

## ÁRNYÉKOLÓ ANYAGOK VIZSGÁLATA GAMMA-SUGÁRZÁSSAL

Burucs András Barnabás\*, dr. Veres Gábor  
Eötvös Loránd Tudományegyetem, Atomfizikai Tanszék  
1117 Budapest, Pázmány Péter sétány 1/A  
\*burucs99@gmail.com

A kézirat beérkezett: 2026.05.11.

Közlésre elfogadva: 2026.05.26.

*In the determination of the activity of extended, shielded radioactive samples, self-absorption significantly distorts the measured  $\gamma$ -spectrum. In this work, the applicability of a universal shielding characterization method, is investigated which can determine the thickness and material quality of the shield. To test the method, measurements were performed using a high-purity germanium (HPGe) detector, and a Geant4-based Monte Carlo simulation was employed, allowing the modeling of various geometries. The experimental and simulation results are in good agreement and provide a basis for extending the method to thicker shielding materials.*

**Keywords:**  $\gamma$ -spectrometry, self-absorption, shielding characterization, HPGe, Monte Carlo simulation

Kiterjedt, árnyékolt radioaktív minták aktivitásának meghatározásakor az önabszorpció jelentősen torzítja a mért  $\gamma$ -spektrumot. Munkánkban egy univerzális árnyékolóanyag-jellemzési módszer alkalmazhatóságát vizsgáljuk, mellyel az árnyékolás vastagságát és anyagi minőségét is mérhetjük egyszerre. A módszer tesztelésére nagy tisztaságú germánium (HPGe) detektorral méréseket végeztünk, valamint Geant4-alapú Monte Carlo szimulációt alkalmaztunk, amely lehetővé teszi különböző geometriák modellezését. A mérési és szimulációs eredmények összhangban vannak, és megalapozzák a módszer vastagabb árnyékolásokra való kiterjesztését.

**Kulcsszavak:**  $\gamma$ -spektrometria, önabszorpció, árnyékolás karakterizáció, HPGe, Monte Carlo szimuláció

### BEVEZETÉS

A gamma-spektrometriában ismert probléma, hogy a forrás és a detektor közötti, ismeretlen összetételű árnyékoló anyagok torzítják a mért spektrumot, és ezáltal befolyásolják az aktivitásbecslés pontosságát. A szakirodalomban több módszer is ismert ezen árnyékoló anyagok jellemzésére, amelyeket elsősorban nagy energiafelbontású CdZnTe detektorokra fejlesztettek ki (Goodmann, Streicher).

Ezek a módszerek a különböző energiájú gamma-fotonok eltérő mértékű gyengülésének, valamint a Compton-szórásból származó spektrális többlet elemzésén alapulnak.

A Streicher és munkatársai által bemutatott módszer urán- és plutóniumminták árnyékolásának karakterizálására szolgál nagy energiafelbontású CdZnTe detektorok alkalmazásával. Az eljárás a különböző energiájú gamma-vonalak relatív gyengüléséből, valamint a Compton-szórásból származó spektrális többletből határozza meg az árnyékolás effektív rendszámát és tömegvastagságát.

Goodmann és munkatársai ezt a módszert továbbfejlesztették Compton-képalkotással kombinálva, amely lehetővé tette több, eltérő irányból érkező forrás egyidejű árnyékoláskarakterizációját.

Jelen munkában ezen módszerek alkalmazhatóságát vizsgáljuk HPGe detektorral végzett mérések esetén. A cél egyrészt a szakirodalomban ismertetett eljárások független kísérleti validációja, másrészt egy Geant4-alapú Monte Carlo modell kialakítása, amely alkalmas különböző árnyékolási geometriák és anyagok szisztematikus vizsgálatára.

## ESZKÖZÖK ÉS MÓDSZEREK

A mérés során egy Canberra Industries GC1520 típusú HPGe detektort használtunk. A detektor működéséhez szükséges nagyfeszültséget egy NIM egységbe helyezett CAEN N470 feszültségforrás biztosította. A detektorból érkező jelet az MCA-hoz való továbbítás előtt egy Tennelec TC244 erősítő formázta és erősítette. A mérésekhez használt sokcsatornás analízátor az Atommagkutató Intézetben gyártott MCAA8k-01 típus volt. A mérés során rendelkezésre állt még egy külön erre a célra készített 3D-nyomatott mintatartó állvány, amely 0,1mm pontosságú pozicionálását tett lehetővé.

## GAMMA-SPEKTRUM

### Nettó csúcsterület

A spektrumban megjelenő nettó csúcsterület a következő összefüggéssel adható meg:

$$I = A \cdot \eta \cdot p \cdot t, (1.)$$

ahol  $I$  a mért nettó csúcsterület,  $A$  a minta aktivitása,  $\eta$  a detektor hatásfoka,  $p$  a  $\gamma$ -foton bomlásonkénti kibocsátási valószínűsége,  $t$  pedig a mérési idő.

Az  $\eta$  hatásfok több tényezőből tevődik össze. A teljes hatásfok energiafüggése:

$$\eta(E) = \eta_{\text{detektor}}(E) \cdot \eta_{\Omega}(E) \cdot \beta(E), (2.)$$

ahol  $\eta_{\text{detektor}}(E)$  a detektor érzékeny térfogatában történő abszorpció valószínűséget írja le,  $\eta_{\Omega}(E)$  a detektorra nyíló térszögből adódik, míg  $\beta(E)$  az önabszorpció tényezője.

A hatásfok szimulációval meghatározható az alábbi módon:

1.  $N$  darab részecskét indítva meghatározzuk, hogy a detektor érzékeny térfogatában hány foton adja le teljes energiáját ( $\epsilon$ ), ekkor:

$$\eta = \frac{\epsilon}{N}. (3.)$$

2. A statisztikai bizonytalanság:

$$\sigma_{\eta} = \sqrt{\frac{\eta(1-\eta)}{N}}. (4.)$$

### Illesztés

A HPGe detektorral felvett spektrumokból a fotocsúcsok nettó területének meghatározása nemlineáris  $\chi^2$ -illesztéssel történt (Szentmiklósi 2018).

A gamma-spektrum  $j$ -edik csatornájában mért beütésszámot az alábbi függvény írja le:

$$p(j) = \Gamma \cdot \left[ e^{-\left(\frac{j-x_0}{\delta}\right)^2} + \frac{1}{2} A \cdot e^{-\left(\frac{j-x_0}{\beta}\right)} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{\delta}{2\beta} + \frac{j-x_0}{\delta}\right) + \frac{1}{2} R \cdot e^{-\left(\frac{j-x_0}{\varrho}\right)} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{\delta}{2\beta} - \frac{j-x_0}{\delta}\right) \right], (5.)$$

ahol  $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  a komplementer hibafüggvény. A függvény alakja az 5. ábrán látható.

Az egyes tagok a spektrum különböző jellegzetességeit reprezentálják: az első tag a Gauss-eloszlású csúcs, a második a töltésbegyűjtési hiányosságokat, míg a harmadik a pile-up hatást írja le.

