünk az adott szögből, hányat a többiből. Ezeket az adatokat mátrixba rendeztük, a részleteket egy későbbi fejezetben (6.2) tárgyaljuk.

6. Kiértékelés

6.1. Elméleti alapok

Ez a fejezet a szögeloszlás kiszámolására ad egy eljárást, ami a Monte Carlo szimuláció eredményeinek és a mért adatoknak ismeretében. Induljunk ki a szögintenzitás (I) definíciójából:

$$I(\vartheta, \varphi, E) = \frac{dN}{dt \cdot dA \cdot d\Omega \cdot dE}, \quad (12)$$

ahol ϑ és φ a gömbi polárkoordináták, N a részecskék száma, t az idő, A a beérkező részecskékre merőleges felület, Ω a vizsgált térszög és E az energia. A kiértékelés során abból indulunk ki, hogy a szögintenzitás a detektor vizsgált rétegének felületén időben és térben állandó.

Végző célunk I valamilyen fajta meghatározása. Ennek érdekében definiáljunk egy hatásfokot ($\mathcal{E}$), amely az egész rendszer hatásfokát írja le:

$$\mathcal{E}(\underline{x}, \Omega, E) := \frac{\hat{I}(\underline{x}, \Omega, E)}{I(\Omega, E)}, \quad (13)$$

Ahol $\hat{I}$ a mért szögintenzitás, I a bejövő szögintenzitás, $\underline{x}$ -el a müon pályájának dőfspontját jelöljük a vizsgált rétegen, Ω -val a gömbi polárkoordinátákat és E -vel az energiát. Ez persze csak akkor teljesül ha végtelen jó felbontásunk van, de egy-egy adott irányban csak véges szögtartományban tudunk mérni. A mérés során az adat, amit valóban felvesz a detektorunk, az az adott szögtartományban beérkező müonok száma:

$$\hat{N} := \int_0^T \int_0^\infty \int_{A_o} \int_{\Omega_o} I(\Omega, E) \cdot \cos \vartheta \cdot \mathcal{E}(\underline{x}, \Omega, E) \, d\Omega dA dE dt, \quad (14)$$

ahol A_o az a felülettartomány, amire az intenzitást nézzük. A mi esetünkben ez a két középső réteg közötti képzeletbeli réteg. Ω_o a vizsgált szögtartomány, T a mérés időtartama és $\cos \vartheta$ -ra azért van szükség, mert merőleges felületekre van definiálva a szögintenzitás.

A cél ebből kifejezni I -t. Ez analitikusan nem megy, közelítő módszerekre lesz szükségünk. Először az energiafüggést kiküszöböljük, mert a detektor sajnos semmiféle energiainformációt nem hordoz, illetve referencia forrás vagy detektor nem állt rendelkezésünkre, ezért az energiát nem tudjuk figyelembe venni. Jó közelítéssel azt mondhatjuk, hogy az energiafüggés lépcsőfüggvény szerű, viszont a minimális energia ismeretlen. Így minden, amit mérünk korrekt az adott energiatartományban, ami reményeink szerint minél nagyobb részt takar a beérkező müonok energiaspektrumából. Az időben való állandóság miatt az idő szerinti integrál egy szorzássá módosul. A korábbi egyenlet időben és energiában kiintegrálva tehát:

$$\hat{N} := T \cdot \int_{A_o} \int_{\Omega_o} I(\Omega) \cdot \cos \vartheta \cdot \mathcal{E}(\underline{x}, \Omega) \, d\Omega dA. \quad (15)$$

Az egyszerűség kedvéért az energiában kiintegrált szögintenzitást, most ugyanazzal a betűvel jelöljük.

A valós esetben nem kapunk tökéletes információt a beérkező müon pályájáról, hiszen ez egy rekonstrukción alapszik. Vagyis előfordulhat, hogy egy adott szögtartományból érkező müont ugyan detektálunk, de az adatanalízis során egy másik szögtartományba kerül. Ezt a problémát

úgy kezelhetjük, hogy bevezetünk egy indexelést a szögtartományokra (Ω_j). Így egy adott szögtartományban mért müonok ($\hat{N}_i$) az összes többi szögtartományból jövő müonok közül kerülnek ki a megfelelő szorzótényezőkkel. Ezt matematikailag az alábbi módon írhatjuk le:

$$\hat{N}_i := T \cdot \sum_j \int_{A_o} \int_{\Omega_j} I(\Omega) \cdot \cos \vartheta \cdot \mathcal{E}_i(\underline{x}, \Omega) \, d\Omega dA , \quad (16)$$

itt $\mathcal{E}_i$ azt a valószínűséget jelöli, hogy az Ω_i szögtartományban fogunk detektálni egy müont, ha az az $\underline{x}$ helyre az Ω szögtartományban érkezik.

