

Neutron detektálás hatásfokának vizsgálata NEBULA detektor rendszerben GEANT4 szimulációval

TDK szakdolgozat

Borkovits Bendegúz
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizika MSc II. évfolyam

Témavezető: Horváth Ákos
Atomfizikai Tanszék



Budapest, 2022

Tartalomjegyzék

1. Kivonat	2
2. Bevezető	3
3. Tudnivalók a NEBULA detektor rendszerről	4
4. GEANT4 szimuláció	6
5. Adatok feldolgozása és kiértékelése	10
5.1. Az adatok ismertetése	10
5.2. Kvalitatív analízis	12
5.3. Leadott energiák eloszlásainak vizsgálata	15
5.4. Az előforduló részecsketípusok vizsgálata	18
5.5. A nyalábenergiafüggés vizsgálata	21
5.6. Fényhozam-eloszlások	26
5.7. Detektor hatásfok	35
6. Összefoglalás	39
7. Köszönetnyilvánítás és hivatkozások	41
8. Függelék	43

1. Kivonat

A Japánban található RIKEN Nishina Center-ben, a SAMURAI spektrométer részeként, a NEBULA detektor rendszert több, falakba rendezett neutron és töltött részecske detektor alkotja, melyekkel 100-300 MeV energiájú neutron eseményt lehet mérni. A detektor rendszerrel mért hatáskeresztmetszeteket csak a neutron detektálási hatások ismeretében lehet meghatározni, de ez kísérletileg nehéz. Ezért a projektünk feladata a hatások kiszámolása magfizikai szimuláció segítségével.

A Geant4 egy magfizikai szimulációs csomag, amellyel lehetséges szimulálni komplex detektorok működését és egyben a valós kísérlethez képest jóval részletesebb információt kinyerni a mérés közben történő folyamatokról. Ennek a projektnek a célja, hogy a NEBULA-nak csupán a neutron detektorait szimulálva és a proton vétő detektorokat kihagyva ebből a szimulációból kinyert és a valósakhoz képest jóval részletesebb adatok kiértékelése segítségével meghatározzuk a NEBULA detektor rendszer hatásfokát. Szimulációink során több paramétertől való függést is vizsgáltunk. A legfontosabb a detektálási küszöbenergia, ami a kísérletben a fényhozam mérésével valósul meg. Problémát okoz a rendszer megértésében, hogy milyen részecske keltette azt a fényhozamot. Nem mindegy, hogy milyen típusú részecske kelti a fényhozamot, ezért a leadott energia és fényhozam-eloszlásokat külön-külön megvizsgáltuk. Eredményeink megmutatták, hogy döntő többségükben a meglökött protonok felelősek a fényhozamért. Azonban, 100 MeV neutronenergia fölött, ezek a protonok a NEBULA több rúdjaiban is leadnak energiát. Ezért megvizsgáltuk a csoportos beütések feldolgozhatóságának néhány aspektusát: legelső, legnagyobb, és összes.

2. Bevezető

1932-ben James Chadwick felfedezte a neutront, az atommagok részét képező semleges, a protonéhoz hasonló tömeggel rendelkező részecskét. A neutronok kölcsönhatásainak vizsgálatára megépültek a neutron detektorok, melyek térfogatában - vagy helyenként térfogataiban, ha detektorok rendszeréről van szó - a neutronsugárzás hatására keletkezett töltéshordozó részecskék áramimpulzust hoznak létre például a szcintillációs detektorokban. Más esetekben, ugyanezek a töltött részecskék nyomon követhetőek ionizációjuk után fennmaradt nyomuk alapján az ionizációs kamrákban, ezáltal információt nyerhetünk a bekövetkezett kölcsönhatásokról.

A detektoranyagba besugárzott neutronok többféleképpen is kölcsönhatnak a detektor anyagát alkotó részecskékkel. Rugalmasan vagy rugalmatlanul szóródhatnak rajtuk, vagy magreakciót okozhatnak. Ezen folyamatok során töltéshordozókat lökhetnek ki atommagjaikból, új összetett részecskéket alakíthatnak ki és így tovább. Sok kérdés felmerülhet miközben az ilyen folyamatokat vizsgáljuk. Milyen részecskék keletkeztek és hányan? Melyik fajtából lett a legtöbb és mennyire van ez a típus túlsúlyban a többihez képest? Ugyanakkor, ezek az újonnan keletkezett töltéshordozók maguk is számos, az előzőekhez hasonló folyamatokon mehetnek keresztül, melyek folyamán újabb részecskék keletkezhetnek. Mikor mennek végbe az őket létrehozó kölcsönhatások vagy azok a folyamatok, amelyek során a töltéshordozók energiát adnak le? Összesen mennyi energiát adnak le a részecskék az adott térfogatba és mekkora a térfogatonként detektált fényhozam? Ezek olyan kérdések, amire egy fizikai detektorral való kísérlet során nem kapunk választ. A valóságban, rábocsájtjuk a detektorra, vagy detektor rendszerre az adott energiájú és adott számú neutronból álló nyalábot. A neutronok érintkeznek a detektoranyaggal, majd a folyamatok lezajlásával kézhez kapjuk a fényhozam-eloszlást, vagyis, az energialeadás közben keletkezett fotonok (felvillanások) számának gyakoriság-eloszlását. [14][16][11] A fényhozamértékek segítségével pedig adott küszöbérték mellett megállapíthatjuk a detektor hatásfokát és a hatás keresztmetszetet.

A kísérlet részleteinek tanulmányozásához, így kénytelenek vagyunk alternatív módszereket alkalmazni, mint például felprogramozni egy szimulációt. [18] A GEANT4 szoftvercsomag lehetővé teszi számunkra, hogy összetett magfizikai szimulációkat hozhassunk létre viszonylag célirányosan. [8] Az ebben a dolgozatban felvezetett projekt menete a következő volt. A SAMURAI spektrométer [17][12] részét képező NEBULA detektor rendszer [13] NEUT moduljainak összeállítását szimuláló kezdetleges programot kibővítettük, hogy a detektor rendszer valós felépítésén tudjunk futtatásokat végrehajtani. Ezek abból álltak, hogy 10 és 300 MeV közötti energián egy ezer darab azonos sebességű neutronból álló nyalábot bocsátottunk a detektorokra, majd kielemeztük az adathalmazunkat. [15][10] A kiértékelés folyamán a már korábban feltett kérdésekre kerestük a választ, különböző összefüggéseket figyeltünk meg, végezetül pedig kiszámoltuk a NEBULA hatásfokát mind

a fényhozamokból, mind a leadott energiaértékekből.

A végső kérdés tehát, hogy amikor a valós NEBULA detektorral kísérletezünk, érdemes-e ezzel a szimulációval nyomon követni a kísérlet mélyebb részleteit.

3. Tudnivalók a NEBULA detektor rendszerről

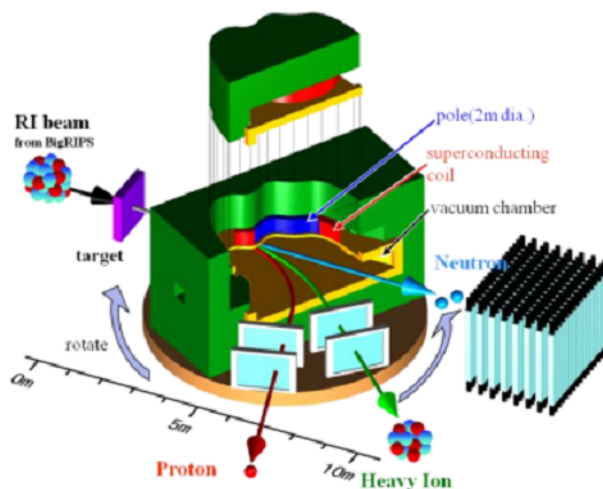
A NEBULA detektor rendszer Japánban található a RIKEN kutatóintézet Nishina Center for Accelerator-Based Science nevű részecskegyorsító központjában, a Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF) gyorsítónál (helyileg a Tokio melletti Wako-shiben), mint a SAMURAI spektrométer egyik alkotóeleme.

Az 1917-ben alapított RIKEN a Japánban található egyik legnagyobb kutatóintézet. [5] Az itt folyó kutatások több tudományágat is érintenek, mint például a mag-, és részecskefizika, biofizika és biológia, kvantumfizika, és ezek gyakorlati alkalmazásai. Az intézmény számos kutatóközponttal rendelkezik, mint az előbb említett Nishina Center Wakoban, de más központok találhatóak is Japánon belül, mint például Yokohamában és Harimában. Emellett több külföldi laboratórium és egyéb kutatási intézmény is a RIKEN fennhatósága alá tartozik, illetve több száz külföldi dolgozót is foglalkoztatnak, így jelentős nyomot hagyva a nemzetközi szintén.

A Nishina Center dolgozóinak alapvető feladata, hogy az anyagok, és így a részecskék, kialakulását kutassák, illetve, hogy ezeknek egymással való kölcsönhatásával új anyagokat próbáljanak létrehozni. [3] A központban kísérletek és kutatások folynak a nukleoszintézis, mágikus számok, radioaktív hulladék mennyiségének csökkentése és egyéb témakörökben. Számos laboratórium tartozik a központ fennhatósága alá, mint például a Meson Science Laboratory, Spin Isospin Laboratory, vagy a Nuclear Many-Body Theory Laboratory. Ugyanakkor, a Nishina Center-ben található a RIBF, amelyben található a világ egyik legnagyobb teljesítményű nehézion részecskegyorsítója, amely lehetővé teszi, hogy mesterségesen előállítsanak a természetben nem létező izotópokat. [4] A gyorsító szívé egy tizenhét méter átmérőjű szupravezető ciklotron alkotja, így lehetőség van nagyon nagy intenzitású és sokféle részecskét tartalmazó nyalábokat előállítani a gyorsítóval.

A RIBF gyorsítóhoz kapcsolódik a SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi-particles from Radioisotope beams) spektrométer, amely egy nagy vákuum kamrás szupravezető mágnesből, és számos detektorból épül fel, ahogyan az az 1. ábrán látható. [6] Az első kísérletek, amelyekben a SAMURAI spektrométer szolgált eszközként 2012-ben zajlottak le. A szerkezetben található detektorok szétválaszthatók töltéssel rendelkező részecske-, illetve neutrontektorokra. [7] A legtöbb esetben ezek egyetlen összetett detektor rendszert alkotnak, ilyen a NEBULA (Neutron Detection System for Breakup of Unstable Nuclei with Large Acceptance) is. A NEBULA nem más, mint egy műanyag szcintillátor tömb, amelyet többretegnyi neutron-, és töltött részecskedetektor alkot, és

nagysebességű (100-300 MeV) neutronnyalábokkal való mérésekre használják. [1] A detektor rendszer kinézete a 2. ábrán látható.



1. ábra. A SAMURAI spektrométer vázlatos felépítése. [17]



2. ábra. A NEBULA detektor rendszer. [2]

A rendszer négy falnyi detektorból épül fel, amelyeknek minden fala kétrétegű, és egy réteg harminc NEUT modulból (neutrontetektorból), meg tizenkettő VETO modulból (töltött részecske detektor, amely azonosítja, hogy a NEBULA felé például egy proton halad és nem egy neutron) áll. Ebben a projektben csupán két fallal dolgozunk, azokból is csak a NEUT modulokkal, tehát százhusz neutrontetektor érdekel minket, rétegenként harmincas elrendezésben. Ez nem okoz gondot, mert csak tisztán neutronnyalábbal dolgoztunk. Nyalábként itt a NEBULA felé egyenként haladó neutronokra hivatkozunk, mint összesítő kifejezés. Egy NEUT modul egy Saint-Gobain BC-408 típusú műanyag szcintillátorból és két Hamamatsu R7724ASSY típusú fotoelektron-sokszorozóból áll. Hossza

1,8 méter, míg szélessége és mélysége 0,12 méter. A modulok képesek kezelni a cross-talk (fényhozam-eloszlás) neutron beütéseket, vagyis az olyan beütéseket, amelyeket két különböző neutron okoz, de egy neutron többszörös beütésének érzékeljük.

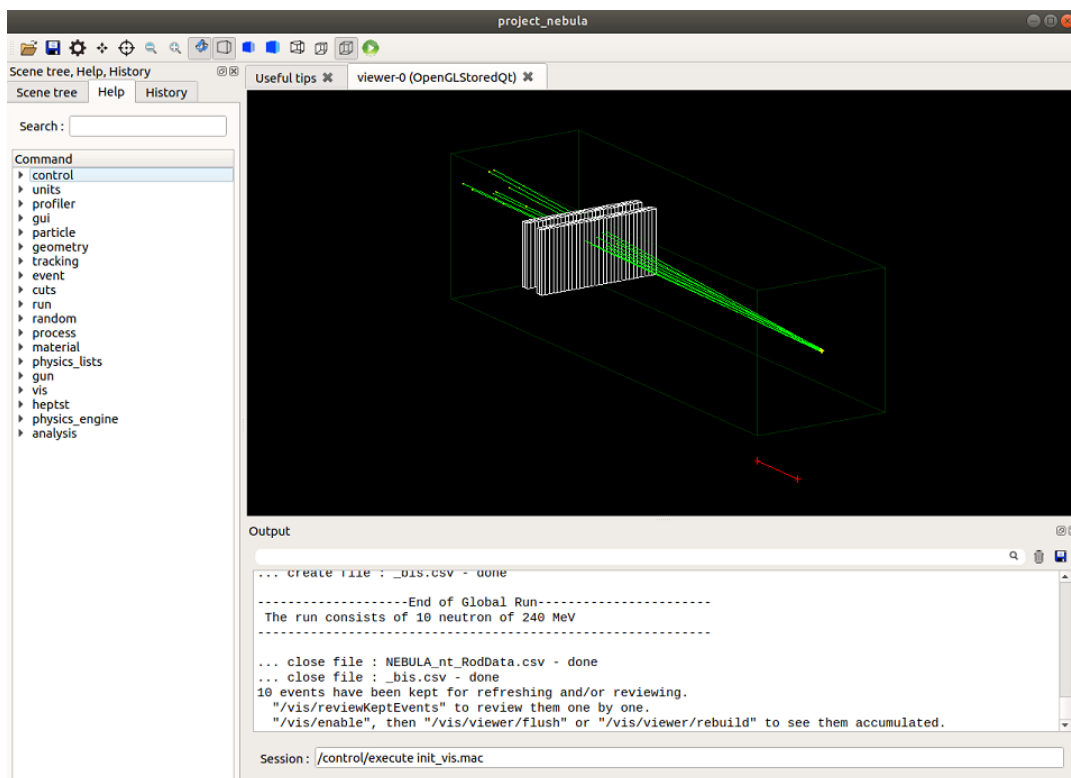
4. GEANT4 szimuláció

A GEANT4 (for Geometry and Tracking) egy a CERN által létrehozott és folyamatosan fejlesztett szoftvercsomag, mely lehetővé teszi különböző részecskék és anyagok kölcsönhatásának szimulálását, modellezését. [8] Egyik legfőbb irányvonala, a virtuális detektorok felprogramozása, és ezekkel a valóságban történő kísérletek szimulálása, ellenőrzése, és a közben végbemenő folyamatok azonosítása és vizualizációja. A szoftver számos paramétere használatával megválaszthatjuk a létrehozni kívánt detektor anyagát, geometriáját, a környezetét, illetve megválaszthatjuk, hogy milyen típusú fizikai folyamatok váljanak megengedetté a kísérlet folyamán.

A szoftvercsomag C++ alapú, de saját függvény, -és könyvtárstruktúrát használ, így gyakorlatilag saját programnyelven működik. Ez természetesen előnyünkre válik, hiszen nem kell minden egyes lépést a kezdetektől beprogramozni. Azonban meg van a hátránya is, mert nagyon nehéz beletanulni a GEANT4 formalizmusába, és mivel szinte mindig bonyolultabb struktúrájú, de fekete dobozként működő függvényekkel van dolgunk, közel sem tudjuk olyan könnyen a programhibák eredetét fellelteni, mintha C++-ban dolgoznánk. Ugyanakkor, a szoftvercsomag különböző verziói közötti különbségek egyik pillanatról a másikra működésképtelenné tehetik a szimulációnkat. Erre egy személyes példa a 10.07.03 és 11.0 verziók közti különbség. Az előbbihez képest, az utóbbi sok esetben nem képes a megfelelő fizika listák, amelyek a megfelelő folyamatok jelenlétét engedélyezik, meghívása után sem képes optikai folyamatok megjelenítésére. Szerencsére, az elmúlt évek folyamán több nagyon informatív oktatói tartalom készült a GEANT4 felhasználók számára, mint például a Physics Matters csatorna videósorozata, amely részleteibe merülve foglalkozik a GEANT4 telepítésével, szimulációk létrehozásával és elemzésével.

A szoftvercsomag, amellett, hogy lehetővé teszi szimulációk felprogramozását, rendelkezik saját vizualizációs környezettel is, melyben nyomon követhetjük kísérletünk menetét. A felület először megjeleníti az általunk definiált geometriával rendelkező detektorunkat és annak környezetét. Ezután gombnyomással rábocsáthatjuk az ugyancsak általunk definiált tulajdonságokkal rendelkező nyalábot a detektorra. A különböző részecskék nyomait a felület igyekszik eltérő színekkel ellátni. A szimuláció az általunk lekért adatokat fogja elmenteni, például minden egyes lépésben el tudja menteni a részecskék pozícióját a háromdimenziós térben, az energiájukat, leadott energiájukat és így tovább. Természetesen, mint minden vizualizációs felületnek, ennek is megvannak a maga korlátai. Ezek közé tartozik a megjeleníthető események számának limitáltsága. Alapból a felület leg-

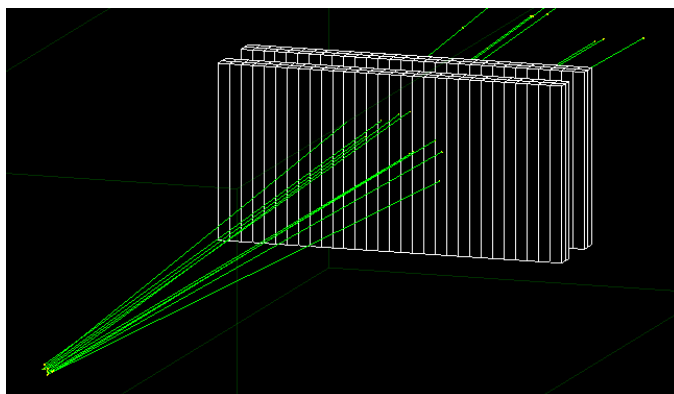
feljebb száz eseményt tud megjeleníteni, de ezt lehet növelni. Azonban ilyenkor fennáll a veszélye, hogy a felület lefagy, vagy lefuttatja a szimulációt, de egyáltalán nem jeleníti meg az eseményeket. Utóbbi akkor is előfordulhat, ha többször egymás után futtatjuk le ugyanazt a programot, ekkor a felület igyekszik az új eseményeket a régiekkel együtt megjeleníteni, de így könnyen túllendülhet a megjelenítési limiten, ekkor történhet meg a már korábban említett probléma. Emellett, amikor nagyon sokféle részecske képződik a szimuláció során, a felület nem képes mindet különböző színekkel megjeleníteni, így a kapott ábra lehet, hogy teljes lesz, de elemzésre teljességgel alkalmatlan. A vizualizációs környezet a 3. ábrán látható.



3. ábra. A GEANT4 szimuláció megjelenítő felülete.