A háttér két komponenssel modelleztük. Az első:

$$b(j) = \Gamma \left[ S \cdot \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{j-x_0}{\delta}\right) \right], (6.)$$

valamint egy másodfokú polinommal:

$$l(j) = a_0 + a_1 j + a_2 j^2. (7.)$$

Az illesztést Python programmal, a SciPy könyvtár `scipy.optimize.curve_fit` függvényével végeztük, korlátos nemlineáris legkisebb négyzetes illesztéssel. A kijelölt ROI-intervallumokon az illesztés meghatározza a csúcs paramétereit és a háttérkomponenseket, amelyekből a nettó csúcsterület és annak hibája kiszámítható.

## ÁRNYÉKOLÁS KARAKTERIZÁCIÓS MÓDSZEREK

Az alábbiakban ismertetjük a két használt módszert, amelyek alapján becslést adhatunk az árnyékolásra, azaz a forrás és a detektor között található anyag összetételére. A módszerrel becslést kaphatunk az árnyékolás effektív rendszámára  $Z_{\text{eff}}$  és az árnyékoló minta felületi sűrűségére  $\varrho D$  (Streicher). A két módszer eltérő fizikai jelenségeken alapul.

### A fotocsúcs-intenzitások arányain alapuló módszer

A lineáris gyengítési együttható  $\mu_t$  a teljes hatáskeresztmetszet függvénye a következőképpen írható fel:

$$\frac{\mu_t}{\varrho} = \frac{\sigma_t}{uA}, (8.)$$

ahol  $A$  a relatív atomi tömegszám,  $u$  pedig az atomi tömegegység, és  $\varrho$  a minta sűrűsége. Továbbá az intenzitás csökkenése egy adott energiájú  $\gamma$ -foton árnyékoláson való áthaladás után:

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right) \cdot \varrho D}, (9.)$$

ahol  $D$  a minta vastagsága,  $I_0$  pedig az árnyékolás nélküli intenzitás. A spektrumban  $I$  a nettó beütésszám árnyékolás jelenlétében, míg  $I_0$  az árnyékolás nélküli esetnek felel meg. Az összefüggés kiterjeszthető két különböző energiájú  $\gamma$ -foton esetére. A mért intenzitási arány, vagyis a fotocsúcs beütés számainak aránya az alábbi alakban írható:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_{01}}{I_{02}} e^{-\left[\left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_1 - \left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_2\right] \cdot \varrho D}, (10.)$$

ahol az 1,2 index az adott gamma-fotonra vonatkozik. Ennek logaritmusát véve a következőt kapjuk:

$$\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) - \ln\left(\frac{I_{01}}{I_{02}}\right) = \left[\left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_2 - \left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_1\right] \cdot \varrho D. (11.)$$

A bal oldali első két tag közvetlenül mérhető, mivel a csúcsok nettó beütésszámainak arányát adja. A módszer alkalmazásához bevezetjük a következő reziduális négyzetet:

$$r_{ij}^2 = \left[ \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right) - \ln\left(\frac{I_{01}}{I_{02}}\right) - \Delta\mu_j \cdot (\varrho D)_i \right]^2, (12.)$$

ahol

$$\Delta\mu_j = \left[ \left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_{2j} - \left(\frac{\mu_t}{\varrho}\right)_{1j} \right]. (13.)$$

Ez a reziduális a következő módon minimalizálható:

1. Egy árnyékolás mentes mérésből vagy szimulációból meghatározzuk:

$$\ln\left(\frac{I_{01}}{I_{02}}\right). (14.)$$

2. A mért spektrumban, árnyékolással számítjuk:

$$\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right). (15.)$$

3. Iteratíven keressük minden  $Z$ -hez azt a  $\varrho D$  értéket, amelyre a fenti reziduális minimális. Tehát egy adott  $Z$  rendszámhoz kiszámítjuk a  $\Delta\mu_j$  értéket, majd vizsgáljuk, hogy mely  $(\varrho D)$  értéknél minimális a reziduális.
4. Így minden  $Z$  rendszámhoz kapunk egy  $\varrho D$  tömegvastagságot, amely a legvalószínűbb, hogy ezt a gyengítést okozza.

### **A Compton-szórásból származó többletintenzitáson alapuló módszer**

A második módszer a Compton-szórás következtében megjelenő spektrális torzulásokon alapul. A Compton-szórás valószínűsége arányos azzal, hogy a foton hány elektronnal hat kölcsön, amíg áthalad az árnyékoláson. Amennyiben a foton egyszeres Compton-szórást szenved az árnyékolásban, energiájának egy részét elveszíti. Ha a szóródás után még eléri a detektort, akkor már nem a fotócsúcsban jelenik meg a spektrumban. Azonban lehetséges, hogy a foton csökkent energiával ugyan, de mégis leadja a teljes megmaradt energiáját a detektorban. Tehát ez esetben a fotócsúcstól balra található részen több beütést regisztrálunk, az árnyékolás nélküli esettel összehasonlítva. Az egyszeres Compton szórt fotonok beérkezésének valószínűségét a következőképpen érthetjük meg. A fotonnak először  $x$  távot meg kell tennie az anyagban anélkül, hogy kölcsönhatna. Ennek valószínűsége  $P_1$ :

$$P_1 = e^{-\mu_1 x}, (16.)$$

ahol a  $\mu_1$  a fent már említett lineáris gyengítési együttható, amely az adott anyagra, és a foton adott kezdeti energiájára  $E_1$ -re utal. Ezután a fotonnak valamilyen  $dx$  táv megtétele után kölcsön kell hatnia az árnyékoló anyaggal, ez  $P_2$  valószínűséggel történik.

$$P_2 = \mu_1 dx. (17.)$$

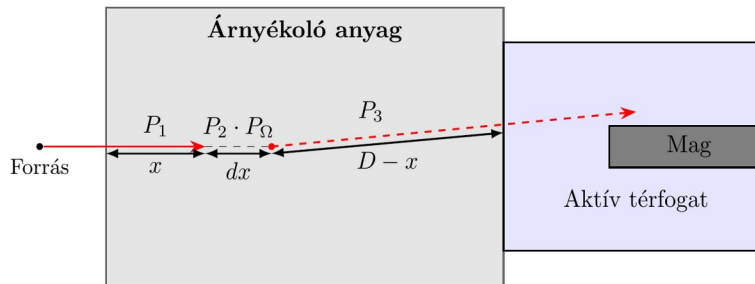
Ezután szükséges, hogy a foton a Compton-szórás után a detektor irányába induljon. Annak a valószínűsége, hogy a foton a kölcsönhatást követően egy  $d\Omega$  térszög részbe szóródik a következő:

$$P_\Omega = \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} d\Omega, (18.)$$

ahol  $\sigma_t$  a teljes hatáskeresztmetszet, a hányados pedig a Klein-Nishina-hatáskeresztmetszet. Ha közelítésként olyan  $\Omega$  szögeket veszünk, amik kicsik, és a  $d\Omega \rightarrow 0$  határesetet vizsgáljuk, akkor a szóródás után a fotonnak még az árnyékolásban  $D$  hátralévő távolságot meg kell tennie, anélkül, hogy még egyszer kölcsönhatna, amelynek valószínűsége a következő:

$$P_3 = e^{-\mu_2(D-x)}, (19.)$$

ahol  $\mu_2$  a Compton-szórás utáni energiájú fotonnak a csillapítási együtthatója. A folyamat szemléltetése az 1. ábrán látható.