Definiáljuk az alábbi mennyiségeket a jobb átláthatóság céljából:

$$N(\Omega) := A_o \cdot T \cdot \cos \vartheta \cdot I(\Omega) , \quad (17)$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_i(\Omega) := \frac{\int_{A_o} \mathcal{E}_i(\underline{x}, \Omega) \, dA}{A_o} . \quad (18)$$

Az így definiált mennyiségeket interpretálhatjuk, mint a mérés időtartama alatt a vizsgált felületre érkező müonok száma egységnyi térszögben (N), illetve a rendszer felületre kiátlagolt hatásfokaként ($\tilde{\mathcal{E}}_i$). Így a (16) egyenlet az alábbi formában írható fel:

$$\hat{N}_i = \sum_j \int_{\Omega_j} N(\Omega) \cdot \tilde{\mathcal{E}}_i(\Omega) \, d\Omega , \quad (19)$$

A fenti egyenletnek már csak egy problémája van, az hogy a hatásfok nem határozható meg egy adott szögnek, hiszen a felbontás véges. Vagyis csak egy adott szögtartományról tudunk valamit mondani. Hogy ezt jobban értsük a Monte Carlo szimuláción keresztül mutatjuk be. Ebben az történik, hogy egy adott szögtartományban egyenletes eloszlással müonokat szórunk a rendszerre ($N(\Omega) = \text{konst.}$). Emiatt a részecskék N száma felírható $N = N(\Omega) \cdot \Omega_j$ alakban az adott szögtartományban. Ezzel a behelyettesítéssel a korábbi egyenlet egy adott Ω_j szögtartományban:

$$\hat{N}_i = N \cdot \int_{\Omega_j} \frac{\tilde{\mathcal{E}}_i(\Omega)}{\Omega_j} \, d\Omega . \quad (20)$$

Így N (mi adjuk meg) és $\hat{N}_i$ (ezt adja vissza a szimuláció) ismeretében meghatározható a hatásfok integrálja az adott Ω_j szögtartományon. Ez alapján egy adott Ω_j térrészben az adott irányból érkező müonokra vett hatásfokot közelíthetjük a szögtartományon vett átlagával, amit az alábbi módon definiálunk:

$$\mathcal{E}_{ij} := \int_{\Omega_j} \frac{\tilde{\mathcal{E}}_i(\Omega)}{\Omega_j} \, d\Omega . \quad (21)$$

$\mathcal{E}_{ij}$ azt adja meg, hogy egy Ω_j tartományba érkező müon mekkora valószínűséggel detektálódik az Ω_i szögtartományban. Ezzel közelítjük $\tilde{\mathcal{E}}_i$ -t egy adott Ω_j szögtartományon. Ez a közelítés akkor jó, ha a hatásfoknak relatíve kicsi a gradiense, illetve a szögtartomány megfelelően kicsi. Ezek alapján visszatérhetünk a (19) egyenlethez:

$$\hat{N}_i = \sum_j \mathcal{E}_{ij} \int_{\Omega_j} N(\Omega) \, d\Omega . \quad (22)$$

$\mathcal{E}_{ij}$ ismert: a szimuláció eredményeiből megkaphatjuk, ennek menetét a következő fejezetben részletezzük (6.2). Definiáljuk az alábbi változót, hogy egyszerűsödjön az egész kép:

$$N_j := \int_{\Omega_j} N(\Omega) \, d\Omega . \quad (23)$$

Ilyen formában az (22) egyenletet mátrixos alakban írhatjuk fel:

$$\hat{N} = \underline{\underline{\mathcal{E}}} \cdot \underline{N} . \quad (24)$$

Ez már megoldható numerikus invertálással és $\underline{N}$ megkapható. Ezután a valódi szögintenzitást (I) közelíthetjük egy olyan függvénnyel, ami konstans adott szögtartományokban (I_j) úgy, hogy a belőle számolt fluxus ($F := \int_{\Omega_\cap} I(\Omega) \cos \vartheta \, d\Omega$, ahol $\cap$ a felső félgömböt jelöli) változatlan marad:

$$N_j = A_o \cdot T \cdot \int_{\Omega_j} I(\Omega) \cos \vartheta \, d\Omega \quad (25)$$

$$= A_o \cdot T \cdot I_j \cdot \int_{\Omega_j} \cos \vartheta \, d\Omega \quad (26)$$

Innen már I_j könnyen kifejezhető:

$$I_j = \frac{N_j}{A_o \cdot T \cdot \int_{\Omega_j} \cos \vartheta \, d\Omega} \quad (27)$$

Ez tekinthető tehát végeredménynek: a szögintenzitást közelítettük mérhető mennyiségekkel.