A mostani szimuláció egy továbbfejlesztett változata egy Pál Balázs, aki az ELTE doktorandusza, által létrehozott NEBULA szimulációnak [9], mely csupán egy falnyi, és csak húsz darab NEUT modulból állt, amelyek két rétegben tízesével helyezkedtek el. Illetve, a programban használt neutronnyaláb négyzet alakú kezdeti keresztmetszettel rendelkezett, melyen egyenletes eloszlással sorsolódott ki a neutronok kezdőhelyzete. Ezt a felállást alkalmazva dolgoztuk ki az adatelemző módszereinket, de az eredmények legyártásához realiztikusabbá kellett tennünk a szimulációt. Eme folyamat során, kibővítettük a szimulációt, hogy mind a százhusz (két fal, négy réteg) neutron detektor benne legyen a megfelelő elhelyezéssel, illetve a neutronnyaláb kezdeti keresztmetszetét megváltoztattuk négyzetről kör alakúra. Az összeállítás a 4. ábrán tekinthető meg. A GEANT4-et egy Oracle VM VirtualBox alatt futó Ubuntu 18.04 LTS rendszeren használtuk. A szoftvernek

a 10.07.03 verzióját alkalmaztuk.



4. ábra. A szimulált detektor rendszer. A zöld vonalak itt tíz darab 240 MeV nyalábenergiájú neutront jelentenek.

Egy GEANT4 szimuláció összetett fájlrendszert használ. A detektornak és a környezetének geometriáit a `DetectorConstrucion.cc` fájlban definiáltuk. Minden programfájlhoz tartozik egy `.hh` header fájl is, amelyben a megfelelő GEANT4 könyvtárakat hívtuk meg. A detektor körüli környezet két rétegből áll. A közvetlenül a detektort körülölelő téglatest alakú burkoló (*Envelope*) rétegből, amely $4 \times 4 \times 15$ köbméter térfogatú, és az ekörül elhelyezkedő, a burkolónál 1,2-ször nagyobb Világ (*World*) téglatest. Egy térfogatot három lépésben kell definiálni. Először definiálni kell az alakját és méreteit. Azután deklarálni kell, hogy milyen anyagokból épül fel. (Ez a logikai térfogat.) Végül pedig meg kell adni a helyzetét a szimulációban, a nevét és hogy figyeljünk-e a vele való átfedésekre. (Ez a fizikai térfogat.) Ezután a NEUT modulokat kell felépíteni. Első lépésként meg kell hívni a megfelelő atomokat és azokból összerakni az anyaghoz alkotó molekulákat, jelen esetben szén és hidrogén atomokat kell definiálni. Majd, meg kell adni a modulok méreteit, melyek $0,12 \times 0,12 \times 1,80$ métereseek, és az előzőhöz hasonló módon három lépésben elhelyezni őket. A modulokat két darab két réteges falba raktuk, így négy sort kapunk egyenként harminc detektorral. A modulokat (*Counter*-öket) meg kell számozni. A neutronok először a $[0, 59]$ intervallumban levő páros számokon halad végig, tehát ez a harminc detektor alkotja az első fal első rétegét és a páratlan számúak alkotják a második réteget. A második fal az elsőtől fél méterre található és hasonló számozással rendelkezik, de $[60-119]$ intervallumban. Ebben a dolgozatban nem térünk ki a cross-talk eseményekre, hiszen minden szimulációs besugárzott neutron egyenként érkezik be a NEBULA környezetébe. [19][20]

Következő lépésként definiálni kell a detektor rendszerre bocsátott nyaláb tulajdonságait, amit a `PrimaryGeneratorAction.cc` fájlban tettünk meg. A részecskeágyú szerepét a `G4ParticleGun` osztály látja el, amivel a belőtt részecskék számát kontrolláljuk. Ezután ki kell választanunk a belőni kívánt részecskék típusát, ami most természetesen csak neutron, és a nyaláb terjedési irányát. A nyaláb energiáját is ki lehet választani, ezzel az energiával érkeznek meg a részecskék a detektorokhoz. Mindezen beállítások Pál Ba-

lázs által automatizálva lettek, és az `init_vis.mac` vizualizációs makró fájlban kedvünkre változtathatók. Itt kellett kibővíteni a szimulációt, hogy négyzet kezdeti keresztmetszet helyett kör alakú nyalábot kapjunk. A neutronok kezdeti helyzetei a kör területén sorolódhatnak ki egyenletes eloszlással. Magának a nyalábnak a kiindulási pozíciója 11 méterre található az első fal első rétegétől. A kör sugarát attól függően választjuk meg, hogy mekkora hajlásszöget (széttartási szöget) adunk meg a neutronoknak. Most ez a szög 3° .

Ezután deklarálni kell az részecske eseményeket, amit az `EventAction.cc` fájlban tettünk meg. Ebben csupán meghívjuk az eseményekre vonatkozó függvényeket. A következő lépés, hogy eldöntsük, hogy milyen adatokat szeretnénk elmenteni a szimulációból. E célból a `RunAction.cc` fájlban létrehozuk a megfelelő adatstruktúrát, ebben az esetben adattípusonként egy oszlopot. Ezután be kell programoznunk a szimulációt, hogy milyen adatokat számoljon ki és hogyan. A `SteppingAction.cc` fájlban főként a `G4Step`, `G4Event` és `G4Track` könyvtárak függvényeivel ezt meg is tesszük és feltöltjük az előzőleg definiált oszlopokat. Ezután, el kell dönteni, hogy milyen formátumban akarjuk kimenteni az adatainkat. A GEANT4 négy lehetőséget kínál fel erre a célra. Ezek a következő fájlformátumok: ROOT, XML, CSV, HBOOK. Az elsődleges szempont a választásnál, hogy olyan formátumba mentjük adatainkat, melyet könnyen tudunk beolvasni és kezelni adatfeldolgozó módszereinkkel. Emiatt a CSV fájltypust választottuk, amit az `Analysis.hh` fájlban a `g4csv` könyvtár meghívásával tehetünk meg.

Végezetül ki kell választanunk, hogy milyen fizika listát akarunk alkalmazni a szimuláció futtatása során. Öt lehetőségünk van neutronokkal kapcsolatos folyamatok modellezésére. A QBBC lista a GEANT4 Bertini és Bináris kaszkád modellek alapján működik. A többi négy mind a QGSP (Kvark Glüon Húr), amellyel protonok, neutronok, pionok és kaonok nagy energiájú hadronikus kölcsönhatásait kapcsolja be. A `QGSP_BERT_HP` egy Bertini kaszkád modell alapú nagy pontosságú (HP: high precision) neutron könyvtár. A `QGSP_BIC_HP` a Bináris kaszkád modellt és a bináris könnyű ion kaszkádot használja. A maradék kettő pedig `QGSP_INLCXX` (Liege Intranuclear Cascade modell) és ennek nagyobb pontosságú verziója a `QGSP_INLCXX_HP`. Ezek közül a `QGSP_INLCXX` listát választottuk, hogy mások hasonlóan legyártott adataival [13] össze tudjuk hasonlítani későbbi eredményeinket.

A program futtatásához szükséges főfájl funkcióját a `project_nebula.cc` látja el, melyben megtalálható a fájlrendszer futtatási struktúrája, és a futtatási paraméterek (fizika listák) gyűjteménye. A szimuláció indítását a GEANT4 megfelelő forrásfájljainak behivatkozása után a terminálból lehet kezelni. Miután minden általunk kívánt változtatást végrehajtottunk a programon, le kell fordítani `cmake`-kel (`cmake .., make`). Ezután a következő parancssorral lehet elindítani a szimulációt: `./project_nebula QGSP_INLCXX`. Ekkor megérkezünk a vizualizációs felületre, ahol a `\control\execute vis.mac` paranccsal ábrázoljuk a detektorfelállást, majd a `\control\execute init_vis.mac` paranccsal futtatjuk a szimulációt és kinyerjük az adatokat. Utóbbi makró fájlban lehet megváltoztatni a

szimulálni kívánt neutronok számát és nyalábenergiáját.

5. Adatok feldolgozása és kiértékelése

5.1. Az adatok ismertetése

Az előző fejezetben leírtak alapján lefuttattuk a szimulációt és elmentettük az adatokat az 1. táblázat alapján. A fájlok elnevezése, például 10neut1, ahol 10 a nyalábenergia MeV-ban és 1 az azonos nyalábenergián történt futtatás sorszáma. Az adatok feldolgozására jupyter notebookban pythont használtunk a numpy, matplotlib, pandas és scipy csomagokkal. Az adatok struktúrája a 5. ábrán látható. Minden futtatáskor egy 1000 darab neutronból álló nyalábot bocsátottunk a detektor rendszerre.

nyalábenergiák [MeV]	10	40	70	100	130	165	210	240	280
Futtatások száma [db]	6	6	6	6	6	6	6	6	6

1. táblázat. Minden nyalábenergián hatszor ismételtük meg a szimuláció futtatását.

	X	Y	Z	Ekin	Etot	Edep	Part	Vol	Proc	TrackID	ParentTrackID	EventID	GlobalTime	LocalTime
0	-207.040	521.282	-3380.00	10.000000	949.565	0.000000	neutron	Envelope	Transportation	1	0	0	0.000	0.000
1	-207.346	522.031	-3397.47	10.000000	949.565	0.000000	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	250.996	250.996
2	-216.534	519.925	-3402.88	2.520930	942.086	0.000000	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	251.399	251.399
3	-218.500	519.771	-3402.03	0.875970	940.441	0.000000	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	251.895	251.895
4	-220.012	519.320	-3400.60	0.759500	940.325	0.000000	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	252.061	252.061
5	-220.590	512.696	-3398.95	0.137505	939.703	0.000000	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	252.238	252.238
6	-221.218	512.735	-3398.05	0.005990	939.571	0.001472	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	253.574	253.574
7	-221.284	512.674	-3397.96	0.004518	939.570	0.002532	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	254.594	254.594
8	-221.030	512.769	-3395.40	0.001986	939.567	0.001934	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	254.736	254.736
9	-221.003	512.647	-3395.38	0.000053	939.565	0.000053	neutron	Counter27	hadElastic	1	0	0	258.901	258.901

5. ábra. A mentett adatokat tartalmazó egyik táblázat részletének bemutatása.

A sorok jelentik az egyes szimulációs lépéseket, amelyek megtétele előtt, vagy után kiszámítódnak az egyes értékek. Az oszlopok a következők. X , Y és Z jelentik az éppen aktuális részecske helyzetét. A detektorfalak párhuzamosak a Z iránnyal, tehát ez a koordináta mutatja meg, hogy a detektorfalakon belül hol történt a kölcsönhatás. A kezdeti neutronnyalábra merőleges detektorfalak párhuzamosak XY síkkal. E_{kin} oszlop tartalmazza a részecskék (nyaláb neutron és az általa keltett részecskék) mozgási energiáját, melynek a nyalábot alkotó neutronok esetében kezdeti értéke a nyalábenergia és ahogyan a részecskék leadják energiájukat, egyre inkább lecsökken. E_{tot} a részecskék teljes energiáját jelenti, azaz a helyzeti és mozgási energiájuk összegét. E_{dep} oszlopban vannak a lépésenként leadott energiaértékek. Amikor adott mozgási energiával rendelkező részecske egy adott lépésben energiát ad le, a következő lépésben a részecske energiája annyival lesz kevesebb, amennyi az előző detektálásnál leadott energiája volt, kivéve, ha magreakció történt. A $Part$ oszlopban található a részecskék típusa. Vol -ban megfigyelhetjük, hogy az adott detektáláskor melyik térfogatban (detektorrúdban, vagy külső térfogatban) történt,

attól függetlenül, hogy a részecske ad-e le benne energiát vagy nem. A *Proc* oszlopban tekinthetők meg a detektáláskor bekövetkezett folyamatok azonosítói. A *TrackID* az egy neutroneseményen belül előforduló és keletkezett részecskék megkülönböztető jelzése. Például a nyalábból érkező neutron *TrackID*-ja 1 és ennek a neutronnak egy szénmolekulával való ütközése nyomán keletkezett protoné 2. A *TrackID* eseményenként újraindul 1-ről. A *ParentTrackID* hasonló az előzőhöz, mivel annak a részecskének a *TrackID*-ját tartalmazza, aminek nyomán keletkezett az adott részecske, vagyis ez az anyarészecske azonosítója. A 0 *ParentTrackID*-val rendelkező részecskék a neutronnyalábot alkotó neutronok. Az *EventID* jelöli a különböző eseményeket. Egy esemény nem más, mint a nyalábból egyetlen neutron és az ő hatására végbemenő folyamatok összessége. Így azonos *EventID*-val rendelkezik egy nyaláb neutron és az ő általa keltett részecskék detektálásai. A *GlobalTime* ezredmásodpercekben mutatja, hogy az adott lépés detektálása a teljes szimuláció futása alatt mikor történt. A *LocalTime* oszlopban pedig a *TrackID*-hoz igazított eltelt idő, tehát azt méri, hogy egy adott részecske keletkezése után mennyi idő telt el az aktuális kölcsönhatásig (aktuális lépésig).

Mielőtt belekezdnénk az adatok feldolgozásába, még értelmezni kell a folyamatok azonosítóinak jelentését. Szemléltetés gyanánt egy olyan nyalábenergiát érdemes kiválasztani, amely esetén a lehető legtöbbféle folyamat előfordulását várhatjuk. A kölcsönhatási folyamatok energiáinként legnagyobbbrészt ugyanazok, és a 6. ábrán láthatóak előfordulásukkal és az egyes folyamatok hatására a teljes szimuláció alatt leadott energiákkal. Egyes azonosítók, mint a *Decay* (bomlás), *Inelastic* (rugalmatlan szórás) és *annihil* (annihiláció) egyértelmű jelentéssel bírnak, sok viszont nem feltétlenül. Ezek jelentése a 2. táblázatban található.

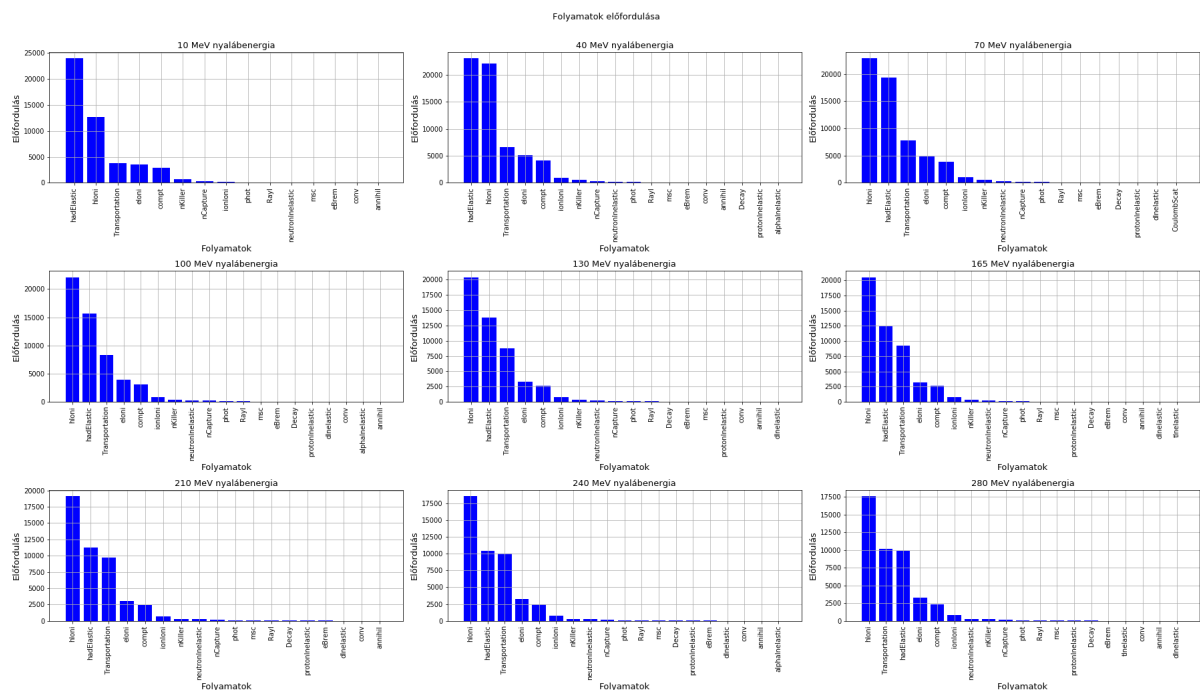
	Proc	Edep
hloni	22107	54759.743041
hadElastic	15649	165.447272
Transportation	8295	493.054629
eloni	3871	563.445389
compt	3138	0.002853
ionloni	861	2588.171982
nKiller	404	0.000000
neutronInelastic	246	0.000000
nCapture	187	0.000000
phot	123	0.035247
Rayl	75	0.000000
msc	30	4.201546
eBrem	24	9.256646
Decay	24	0.000000
protonInelastic	16	48.512764
dInelastic	2	8.381880
conv	1	0.000000
alphaInelastic	1	1.918960
annihil	1	0.000000

6. ábra. Ez a táblázat tartalmazza egy 100 MeV-os neutronnyaláb által keltett folyamatok előfordulását (*Proc* oszlop darabszámban), és az ezek hatására történt összes leadott energiát (*Edep* oszlop MeV-ban).

hIoni	Hadronok ionizációja	Rayl	Rayleigh-szórás
hadElastic	Hadronok rugalmas szórása	msc	Többszörös szórás
Transportation	Átlépés egyik térfogathoz egy másikba	eBrem	Elektron fékezési sugárzása
eIoni	Elektronok ionizációja	Decay	Bomlás
compt	Compton-szórás	protonInelastic	Protonok rugalmatlan szórása
ionIoni	Ionok ionizációja	dInelastic	Deutérium rugalmatlan szórása
nKiller	*	conv	Konverzió
neutronInelastic	Neutronok rugalmatlan szórása	alphaInelastic	Alfa részecskék rugalmatlan szórása
nCapture	Neutron befogás	annihil	Annihiláció
phot	Fotoeffektus		

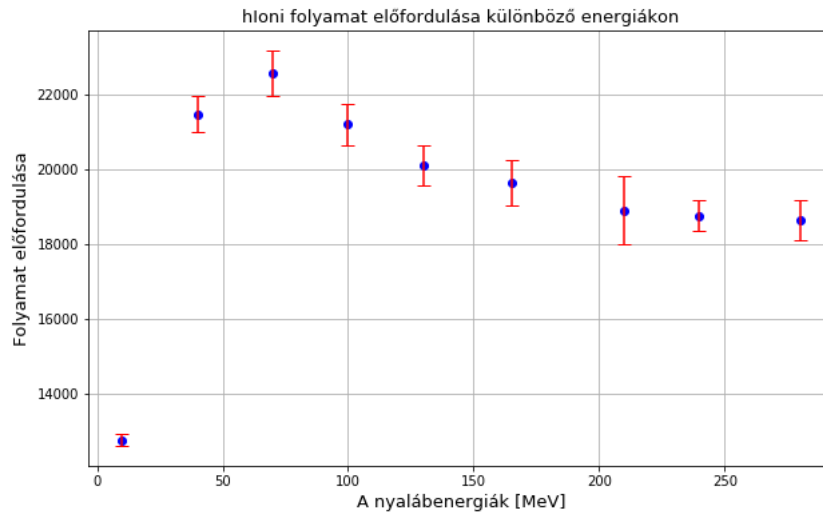
2. táblázat. A GEANT4 folyamat azonosítóinak jelentései. A *nKiller* folyamat a GEANT4 saját módszere, mely eliminálja a szimulációból a nulla közeli energiával rendelkező neutronokat.