1. ábra. Az egyszeres Compton-szórás folyamata: a foton  $x$  úton áthalad kölcsönhatás nélkül ( $P_1$ ), majd  $dx$  útszakaszban Compton-szórást szenved kis  $d\Omega$  térszögbe ( $P_2 \cdot P_\Omega$ ), és a maradék  $D-x$  úton még elnyelődés nélkül eljut a detektorba ( $P_3$ )

A kis szögű Compton-szórást szenvedett események  $C$  aránya a bejövő fluxusszal  $I_0$  úgy kapható meg, ha végig integráljuk a fenti valószínűségek szorzatát a minta vastagságára  $x=0$ -tól  $x=D$ -ig, és a térszögekben az  $\Omega_1$ -től  $\Omega_2$ -ig, vagyis a legkisebb és legnagyobb elfogadható előre szóródási szögekre.

$$\frac{C}{I_0} = \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \int_0^D (e^{-\mu_1 x}) (\mu_1 dx) \left( \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} d\Omega \right) (e^{-\mu_2(D-x)}). (20.)$$

Ha közelítőleg  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_t$ , vagyis kis energia veszteség történik akkor:

$$\frac{C}{I_0} = \mu_t D e^{-\mu_t D} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} d\Omega. \quad (21.)$$

Ezt az arányosságot átírhatjuk felhasználva a 9. képletet:

$$\frac{C}{I} = \mu_t D \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} d\Omega = \varrho D \frac{\mu_t}{\varrho} \frac{1}{\sigma_t} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} d\Omega. \quad (22.)$$

Felhasználva, hogy a Klein-Nishina-hatáskeresztmetszet arányos az effektív rendszámmal:

$$\frac{C}{I} \propto \varrho D \frac{Z}{uA}. \quad (23.)$$

Továbbá amint azt korábban bemutattuk, a kis szögű egyszeres Compton-szórások a spektrumban a fotocsúcs előtti részen jelennek meg, mint beütés többlet, vagyis:

$$\frac{C}{I} = \frac{(A_{Co} - B) - \beta(I - B)}{(I - B)}, \quad (24.)$$

ahol  $B$  a háttér,  $A_{Co}$  a kis szögű Compton-szórásból eredő régió a spektrumban,  $I$  pedig a fotocsúcs beütései. A  $\beta$  faktorra azért van szükség, mert a spektrum  $A_{Co}$  részébe a detektorban többszörösen kölcsönható, de teljes energiájukat nem leadó fotonok is beütéstöbbletet eredményeznek. Ezt árnyékolás nélküli méréssel vagy szimulációval megállapíthatjuk. Ezután a jobb oldal kiszámítható és hasonlóan az előző módszerhez reziduális minimum kereséssel számíthatók az ideális paraméterek. Ehhez azonban szükség van arra, hogy a 23. képletben lévő arányossági tényezőt,  $K$ -t meghatározzuk, például ismert árnyékolással vagy szimulációval. Ezután már minimalizálható a reziduális:

$$r_{ij}^2 = \left[ \frac{(A_{Co} - B) - \beta(I - B)}{(I - B)} - K \cdot (\varrho D)_j \cdot \left( \frac{Z}{uA} \right)_i \right]^2. \quad (25.)$$

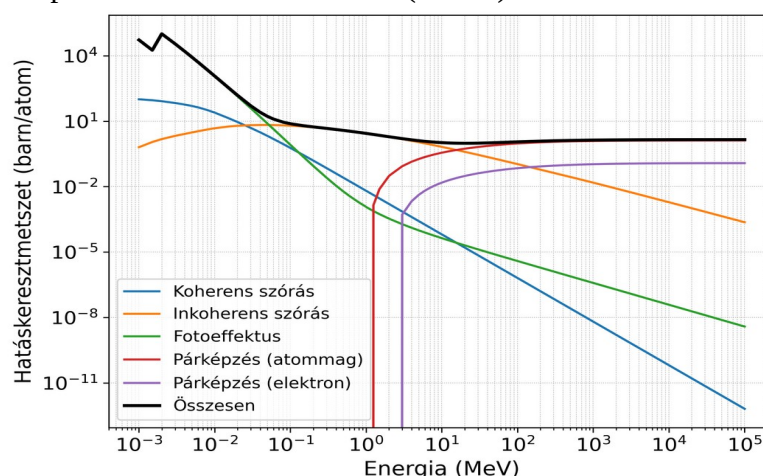
### A két módszer összehasonlítása

A fotocsúcs-arányokon alapuló módszer ( $\mu/\varrho$  alapú) az árnyékolás anyagi minőségére ( $Z_{eff}$ ) és a felületi sűrűsége ( $\varrho D$ ) egyaránt érzékeny. Ugyanazt az intenzitáscsökkenést okozhatja egy nagy rendszámú, kis vastagságú, vagy egy kis rendszámú, nagy vastagságú árnyékolás, ezért a reziduális felületen egy adott  $Z$ -hez tartozó ( $\varrho D$ ) minimum található.

A Compton-szórásos módszer a  $C/I \propto \varrho D \cdot Z$  összefüggés miatt az anyagban lévő elektronok számával arányos. Mivel a sűrűség és a rendszám között erős korreláció áll fenn, e módszer önmagában nem ad egyértelmű  $Z$  meghatározást, csak egy összefüggő minimumvonalat. A két módszer kombinációja ugyanakkor lehetővé teszi mind  $Z_{eff}$ , mind  $\varrho D$  egyértelmű meghatározását.

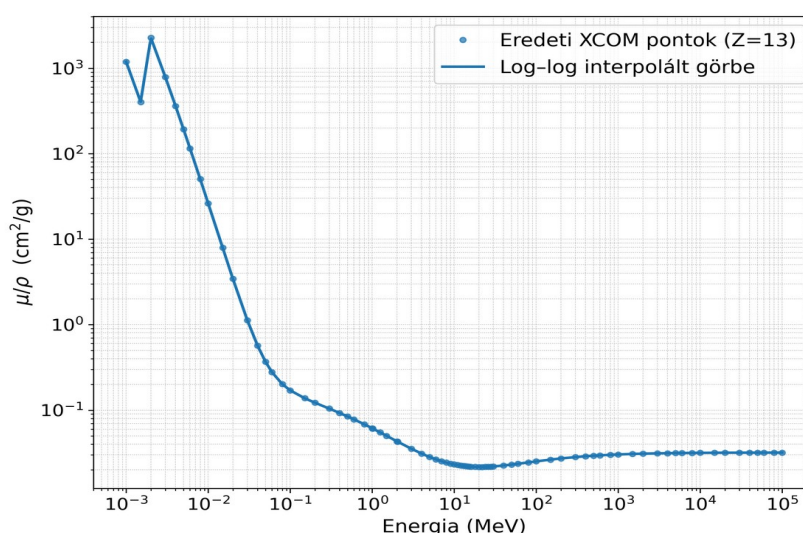
### Teljes hatáskeresztmetszet adatok

A számításokhoz a NIST XCOM adatbázisát használtuk (Standards and Technology, n.d.), amely a különböző rendszámokra és energiákra megadja a teljes hatáskeresztmetszetet, valamint annak komponenseit. Az alumíniumra ( $Z=13$ ) vonatkozó adatokat a 2. ábra mutatja.