6.2. Hatásfok mátrix

Az előző fejezet elmélete alapján és a Monte Carlo szimuláció adatait (5.3.2) felhasználva elkészítettük a hatásfok mátrixot. Összesen 128 szögtartományt vizsgáltunk $\vartheta = 0^\circ$ -tól $\vartheta = 66^\circ$ -ig. Az azimut szöget 8 egyforma egységre osztottuk, míg a zenitszöget 16-ra területarányosan. Így minden szögtartomány egyforma nagyságú volt. Ezekben a tartományokban szimuláltunk 5000-5000 müont. Az így kapott adatsorokra elvégeztük a korábban ismertetett egyenesillesztést és esemény szelekciót. Ezek alapján meghatározható, hogy adott szögtartományból melyik szögtartományba hányad része detektálódik a müonoknak. Ezt a mátrixot ábrázoljuk az alábbi (25) ábrán. A mátrix alapvetően 4-dimenziós lenne, ezt elkerülendő a szögtartományok indexelését két indexről egyre redukáltuk. A zenitszög szerinti indexet i -vel ($i = 1 \dots 16$) jelölve az azimut szög szerinti indexet j -vel ($j = 1 \dots 8$), az új k indexet ($k = (i-1) \cdot 8 + j$)-ként kapjuk. Az ábrán a színskála jelöli a hatásfokokat. A legmagasabb hatásfok az átlóban van. Ezt várjuk, hiszen ez az, amit valóban detektálnunk kellene. Az átló fölött és alatt húzódik két kicsit halványabb, de jelentős vonal. Ezek adják a két szomszédos zenit szögtartományba eső müonokat ugyanabban az azimut szögtartományban. Jól látható, hogy a mátrix bal felső sarka nem túl letisztult, hiszen az itteni gömbháromszögek nagyon vékonyak és könnyen egymásba lógnak az eredmények.

Formálisan a megoldandó egyenlet: $\hat{N} = \underline{\mathcal{E}} \cdot \underline{N}$, és annak megoldása: $\underline{N} = \underline{\mathcal{E}}^{-1} \cdot \hat{N}$, ahol $\underline{\mathcal{E}}$ a most meghatározott mátrix, $\hat{N}$ a valódi mérések eredménye, és $\underline{N}$ a keresett mennyiség.

A hiba megbecsüléséhez a [9] cikk eredményeit használtuk. Bár a cikk alapvetően más területről származik, a benne tárgyalt hibaszámítási probléma a miénkhez hasonló. Az általunk felhasznált rész a megoldásvektor kovariancia mátrixának kiszámítására adott eljárás. Az ezekhez tartozó képleteket most csak leírjuk, bizonyításait a cikkben olvashatóak:

$$\text{Cov}(\mathcal{E}_{\alpha\beta}^{-1}, \mathcal{E}_{ab}^{-1}) = \sum_{i,j} \mathcal{E}_{\alpha i}^{-1} \mathcal{E}_{ai}^{-1} (\sigma_{\mathcal{E}}^2)_{ij} \mathcal{E}_{j\beta}^{-1} \mathcal{E}_{jb}^{-1}, \quad (28)$$

ahol $(\sigma_{\mathcal{E}}^2)$ az eredeti hatásfok mátrix elemeinek szórásnégyzeteinek mátrixa.

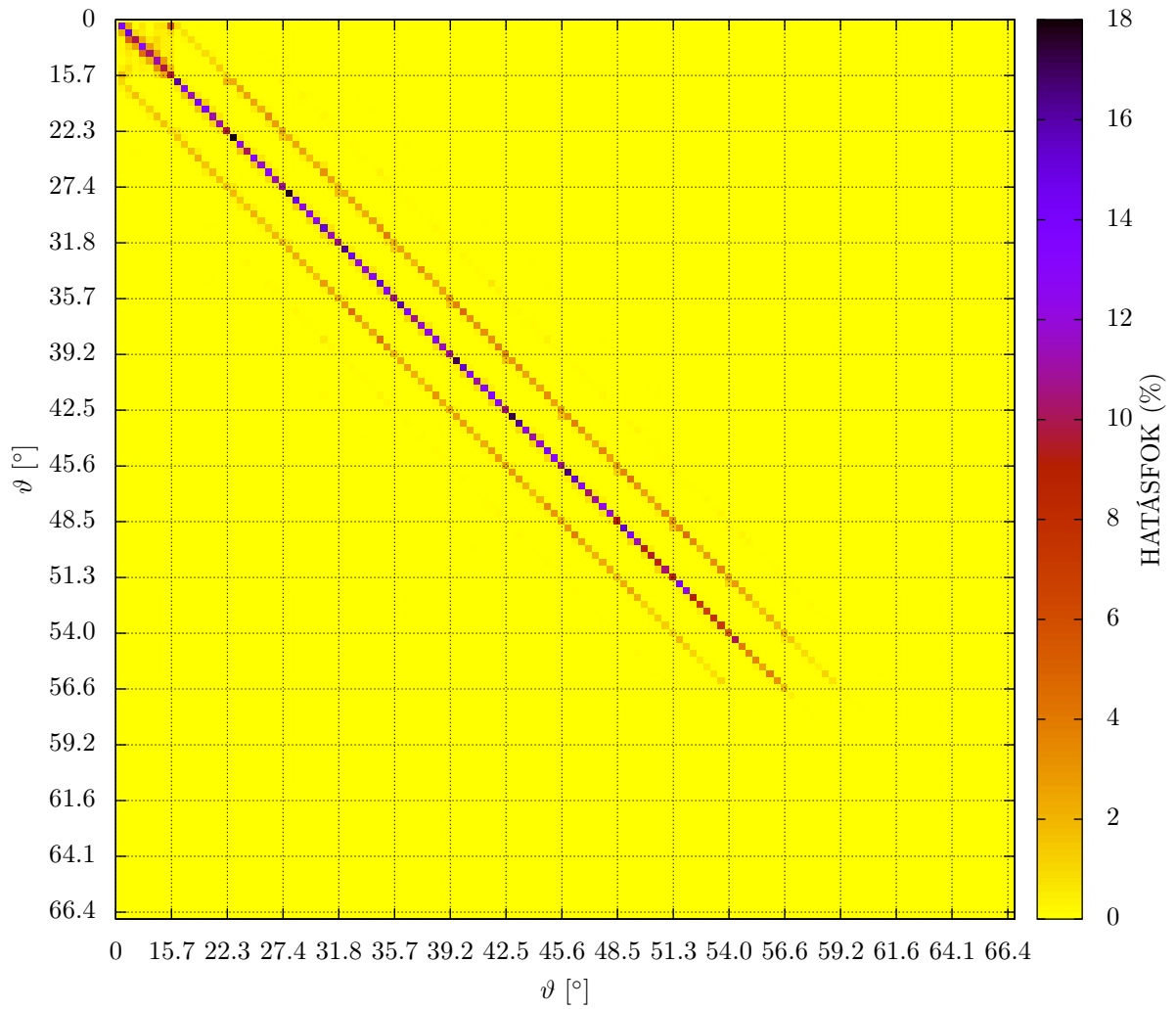
$$\text{Cov}(N_i, N_j) = \sum_{a,b} \hat{N}_a \hat{N}_b \cdot \text{Cov}(\mathcal{E}_{ia}^{-1}, \mathcal{E}_{jb}^{-1}) + \mathcal{E}_{ia}^{-1} \mathcal{E}_{jb}^{-1} \cdot \text{Cov}(\hat{N}_a, \hat{N}_b) \quad (29)$$