5.2. Kvalitatív analízis

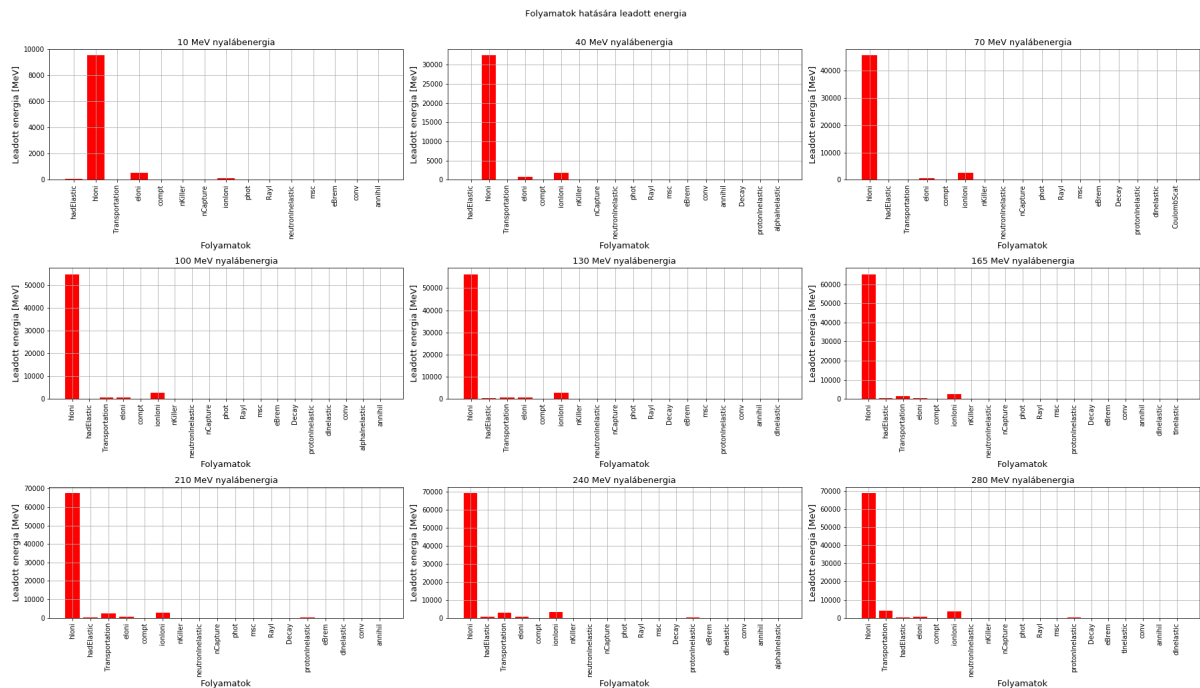


7. ábra. A folyamatok előfordulása különböző nyalábenergiákon.

A folyamatok közül kiemelendő a hadronok ionizációja és rugalmas szórása. Megfigyelhetjük a 7. ábrán, hogy alacsony nyalábenergián a rugalmas szórás dominál előfordulásban, de ahogy növeljük a besugározandó neutronok energiáját, és így sebességét, az ionizáció egyre többször fordul elő és megelőzi a rugalmas szórást. Az ionizáció előfordulásának változása nyomon követhető a 8. ábrán. Ugyanakkor, azt már korábban is megfigyelhetjük, hogy a hadronikus ionizáció hatására adódik le a legtöbb energia (6. ábra), és ez minden nyalábenergián ugyanígy történik (9. ábra). Ennek okát később részletesebben vizsgáljuk, de annak eredménye, hogy a neutronnyaláb által keltett részecskék túlnyomórésze hadron, azon belül is proton.

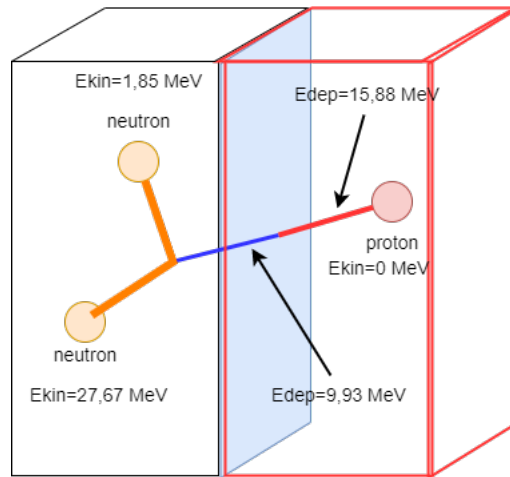


8. ábra. A hadronikus ionizáció előfordulásának nyalábenergia függése. Ezek átlagértékek, amelyeket energiánként hat újrafuttatásból számoltunk ki a szórásukkal (piros hibaszávok jelölik) együtt. Az előfordulás itt, és ezután is darabszámban van definiálva.



9. ábra. A folyamatok hatására leadott energia a teljes szimuláció alatt és annak nyalábenergia függése.

A 10. ábrán szemléltetjük, hogy egy neutron hogyan veszítheti el a mozgási energiáját hadronikus rugalmas szórás hatására. Egy neutron 27,67 MeV mozgási energiával rugalmasan ütközik és kiút a helyéről egy protont. A neutron az ütközés után 1,85 MeV mozgási energiával halad tovább, az ütközés hatására az előzőhöz képest eltérő irányba.



10. ábra. A neutron mozgását mutatja a narancssárga vonal. A rugalmas szórással kiütött proton ezután többszöri ionizáción keresztül leadja energiáját (kék vonal), közben pedig átmegy egy másik NEUT modulba és ott ugyanilyen módon adja le (piros vonal) az energiáját.

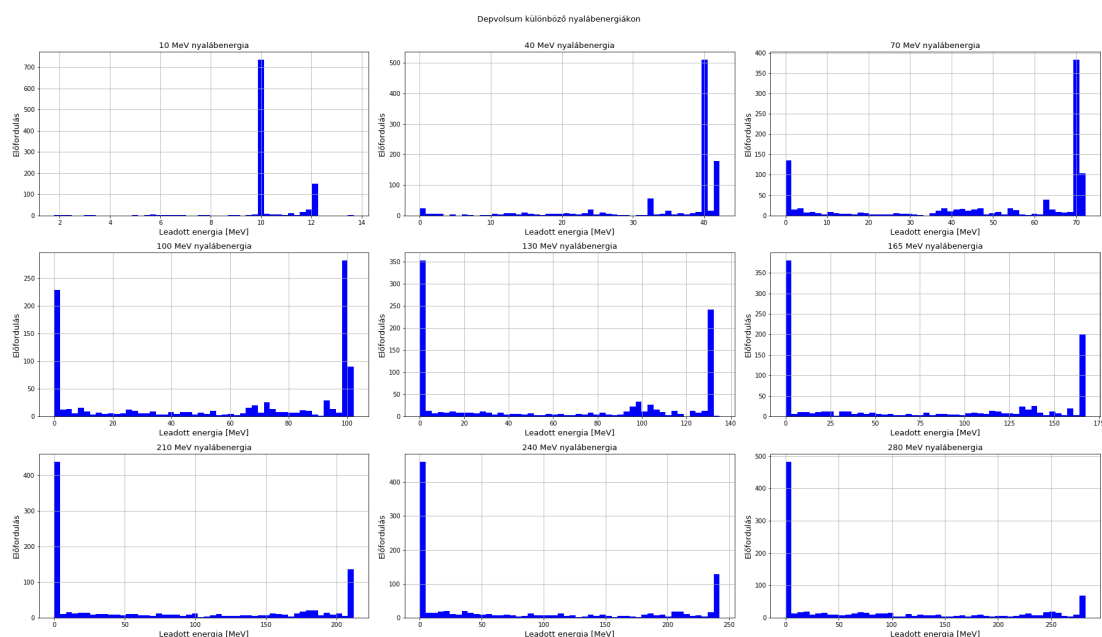
A kiütött proton mozgási energiája annyi lesz, mint a neutron által a protonnak átadott mozgási energia, vagyis $27,67 - 1,85 = 25,82 \text{ MeV}$. Ezt a mennyiséget ionizáció folyamán több lépésen keresztül leadja a térfogatban. Az első térfogatban a proton által ilyen módon leadott energia $9,93 \text{ MeV}$. Ezután a proton átlépett egy másik NEUT modulba, és ott folytatta az energialeadást egészen addig, ameddig el nem vesztette a maradék mozgási energiáját. Utóbbi szakaszban leadott energiája $15,88 \text{ MeV}$ volt. Az így leírt energialeadási folyamatsorozat megmutatja, hogy egy proton képes több térfogatba is energiát leadni. Ezáltal egy proton energialeadása miatt több detektorban is történhet felvillanás, amit a fényhozam-eloszlás számolásánál figyelembe kell venni.

Ebben az alfejezetben ismertettük, hogy milyen adatokat nyertünk ki a szimulációból. Ezen kívül megmagyaráztuk, hogy miért alkalmaztuk az adatoknál használt jelölésrendszert. Részletesen ki kellett listáznunk, hogy milyen rövidítéseket használ a GEANT4 az előforduló fizikai folyamatokra, hiszen sok esetben ezek nem egyértelműen fejezik ki jelentésüket. Ugyanakkor szemléltettük a fontos folyamatok és az azok hatására leadott energiák gyakoriság eloszlásait, és megállapítottuk, hogy a hadronok folyamatai domináltak mindkét szempontból. Így azt a következtetést lehet levonni, hogy hadronok alkotják a szimulációban résztvevő részecskék legnagyobb részét. A továbbiakban az itt bevezetett nyalábenergiákat rendszeresen fogjuk használni a vizsgálatainkhoz, a különböző futtatásokat pedig sok esetben a mérési bizonytalanságok szemléltetéséhez fogjuk segítségül hívni. Innentől figyelmen kívül hagyjuk a fizikai folyamatokat analízis szempontjából és főleg eseményszám, részecske, és részecsketípus, valamint térfogat szerint fogjuk osztályozni a leadott energiákat.

5.3. Leadott energiák eloszlásainak vizsgálata

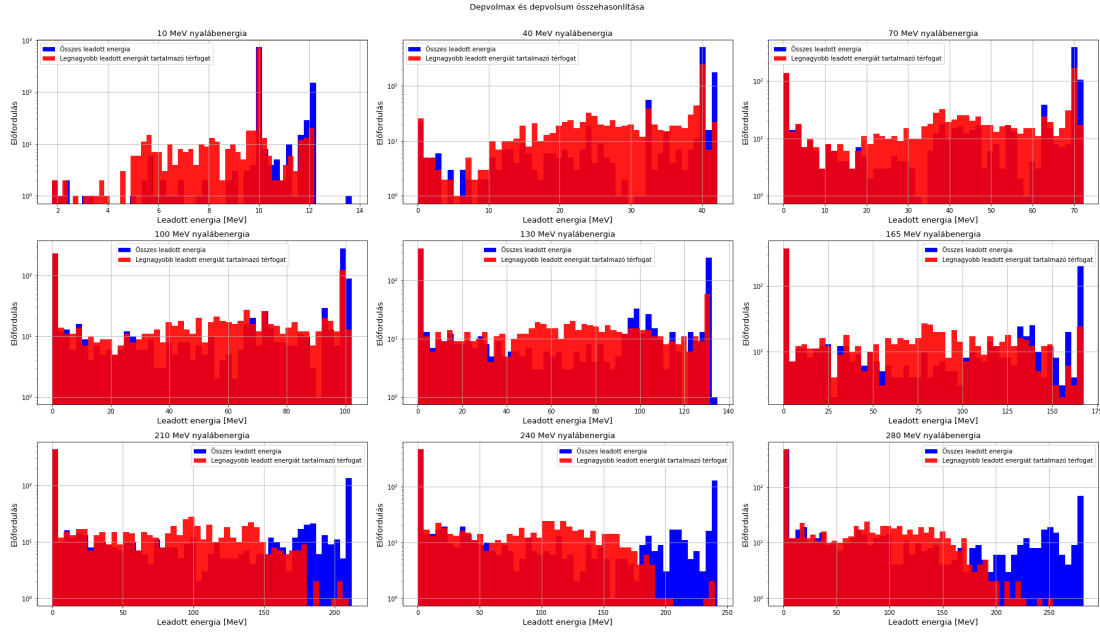
Ebben az alfejezetben megvizsgáljuk a leadott energiák eloszlásait típusonként és nyalábenergiánként. A neutronnyaláb 1000 darab neutronból áll, így 1000 darab eseményről beszélhetünk. A neutronok elérik a detektorfalakat és az általuk keltett részecskék kölcsönhatásaik során energiát adnak le az adott NEUT modulba, vagyis térfogatba.

Az összes leadott energia eloszlását úgy kapjuk meg, hogy eseményenként összeadjuk az összes leadott energiát, így kapunk egy 1000 elemű adatsort, melynek aztán elkészítjük a gyakoriságeloszlását. Erre az eloszlásra ezután *Depvolsum*-ként hivatkozunk és minden nyalábenergián kiszámoljuk. Fontos tudni, hogy ez az eloszlás teljesen figyelmen kívül hagyja, hogy melyik térfogatban adódott le az energia. Az eloszlások mind a kilenc nyalábenergián, megtekinthetők a 11. ábrán. Két dolgot figyelhetünk meg. Az első, hogy ahogy növeljük a nyalábenergiát, úgy csökken azoknak az eseményeknek a száma, amelyeknél leadódik a teljes nyalábenergia, és nő az olyan események száma, amelyeknél egyáltalán nem történt energialeadás, azaz ilyenkor a neutron egyszerűen ütközések és kölcsönhatások nélkül átrepült a rendszeren, mivel a kölcsönhatás hatáskeresztmetszete fordítottan arányos a részecskék sebességével. A másik megfigyelés, hogy néhány esemény közben több energia adódott le, mint a nyalábenergia. Erre a magreakciók bekövetkezése ad magyarázatot, hiszen ilyenkor többletenergia is kialakulhat, amely később leadásra kerül, így összesen több energia adódhat le, mint az esemény kezdeténél volt. Az adatok szempontjából ez úgy nézne ki, ha például a 10. ábrán levő bejövő részecskének az egyes folyamatok bekövetkezése miatt leadott energiája nem egyezne meg a mozgási energia változásával ugyanezen folyamatok hatására.



11. ábra. Az eseményenként leadott összes energia eloszlása.

Kérdés, hogy az előzőekben vizsgált energiák mennyire homogénen adódtak le a különböző térfogatokba. Az egyes események közben minden energia mindig csak egy-egy térfogatba adódott le? Ennek megfigyeléséhez újabb eloszlást kell összeállítani, de most nem adjuk össze az összes leadott energiát, hanem az egyes térfogatokra adjuk össze külön-külön, ami a szcintillátor rudakat jelenti. Ezután vesszük az egyes térfogatokban leadott energiák közül a legnagyobbat. Ez a *Depvolmax*. Ezen paraméter eloszlása a különböző nyalábenergiáknál a 12. ábrán piros hisztogrammal van ábrázolva.

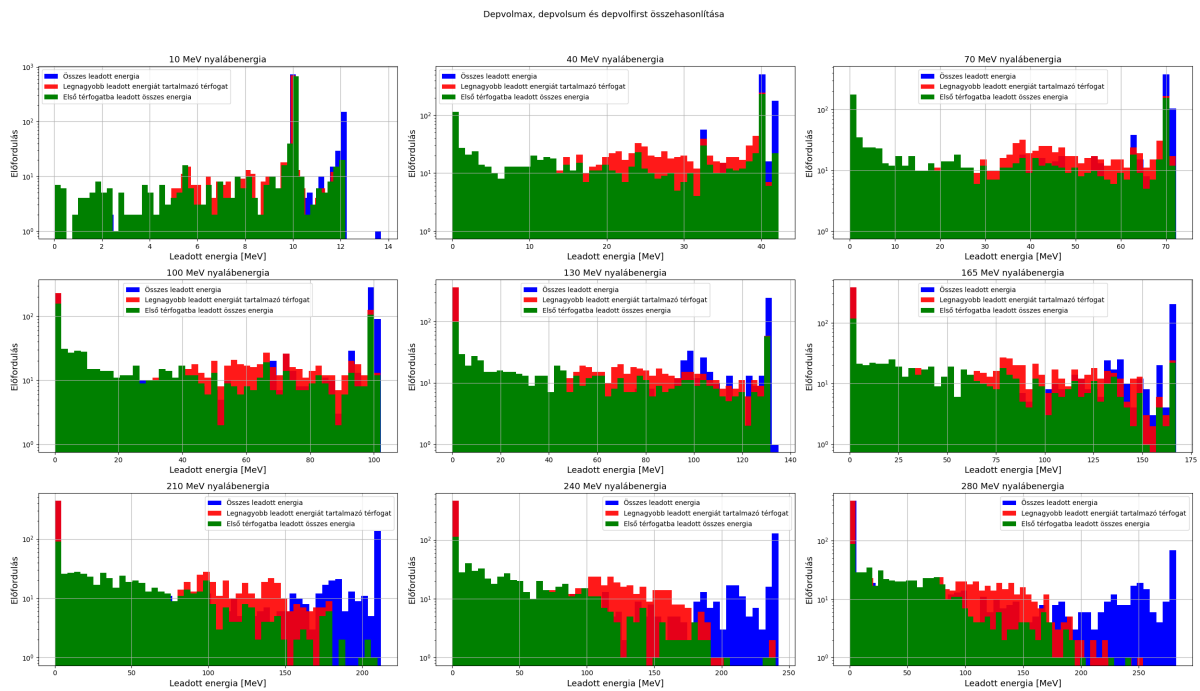


12. ábra. Az összes leadott energia és a legtöbb leadott energiát befogadó térfogatba leadott energia összehasonlítása különböző nyalábenergiákon, logaritmikus skálán. A piros hisztogram a *Depvolmax*, mögötte a kék pedig a *Depvolsum* eloszlás.

Megfigyelhetjük, hogy *Depvolmax* a *Depvolsum*-nál egy jóval egyenletesebb eloszlás, tehát általában nagyon hasonló gyakorisággal rendelkeznek az egy nyalábenergiával indított események közben a legnagyobb leadott energiákkal rendelkező térfogatba leadott energiák. Ez egy fontos különbség a *Depvolsum* eloszláshoz képest, mert így látható, hogy sok esetben nem csak egy térfogatba történt az energialeadás. Ugyanis, ha mindig egy térfogatba adódott volna le az összes energia, akkor a két eloszlás megegyezne. Azonban a *Depvolmax*-nál is megfigyelhető a *Depvolsum*-nál tapasztalt viselkedés, azaz ahogy növeljük a nyalábenergiát, úgy csökken a teljes nyalábenergiát vagy annál többet leadó események száma, de ugyanakkor nő azoknak a száma, amelyek egyáltalán nem adnak le energiát. Emiatt viselkedés miatt figyelhetjük meg a legnagyobb eltérést a két eloszlás között, mert ahogy növeljük a nyalábenergiát, a teljes nyalábenergieleadás értékeinél egyre jobban szétválak *Depvolsum* és *Depvolmax*. Ennek magyarázata a következő. Nagyobb nyalábenergián az egyes eseményenként leadott energia egyre több, egymással általában szomszédos térfogatba adódik le, és ahogy növeljük a nyalábenergiát, ez a viselkedés úgy

válík egyre szembetűnőbbé.

Következő kérdés, hogy mekkora a leadott energia mennyisége abban a térfogatban, amit először elér a nyaláb neutronja. Az előző vizsgálatokból kiindulva azt várjuk, hogy alacsonyabb nyalábenergián az események nagyrésznél rögtön abba a térfogatba adódik le az összes energia, amelyben megtörténik az első energialeadás. A méréshez létre kell hozni az előbb említett térfogatba (szintén eseményenként) leadott összes energiaértékekből álló, ugyancsak 1000 adatpontot tartalmazó eloszlást, amit *Depvolfirst*-tel jelölünk. Ezután összehasonlítjuk *Depvolfirst*-öt a már korábban tárgyalt két másik eloszlással. Az eredmények a 13. ábrán láthatók, ahol *Depvolfirst* a zöld, *Depvolmax* a piros, és *Depvolsum* a kék hisztogram.



13. ábra. A besugárzott neutronok által elért első térfogatba leadott összes energia eloszlását zölddel jelöltük. A piros a *Depvolmax*, a kék a *Depvolsum* eloszlások.