2. ábra. A teljes és részfolyamatokhoz tartozó hatáskeresztmetszetek alumíniumra a NIST XCOM adatbázis alapján (Standards and Technology, n.d.)

Az adatbázis diszkrét energiapontokon adja meg a hatáskeresztmetszeteket, ezért a számításokhoz spline-interpolációt alkalmaztunk. A 8. képlet összefüggéssel átszámított  $\mu/\rho$  értékeket a 3. ábra szemlélteti alumínium esetén.



3. ábra. A  $\mu/\rho$  görbe alumíniumra a NIST XCOM adatok alapján, interpolációval

### EREDMÉNYEK

A módszer validálására ismert összetételű és vastagságú árnyékolásokra végeztünk méréseket HPGe detektorral. Az ismert árnyékoló anyag 1,5 és 3,0 cm vastag alumínium,

illetve 1,0cm vastagságú acél volt, melyek sűrűségei  $\rho_{Al}=2,7\pm0,1\text{ g/cm}^3$ ,  $\rho_{Fe}=7,7\pm0,1\text{ g/cm}^3$  voltak. A mérésekhez  $^{226}\text{Ra}$ -tartalmú forrást használtunk.

### Fotocsúcs-arány módszer

A rádiumtartalmú minta esetén a spektrumból a fentebb bemutatott illesztéssel kinyertük a nettó csúcsterületeket a 186,295,352,609,1120,1764,2204keV-es csúcsokra árnyékolás nélkül. Ezekből kiszámítható volt:

$$\left(\frac{I_{01}}{I_{02}}\right). (26.)$$

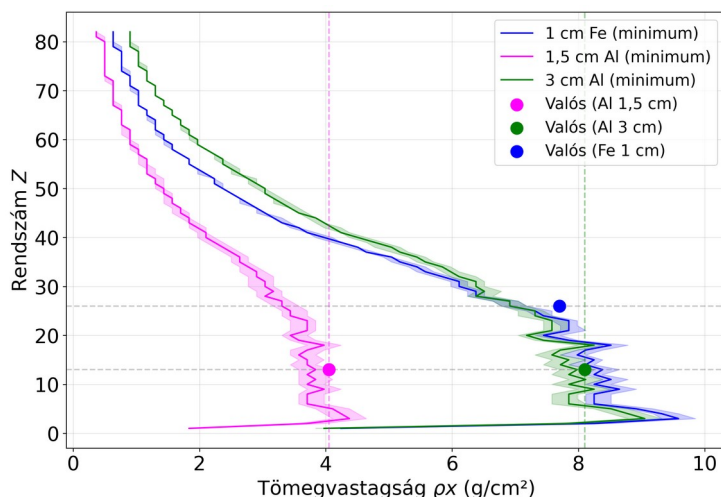
Ezután méréseket végeztünk a két vastagságú alumíniummal, illetve az acél árnyékolással. A mérés során árnyékolásokkal is meghatároztuk a nettó csúcsterületeket és ezek arányát:

$$\left(\frac{I_1}{I_2}\right). (27.)$$

Ezután a reziduális számítás a következő módon zajlott: A NIST XCOM adatbázisban végig iteráltunk különböző rendszámokon  $Z=1$ -től  $Z=82$ -ig, és mindegyik rendszámra számoltuk az adott energiás gyengítési együttható különbségét:

$$\Delta\mu_j = \left[ \left( \frac{\mu_t}{\rho} \right)_{2j} - \left( \frac{\mu_t}{\rho} \right)_{1j} \right]. (28.)$$

Ezután különböző tömegsűrűségekre  $(\rho \cdot D)$  meghatározásra került az a rendszám-tömegsűrűség-kombináció, ami minimalizálta a reziduális négyzetet. Ezután ezen minimumokat ábrázoltam az alumíniumra és az acélra. Ezt mutatja a 4. ábra.

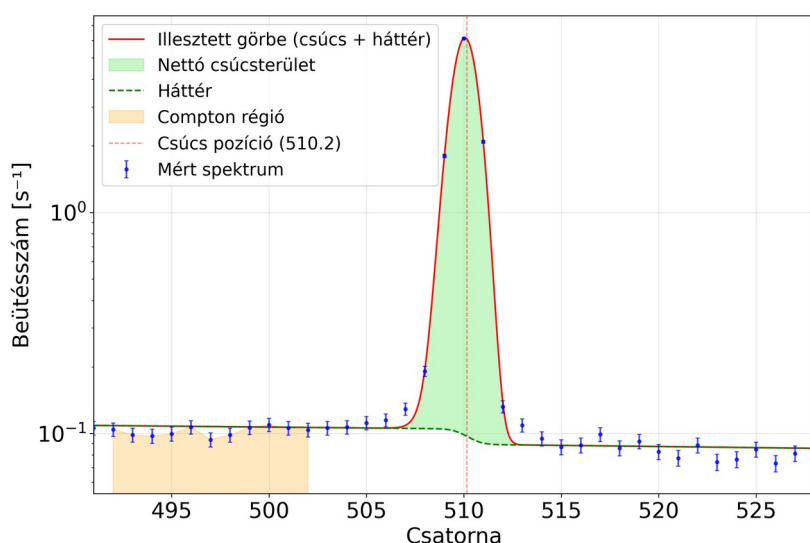


4. ábra. Fotocsúcs arány reziduális minimumok 1,5 és 3,0cm vastagságú alumíniumra és 1,0 cm vastagságú acél árnyékolásra

Ezután az alumínium árnyékolással meghatároztuk a 25. képletben található  $K$  konstanst. A spektrumból kinyertük a 609keV-es csúcs nettó területét, illetve az illesztési paraméterekből számolt háttérét. Ezután a Compton-regiót a csúcs előtti 589–599keV-es régió képezte, és



ebből számoltuk  $A_{Co}$ -t. A háttér az illesztési paraméterekből a csúcstól jobbra lévő háttérrel számoltuk. Ezt mutatja az 5. ábra.



5. ábra. A 609keV-es csúcs a rádiumban, az illesztett függvénnyel és a kijelölt Compton-régióval

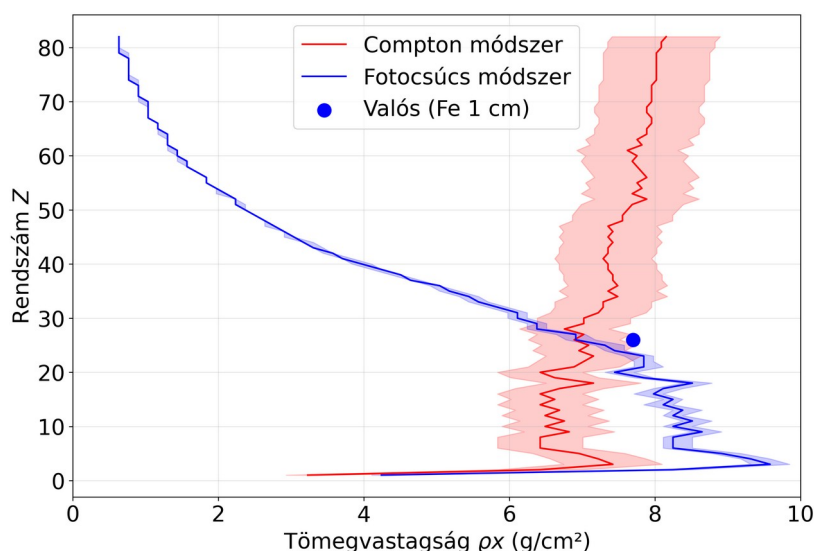
Először az árnyékolás mentes mérésekből meghatároztuk a  $\beta$  paramétert az alábbi képlettel:

$$\beta = \frac{(A_{Co} - B)}{(I - B)} = (0,089 \pm 0,002). \quad (29.)$$

Ezután meghatároztuk két különböző vastagság esetén a 24. képlet arányossági tényezőjét az alábbi módon:

$$K = \frac{(A_{Co} - B) - \beta(A_{fcs} - B)}{A_{fcs} - B} \cdot \frac{A_{Al}}{\rho_{Al} \cdot x_{al} \cdot Z_{Al}} = (0,017 \pm 0,001) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}, \quad (30.)$$