A kovariancia mátrix ismeretében annak átlója fogja adni az egyes szögtartományokban a szórásnégyzeteket. Feltesszük, hogy a mért értékek korrelálatlanok. Ez nem egy teljesen pontosan, de jó közelítéssel teljesülő állítás. Az előző képlet alapján a szórásnégyzet:

$$(\sigma_N^2)_i = \text{Cov}(N_i, N_i) = \sum_{a,b} \hat{N}_a \hat{N}_b \cdot \text{Cov}(\mathcal{E}_{ia}^{-1}, \mathcal{E}_{ib}^{-1}) + \sum_a \mathcal{E}_{ia}^{-1} \mathcal{E}_{ia}^{-1} \cdot (\sigma_{\hat{N}}^2)_a \quad (30)$$

ahol $(\sigma_{\hat{N}}^2)$ a mért értékek szórásnégyzeteit tartalmazó vektor.

A fenti eljárás a hatásfok mátrixnak és a mért értékek szórásnégyzeteinek ismeretével megadja a valódi értékek szórásnégyzeteit. A mért müonok száma Poisson eloszlásúnak tekinthető, ezért a mért eredmények szórását egyszerűen a gyökükkel közelítettük. A mátrixelemek szórását egy körülbelüli értékkel adtuk meg. Az irányfüggő hatásfok adatainak felső és alsó korlátaival újra lefuttattuk a szimulációkat és az ezek alapján kapott mátrixokkal becsültük meg a hibát. Mindkét mátrixot kivontuk az eredetiből és négyzetre emeltük, majd a két érték közül a nagyobbát véve kaptuk a szórásnégyzeteket. Ez alapvetően túlbecsüli a szórást, de ezt találtuk a legjobban kivitelezhetőnek.



25. ábra. A hatásfok mátrix grafikusán vizualizált alakja. Az oszlopok adják a szögtartományt ahonnan érkezik a müon, és a sorok hogy ezt melyikben detektáljuk. A nagy négyzetek zenitszögben jelölnek egy intervallumot a feltüntetett határokkal. Míg az ezekben levő 8 kis négyzet 8 egyforma részre osztja az azimut szöget.

6.3. Intenzitás szögeloszlása a földfelszínen

A szögintenzitás kiértékeléséhez a felszíni mérések eredményeit használtuk. Az X0506 triggerkonfigurációval összesen 169397 eseményt mértünk, melyből 80792-t tulajdonítottunk müonnak. A mérés időtartama 6158s volt, a mérést a laboratóriumban végeztük a tengerszint felett 990 m-el.

Az eddig ismertetett módszerek (6.1) alapján visszaszámolt szögintenzitás az alábbi ábrán látható (26), ez az intenzitás (I) (27) képlet szerinti zenitszög függését mutatja (azimut szögben átlagolva). A hibát az előző fejezetben részletezett módszerrel számoltuk. Az ábrán továbbá látható az eredeti mért adatokból számolt intenzitás szintén a (27) képlet alapján számolva. Ennek hibáját, Poisson-folyamatot feltételezve, a beütésszámok gyökéből számoltuk. Látható, hogy az eltérés nagy, a két görbe "aránya" kb. 5.5 ami kb. 18% hatásfoknak felel meg. Az is látszik, hogy a két adatsor nem egyforma görbét határoz meg (ezért volt szükség a szimulációs módszerekre). Az eredeti adatsor 90° előtt vág le, ami érthető, hiszen egy bizonyos szög felett a detektor már nem érzékeny.