Ha megfigyeljük az első néhány nyalábenergián, a *Depvolfirst* és *Depvolmax* eloszlás igen hasonló. Tehát korábbi megállapításunk, miszerint eseményenként az első térfogatba adódik le az összes energia, az esetek túlnyomó részében igaznak bizonyult. 130 MeV nyalábenergiánál azonban egyre nagyobb különbség kezd kialakulni a két eloszlás között, amely tovább növekszik a nyalábenergia növelésével, vagyis egyre kevésbé adódik le az összes energia, főként a nagyobb energialeadások esetén, rögtön az elsőre érintett térfogatba. Ennek magyarázatául szolgálhat, hogy a nagyobb energiájú, és így nagyobb sebességű nyaláb nagyobb eséllyel hatol át az első térfogaton, mert a protonok hatótávolsága nagyobb-bá válik a Nebula rúdjaiknak átlagos méreténél, ami 12 cm. 280 MeV nyalábenergiánál gyakorlatilag nincs olyan esemény, amely a teljes nyalábenergiát az első

NEUT modulba adja le.

Az idáig tárgyalt három eloszlás összehasonlításával így választ kapunk arra, hogy miént változik a teljes nyalábenergiát leadni képes események gyakorisága a besugárzott neutronok kezdeti energiájától függően. Minél nagyobb a nyalábenergia, annál kevésbé valószínű, hogy egy esemény bekövetkezésekor leadódik a teljes, vagy annál több energia. Emellett, ahogy nő a nyalábenergia, úgy nő a zérus energialeadású események száma a többi eseményhez képest. Végezetül, megfigyeltük, hogy alacsonyabb nyalábenergián a legtöbb eseménynél szinte mindig egy-egy térfogatba adódik le a teljes energia, és ez általában a nyaláb által elsőként érintett NEUT modul. Ez a viselkedés azonban a nyalábenergia növelésével megszűnik.

5.4. Az előforduló részecsketípusok vizsgálata

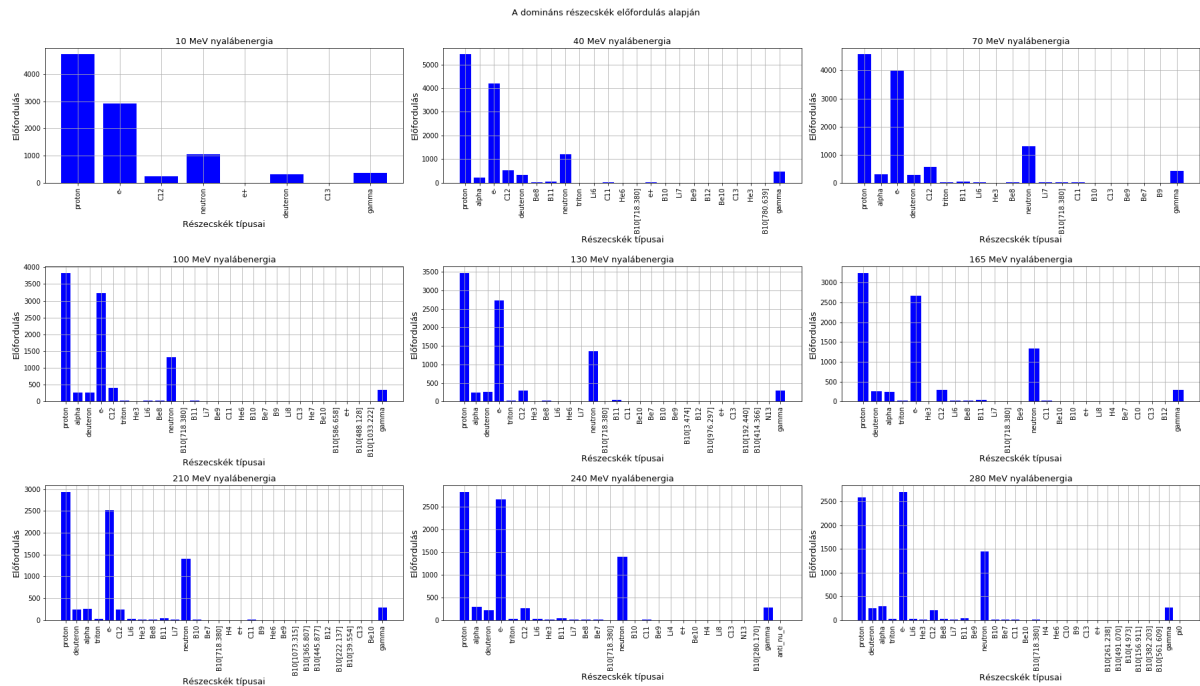
Korábban megállapítottuk, hogy előfordulásban a hadronikus folyamatok domináltak, így arra számítottunk, hogy a besugárzott neutronok által keltett (itt a meglökött vagy kilökött részecskéket is jelenti) részecskék nagyrésze hadron. Ugyanakkor, a legtöbb energia a hadronok ionizációja folyamán adódik le, tehát azt várjuk, hogy a szimuláció során leadott energia legnagyobb részét hadronok adják le. Most célunk a különböző részecskék összehasonlítása, és a számunkra fontosak beazonosítása.

A vizsgálatokhoz *TrackID* és *EventID* alapján el kellett különíteni a részecskéket az energialeadásuk során, majd az egy részecske által több lépésben leadott energiát összeadni, ezután pedig a kapott eredményeket részecskenev alapján csoportosítani, és az azonos nevű részecskék által leadott energiát összeadni az összes szcintillátor rúdra. Közben megszámoltuk, hogy típusonként hány részecske szerepelt a szimulációban. A 14. ábra tartalmazza a 10 MeV-os nyalábenergiájú kísérletben szereplő részecsketípusok adatait a szokásos formalizmussal, a 15. ábra pedig mind a kilenc különböző nyalábenergián való futtatás eredményeit.

	Part	Edep	Count
0	proton	9548.291446	4725
1	e-	526.382396	2923
2	C12	149.982012	230
3	neutron	72.035907	1048
4	e+	2.950645	3
5	deuteron	0.832995	302
6	C13	0.437985	4
7	gamma	0.030334	362

14. ábra. A 10 MeV energiájú nyaláb besugárzásának hatására jelen levő részecskék típusa, száma és az általuk leadott összes energia MeV-ban. Az adatok energialeadás szerint lettek sorba rendezve. Az 1000 darab nyalábneutron miatt, így a teljes nyalábenergia $10 \cdot 1000$ MeV.

Két dolgot figyelhetünk meg. Először is, a nyalábenergia növelésével nő az előforduló részecsketípusok száma. A legdrasztikusabb növekedés 10 és 40 MeV között figyelhető meg. 100 MeV-nál a sok új részecskeféle között található például a B10-nek több gerjesztett állapota is. Azonban ezek csak elvétve fordulnak elő, nagyon alacsony valószínűséggel. A 10 MeV-os nyalábenergiánál megjelenő részecskék dominálnak a többi futtatáskor is. Megjegyzendő, hogy a neutron gyakoriságába belevettük a nyalábot alkotó 1000 darab neutron, tehát a szimulációk folyamán melléktermékként csupán 40-50 darab új neutron keletkezik.



15. ábra. Az egyes részecsketípusok előfordulása adott nyalábenergián. A táblázatban levő értékek a minden nyalábenergián hatszor lefuttatott szimulációból kinyert átlagok és azoknak szórásai.

A másik fontos megfigyelésünk, hogy a protonok és elektronok száma magasán felül-emelkedik a többi keltett részecskék (tehát nem a nyalábneutronok) számán. Ez azért fontos, mert amennyiben az általuk leadott összes energia mellett elhanyagolható lenne a többi részecskefajta által leadott mennyiség, akkor a detektor rendszer hatásfokának vizsgálatánál elég lenne csupán ennek a két részecsketípusnak a fényhozamát vizsgálni.

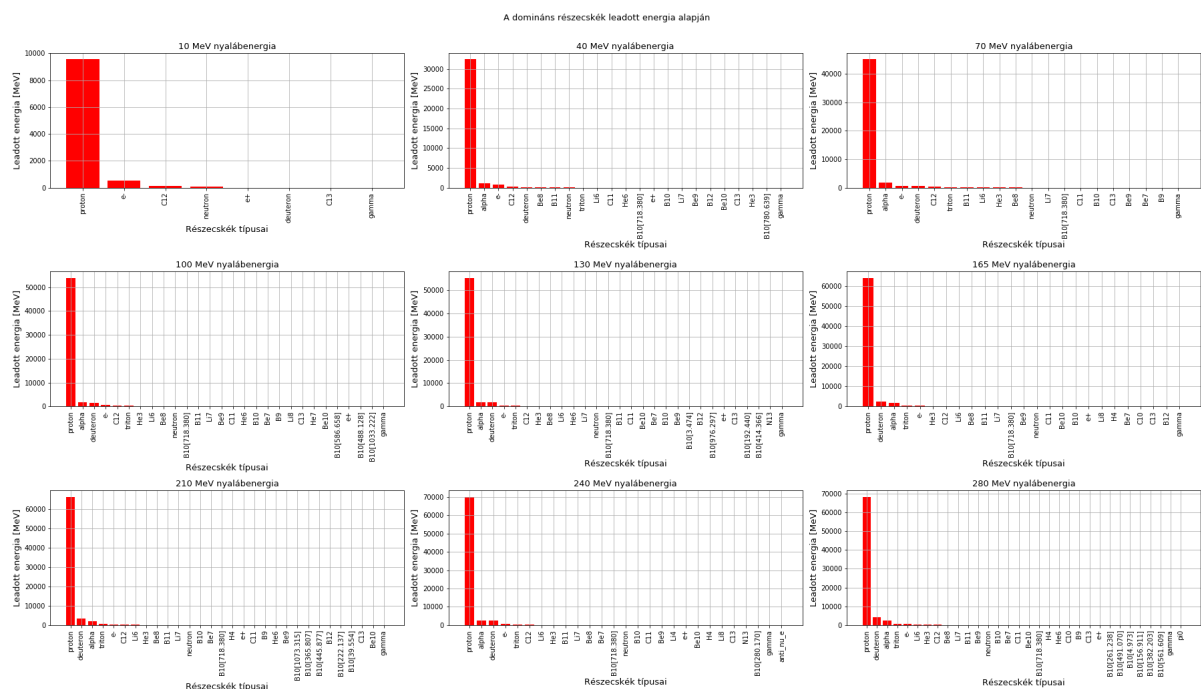
Mivel a detektorhatásfoknál ki kell kötnünk egy küszöbenergiát, amely alatti részecskéket nem detektálhatónak nyilvánítjuk, érdemes megvizsgálni, hogy mekkora legyen ez az érték. Hasonlítsuk össze azon részecskék számát, amelyek által leadott energia meghaladja az 5 MeV-ot, azokéval, melyek leadott energiája az 1 MeV-ot haladja meg. Így kiderül számunkra, hogy kis-, vagy nagyenergiával rendelkező protonokkal és elektronokkal van-e dolgunk. A vizsgálat eredményét a 3. táblázat tartalmazza. Innen kiderült, hogy a legtöbb elektronok nyalábenergiánként 5 MeV-nál kevesebb energiát adott le. A protonoknak

azonban jelentős része nagy energialeadással rendelkezik minden nyalábenergián.

Ezután már csak az a kérdés, hogy mennyivel több energiát ad le a proton, mint a többi részecske. E kérdésre adott válasz megtekinthető a 16. ábrán, amelyen látszik, hogy a proton nyalábenergiától függetlenül nagyságrendekkel felülmúlja a többi részecskét energialeadásban.

Nyalábenergiák [MeV]	Protonok [%]	Elektronok [%]
10	$96,98 \pm 0.53$	2.56 ± 1.16
40	97.21 ± 0.32	11.37 ± 1.54
70	96.20 ± 0.68	13.52 ± 1.80
100	96.13 ± 0.79	14.02 ± 2.49
130	96.87 ± 0.88	15.13 ± 3.49
165	97.00 ± 0.61	16.32 ± 3.27
210	97.47 ± 0.58	16.31 ± 3.10
240	97.48 ± 0.59	17.33 ± 3.83
280	97.72 ± 0.68	15.69 ± 2.33

3. táblázat. Az 5 MeV feletti energiával rendelkező részecskék száma elosztva az 1 MeV felettiek számával.



16. ábra. Az egyes részecsketípusok által leadott összes energia adott nyalábenergián.

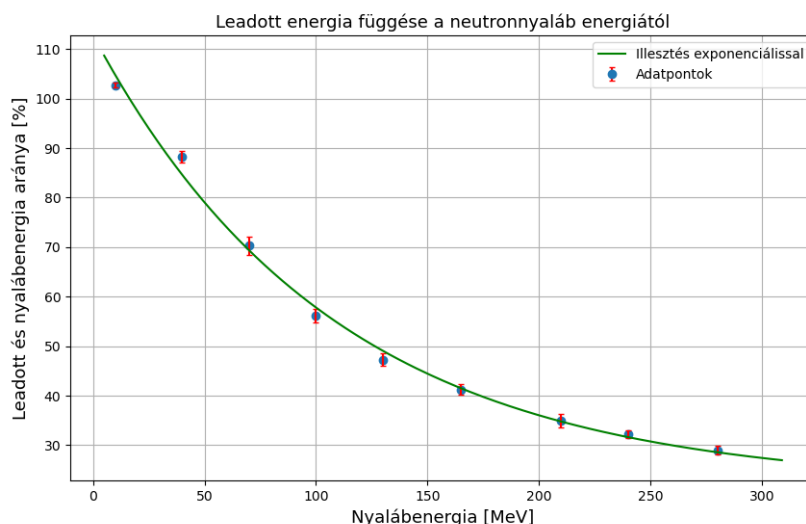
Mivel itt csupán az érdekel minket, hogy a protonok által leadott energia mellett mennyire elhanyagolható a többi részecskefajtáé, a jobb ábrázolhatóság kedvéért nem érdemes logaritmikus skálán vizualizálni.

Ebben az alfejezetben választ kaptunk arra, hogy milyen típusú részecskéket keltenek a besugárzott neutronok, és megvizsgáltuk őket számuk, illetve energialeadásuk szem-

pontjából. Bizonyosságot nyert az a feltevésünk, hogy a hadronikus folyamatok túlnyomó előfordulásáért a hadronok igen nagy számú jelenléte felelős. Ezen részecskék közül is szembetűnő többségben van a proton, és energialeadásban messze maga mögött hagyja a többi. Ugyanakkor, a protonokhoz hasonló mennyiségben keletkeznek, viszont azoknál jelentősen kisebb energialeadással rendelkeznek az elektronok. Így, ennek a két részecsketípusnak a jelenléte fogja leginkább befolyásolni a detektor rendszer hatásfokának kiszámítását.

5.5. A nyalábenergiafüggés vizsgálata

A következőkben azt fogjuk vizsgálni, hogy a nyalábot alkotó 1000 darab neutron mozgási energiáját összeadva, vagyis a nyaláb teljes energiájából, amely nem összekeverendő a nyalábenergiával, mekkora az a mennyiség, amely a szimuláció során leadásra került. Felmerülhet a kérdés, hogy ez a mennyiség mennyire fog különbözni a nyalábenergia változtatásával. A vizsgálat során kiszámoltuk, hogy a szimuláció során keltett részecskék összesen mekkora energiát adtak le, majd elosztottuk a nyaláb teljes energiájával, ami nem más, mint az adott nyalábenergia ezerszerese, hiszen 1000 darab ugyanolyan mozgási energiájú neutronból áll a nyaláb. Az eredmények megtekinthetők a 17. ábrán. A 10 MeV nyalábenergiánál az összes energia leadódott, és a magreakciók hatására némi energiatöbblet is leadásra került, ezért kaptunk 100%-nál nagyobb értéket.



17. ábra. A szimuláció során az összes leadott energia és a nyalábneutronok összes kezdeti mozgási energiájának aránya exponenciálisan csökken, ahogy növeljük a nyalábenergiát. Az adatpontok a hat futtatás átlagértékeit, a hibasávok pedig ezek szórásait jelentik.

Az adatpontokra illesztettünk egy exponenciális függvényt a 1. egyenlet alapján, melynek paramétereit és azok hibáit a 4. táblázat tartalmazza. Az illesztési bizonytalanságok

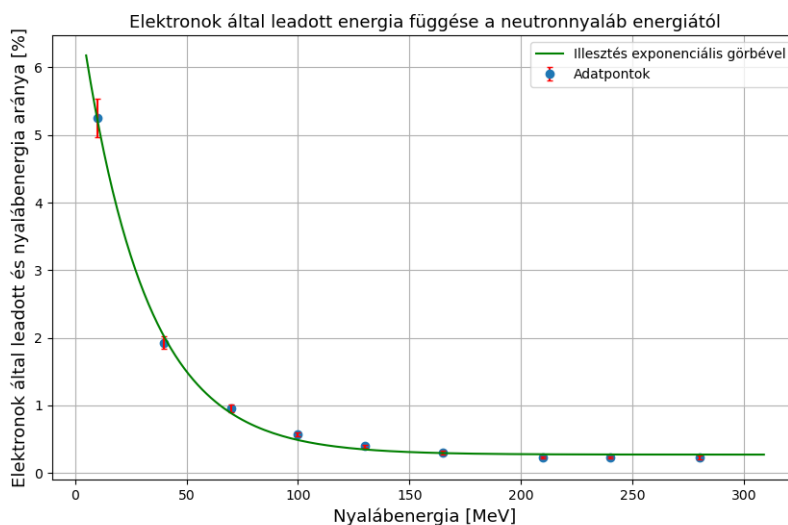
kellően kicsik. Látható, hogy az energia legnagyobb része leadódik 100 MeV-nál kisebb nyalábenergián, de ennél nagyobbánál már nem.

$$f(x) = a \cdot e^{-b \cdot x} + c \quad (1)$$

	a	b	c
Paraméterek	$9,10 \cdot 10$	$9,26 \cdot 10^{-3}$	$2,18 \cdot 10$
Bizonytalanságuk	2,69	$8,53 \cdot 10^{-4}$	2,90

4. táblázat. Az összes leadott energiának és a nyalábenergiának arányára való illesztés paraméterei és azok hibái.

Korábban megtudtuk, hogy az energialeadás igen nagy részéért a protonok felelősek. Felmerül a kérdés, hogy a kisebb energiát leadó részecskék is követik-e a fenti exponenciális csökkenést, és nem csak egy, a protonokra jellemző viselkedést figyeltünk-e meg. Evégett, megvizsgáltuk, hogy az elektronok által leadott energiákra is kimutatható-e az exponenciális csökkenés. A vizsgálat eredményei a 18. ábrán és a 5. táblázatban található.

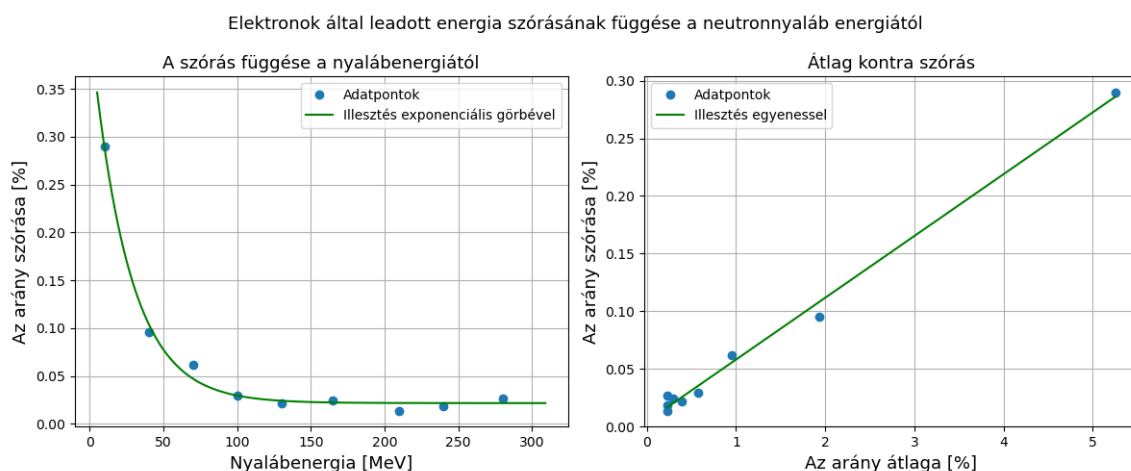


18. ábra. A szimuláció során az elektronok által leadott összes energia és a nyalábneutronok összes kezdeti mozgási energiájának aránya exponenciálisan csökken, ahogy növeljük a nyalábenergiát. Az adatpontok a hat futtatás átlagértékeit, a hibasávok pedig ezek szórásait jelentik.

	a	b	c
Paraméterek	7,03	0,03	0,27
Bizonytalanságuk	0,14	$1,28 \cdot 10^{-3}$	0,03

5. táblázat. Az elektronok által leadott összes energiának és a nyalábenergiának arányára való illesztés paraméterei és azok hibái.