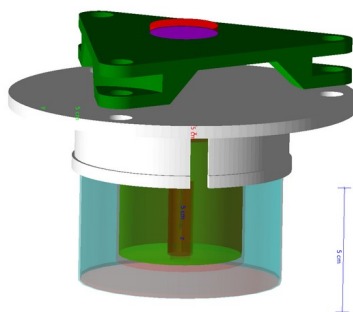
ahol  $Z_{Al} = 13$ ,  $\rho_{Al} = 2,7 \text{ g/cm}^3$ ,  $x_{Al} = 1,5 \text{ és } 3,0 \text{ cm}$  és  $A_{Al} = 26,98 \text{ g/mol}$ . Ezt követően a meghatározott  $K$  arányossági tényezőt felhasználva az acél árnyékolásnak kerestük a legvalószínűbb reziduális minimumait. Az eredményeket együttesen ábrázolva, a 6. ábrán látható metszéspont régió adja a legvalószínűbb paramétereket.



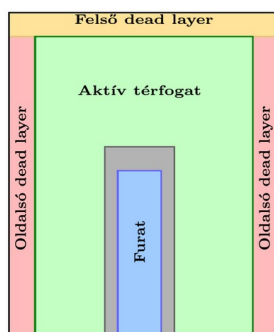
6. ábra: A két árnyékolás-karakterizációs módszer összehasonlítása. A kék pont az elvárt paramétereket jelzi. Az ábra jól mutatja, hogy a két módszer görbéje az elvárt paraméter közelében metszi egymást

## SZIMULÁCIÓ

Ahhoz, hogy vastagabb árnyékolásokra is tudjuk vizsgálni a módszert, egy Geant4-szimulációt készítettünk a detektorról. Ehhez elkészítettünk egy szimulációs környezetet. A RunManager osztály felel a szimulációs futtatásért, a DetectorConstruction a geometria leírásáért. A fizikai folyamatokat a VUserPhysicsList osztályban adjuk meg, és a részecske generálást a VUserPrimaryGeneratorAction végzi. A szimulációban a részecskék az anyagban diszkrét lépésekben propagálnak, és minden lépés után frissülnek a dinamikus paramétereik. A számunkra szükséges spektrum információkhoz egy VSensitiveDetector osztályon keresztül férünk hozzá. A Geant4 szimuláció során a kísérleti elrendezés minél pontosabb reprodukálására törekedtünk. A detektor szimulációs geometriája a ResearchGate. Technical Drawing of Hpge Detector of Model Gc1520 n.d. hivatkozáson alapul. A szimulációban felhasználtuk az általunk használt 3D-nyomatott állvány CAD-modelljét és a *CADMESH* (Poole et al. 2012) programmal integráltuk a szimulációba. A mérés során még a rendelkezésre álló ismert aktivitású kalibrációs mintákat is modelleztük, a Bonnett Del Alamo et al.-ban hivatkozott cikk alapján dolgoztuk ki őket. A szimulációs elrendezést és az egyik kalibrációs forrás a 7. ábrán látható. Nagy figyelmet fordítottunk az úgynevezett holt-réteg (dead-layer) szimulációjára, amely a HPGe detektorok aktív felületén lévő nem aktív térfogat. Ebbe beleértjük a kontaktusokat is és minden más régiót, amely nem a detektálás aktív térfogata, amelyet a 8. ábra szemléltet. Ez idővel növekedhet a detektor élettartama során a sugárzási és egyéb károsodások miatt. Ennek kalibrálása a következő módon zajlott:



7. ábra. A szimulációban használt geometria elemei. A kép a teljes elrendezést mutatja a detektorral, a mintatartóval és a használt kalibrációs forrással



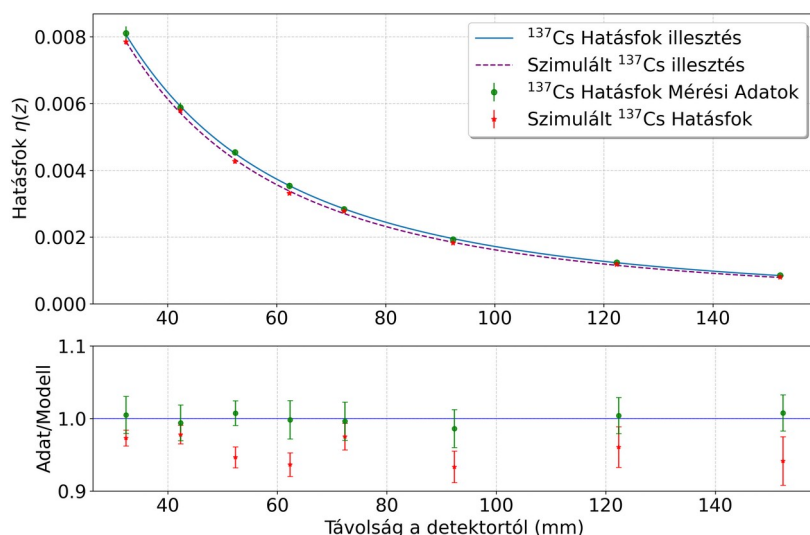
8. ábra. A henger alakú HPGe detektor metszete. A zöld terület az aktív germánium térfogat, a sárga a felső (Top), a piros az oldalsó (Side), és a szürke a belső (Inner) dead layer régió, mely körülveszi a kék színnel jelölt furatot

A szimuláció során definiálva lett a felső (Top), oldalsó (Side), és belső (Inside) holt-réteg mint egy nem aktív germánium térfogat. A szimuláció kalibrálását a következő módon végeztük: különböző távolságokban mértük a detektor hatásfokát két ismert aktivitású kalibrációs pontforrással, majd az alábbi modellt illesztettük az adatokra:

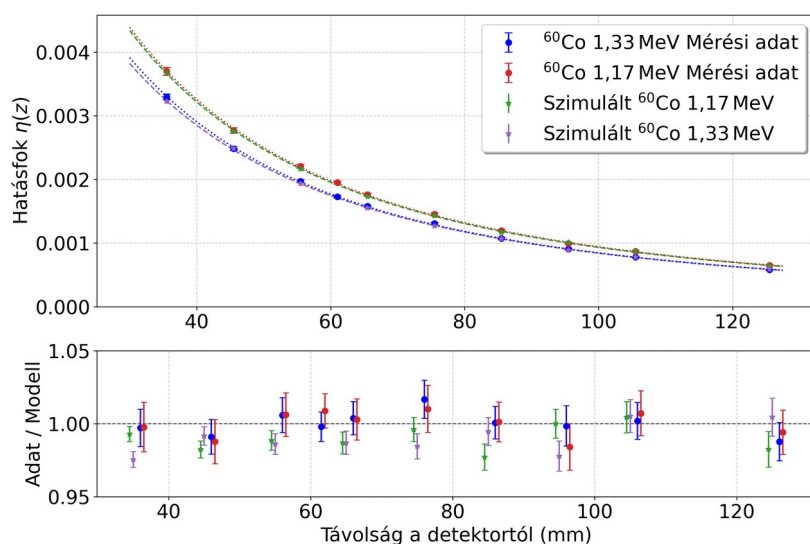
$$\eta(z) = \eta_0 \left( 1 - \frac{z+b}{\sqrt{(z+b)^2 + r^2}} \right). \quad (31.)$$

Ez a modell egy kör lap térszöge  $(z+b)$  távolságból, ahol a  $b$  egy effektív eltolás. A  $b$  paraméter figyelembe veszi, hogy a detektor kristály a burkolat alatt bizonyos távolságban helyezkedik el, továbbá, hogy a fotonok nem közvetlenül a kristály felületén kezdenek kölcsönhatni, hanem átlagosan valamekkora távolságot megtesznek, mielőtt kölcsönhatásba lépnek. Egy  $^{137}\text{Cs}$  mintával 30, 40, 50, 60, 70, 90, 120, 150 mm távolságból, és egy  $^{60}\text{Co}$  forrással 30, 40, 50, 55, 60, 70, 80, 90, 100, 120 mm távolságokon vizsgáltuk a hatásfokot. Ezeket szimulációval reprodukáltuk különböző holt-réteg konfigurációkban.

Majd meghatároztuk azon TSI paramétereket, amelyek a szimulált távolság függésében a legjobban leírták a mért kísérleti görbét. Ezek a  $T=2,5\text{mm}$   $S=1,5\text{mm}$  és  $I=2\text{mm}$  volt. Az eredeti szimulációs elrendezés  $+20\%$  körüli hatásfok eltérést adott, ezt ezzel a kalibrációval sikerült csökkenteni, így a szimuláció és a mérés közötti átlagos eltérést a mért adatokkal  $^{137}\text{Cs}$  esetén  $-4,2\%$ -ra, míg a  $^{60}\text{Co}$  esetén  $-1\%$ -ra csökkentettük. Ezek az alábbi ábrákon láthatóak: 9. ábra, 10. ábra.



9. ábra. A hatásfok távolság függése pontforrás esetén a legjobb dead-layer beállításra  $^{137}\text{Cs}$  mintára. A szimulációs adatok között 82,4 és 102,4 mm-en is vannak adatok. Az illesztett függvény a 31. képlet volt. Az alsó ábra az illesztés és az adatok hányadosát mutatja



10. ábra. A hatásfok távolság függés a  $^{60}\text{Co}$  mintára, a legjobb dead-layer konfigurációval.

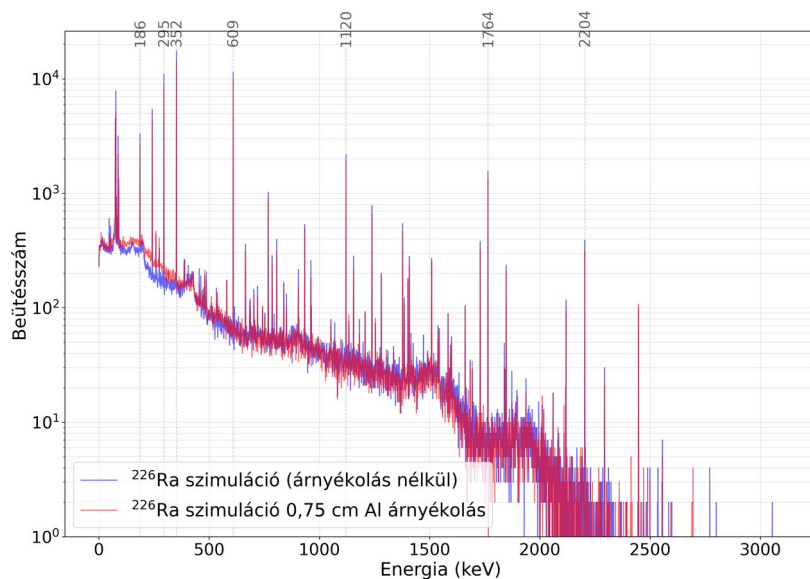
Az átlagos eltérés a két energián a hatásfokban 1.0. Az alsó ábra az illesztés és az adatok hányadosát mutatja. Az alsó ábrán a mérési és szimulációs pontok elvannak tolva egymáshoz képest, hogy segítsék az átláthatóságot

Megjegyzendő, hogy ez a kalibráció így három energiára és csak egy távolságfüggésre, azaz  $z$ -irányban történt. Ennek pontosítása jelenleg is zajlik alacsonyabb energiás forrásokkal, illetve más irányú függéseket vizsgálva. A kalibrált szimuláció kulcsfontosságú az árnyékolás vizsgálata során, hiszen a hatásfok változása a kísérletben is mérhető, és így validálhatjuk a szimulációt.

### Árnyékolás szimuláció

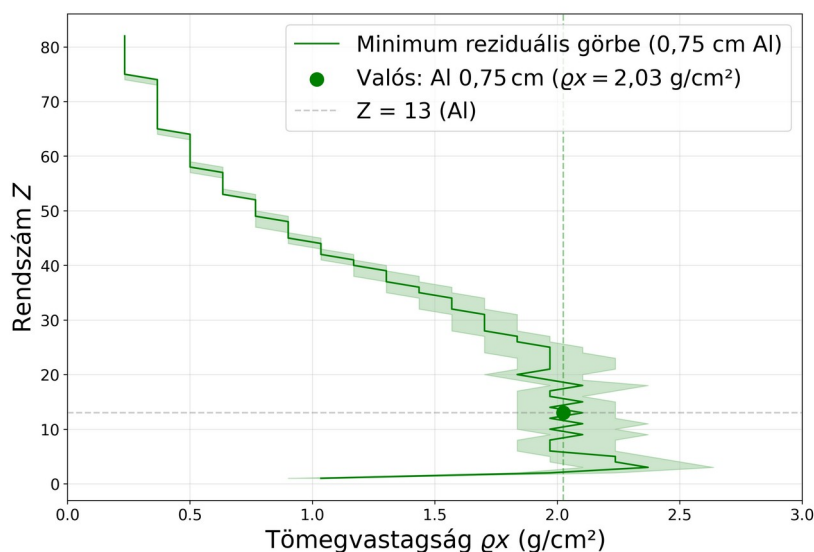
A szimuláció kalibrálása után validáltuk a spektrum-elemző módszereket szimulált adatokon. Ehhez először árnyékolás nélkül, majd 0,75 cm vastagságú alumínium árnyékolással

szimuláltunk  $1,2 \times 10^6$   $^{226}\text{Ra}$  bomlást a RadioActiveDecay PhysicsList-tel. A szimulációs spektrum a 11. ábrán látható.