A szakirodalomból a szögintenzitás zenitszög függése empirikusan ismert (ld. [10]). Ezt az alábbi függvénnyel lehet leírni:

$$I(\vartheta) = I_f \cdot \cos^n(\vartheta) , \quad (31)$$

ahol I_f a függőlegesen érkező müonok szögintenzitása és n egy paraméter. Ez a görbe jól illeszkedik a mérési eredményekre. Az n érték általában függ az atmoszférikus magasságtól, illetve a müonok energiájától is, értéke 2 körüli. Eredményeinkre is ezt a függvényt illesztettük a gnuplot program segítségével. Az illesztett görbe hibája csak az illesztés hibáját adja meg, ez nem határozza meg a valódi eredmények hibáját.

Az illesztett I_f paraméter a függőlegesen érkező müonok szögintenzitása:

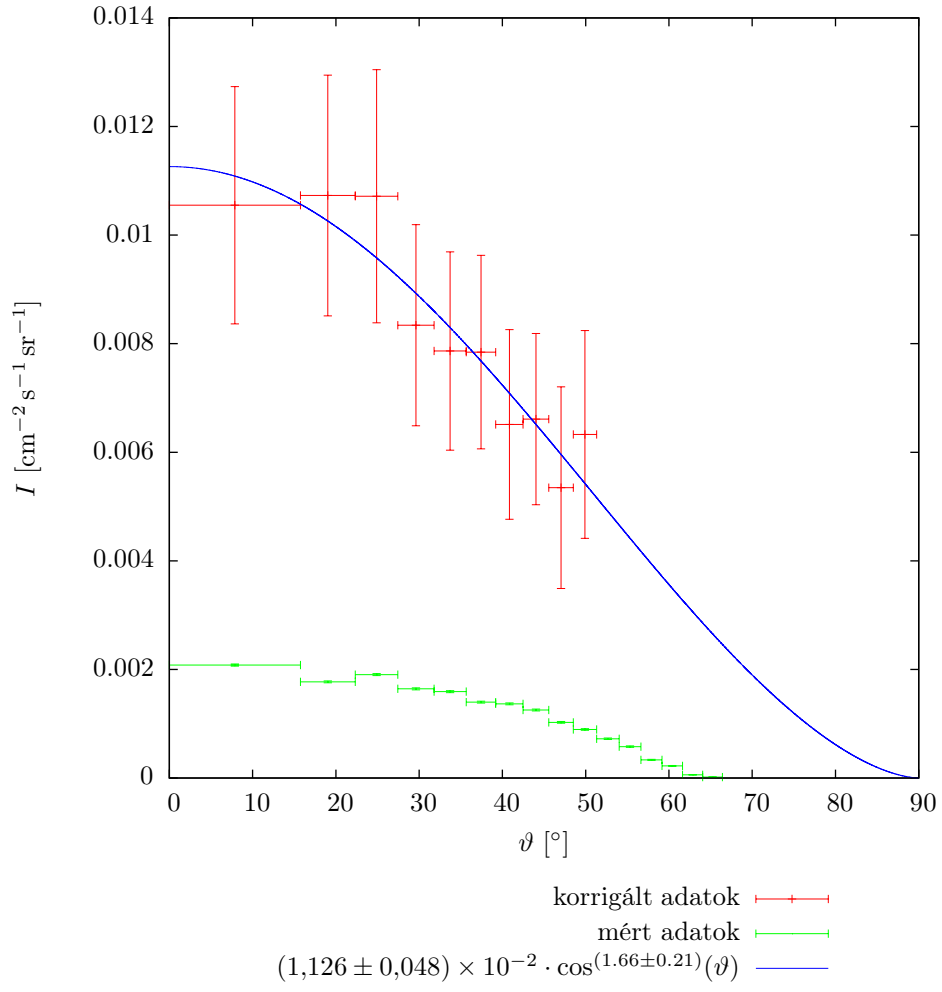
$$I_f = (1,1 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (32)$$

A hibáját a többi szögintenzitás hibájának átlagával becsültük. Az n paraméter illesztett értéke:

$$n = 1,66 \pm 0,21 \quad (33)$$

Tehát méréseink alapján a szögintenzitás zenitszög függése:

$$I(\vartheta) = (1,1 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \cdot \cos^{(1,66 \pm 0,21)}(\vartheta) \quad (34)$$



26. ábra. A szögintenzitás mért és visszaszámolt értékei; a szögeloszlás illesztett görbéje

6.4. Fluxus a földfelszínen és a földalatt

A felszíni fluxus ($F_\wedge$) a szögintenzitás illesztett görbéjének numerikus kiintegrálásával kapható meg:

$$F_\wedge = 2\pi \cdot I_f \int_0^{\pi/2} \cos^n(\vartheta) \cos(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta = 1,9 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} , \quad (35)$$

ahol $\cos \vartheta$ a fluxus definíciója miatt kell és $\sin \vartheta$ a térszögelem Jacobi-determinánsából jön be.