A korábban megfigyelt nyalábenergia függés tehát igaz az elektronokra is. A 100 MeV határvonal itt is fennáll, mivel efölé növelve a nyalábenergiát, az értékek konvergálnak egy, a korábbiakhoz képest elhanyagolható értékhez. Ezt a viselkedést a hat futtatás közti szórás tartja, így ellentmondva az ismert $\sqrt{n}$ függésnek. Így, nagyobb nyalábenergiákon a vizsgált arány többszöri futtatás esetén egymáshoz jóval közelebb eső értékeket ad vissza, mint kisebb nyalábenergiák esetén. Eme vizsgálat eredménye a 19. ábrán látható, ahol a baloldali grafikon mutatja meg a szórás exponenciális csökkenését, a jobboldali pedig az átlag és szórás kapcsolatát, amelyre a 2. egyenlet alapján egyenest illesztettünk. Az exponenciális és lineáris illesztés paramétereit, illetve azok bizonytalanságait a 6. és 7. táblázatok tartalmazzák.



19. ábra. Az elektronok által leadott összes energia és a nyaláb teljes energiájának arányának szórása a hat futtatás között exponenciálisan csökken a nyalábenergia növekedésével. Így a szórás hasonlóan viselkedik, mint az átlagértékek.

	a	b	c
Paraméterek	0,39	0,04	0,02
Bizonytalanságuk	0,02	$3,28 \cdot 10^{-3}$	$3,54 \cdot 10^{-3}$

6. táblázat. Az elektronok által leadott összes energiának és a nyalábenergiának arányának szórásaira való illesztés paramétereit és azok hibái.

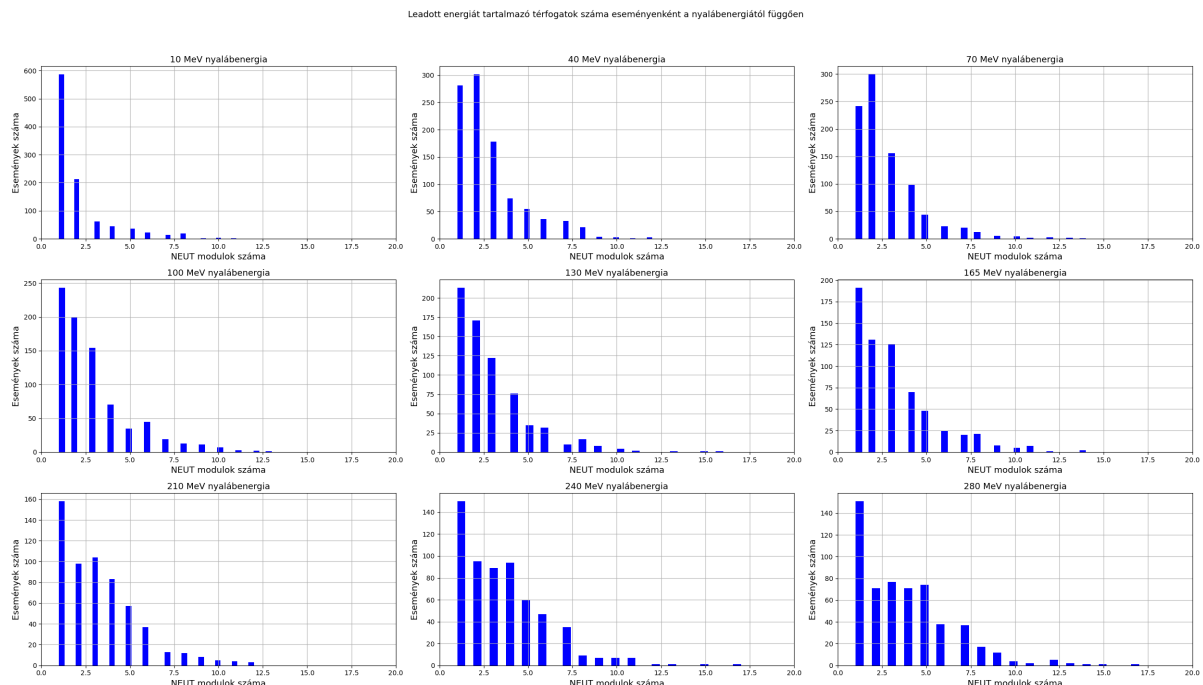
$$f(x) = a \cdot x + b \quad (2)$$

	a	b
Paraméterek	0,05	$4,41 \cdot 10^{-3}$
Bizonytalanságuk	$1,57 \cdot 10^{-3}$	$3,00 \cdot 10^{-3}$

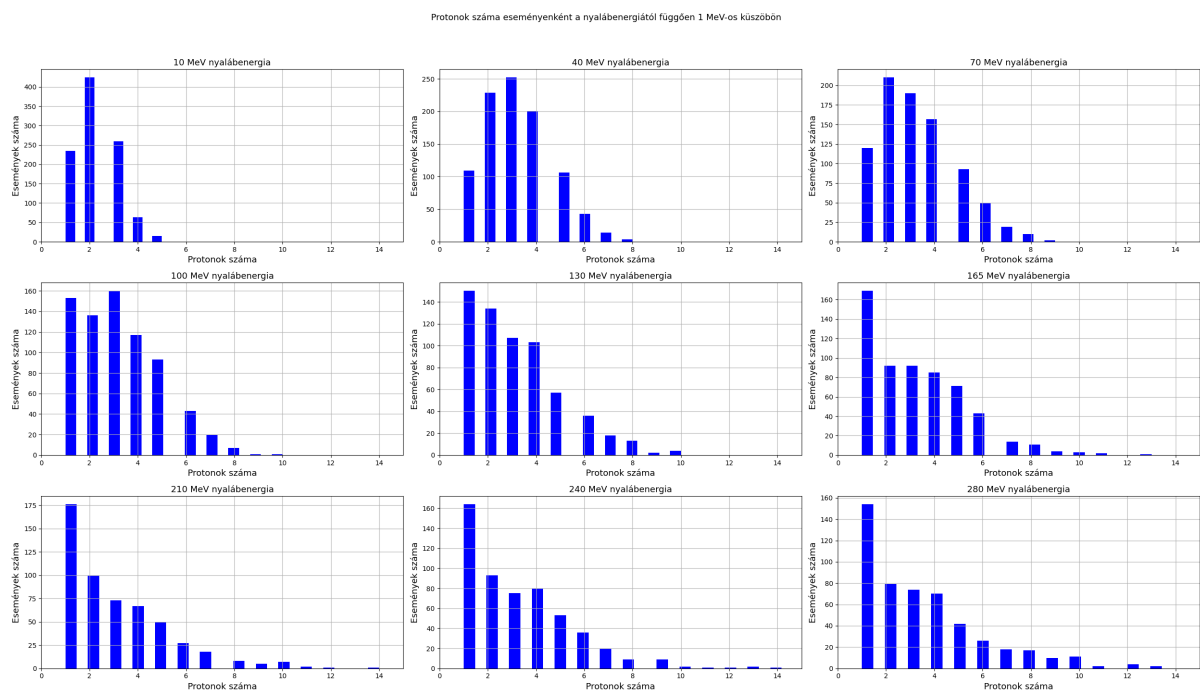
7. táblázat. Az elektronok által leadott összes energiának és a nyalábenergiának arányának szórásaira és átlagértékeire való illesztés paramétereit és azok hibái.

Megfigyeléseink alapján megállapítottuk, hogy a neutronnyaláb teljes energiájának a szimuláció folyamán leadott mennyisége exponenciálisan csökken a nyalábenergia növelésével. Továbbá, leszögeztük, hogy ez nem a protonok sajátos viselkedésének következménye, mivel az elektronok által leadott energiák is követik az előbb tárgyalt függés, illetve az itt kiszámolt arányok hat különböző futtatás közti szórása is exponenciálisan csökken a nyalábenergia növelésével.

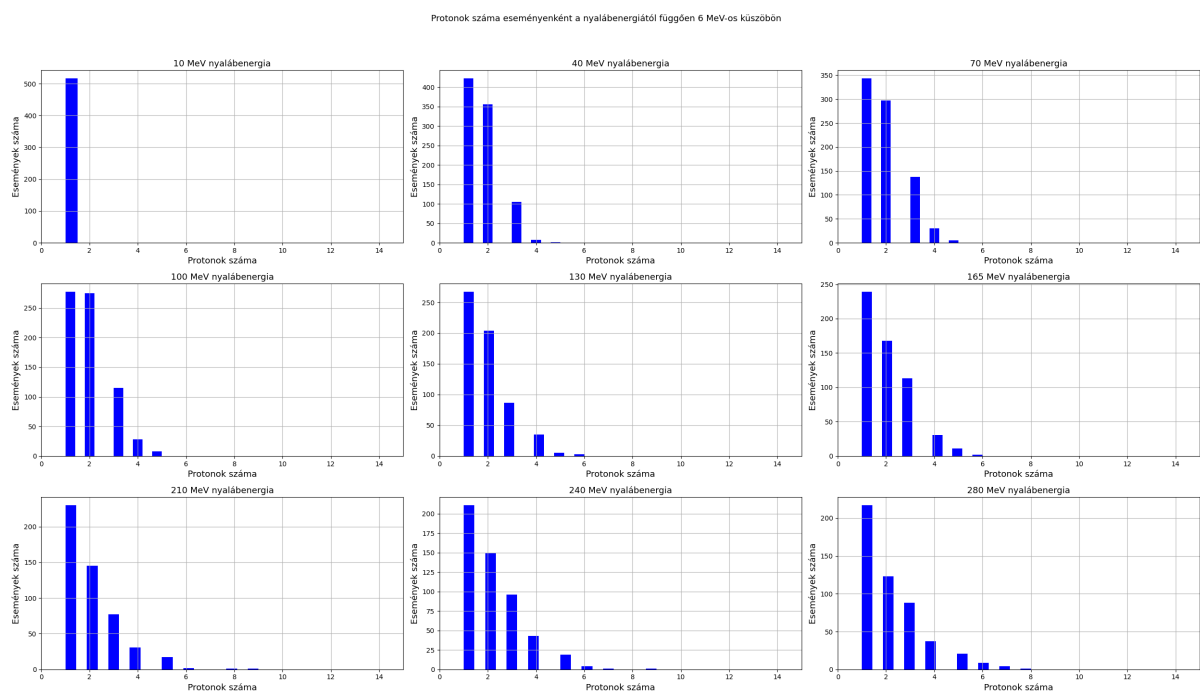
A szimuláció során bekövetkező folyamatok tárgyalásakor megemlítettük, hogy léteznek olyan protonok, amelyek több NEUT modulba is adhatnak le energiát, és emiatt a fényhozam-eloszlások számolásánál ezekre külön figyelmet kell fordítani. Kérdés, hogy a keltett protonoknak mekkora része ilyen, illetve, hogy számuk változik-e a nyalábenergia változtatásával. Érdekes először megfigyelni, hogy eseményenként általában hány darab NEUT modulban adódott le nullánál nagyobb energia az összes részecsketípus által, aminek a neve multiplicitás. Ahol a kísérletekben ez megmérhető, ott egy adott küszöbenergia feletti energialeadáshoz kapcsolódó multiplicitásról beszélhetünk. A 20. ábrán látható, hogy a legtöbb esetben csak néhány (1-5 darab) neutron detektorban adódik le energia, nagyobb (130 MeV) nyalábenergián kezd egyenletesebbé válni az eloszlás. Ezután leszűkítjük a vizsgálatot a protonokra, amelyek előfordulása a 21. és 22. ábrákon látható, a jobb ábrázolhatóság kedvéért csupán az 1, illetve 6 MeV energialeadású protonokat ábrázoltuk. Ezek alapján a kívánt eredményeket a 23. ábra és a 8. táblázat tartalmazza.



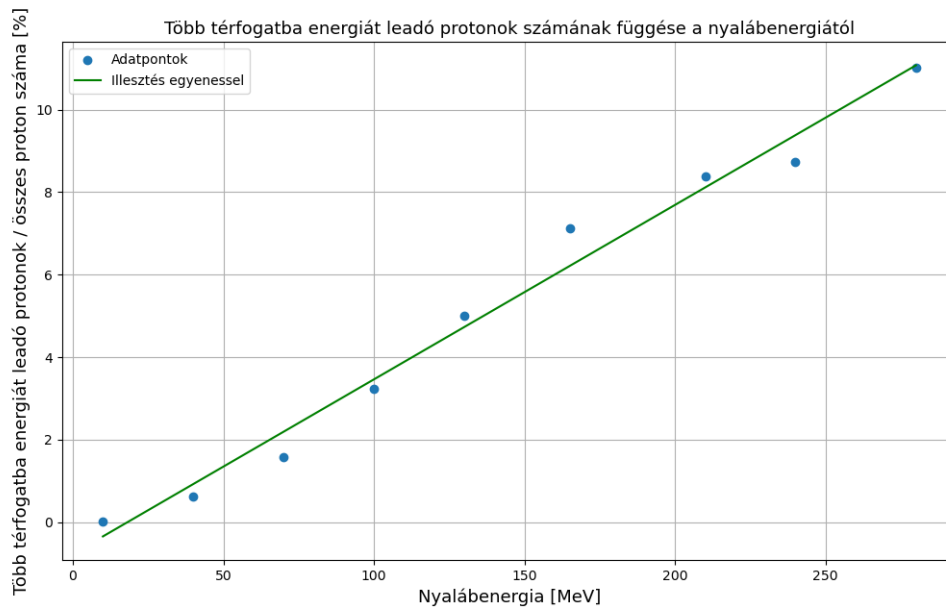
20. ábra. Az eseményenként leadott energiát tartalmazó térfogatok számának eloszlása.



21. ábra. Az eseményenként a fizikai folyamatokban részt vevő, nagyobb, mint 1 MeV energiát leadó protonok számának eloszlása.



22. ábra. Az eseményenként a fizikai folyamatokban részt vevő, nagyobb, mint 6 MeV energiát leadó protonok számának eloszlása.



23. ábra. A több térfogatba energiát leadó protonok és az összes protonok számának aránya nő, ahogy növeljük a nyalábenergiát. Az adatpontok most is a hat futtatás által adott értékek átlagai, viszont a szórásaik elhanyagolhatók.

	a	b
Paraméterek	0,04	-0,77
Bizonytalanságuk	$2,07 \cdot 10^{-3}$	0,34

8. táblázat. A több térfogatba energiát leadó protonok és az összes protonok számának arányára való illesztés paraméterei és azok hibái.

Megállapítottuk, hogy 10 MeV nyalábenergián nem léteznek olyan protonok, amelyek több térfogatba adnak le energiát, azonban 280 MeV nyalábenergián számuk már eléri a szimulációban jelenlevő protonok több, mint 10%-át. Ahogy növeljük a nyalábenergiát, úgy nő az ilyen jellegű protonok száma és a nagyobb nyalábenergiákon számuk jelentőssé válik. Így, valóban igaz, hogy a fényhozam-eloszlások számolásánál figyelembe kell vennünk ezeket a protonokat.

5.6. Fényhozam-eloszlások

A továbbiakban szükségünk volt a fényhozamértékekre, így a korábban ismertetett adatokból meg kellett határozniuk ezek kiszámítására egy módszert. Azért fontos a fényhozam, mert ezt detektáljuk a valós kísérletben. A szükséges adatok és az eredmény egy része a 24. ábrán látható.

EventID	TrackID	Part	Vol	Edep	Ekin	GlobalTime	Liou
7	6	proton	Counter39	0.430667	0.430667	253.698	0.021144
7	7	proton	Counter39	0.115009	0.115009	253.985	0.001689
7	8	proton	Counter39	0.469987	0.469988	254.137	0.024849
8	1	neutron	Envelope	0.000000	10.000000	0.000	0.0
8	1	neutron	Counter21	0.000000	10.000000	250.964	0.0
8	2	proton	Counter21	2.925610	2.925610	251.046	0.527888
8	3	proton	Counter21	1.479030	1.479030	251.288	0.183842
8	4	neutron	Counter21	0.006851	5.452010	251.387	0.002068
8	5	C12	Counter21	0.143352	0.143352	251.387	0.002596
8	6	proton	Counter21	2.870620	2.870620	252.239	0.513424
8	7	proton	Counter21	2.574537	2.574540	252.765	0.437023
9	1	neutron	Envelope	0.000000	10.000000	0.000	0.0
9	1	neutron	Counter37	0.055228	10.000000	251.037	0.017766
9	2	proton	Counter37	8.947299	8.947290	251.553	2.342385
9	3	proton	Counter37	0.887965	0.887965	251.574	0.077791

24. ábra. A fényhozamok kiszámításához szükséges adatstruktúra kinézete. *Liou* oszlopban található a kiszámított fényhozam.

A fényhozam-eloszlások kiszámításához a következő módosításokat kellett végrehajtani az adathalmazon. Az egy eseményhez (*EventID*) tartozó adatokat csoportosítottuk úgy, hogy az egy részecskéhez (*TrackID*, *Part*) tartozó detektálásoknál leadott energiákat térfogatonként (*Vol*) összeadtuk. Így az *Edep* oszlopban levő értékek egy eseményen belül, egy részecskének, adott térfogatba leadott összes energiáját mutatják. Az *Ekin* oszlopban található az a mozgási energiamennyiség, amellyel ez a részecske rendelkezett az adott térfogatba való belépés pillanatában. Rögzítettük ugyanakkor azt az időpillanatot is, amikor az előbb említett térfogatokba beléptek a részecskék. (Az időt a nyaláb elindításától számítjuk.) A *Liou* oszlopban pedig a kiszámolt fényhozamértékek találhatóak MeVee dimenzióban. A többi oszlop mértékegységei ugyanazok, mint korábban.