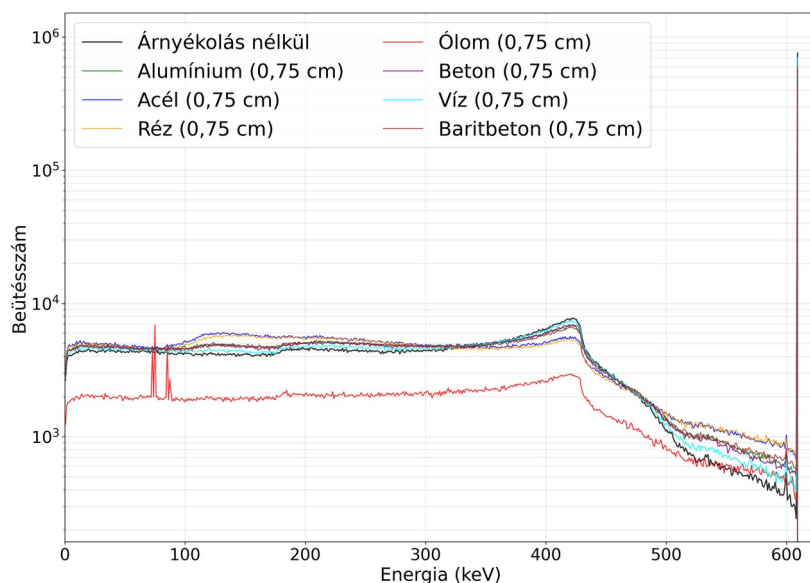
11. ábra.  $^{226}\text{Ra}$  bomlás szimulációs spektruma árnyékolás nélkül és 0,75cm alumínium árnyékolás esetén

Ebből a spektrumból a fenti mérési eredményekhez hasonlóan meghatároztuk a fotocsúcs-reziduális görbét, amely a 12. ábrán látható



12. ábra. Reziduális minimumok a  $^{226}\text{Ra}$  bomlás szimulációjából, 0,75cm alumínium árnyékolás esetén

Az eredmény igazolja, hogy a szimulációs spektrumon is működik a módszer. A Compton-módszer szimulációs validálását a következő módon végeztük: 609keV-energiával monoenergiás sugárzást modelleztünk először árnyékolás nélkül, majd 0,75cm vastagságban alumínium, acél, réz, ólom, beton, víz és baritbeton árnyékolással. A szimulált spektrumok a 13. ábrán láthatók.

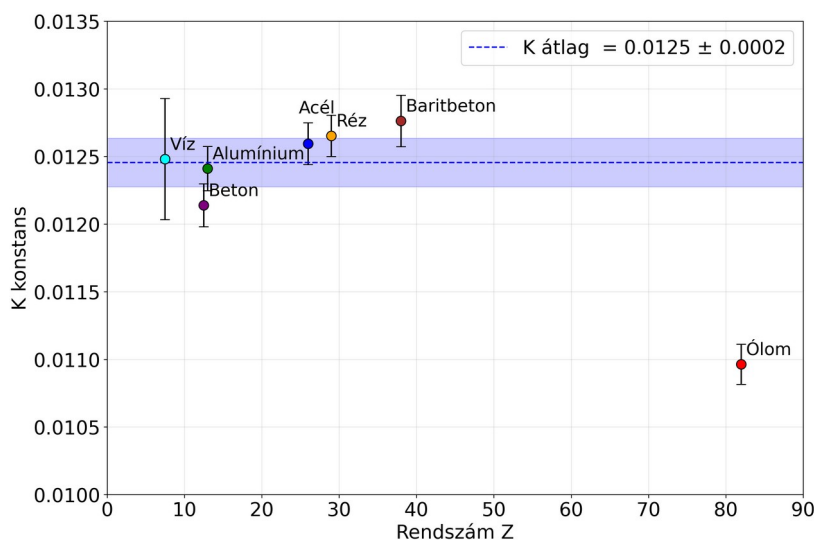


13. ábra. Szimulált spektrum 609keV energiával, különböző árnyékolások esetén, 0,75cm árnyékolással

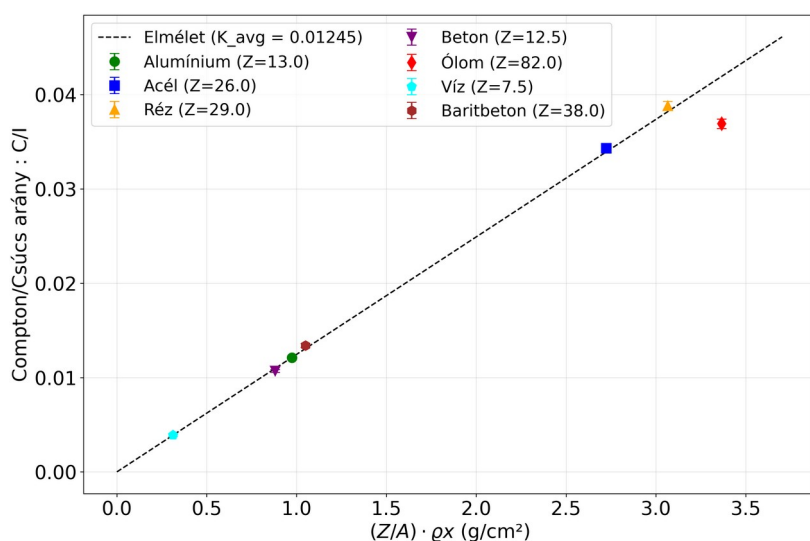
A spektrumokon jól látható az egyszeres Compton-szórás hatása. A csúcs előtti régióban az árnyékolás beütés többletet eredményez. Ezen spektrumokból meghatároztuk a fentebb már említett  $K$  konstans és ábráztuk  $Z$ -függvényében, illetve a teljes arányosságot is vizsgáltuk. Ezek a 14. és a 15. ábrán láthatók, illetve az 1. táblázatban.

1. táblázat. A Compton-módszerrel meghatározott  $K$  konstans különböző anyagokra (609 keV, 0,75 cm vastagság)

| Anyag      | $Z$  | $\rho \times$ (g/cm <sup>2</sup> ) | $ Z/A $ | $C/U$  | $K$     | $K$ hiba     |
|------------|------|------------------------------------|---------|--------|---------|--------------|
| Alumínium  | 13,0 | 2,025                              | 0,4815  | 0,0121 | 0,01241 | $\pm 0,0001$ |
| Acél       | 26,0 | 5,850                              | 0,4656  | 0,0343 | 0,01259 | $\pm 0,0001$ |
| Réz        | 29,0 | 6,720                              | 0,4564  | 0,0388 | 0,01265 | $\pm 0,0001$ |
| Beton      | 12,5 | 1,763                              | 0,5000  | 0,0107 | 0,01214 | $\pm 0,0001$ |
| Ólom       | 82,0 | 8,505                              | 0,3958  | 0,0369 | 0,01096 | $\pm 0,0001$ |
| Víz        | 7,5  | 0,750                              | 0,4167  | 0,0039 | 0,01248 | $\pm 0,0004$ |
| Baritbeton | 38,0 | 2,625                              | 0,4000  | 0,0134 | 0,01276 | $\pm 0,0001$ |