A földalatti fluxusra csak egy becsült értéket tudunk adni. A lent töltött idő nem volt elegendő ahhoz, hogy megfelelő statisztikai adatot gyűjtsünk a szögeloszlás meghatározásához. A gyűjtött adatok mindössze arra elegendőek, hogy egy másodpercenkénti müionszámot tudjunk megadni. Ez alapján, feltételezve, hogy a szögeloszlás és a detektor tulajdonságai ugyanazok voltak fent, mint lent, a fluxusok arányát közelíthetjük a másodpercenkénti beütésszámok arányával. Ez csak egy közelítő értéket ad, mivel detektorunk tulajdonságai a szállítás során megváltoztak, és a müionok szögeloszlása sem azonos a föld alatt és felett.

Mért beütésszámok					
	gyűjtött adatok	elsődleges szűrés	müionok	T [s]	beütés/s [s ⁻¹]
föld alatt	32848892	710	95	3610429	$2,631 \times 10^{-5}$
földfelszínen	169397	90000	80792	6158	13.12

Ezek alapján az arány:

$$\frac{95 \cdot 6158}{80792 \cdot 3610429} = 2,006 \times 10^{-6} . \quad (36)$$

A felszíni fluxust ezzel beszorozva a földalatti fluxus:

$$F_\vee = 3,9 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} . \quad (37)$$

7. Diskusszió

7.1. Eredmények összefoglalása

Főbb mérési eredményeinket az alábbi felsorolás tartalmazza. Az eredményeink mellett feltüntettünk különböző referencia értékeket.

- Függőleges szögintenzitás:
Mi mérésünk (990 m): $(1,1 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
De Pascale [et al.] 1993 (600 m) [10]: $(0,956 \pm 0,023) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
Allkofer 1968 [et al.] (0 m) [10]: $(0,725 \pm 0,001) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
- A szögfüggés n kitevője:
a mi mérésünk (990 m): $1,66 \pm 0,21$
Greisen 1940 (0 m) [10]: $2,1$
Sheldon és Duller 1962 (0 m) [10]: $1,6 \pm 0,1$
- A felszíni fluxus:
a mi mérésünk (990 m): $1,9 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Greisen 1942 (0 m) [10]: $1,27 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- A Gran Sasso földalatti laboratóriumban a fluxus (1400 m szikla árnyékolás):
a mi mérésünk: $3,9 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
A labor hivatalos adata [4]: $(2.870 \pm 0.005 \pm 0.028) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

A referencia adatokkal összevetve, azt mondhatjuk, hogy a kapott eredmények megfelelnek az elvárásainknak. A detektor pontatlansága kezdetől fogva tudott volt, hiszen elsődlegesen nem mérésre tervezték. Ennek ellenére a dolgozatban leírt módszerekkel sikerült elfogadható eredményeket kihoznunk.

7.2. Valóban müonokat detektálunk?

Kiértékelésünk során láttuk, hogy a véletlen koincidenciák jelei egészen más jellegűek (nem egy egyenes mentén jelentkeznek a jelek) mint a müonesemények jelei, ezért az adatanalízis során ügyesen megválasztott szelekciós feltételekkel a kétféle jel könnyedén szétválasztható. Kérdés azonban, hogy amit müoneseménynek tituláltunk mennyire biztosan müonesemény? Nem lehet, hogy bármi más, a detektorban egyenesen haladó részecskét detektálunk?

Valójában ez a bármi más részecske nem lehet sok minden: a kozmikus záporok további alkotóelemei nem jutnak le a detektorig: legtöbbjük még a levegőben elbomlik, a maradéknak nem elég nagy az áthatolóképesége, hogy a plafonon áthatolva a detektorig eljusson, és ha el is jutna az első rétegben elnyelődne, nem hatolna át a detektoron egy egyenes mentén megszólaló rudakat hagyva maga után. Az egyetlen szóba jövő rivális a földi radioaktivitásból származó gamma fotonok, melyek száma a barlangban még nagyobb is mint földfelszínen.

Mérést sajnos nem tudtunk végezni, a továbbiakban érdemes lenne kimérni, hogy egy gamma forrást a detektorra helyezve megnő-e a beütésszám. Geant4-os szimulációk alapján azt mondhatjuk, hogy a gammák sem okoznak egyenes mintát detektorban: a nagyenergiás komponens zavartalanul továbbhalad, alig kölcsönhatva, míg a kisenergiás gammák elsődlegesen Compton-szórással hatnak kölcsön, ami pályájuk erős megváltozásával jár.

7.3. Egyenesillesztés helyessége

Felvetődik a kérdés, hogy mennyire helyes az, hogy egyeneseket illesztünk? Ennek megválaszolására adunk érveket, illetve az ebben rejlő problémákat vetjük fel.

A müon és a szcintillátor anyaga közt fellépő kölcsönhatás meghatározóan elektromágneses természetű. A müonok nagy impulzusa és tömege miatt pályájuk az interakció során alig változik, gyakorlatilag egy egyenes mentén haladnak. Ennek oka, hogy a fékezési sugárzás hatása kicsi nagy tömegük miatt. Ritka esetekben a gyenge kölcsönhatás hatására a müonok bomlása is bekövetkezhet. A keletkező elektron gyorsan lefékeződik, így nem hagy maga után hosszú, egyenes nyomot a detektorban. Ezeket a ritka eseteket detektorunkkal nem detektáljuk vagy az adatanalízisünk során véletlen koincidenenciáknak bélyegezzük őket, úgyhogy ezek előfordulási gyakoriságára méréseinkből nem következtethetünk. Az ezen elhanyagolásokból származó hibafaktor azonban méréseink hibáinál nagyságrendekkel kisebb.