Mivel elektron ekvivalens mértékegységgel számolunk, egy elektron összes fényhozama egy térfogatban annyi, mint ugyanebben a térfogatban leadott összes energiája volt. Ugyanez igaz a gamma részecskékre is, mert azok elektronokat löknek meg. A protonok fényhozamának kiszámításához a következő formulát vettük alapul:

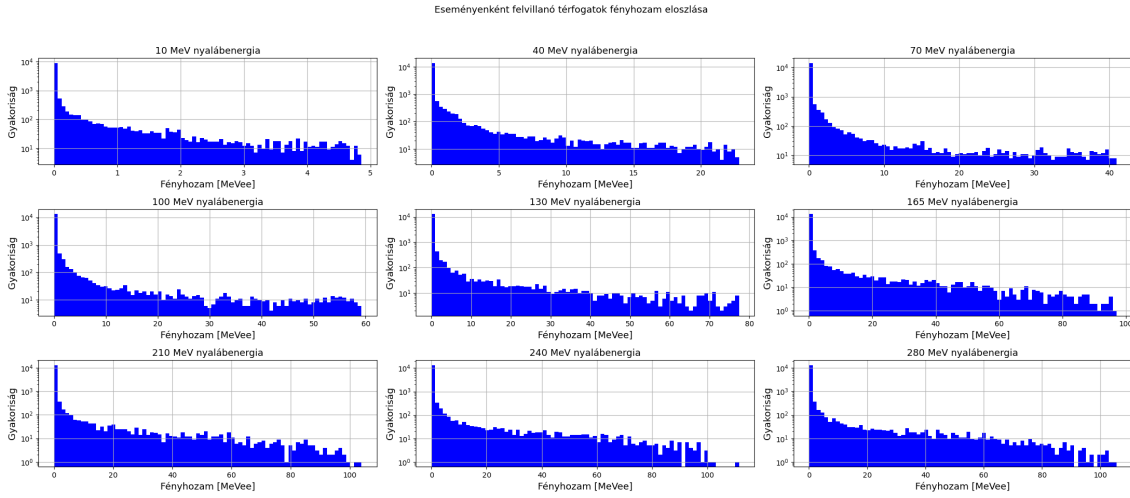
$$L(E) = L_0 \cdot \frac{E^2}{E + L_1}, \quad (3)$$

ahol E egy specifikus energiaérték, $L_0 = 0,579$ és $L_1 = 2,510$ pedig paraméterek, amiket az irodalomból vettünk. [16][14] Egy proton adott térfogatban felvillanó összes fényhozama ez alapján:

$$L_p = L(E_{\text{kin}}) - L(E_{\text{kin}} - E_{\text{lead}}), \quad (4)$$

ahol E_{kin} a proton mozgási energiája az adott térfogatba történő belépéskor, E_{lead} pedig ebben a térfogatban leadott összes energiája. A fenti egyenlet első tagja azt határozza meg, hogy mekkora lenne a proton összes fényhozama, ha minden energiát egy térfogat-

ban adna le. A második tag pedig az összes fényhozam, ami az adott térfogat elhagyása után villan fel. Így, ebből a különbségből megkaptuk az adott térfogatban a proton hatására felvillanó összes fényhozamot. Ez a fényhozam fog az adott detektor (*Vol*) tetején és alján lévő fotoelektron-sokszorozókban elektromos jelet kelteni. Az alfa részecskék fényhozamát hasonló módszerrel határoztuk meg, pusztán empirikus közelítésként, az irodalomban közölt fényhozam-görbék alapján megszoroztuk a 4. egyenlet jobboldalát 0,5-tel. A neutronok fényhozama 0. A többi részecskének pedig, mivel előfordulásuk elhanyagolható a protonokéhoz képest, szintén 0-nak vettük a fényhozamát. Az eredményeket a *Liou* oszlopban tároltuk, eloszlásukat pedig a 25. ábrán szemléltettük.

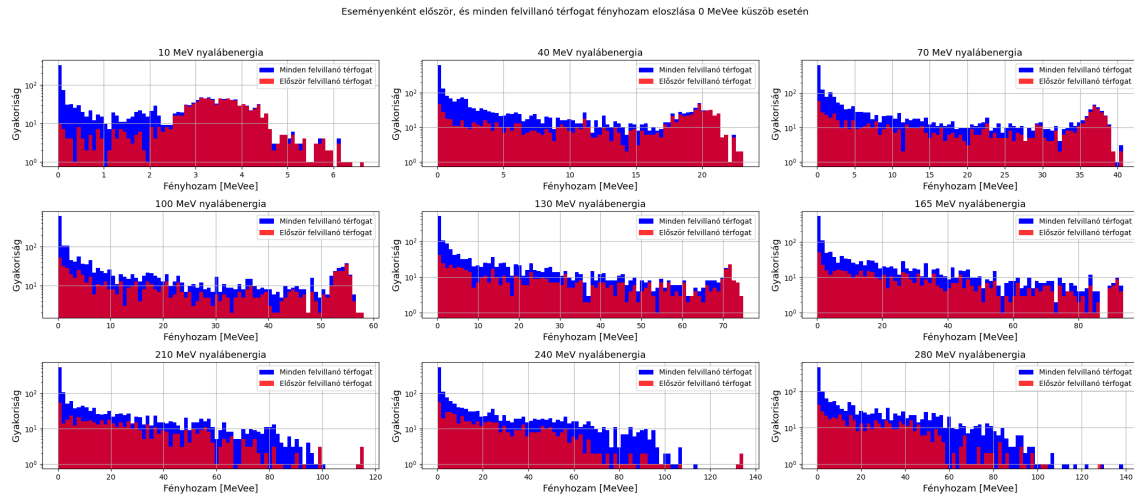


25. ábra. A *Liou* oszlop gyakoriság eloszlása nyalábenergiánként, logaritmikus skálán.

Megfigyelhető, hogy számos 0 vagy 0 MeVee közeli fényhozamértéket kaptunk, amely nem meglepő, hiszen korábban már szemléltettük, hogy sok részecske egyáltalán vagy alig ad le energiát a szimuláció során, így a 3. és 4. egyenletek alapján, amikor $E_{\text{lead}} \approx 0$ MeV, akkor $L_p \approx 0$ MeVee. Ugyanakkor a neutronok és az ugyancsak 0 MeVee fényhozammal rendelkező sok melléktermék részecske is itt található. Emellett, a nyalábenergia növelésével nyomon követhető a fényhozam maximumának növekedése is. Hiszen, E_{lead} minél nagyobb, annál nagyobb lesz L_p is.

A következő vizsgálatokhoz meg kellett határoznunk annak a térfogatnak az összes fényhozamát, amely eseményenként először villan fel. Ezt meg lehet tenni a *GlobalTime* oszlop segítségével. Így kaptunk egy új táblázatot, amelynek minden sora egy eseményhez tartozik, így 1000 soros, és fényhozamértéke az időben először elért olyan térfogatban felvillanó összes fényhozamot mutatja, amelyben ez az érték nagyobb, mint egy általunk meghatározott küszöbérték. Vagyis, ha például a 7-es *EventID*-val rendelkező eseményhez két térfogat tartozik, és az időben elsőként elért térfogatban levő fényhozamérték kisebb, mint ez a küszöbérték, de a másodikban levő nem, akkor a második értéket rakjuk bele az új táblázatunkba. Így megfigyelhető, hogy különböző küszöbértékekkel milyen jellegű lesz

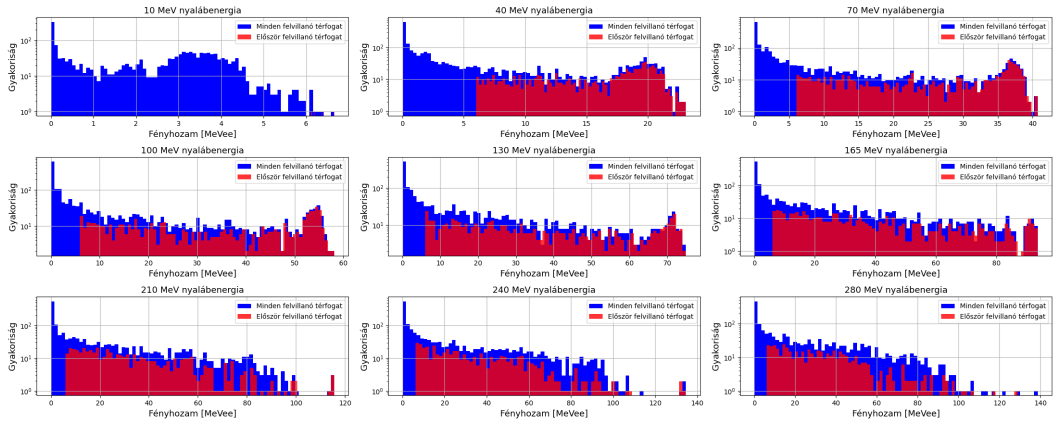
ez az új eloszlás. Hozzá kell tenni, hogy a számolások előtt ki kellett szűrni a 0 ms idejű értékeket, mert ekkor a neutronok a világból a burkolatba lépnek be, és nem a NEUT modulokba. A 0 MeVee küszöbvel kiszámított értékek eloszlásának és a korábban ismertetett eloszlásnak összehasonlítását a 26. ábrán lehet megtekinteni. A további küszöbértékekkel való számítások eredményei a függelékben található hasonló ábrákon.



26. ábra. A kék hisztogram jelöli a minden térfogatban levő összes fényhozamot, és csak 0 MeVee-nél nagyobb értékeket ábrázoljuk. A piros eloszlás pedig eseményenként a küszöbérték szerint először felvillanó térfogatban levő összes fényhozam-eloszlását jelzi. 0 MeVee a küszöbértékünk.

Ahogy növeltük a nyalábenergiát, egyre több esetben nem az első térfogatban történt az összes felvillanás, hanem az egy eseményhez tartozó több térfogat között oszlott meg a fényhozam. Ez a viselkedés igazolja a korábban vizsgált hasonló viselkedést a leadott energiák eloszlásainál. Mindegy, hogy milyen küszöböt állítunk be, ez az effektus mindig bekövetkezik. Azonban, ha túl nagy küszöbértéket választunk, akkor akár egy teljes részecske típus által generált fényhozamot kiszűrhetünk mielőtt eloszlást számolunk. A 27. ábrán látható, hogy 10 MeV nyalábenergián az "első" térfogat fényhozamának eloszlására nem is kapunk egy értéket sem. Így, különböző nyalábenergiákkal való kísérletezés előtt, fontos utánanézni, hogy mekkora küszöbértékeket érdemes alkalmazni, nehogy véletlenül kiszűrjünk számunkra releváns információt. Itt most nincs kiemelve, hogy az egy térfogatban egy proton által keltett fényhozamok kiszámolása után megnézzük-e, hogy egy térfogatban több részecske (proton, elektron, alfa) is lehet hogy leadott energiát és ezeket akkor összadjuk, ha van több.

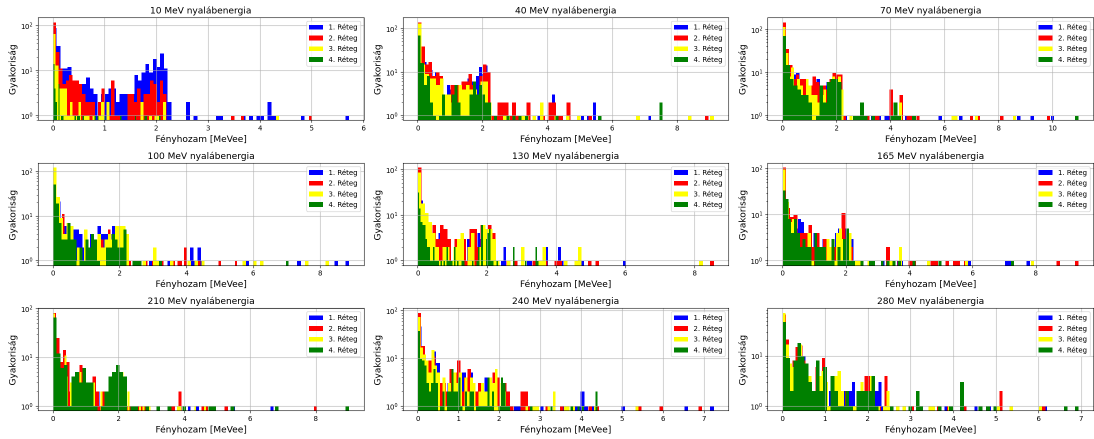
Eseményként először, és minden érintett felvilágító térfogató fényhozam eloszlása 6 MeVee küszöb esetén



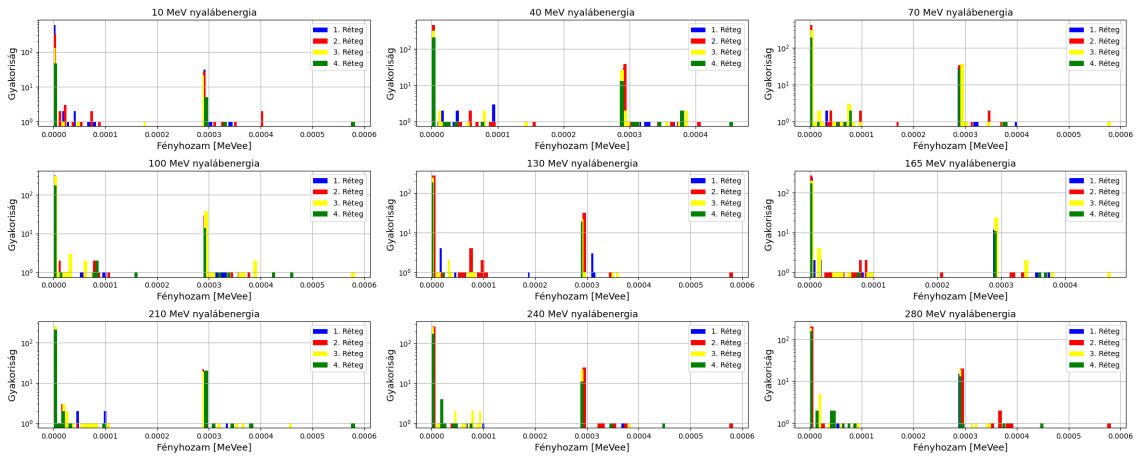
27. ábra. A 26. ábra konvencióját követve 6 MeVee a küszöbértékünk.

Érdekes ránézni az elektronok (28. ábra) és gamma részecskék (29. ábra) fényhozamainak eloszlására, hogy mekkora a legnagyobb fényhozamérték, amelyet ezek a részecskék létrehozhatnak. Ezekon az adatokon szemléltetjük azt is, hogy a NEBULA négy rétege külön-külön hogy járul hozzá a fényhozam-eloszlásokhoz. Emiatt a NEUT modulok számozása alapján szétválasztjuk a 120 térfogatót 30-asával. A szimulációban az 1 és 61 közötti páratlan számú *Counter*-ök alkotják az első, a 0-tól 60-ig közötti párosok a második, a 61 és 121 közötti páratlanok a harmadik, és a 60 és 120 közötti párosok a negyedik réteget.

Elektronok által okozott felvilágítás a térfogatókban rétegenként



28. ábra. Az elektronok fényhozam-eloszlása a négy NEBULA rétegre bontva.

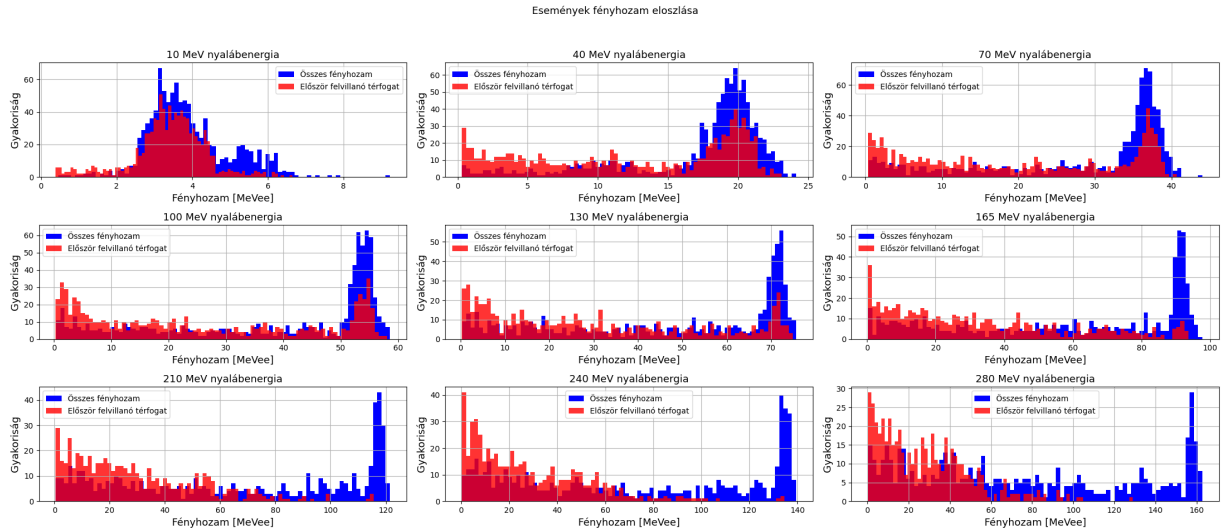


29. ábra. A gamma részecskék fényhozam-eloszlása a négy NEBULA rétegre bontva.

Az elektronok tehát nagyon kis valószínűséggel fognak 6 MeVee feletti fényhozamot létrehozni, így egy ugyanekkora küszöb kikötésével ki tudjuk szűrni szinte teljesen az elektronok járulékát a teljes fényhozam-eloszlásból. A gamma részecskéknak pedig még az elektronokhoz képest is elhanyagolható fényhozamértékeik vannak, amelyeknek alig adnak járulékot az előbb említett eloszláshoz és akár 0,001 MeVee küszöbnél sem jelennek már meg.

Az elvégzett kísérletekben még felmerülhet az a lehetőség, hogy a rudakban detektált fényhozamokat összeadva értékelik ki az adatokat. Ennek az lehet az előnye, hogy a többszörös rudakba szétoszlóan fényt keltő részecskék egy beütésben egyesülnek. Emiatt megvizsgáljuk azt a paramétert is, ami a rudak fényhozamainak összege. Ezt összehasonlítottuk az "első" térfogat fényhozam-eloszlásával. Ilyenkor nem vesszük figyelembe, hogy különböző térfogatokban történnek a felvillanások, hanem az összes fényhozamot összeadjuk eseményenként, ezzel egy újabb 1000 adatponttal rendelkező adatsort kapva.

A 30. ábrán megfigyelhető, hogy a két eloszlás egyre jobban ketté válik, ahogy növeljük a nyalábenergiát. Így újabb igazolást nyert a már korábban vizsgált jelenség, hogy a nagyobb leadott energia, és így a nagyobb fényhozam esetében nem az első térfogatba történt a legtöbb energialeadás, avagy felvillanás. Ehhez hozzájárul az a már vizsgált jelenség is, hogy a minél nagyobb a nyalábenergia, a protonoknak annál nagyobb százaléka ad le több térfogatban energiát.



30. ábra. Az eseményenkénti összes fényhozamok eloszlásának (kék) összehasonlítása a 0 MeVee küszöb által meghatározott először felvillanó térfogat fényhozam-eloszlásával (piros) nyalábenergiánként. A jobb láthatóság érdekében nem ábrázoltuk a 0,3 MeVee-nél kisebb értékeket.

Következő vizsgálatunk célja, hogy a választott fényhozamgörbe jól adja-e vissza a kísérleti adatokat. A következőkben összehasonlítjuk a szimuláció és a számolásaink által kinyert fényhozam-eloszlásokat a valós kísérletből származó eloszlásokkal. A kísérleti adatokat Hegedüs Dávid doktorjelölt szolgáltatatta a RIKEN RIBF gyorsítónál elvégzett Commissioning Run kísérletből, amelyben a NEBULA az általunk beállított geometriával detektálta a keletkező neutronokat, ahol következő Coulomb-disszociációt vizsgálták: $^{15}\text{C}(\gamma, n)^{14}\text{C}$, egy 240 MeV/u-os nyaláb használatával ólom céltárgyon. A kísérleti eredmények egy része a 31. ábrán látható. A kísérlet most hivatkozott kiértékelésekor nem használta fel a VETO detektorok adatait, így a szimulációhoz hasonlóan csupán a NEUT modulokhoz vannak adataink, és így olyan mintha egy neutronnyaláb érkezett volna be a detektor rendszerbe.