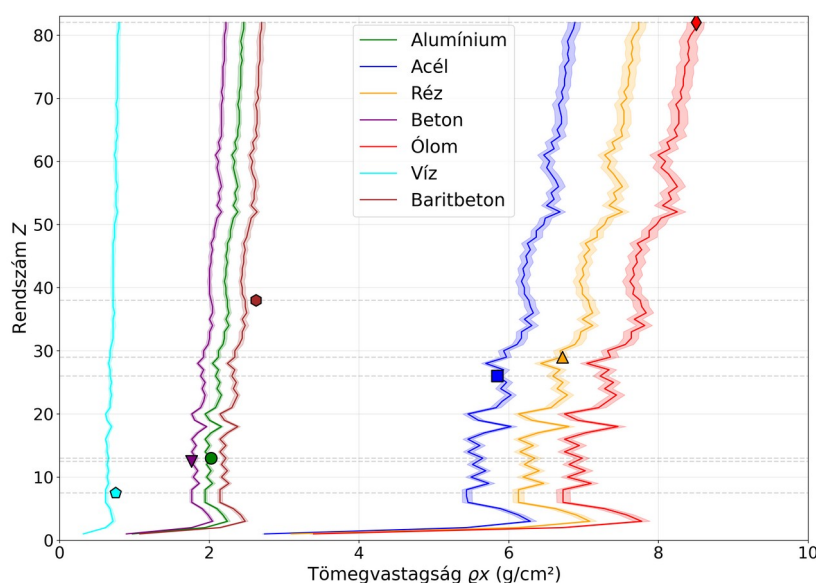
14. ábra. A szimulációból számolt  $K$  konstans értéke különböző rendszámú anyagokra. Az ólom eltérését a nagyobb rendszám magyarázza, ennél már romlik a lineáris közelítés



15. ábra. A szimulációban meghatározott  $C/I$  és a  $Z/A \cdot \rho x$  közötti lineáris összefüggés

A 15. ábra mutatja, hogy erre a vastagságra 0,75cm a Compton-szórás közelítése jól működik. Az ólomnál a nagy rendszám miatt a közelítés romlik. További előnye a szimulációnak, hogy a részecskéket nyomon tudjuk követni az árnyékoláson belül, tehát vizsgálhatjuk a szórási szögeket, és az energia leadást is, amely fontos lesz a módszer vastagabb árnyékolásokra való kiterjesztésében. A Compton-módszer reziduális minimumait a 16. ábra mutatja. Ez validálja, hogy szimulált spektrummal is működik a reziduális módszer.





16. ábra. A szimulációs spektrumból kinyert Compton-módszer reziduális minimumok

## ÖSSZEGZÉS

Munkánkban két spektrum-elemző módszert mutattunk be  $\gamma$ -sugárzással az árnyékoló anyagok karakterizálására. A módszer célja az árnyékolás paramétereinek, rendszámának ( $Z_{\text{eff}}$ ) és felületi sűrűségének ( $\rho D$ ) meghatározása kizárólag a mért spektrum alapján. Két egymást kiegészítő eljárást valósítottunk meg. Az első módszer a különböző energiájú fotocsúcsok intenzitásarányai alapján a gyengítési együttható energiafüggését használja ki. Ez teremt kapcsolatot az anyag effektív rendszáma és a tömegvastagsága között. A második módszer a kis szögű Compton-szórásból származó beütéstöbbletet vizsgálja. Ez a többlet arányos az elektronsűrűséggel, amely kiegészítő információt nyújt a rendszám és a tömegvastagsága kombinációjáról. A módszereket kísérletileg validáltuk HPGe detektorral végzett mérések segítségével ismert árnyékolásokon. A módszer működését Geant4-alapú Monte Carlo szimulációval is vizsgáltuk. A detektormodell pontosításához részletes holtréteg-kalibrációt végeztünk, amely jelentősen javította a szimuláció és a mérés közötti egyezést. A szimulációk igazolták mind a fotocsúcs-arány módszer, mind a Compton-alapú eljárás alkalmazhatóságát, és lehetőséget adnak különböző anyagok és árnyékolási vastagságok szisztematikus vizsgálatára. Az így kalibrált szimuláció és a validált mérési eljárás alapot biztosít vastagabb és összetettebb árnyékolási rendszerek vizsgálatához is. A kutatás hosszabb távú célja egy NaI(Tl) szcintillációs detektorokra épülő mérőrendszer fejlesztése, amely radioaktív hulladékfordók esetén képes az effektív árnyékolási paraméterek becslésére, ezáltal pontosabb aktivitásmeghatározást lehetővé téve önabszorpciók környezetben.

Ebben a fejlesztési irányban a HPGe detektorral végzett mérések referenciaként szolgálnak a módszer validációjához. A kialakított szimulációs környezet pedig lehetővé teszi a módszer alkalmazhatósági határainak vizsgálatát különböző geometriai és anyagi konfigurációk esetén.



## KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

A Projekt a Kulturális és Innovációs Minisztérium Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból nyújtott támogatásával, a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal által támogatott, 2024–1.1.1–KKV<sub>FÓKUSZ</sub>–2024–00076 számú projektként valósul meg.

## IRODALOMJEGYZÉK

1. Bonnett Del Alamo, M., R. Helaconde, C. Soncco, J. Bazo, and A. M. Gago. 2024. "Particle Detection Performance and Geant4 Simulation with Low-Cost Cmos Technology." *arXiv Preprint arXiv:2402.13993*. <https://arxiv.org/abs/2402.13993>.
2. Poole, C. M., I. Cornelius, J. V. Trapp, and C. M. Langton. 2012. "A CAD Interface for GEANT4." *Australasian Physical & Engineering Science in Medicine*. <https://doi.org/10.1007/s13246-012-0159-8>.
3. "ResearchGate. Technical Drawing of Hpge Detector of Model Gc1520 [https://www.researchgate.net/Figure/Technical-Drawing-of-HPGe-Detector-ofModel-GC1520-Provided-by-the-Manufacturer\\_fig3\\_289472601](https://www.researchgate.net/Figure/Technical-Drawing-of-HPGe-Detector-ofModel-GC1520-Provided-by-the-Manufacturer_fig3_289472601)." n.d.
4. Standards, National Institute of, and Technology. n.d. "XCOM: Photon Cross Sections Database." <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>.
5. Streicher, Michael, Steven Brown, Yuefeng Zhu, David Goodman, and Zhong He. 2016. "A Method to Estimate the Atomic Number and Mass Thickness of Intervening Materials in Uranium and Plutonium Gamma-Ray Spectroscopy Measurements." *IEEE Transactions on Nuclear Science* 63 (5): 2639–48. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2606763>.
6. Szentmikósi, László. 2018. "Fitting Special Peak Shapes of Prompt Gamma Spectra." *J Radioanal Nucl Chem* 315: 663–70. <https://doi.org/10.1007/s10967-017-5589-z>.
7. Goodman, David, Michael Streicher, Yuefeng Zhu, and Zhong He. 2018. "Identification of Intervening Materials in Gamma-Ray Spectroscopy Measurements Using Angularly Deconvolved Spectra With Multiple Sources in the Field-of-View." *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (3): 924–31. <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2801127>

Készült a SOMOS Alapítvány támogatásával.