Szót kell még ejtenünk a pile-up jelenségéről, azaz arról, hogy detektorunkon egy koincidenencia ablakon belül két müon is áthalad, így mindkettőt rögzítjük. Az energiafelbontás hiányában ezt nem tudtuk kimérni, az ilyen eseményeket csak egy müonnak számoltuk. Egyenesillesztésünk a legvalószínűbb (egyenes) müonpályát illeszti egy adatsorra. Ez több felvett egyenes esetén az egyik egyenes, így nem mérünk rossz egyenest, csak nem veszünk figyelembe egynél több müont. Amennyiben mindkét müon elég sok SiPM-öt megszólaltatott a sok zajnak vélt megszólalás miatt az eseményt nem neveztük müoneseménynek. Mivel a koincidenencia ablakunk 200 ns-os és irodalmi adatok alapján a felszínen a detektorunkra másodpercenként érkezett müonok száma 50 körül van, az így nem számolt müonok száma elhanyagolható méréseink más forrásból származó hibái mellett. A két esemény közti időt exponenciális eloszlásúnak véve (Poisson-folyamatot feltételezve) az eloszlásfüggvény:

$$\varrho(t) = 50 \text{ s}^{-1} \cdot e^{-50 \text{ s}^{-1} t} \quad (38)$$

ezt kiintegrálva 0-tól 200 ns-ig kb. $10^{-3} \%$ -ot kapunk. Ez annak a valószínűsége, hogy egy esemény a koincidenencia ablakon belül követi a másikat. Ez méréseinkhez képest elhanyagolható.

7.4. Ötletek a jövőre nézve

Bár munkánkat a labor területén befejeztük, méréseink és kiértékeléseik alatt számos ötlet felvetődött bennünk további elvégzendő kísérletekről és a detektor feljavításáról, ezek közül néhányat szeretnénk a továbbiakban részletezni.

Az előbb is említett gammaforrásos kísérlettel (a detektor közepére egy gamma forrást helyezni és így mérni) nem csak a gammákra vett hatásfokát állapíthatnánk meg a detektornak, hanem az egyes rudakon belül a hatásfok pozíciófüggése is kimérhetővé válna: a sugárforrás lokalizált forrás, ezt egy rúd mentén több helyre állítva kimérhető az egyes pozíciókban a hatásfok.

A SiPM-öket ideális esetben erősen hűtik, érdekes lenne a detektor hatásfokát és zajsintjét hűtve is megmérni, esetleg ezen tulajdonságok hőmérsékletfüggését is.

Érdemes lenne a detektor triggerének logikáját megváltoztatni: az egyes rudak gyenge hatásfoka mellett sokkal több esemény lenne mérhető, ha azt lehetne beállítani, hogy hány félrétegen legyen jel a triggereléshez és azt nem kellene megadni melyikeken. Például minden rúdunk 60%-os hatásfokot tulajdonítva egy olyan müon, mely mind a húsz félrétegen áthaladt, okozta eseményre

99%-os valószínűséggel teljesül, hogy legalább 7 félrétegen van jel; míg az, hogy két adott félrétegen van jel csak 36%-ban. A logika ilyenemű megválasztása mellett a véletlen incidenciák száma is drasztikusan megnő, azonban olyan sok triggerelő félréteg állítható be még mindig jó hatásfokot kapva, hogy ezek száma várhatóan elfogadható szintre lenne csökkenthető.

8. Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondunk Dr. Matthias Junkernek, szakmai gyakorlatunk vezetőjének, témavezetőnknek, hogy lehetőséget biztosított kutatásainkhoz, segítette munkánkat és átnézte a dolgozat angol nyelvű változatát.

Köszönetet mondunk továbbá Dr. Fülöp Zsoltnek, témavezetőnknek, javaslataiért és a magyar nyelvű dolgozat alapos átnézéséért.

Hálásak vagyunk az Erasmus szakmai gyakorlat programnak, hogy támogatta kiutazásunkat.

Köszönetet mondunk Dr. Horváth Ákosnak a kiutazás megszervezésben nyújtott rengeteg segítségéért, szakmai meglátásaiért.

Köszönetünket fejezzük ki a labor összes dolgozójának segítségéért. Külön köszönetet mondunk a villamosmérnököknek a detektor összeállításáért, megjavításáért, szállításának megszervezéséért és a Kutatók Éjszakáján a videokonferencia lebonyolításában nyújtott segítségükért.

Köszönetet mondunk Axel Boeltzignek az angol nyelvű dolgozat átnézéséért és a hibaszámítással kapcsolatos meglátásaiért.

Köszönetet mondunk Solymos Adriánnak a magyar nyelvű dolgozat átnézéséért.