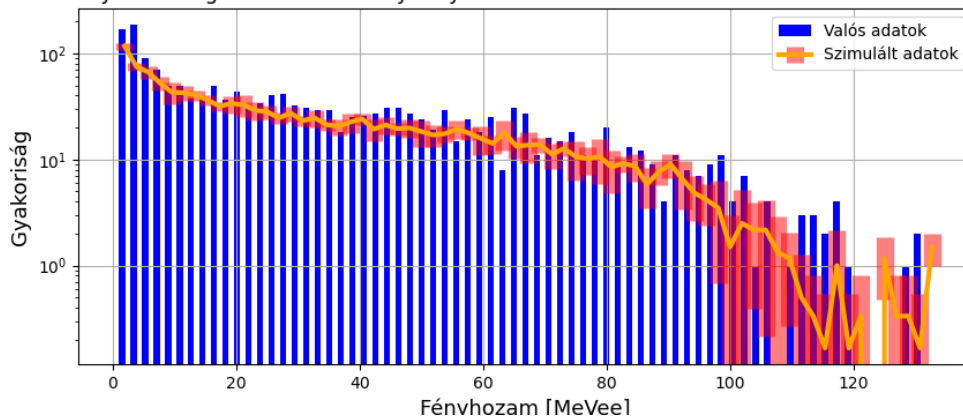
	EventNumber	SlatID	LightOutput(MeVee)	Time(ns)
0	0	105	35.55700	95.1750
1	1	16	10.87470	100.3050
2	1	46	60.37910	98.9780
3	1	76	15.45340	105.7400
4	1	75	50.78750	104.9290
5	2	17	2.42813	100.5090
6	2	18	36.38330	94.5642
7	3	118	2.83515	135.5900
8	4	38	55.24350	93.6982
9	4	39	4.74708	99.8816
10	4	66	79.08220	99.1178

31. ábra. A NEBULA-val történt valós kísérlet adatai.

Az *EventNumber* oszlop tartalmazza az események számozását. 1183946 eseményt tartalmaz a táblázat, ezek közül az első 1000-et vizsgáltuk. Ennek fő oka volt, hogy a szimuláció is 1000 eseményt tartalmazott. Ugyanakkor, meg kell említeni, hogy ezek azok az események, amelyek beütései 0 MeVee-nál több fényhozamot hoztak létre a detektorokban. Tehát 0 MeVee a küszöbérték. A kísérletben mindig van egy nem direkt beállított, de az elektronikai eszközök működése miatt megjelenő küszöb. Ezt az értéket nem ismerjük. A *SlatID* oszlop tartalmazza a NEUT modulok azonosítóit, amelyek nem ugyanazt a számozást követik, mint a mi *Counter*-eink, így a rétegekre bontás a következő módon működik: 0-29 az első, 30-59 a második, 60-89 a harmadik, és 90-119 a negyedik réteg. A harmadik oszlopban vannak eseményenként az adott térfogatban levő összes fényhozamok. Mivel, itt nincs részecskékre bontva a fényhozam, így a mi adatstruktúránkban is össze kell adnunk az egy eseménynél ugyanabban a térfogatba felvillanást keltő részecskék fényhozamát. Végül a *Time* oszlop ugyanaz, mint a mi *GlobalTime* oszlopunk, csak nem ms-ben, hanem ns-ben.

A valós adatok csupán 240 MeV nyaláberégián állnak rendelkezésünkre, ezért be kell érniük a kilencből csak ezen az egy energián való összehasonlítással.

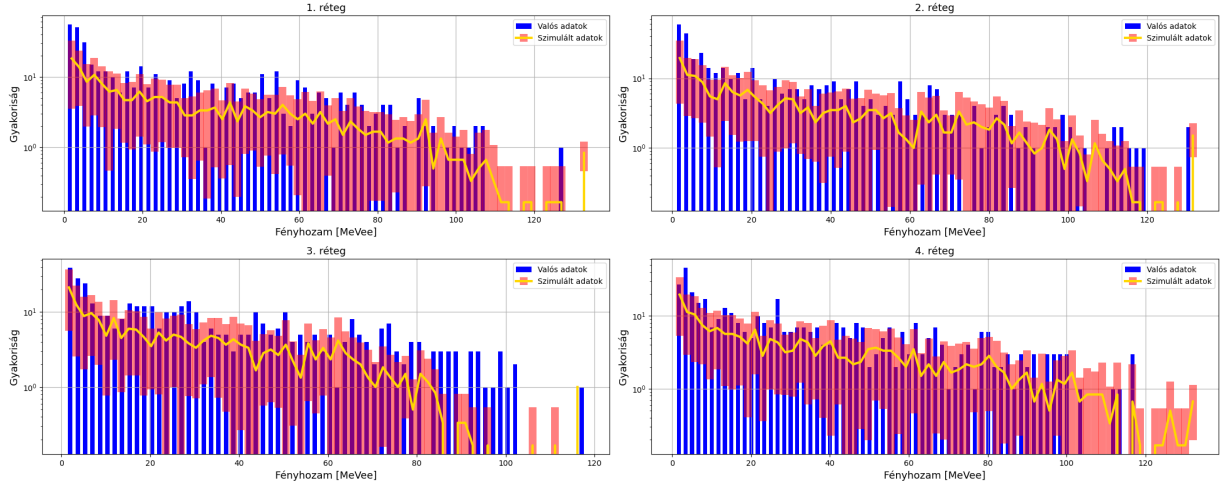
240 MeV nyaláberégiás 1000 esemény fényhozam eloszlásának összehasonlítása 0 MeVee küszöbvel



32. ábra. A NEBULA-val történt valós kísérleti eredmények (kék) és a szimulációs eredmények összehasonlítása (sárga). A szimuláció értékei 0 MeVee-nél nagyobbak. A hat futtatásra átlagoltunk és ezt az értéket követi a sárga görbe, a szórást pedig a piros mező szemlélteti.

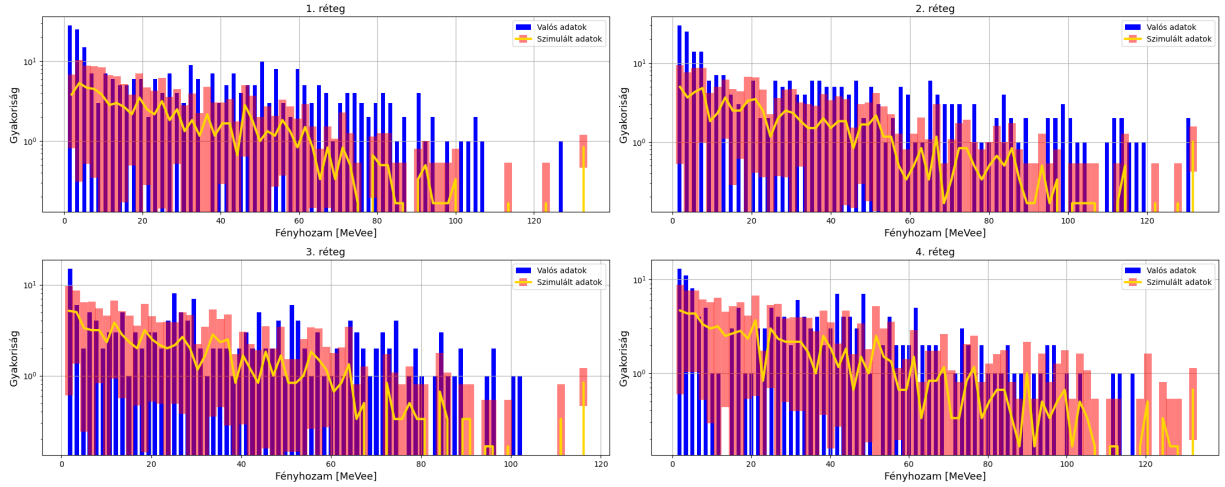
A 32. ábrán egész jól illeszkedik egymásra a valós és a szimulált eloszlás. A nagyobb fényhozamértékeknél a logaritmikus skála miatt tűnik csak nagynak a bizonytalanság, valójában pusztán egy-két beütésnyi eltérésről van szó. A szimulált és valós eloszlások közti legnagyobb különbség a legkisebb fényhozamértékeknél áll fenn. Ez a különbség azonban egy kicsit nagyobb (2-3 MeVee) küszöbérték megválasztásával el is tűnne, így nincs nagy jelentősége. Kérdés azonban, hogy visszkapjuk-e rétegenként is ezt a hasonlóságot.

Fényhozam eloszlások összehasonlítása rétegenként 240 MeV nyalábenergián és 0 MeVee küszöbön



33. ábra. A NEBULA-val történt valós kísérleti eredmények (kék) és a szimulációs eredmények összehasonlítása (sárga) rétegenként. A szimuláció értékei 0 MeVee-nél nagyobbak. A hat futtatásra átlagoltunk és ezt az értéket követi a sárga görbe, a szórást pedig a piros mező szemlélteti.

Először felvillanó térfogat fényhozam eloszlások összehasonlítása rétegenként 240 MeV nyalábenergián és 0 MeVee küszöbön



34. ábra. A küszöbérték által meghatározott először felvillanó térfogat fényhozam-eloszlásait hasonlítjuk össze a 33. ábra konvencióját követve.

Kiszámoltuk a 32. ábrán levő két eloszlás különbségét χ^2 módszerrel, amit a 5. egyenlettel vezettük be.

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \cdot \sum_{i=2}^N \frac{(O_i - E_i)^2}{\sigma_i^2} = 2.09, \quad (5)$$

ahol N a binek száma, $N-2$, mert kihagytuk az első (0 MeVee közeli) bint, mert az itt található értékeknek nagyon kicsi lett a szórása. O a szimulált átlagos hisztogram gyakoriságértékeit tartalmazza, E pedig a ^{15}C kísérletben mért eloszlását. Végül σ az

ábrán látható pirossal jelölt (empirikus szórás) tartomány értékeit tartalmazza.

A 33. és 34. ábrán látható, hogy a rétegenként való összehasonlításnál már különbségek vannak jelen, és ezeket még a nagyobb küszöbértékek bevezetése sem orvosolná. Először is a hat futtatás során talált szórások egységesen növekedtek. A harmadik rétegben a szimuláció hamarabb véget ért, de ez várhatóan statisztikai effektus. Talán érdemes lenne jóval több, mint 1000 eseményt szimulálni és összehasonlítani, azonban ekkor már memória és futásidő gondokba ütközhetünk. Az a kérdés is felmerül, hogy vajon ezek a különbségek minden nyalábenergia esetén jelen vannak, vagy csupán a nagyobbakon. Érdemes lehet többféle nyalábenergián valós adatokat nyerni, majd elismételni a vizsgálatokat. A szimulációból nyert eredmény tehát, összességében egészen jól közelíti a valós eloszlást.

5.7. Detektor hatásfok

A dolgozat végső célja a NEBULA detektor rendszer NEUT moduljaiból álló részének hatásfokának meghatározása volt. Mielőtt szemléltetnénk a végső eredményeket, vessünk egy pillantást a NEBULA-ban rétegenként történő energialeadásra nyalábenergiánként.

Először az elektronok és gamma részecskék vizsgálatánál szemléltetett módon hat különböző térfogatrétegre bontjuk az adatainkat. Ezek a rétegek a négy NEBULA fal, a burkolat (*Envelope*) és a világ (*World*). Ezután az adott rétegeken belül összeadjuk a leadott energiákat eseményenként. Így minden eseményhez egy energiaérték fog tartozni. Az egyes rétegeken belül ezeket az energiákat is összeadjuk, majd az így kapott számot elosztjuk a mind a hat rétegben ilyen módon leadott, tehát a teljes leadott energiával. Ezt nyalábenergiánként megismételjük. Így például 240 MeV nyalábenergiához hat arányszám fog tartozni, amelyek azt mutatják, hogy az adott rétegbe a teljes leadott energia mekkora részét adták le a részecskék. Természetesen itt is figyelembe vesszük a hat különböző futtatást, így ezeket átlagoljuk és mérési bizonytalanságnak megadjuk a szórásukat.

	1. Réteg	2. Réteg	3. Réteg	4. Réteg	Burkolat	Világ
10 MeV	92.796724	6.567571	0.489646	0.146059	3.287858e-24	6.799339e-25
40 MeV	47.244320	31.163726	14.324032	7.267921	1.754930e-23	3.761871e-24
70 MeV	34.111306	29.164013	22.245778	14.478904	6.916979e-23	1.571753e-23
100 MeV	29.161394	30.145577	22.505938	18.187092	3.993727e-23	1.142197e-23
130 MeV	25.958273	29.242818	24.507922	20.290986	6.269789e-23	1.872116e-23
165 MeV	22.215024	30.420743	25.028059	22.336175	5.108356e-23	1.636340e-23
210 MeV	18.450121	29.651443	26.780234	25.118202	5.377088e-23	1.700842e-23
240 MeV	16.885733	29.495089	27.968446	25.650732	5.633633e-23	1.826295e-23
280 MeV	15.414172	26.721316	29.474521	28.389991	5.576523e-23	1.754389e-23

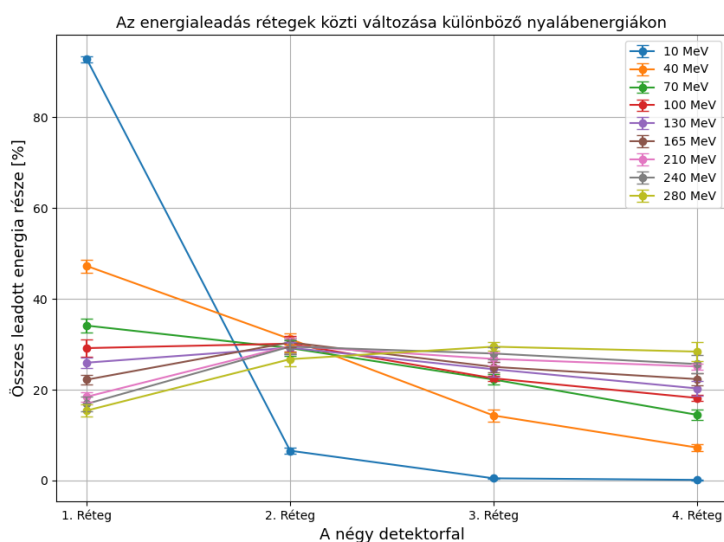
35. ábra. A teljes leadott energia egyes rétegekbe leadott része százalékban. A táblázatban található értékek a hat futtatás átlagai. Az első négy réteg a NEBULA

NEUT moduljai által alkotott falak a 4. ábrán levő elrendezés szerint. A nyaláb kiindulópontjához legközelebb van az 1. Réteg, aztán a 2., és így tovább. A Burkolat és a Világ a detektor rendszer körül helyezkednek el. Előbbi a falakat öleli körül, utóbbi pedig legkívül helyezkedik el.

	1. Réteg	2. Réteg	3. Réteg	4. Réteg	Burkolat	Világ
10 MeV	0.695755	0.731113	0.117226	0.055512	1.594880e-24	3.281589e-25
40 MeV	1.422697	1.258476	1.307694	0.706701	8.506731e-24	2.483733e-24
70 MeV	1.435398	1.668647	1.111224	1.106309	4.289390e-23	1.369105e-23
100 MeV	1.889633	1.710756	0.500970	0.668622	1.146707e-23	4.533471e-24
130 MeV	1.195542	1.203338	1.634499	1.682306	3.664043e-23	1.097171e-23
165 MeV	1.097044	1.071558	1.120143	1.295104	5.247321e-24	2.183972e-24
210 MeV	1.018673	1.775746	1.516349	0.647295	5.380422e-24	1.466081e-24
240 MeV	1.574127	1.654964	1.344356	1.989506	1.232767e-23	5.520813e-24
280 MeV	1.273249	1.526238	0.948319	2.096344	7.939815e-24	3.158746e-24

36. ábra. A 35. ábrán levő átlagértékek szórásai a hat futtatásból kiszámolva, ugyancsak százalékban megadva.

A 35. és A 36. ábrákat figyelve a Burkolatban és a Világban csupán egy kis háttérzaj figyelhető meg, ahogy vártuk. Így a lényeges eredményeket a 37. ábra tartalmazza.

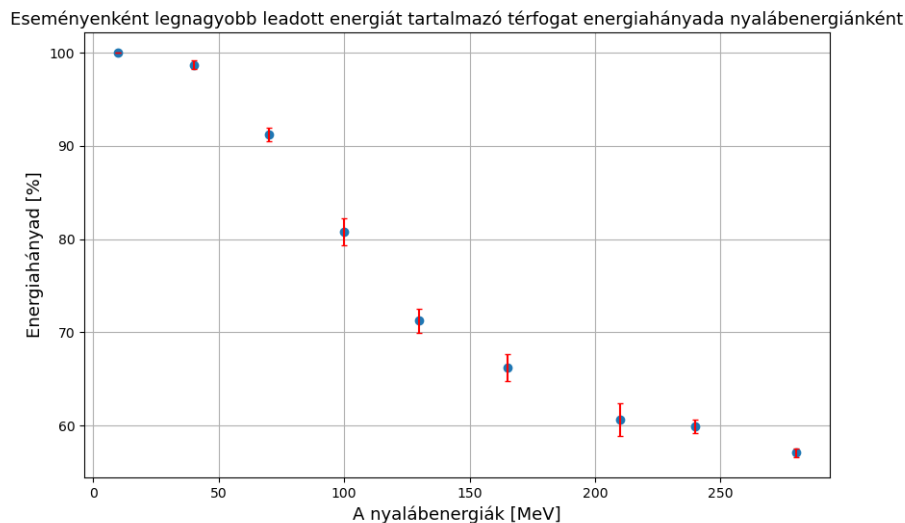


37. ábra. A 35. ábrán levő átlagértékek és a 36. ábrán található szórások ábrázolása.

Megfigyelhető, hogy ahogy növeljük a nyalábenergiát a következő dolgok történnek. Az első rétegbe leadott energia mennyisége csökken, itt is alacsony nyalábenergián történik a legnagyobb változás. A második rétegben nő a leadott energia mennyisége, és nagyon hamar (40 MeV) konvergál egy 30% körüli értékre. A harmadik és negyedik rétegben a nyalábenergia növelésével lassan, de fokozatosan nő az energialeadás is, és nem történik konvergálás. A növekedés prominensebb a negyedik rétegben. Érdekes, hogy 10 MeV olyan kis nyalábenergia, hogy ekkor az energiának már elhanyagolható része adódik le harmadik és negyedik rétegekbe.

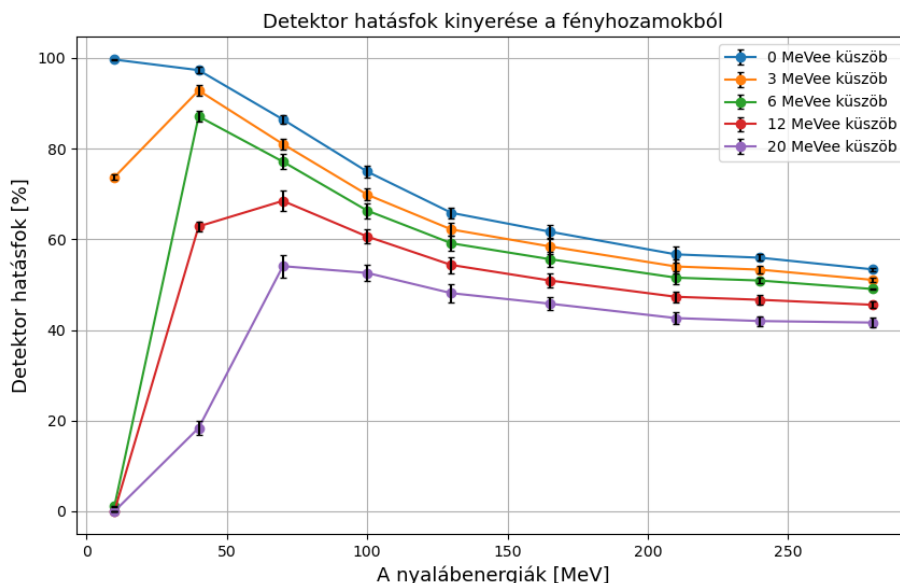
Magát a hatásfokot a következő módon számoltuk ki. Eseményenként az adott térfogatokban történő felvillanások fényhozamait összeadtuk. Így például a 8-as számú eseményhez tartozik három térfogat és azokhoz egy-egy fényhozamérték. Ezek közül kiválasztjuk a legnagyobbat. Így minden eseményhez egy fényhozamérték fog tartozni, ami ismét egy

1000 adatpontos adatsort eredményez. Ezután megadunk egy küszöbértéket, például 3 MeV-e-t, majd megszámoljuk, hogy az 1000 fényhozamértékből hány lesz nagyobb, mint ez a küszöb. A kapott számot elosztjuk az események számával, vagyis 1000-rel, így megkapva a hatásfokot. A hat különböző futtatás segítségével kiszámoljuk erre az értékre kapott átlagot és szórást, a már ismert módon, majd megismétljük a számolást minden nyalábenergiára. Hasonló módon kiszámoltuk az eseményszám hányadot a leadott energiákra, ami azt mutatja meg, hogy adott nyalábenergián az események hány százalékában adódott le a küszöbértéknél nagyobb energia abba a térfogatba, amelybe a legtöbb energia adódott le eseményenként. A számolás a hatásfok kiszámításának megismétlése, de *Liou* helyett az *Edep* értékekkel számolunk. Így, ez nem más, mint egy másik hatásfok, ahol a küszöbérték nem a fényhozammal van megfogalmazva, hanem a szimuláció szerint leadott energiával. A küszöb legyen 0 MeV. Az eredmény a 38. ábrán található.