Hivatkozások

- [1] 1,4-Bis(5-phenyloxazol-2-yl)benzene (NIST Chemistry WebBook). URL <http://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C1806344&Units=SI>. utolsó látogatás: 2014-11-13.
- [2] Oxazole, 2,5-diphenyl- (NIST Chemistry WebBook). URL <http://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=92-71-7&Units=SI>. utolsó látogatás: 2014-11-13.
- [3] Scintillating Optical Fibers (Saint-Gobain). <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20Fibers%20Brochure.pdf>. utolsó látogatás: 2014-09-29.
- [4] LNGS muon flux. http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/index.htm?mainRecord=http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/europe/. ILIAS -> JRA1 -> WP1 -> muon, utolsó látogatás: 2014-09-30.
- [5] K2K Long-baseline Neutrino Oscillation Experiment. URL <http://neutrino.kek.jp/>. utolsó látogatás: 2014-11-13.
- [6] The MINOS Experiment and NuMI Beamline. URL <http://www-numi.fnal.gov/>. utolsó látogatás: 2014-11-13.
- [7] The STAR Experiment. URL <https://www.star.bnl.gov/>. utolsó látogatás: 2014-11-13.
- [8] Victor V. Rykalin Anna Pla-Dalmau, Alan D. Bross: Extruding Plastic Scintillator at Fermilab. <http://lss.fnal.gov/archive/2003/conf/fermilab-conf-03-318-e.pdf>, 2003. utolsó látogatás: 2014-09-29.
- [9] M. Lefebvre – R.K. Keeler – R. Sobie – J. White: Propagation of Errors for Matrix Inversion. *Nucl.Instrum.Meth. A451 (2000) 520-528*, 1999. URL <http://cds.cern.ch/record/400631/files/9909031.pdf>. utolsó látogatás: 2014-11-16.
- [10] Peter K.F. Grieder: *Cosmic Rays at Earth (Researcher's Reference Manual and Data Book)*. 2001, ELSEVIER.

A. Függelék

Kutatómunkánkat az olaszországi Gran Sasso Laboratóriumban hajtottuk végre, három hónapos Erasmus szakmai gyakorlat keretében. Munkánk során egy müondetektorral dolgoztunk, melynek felépítését és működését a dolgozat elején részleteztük. A detektort a laboratórium villamosmérnökei rakták össze; eredetileg demonstrációs célokat szolgált.

Mivel a detektort fizikai mérésekre előttünk még nem használták feladatunk először a detektor tulajdonságainak feltérképezése volt. Ez többszörös célt szolgált: lehetővé tette a további méréseink kiértékelését, érdekelte a detektor megalkotóit és információt szolgáltatott egy új technológia, a SiPM-ök használhatóságáról. A továbbiakban feladatunk volt a detektor segítségével minél pontosabban meghatározni a müonok fluxusát és szögeloszlását, ennek érdekében optimalizálni a detektor beállításait és a kiértékelés lépéseit. A detektor optimális triggerkonfigurációjának megtalálása, bármilyen további, a detektorral végzett mérés esetén hasznos és a gondolatmenet főbb lépései más detektorok hasonló problémáinál is használhatóak. A kiértékelés egyes lépései, mint például a területekre való egyenesillesztés vagy a mért adatokból a nem mértre való következtetés problémája rengeteg különböző területen felmerül, így kidolgozott eljárásaink főbb ötleteit igen széleskörűen lehet alkalmazni. Mérési eredményeinket az irodalmi adatokkal összehasonlítva további információkat kaphatunk detektorunk alkalmazhatóságáról.

A detektor x oldalának jobb oldalának SiPM-jeinek kicserélését nem mi végeztük, hanem a labor villamosmérnökei. A munka többi részét viszont mi végeztük el, az alábbiakban igyekszünk szétválasztani, hogy mit melyikőnk csinált.

Stark Ildikó találta ki és programozta le az egyenesillesztési és szimulációs eljárásokat, írta meg a programokat az adatgyűjtőrendszer által letárolt események beolvasására, a szoftveres triggerelésre, az x oldal 4. sor jobb oldalának lenullázására, az előszűrésre és a müonesemények kiszűrésére; találta ki a hatásfok és sötét zaj valószínűségek kiértékeléséhez használt eljárásokat, határozta meg az egyes rudakon a sötétzaj megjelenésének valószínűségét és az egyes félrétegeken a sötétzaj eloszlását a kiértékelt adatokból.

Könye Viktor találta ki a matematikai elméletét a szögeloszlás meghatározásának, határozta meg a hatásfokmátrixot, a szögeloszlást és a fluxust a leszimulált és mért adatsorokból (az egyenesillesztés felhasználásával); készítette el a végeredmények a dolgozatban található összes vizualizációját; végezte el az összes hibaszámolást és alkotta meg az ezekhez szükséges hibaszámolási eljárásokat, dolgozta ki a szelekciós feltételt és végezte el az egyes rudak irányfüggő- és nem irányfüggő hatásfokának meghatározását.

Munkánk során szoros együttműködésben dolgoztunk, egymás módszereit többször átellenőrizve, a feladatok most felsorolt elkülönítése a valóságban nem jelentkezett ilyen élesen: például Könye Viktor a programok írásában, míg Stark Ildikó az adatok kiértékelésében is részt vett.