38. ábra. A hatásfokszámolás energiaértékekkel való szemléltetése 0 MeV küszöbvel. A piros hibasávok a hat futtatásból kiszámolt szórások, az adatpontok pedig maguk az átlagértékek.

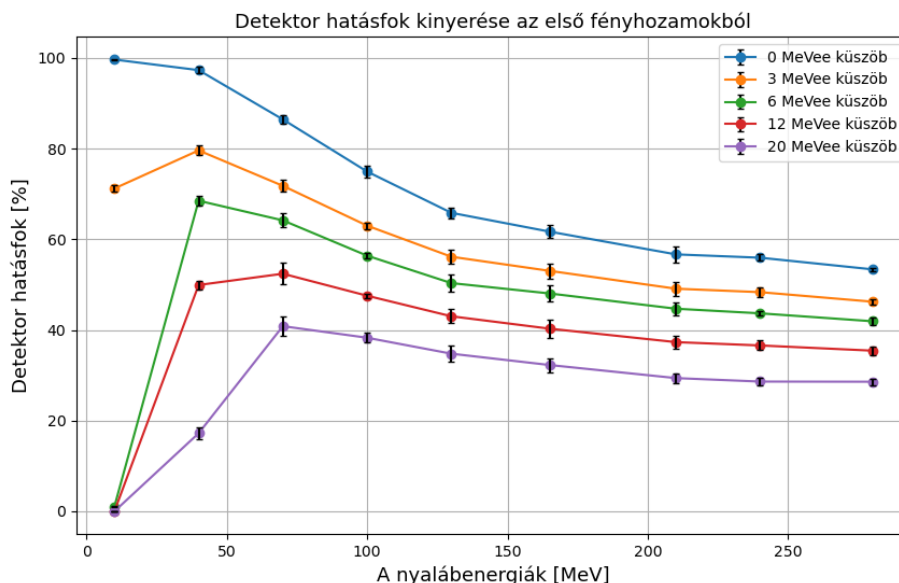
Látható, hogy a nyalábenergia növelésével egyre kevesebb az olyan legnagyobb energiaérték, amely 0 MeV-nél nagyobb. Lényegében, visszakaptuk a korábbi alfejezetekben megfigyelt viselkedést, miszerint a nyalábenergia növekedésével fokozatosan csökken a leadott energia és a teljes nyalábenergia aránya. Végezetül, vizsgáljuk meg a legfontosabb eredményünket, a hatásfokot különböző küszöbértékekkel. A végeredmény a 39. ábrán látható.



39. ábra. A detektor rendszer hatásfokának nyalábenergia függése különböző fényhozamküszöbök alkalmazásával. A fekete hibasávok a szokásos futtatások közti szórások, az adatpontok pedig átlagértékek.

Először is megfigyelhető, hogy a 6 MeVee-nél nagyobb küszöb választásánál szinte teljesen figyelmen kívül hagyjuk a 10 MeV nyalábenergián futtatott értékeket, ahogy azt a 30. ábráról le is ellenőrizhetjük, hiszen ekkor az eseményenként összeadott, vagyis teljes fényhozam maximuma sem éri el a 6 MeV-ot. A továbbiakban pedig a 38. ábrán levőhöz hasonló viselkedést figyelhetünk meg, aminek oka ismét az, hogy a 4. egyenlet szerint és a protonok túlnyomó többsége miatt, a fényhozam nagyban függ a leadott energiától. Az irodalmi értékkel, mely $(32,5 \pm 1,2) \%$ 200 MeV nyalábenergián, 6 MeVee küszöbérték beállításával, nem egyezik meg a kapott eredmény, jóval fölé becsültünk.

Ugyanakkor Kondo [13] az első felvillanást használta, és nem a maximálist, a hatásfok kiszámításához. Ez is lehet egy ok a különbségre, emiatt mi is kiszámoltuk a hatásfokot az előző számolás módszertanát követve az időben először felvillanó térfogat, és nem a maximális felvillanást tartalmazó térfogat figyelembe vételével. Az eredmények a 40. ábrán láthatóak. Az irodalmi érték paramétereivel (200 MeV nyalábenergia, 6 MeVee küszöbérték) a szimulációnk ismét túlbecsüli az irodalomban Y. Kondo leírt szimuláció eredményét.



40. ábra. A detektor rendszer hatásfokának nyalábenergia függése különböző fényhozamküszöbök alkalmazásával, az időben először felvillanó térfogatok figyelembe vételével. A fekete hibasávok a szokásos futtatások közti szórások, az adatpontok pedig átlagértékek.

A hatásfok fölébecslésének okai lehetnek, hogy a szimulációban nem vettük figyelembe a VETO detektorokat, a cross-talk eseményeket pedig egyáltalán nem szimuláltuk. [19] Azonban, ezeket az irodalmi szimulációban figyelembe vették, és megfelelően kezelték. [13] A cross-talk események számát sikerült lecsökkenteniük az összes detektált esemény 0,5 %-ára, míg mi egyáltalán nem foglalkoztunk a cross-talk eseményekkel. Ugyanakkor a fényhozamgörbénk is csupán közelítés, hiszen nem más, mint egy illesztési görbe. Emellett arra is hagyatkoztunk, hogy a proton túlsúly miatt sok részecskefajtának elhanyagoltuk a fényhozamát. Mindezen problémák összessége okozhatja a jelentős eltérést.

6. Összefoglalás

Szimuláltuk a NEBULA detektor rendszer 120 NEUT moduljaiból álló két kétrétegű falát, és egy 1000 darab neutronból álló nyalábot bocsátottunk rájuk. A nyaláb itt csupán egy összegző kifejezés a rendszerbe egyenként érkező neutronokra. A program által legenerált adathalmaz tartalmazza eseményenként (nyalábneutrononként) a meg-, és kilökött részecskék azonosítóit, a fellépő kölcsönhatásokat, és azok időpontját, valamint a részecskéket jellemző energiaértékeket, így a mozgási energiájukat, és az egyes kölcsönhatások hatására általuk leadott energiát.

A szimuláció eredményeiből számos összefüggést sikerült kinyernünk. Meghatároztuk, hogy a fellépő fizikai folyamatok közül hadronok folyamatai dominálnak mind előfordulás-

ban, mind energialeadásban. Eme eredményt alátámasztottuk azzal, hogy megállapítottuk, hogy a szimulációban résztvevő legtöbb részecske proton, és ezek adják le az energiák túlnyomó részét. Emellett megtudtuk, hogy habár jelentős számú elektron van jelen, de ezek energialeadása 6 MeV alatt marad és elhanyagolható a protonoké mellett.

Továbbá, összehasonlítottunk többféle energia eloszlást különböző nyalábenergiákon, és megállapítottuk, hogy a nyalábenergia növelésével csökken a teljes nyalábenergiához képest leadott energia mennyisége. Ez a leadott energia különbözik a fényhozamtól, amit később tárgyalunk, és csak a szimulációból nyerhető ki, a kísérletből nem. Az összehasonlított energia eloszlások között szerepelt az eseményenként összes leadott energia, az eseményenként legnagyobb energialeadást tartalmazó térfogatban leadott energia és az időben a nyaláb által először elért olyan térfogatban, amelyben leadódott energia, leadott energia eloszlása. Megállapítottuk, hogy a nyalábenergia növelésével ezek az eloszlások egyre jobban eltérnek egymástól, tehát nem csak egy térfogatba adódik le az eseményenként leadott energia nagyrésze.

Ezután különböző összefüggéseket állapítottunk meg. Így, a szimuláció során leadott összes energia és a teljes nyalábenergia aránya exponenciálisan csökken a nyalábenergia növelésével. Igazoltuk, hogy ez a viselkedés nem csak a protonokra jellemző, hiszen a neutronok is hasonló folyamaton mennek keresztül. Ugyanakkor, meghatároztuk, hogy a nyalábenergia növelésével szinte lineárisan nő azoknak a protonoknak a száma, melyek egynél több térfogatba adnak le energiát. 280 MeV nyalábenergián a protonok 10 %-a ilyen.

A következőkben az irodalomból vett összefüggések segítségével kiszámoltuk a fényhozamot, és összehasonlítottuk a következő eloszlásokat. Az eseményenként összes megjelenő fényhozam, illetve a küszöbértéktől függően először felvillanó térfogatban levő fényhozameloszlásai hasonló viselkedést mutatnak, mint az energia eloszlások. Egyre jobban eltérnek a nyalábenergia növelésével, hiszen, ekkor egyre jobban megoszlanak a felvillanások a térfogatok között. Emellett, megállapítottuk, hogy az elektronok fényhozama már 6 MeV-e küszöb választásánál is szinte teljesen kiszűrődik.

Ezután összehasonlítottuk a valós mérésekből nyert adatokkal a szimulált adatainkat, és megkaptuk, hogy habár összességében nagyon hasonlítanak a fényhozameloszlások, de NEBULA rétegekre bontva már jelentős eltérések vannak az adatsorok között.

Végezetül kiszámoltuk, hogy a nyalábenergia növelésével pontosan hogyan csökken a legnagyobb energialeadást tartalmazó térfogatban leadott energia, illetve hasonló módszerrel a detektor rendszer hatásfokát is. Habár a hatásfok valóban csökken a nyalábenergia növelésével, az még így is, még jelentős küszöbértékek alkalmazásával is, fölülbecsüli az irodalmi értéket.

7. Köszönetnyilvánítás és hivatkozások

Szeretném megköszönni Pál Balázsnak, hogy a rendelkezésemre bocsátotta a NEBULA-ról alkotott szimulációját, melyet nekem így csupán fejlesztenem és nem megalkotnom kellett, és köszönöm a tanácsait a GEANT4 használatához. Ugyanakkor, köszönöm Hegedűs Dávidnak a fényhozam-eloszlások kiszámításának elméletéhez nyújtott segítségét, és hogy ellátott valós adatokkal. Végző, de nem utolsó sorban, köszönöm a témavezetőmnek, Horváth Ákosnak a szakmai segítségét, és rám fordított idejét.

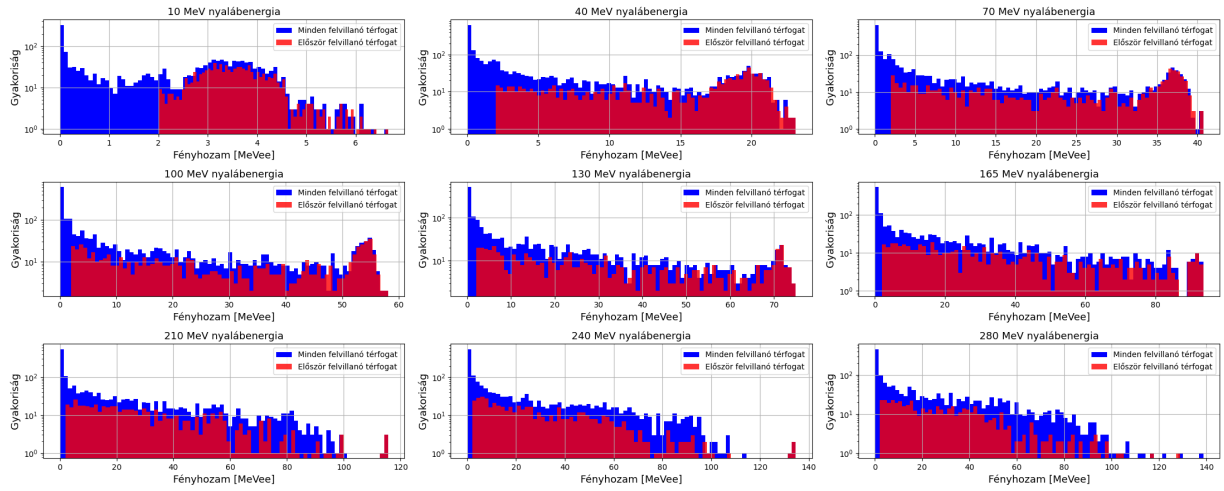
Hivatkozások

- [1] Nebula overview. <https://indico2.riken.jp/event/407/contributions/9052/attachments/5776/6707/SAMURAI-intWS-NEBULA-web.pdf>.
- [2] Nebula website. <http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/~nebula/>.
- [3] Nishina center for accelerator. <https://www.riken.jp/en/research/labs/rnc/>.
- [4] The ri beam factory. <https://www.riken.jp/en/collab/resources/ribf/>.
- [5] Riken. <https://www.riken.jp/en/about/overview/index.html>.
- [6] Samurai spectrometer. <https://www.nishina.riken.jp/ribf/SAMURAI/overview.html>.
- [7] Samurai team. https://www.riken.jp/en/research/labs/rnc/res_instrument/samurai/index.html.
- [8] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods*, A 506:250–303, 2003.
- [9] Pál Balázs. Nebula base-simulation. https://github.com/masterdesky/ELTE_Modelling_Lab_2021.
- [10] K. Boretzky et al. Neuland: The high-resolution neutron time-of-flight spectrometer for r3b at fair. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1014:165701, 2021.
- [11] R. Katz et al. Detection of energetic heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods*, 100:13–32, 1972.
- [12] T. Kobayashi et al. Samurai spectrometer for ri beam experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 317:294–304, 2013.

- [13] Y. Kondo et al. Recent progress and developments for experimental studies with the samurai spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, B 463:173–178, 2020.
- [14] N. V. Kornilov et al. Total characterization of neutron detectors with a ^{252}Cf source-and a new light output determination. *Nuclear Instruments and Methods*, A 599:226–233, 2009.
- [15] A. Pietropaolo et al. Neutron detection techniques from μeV to GeV . *Physics Reports*, 875:1–65, 2020.
- [16] L. Stevanato et al. Light output of EJ228 scintillation neutron detectors. *Applied Radiation and Isotopes*, 69:369–372, 2011.
- [17] SAMURAI Team. Large acceptance multi particle spectrometer, samurai construction proposal. 2011.
- [18] V. V. Verbinsky et al. Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods*, 65:8–25, 1968.
- [19] J. Wang et al. Neutron cross-talk in a multi-detector system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 397:380–390, 1997.
- [20] P. D. Zecher et al. A large-area, position-sensitive neutron detector with neutron/ γ -ray discrimination capabilities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 401:329–344, 1997.

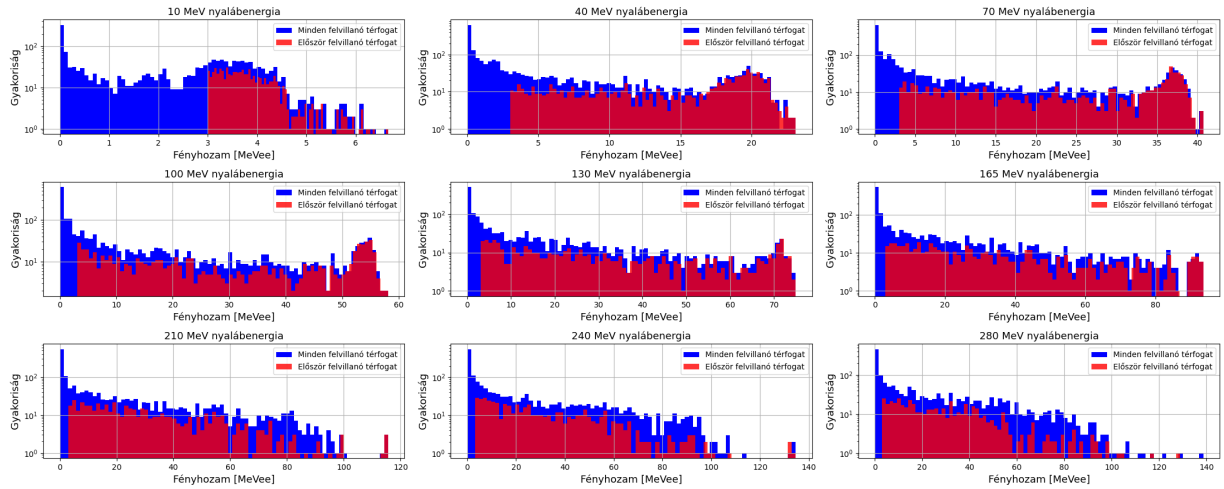
8. Függelék

Eseményenként először, és minden érintett felvilanó térfogat fényhozam eloszlása 2 MeVee küszöb esetén



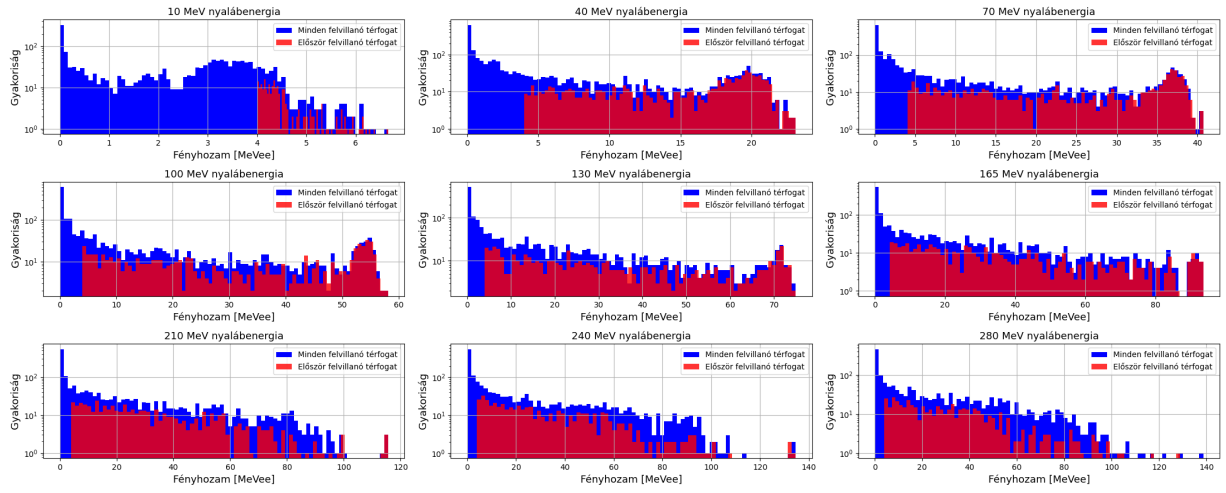
41. ábra. A 26. ábra konvencióját követve 2 MeVee a küszöbértékünk.

Eseményenként először, és minden felvilanó térfogat fényhozam eloszlása 3 MeVee küszöb esetén



42. ábra. A 26. ábra konvencióját követve 3 MeVee a küszöbértékünk.

Eseményenként először, és minden érintett felvilanó térfogat fényhozam eloszlása 4 MeVee küszöb esetén



43. ábra. A 26. ábra konvencióját követve 4 MeVee a küszöbértékünk.