

Alacsony háttérű gamma-spektrometriai mérőrendszer HPGe detektorának modellezése törvényszéki és in-situ analitikai célokra

Szarvas Csongor Kristóf^{1,2}, Kirchknopf Péter^{1,2}, Almási István², Dósa Gergely²,
Szabó Katalin Zsuzsanna², Nguyen Cong Tam², Völgyesi Péter²,
Radócz Gábor¹, Szalóki Imre¹

¹Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézet
1111 Budapest, Műegyetem rakpart 9.

²Energiatudományi Kutatóközpont Sugárbiztonsági Laboratórium, Eötvös Loránd Kutatási Hálózat
1121 Budapest, Konkoly-Thege Miklós út 29-33.

Alacsony háttérű gamma-spektrometriai mérőhelyekre sok területen szükség van a környezeti minták radioaktivitásának elemzésétől a törvényszéki analitikai vizsgálatokig. Az ilyen jellegű vizsgálatokat általában kis radioaktivitású mintákon végzik, amely feladathoz kiemelt fontosságú az optimálisan kialakított alacsony háttérű gamma-spektrometriai mérőhelyek alkalmazása. Az ilyen körülmények között végzett gamma-spektrometriai mérések során fellépő egyik zavaró hatás a természetes bomlási sorozatok izotópjainak gamma-sugárzása, amelyek közül a legjelentősebbek a radon és leányelemei. Ezen izotópok jelenléte jelentősen befolyásolja az uránminták gamma-spektrometriai módszerrel történő életkor-meghatározásának pontosságát, mivel a technika az uránból származó radon leányelemek gamma-vonalainak detektálásán alapul. Ennek a hatásnak a jellemzéséhez meg kell határozni a használt detektor 4π -detektálási határfokát, amelyet Monte-Carlo szimulációkkal lehet kiszámítani. A kutatás során az Energiatudományi Kutatóközpont Sugárbiztonsági Laboratóriumának alacsony háttérű kamráját, valamint a labor által az említett mérési rutinokhoz használt HPGe detektort vizsgáltuk. Először a detektor pontos szimulációs modelljét készítettük el a gyártó által biztosított detektorspecifikáció alapján. A számítások validálását röntgenradiográfiás felvételek, valamint ismert gamma-energiájú izotópok pontforrásaival végzett relatív hatásfokmérésekkel végeztük el. Az optimalizált modellel szimulált hatásfokértékek a 26 keV (²⁴¹Am) és az 1332 keV (⁶⁰Co) közötti energiatarományban minden energián a mért értékekkel 5 %-on belüli egyezést adnak. A modell megfelelőségét egy szegényített uránpellet urántömegének meghatározására elvégzett rutinnal is igazoltuk. A vizsgálat során összehasonlítottuk a hengeres forrásra, valamint az önabszorpció korrekciójával elvégzett pontforrásra vett hatásfokértékekből kapott eredményeket, ami alapján az előbbi módszer bizonyult pontosabbnak.

Alacsony háttérű gamma-spektrometria

A nukleáris biztosítéki rendszer célja, hogy megakadályozza a nukleáris anyagok vagy technológiák illetéktelen kézbe, illetve a békés felhasználásból a fegyverkezési célú felhasználásba való kerülését [15]. Az Energiatudományi Kutatóközpont (EK) Sugárbiztonsági Laboratóriumának (SBL) és a BME Nukleáris Technikai Intézetének (BME NTI) egyik tevékenysége a magyarországi nukleáris biztosítéki rendszerbe tartozó feladatok ellátása az egyéb nemzetközi szervezetekkel együttműködésben. Az EK SBL munkatársai végzik az általuk vagy a rendvédelmi szervek által lefoglalt nukleáris és egyéb radioaktív anyagok helyszíni elemzését és laboratóriumi szakértői vizsgálatát [3]. Ebből kifolyólag az SBL munkatársai kutatói munkájuk során sok olyan gamma-spektrometriai mintával találkoznak (például kőzetminták, friss uránpelletek, szennyezett porminták), amelyek egyedi geometriai alakja miatt a gamma-spektrometriai mérési elrendezés teljesenergia-csúcs hatásfoka nem, vagy csak bonyolult számításokkal határozható meg. Egyik gyakran előforduló feladat az SBL-hez kerülő uránpelletek tömegének vagy

dúsításának gamma-spektrometriával történő meghatározása. Ilyen esetekben a gyakran csak közelítő eredményt adó, úgynevezett végtelen energiájú foton modelljét alkalmazzák. Az (1) egyenlet szerint, egy radioaktív izotópot tartalmazó minta ($i=1,2,\dots,n$) egy λ_i bomlási állandójú ($\frac{1}{s}$), M_i moláris tömegű ($\frac{g}{mol}$) izotópjának egy grammja a $k_{\gamma,i}$ gyakoriságú gamma-fotonból egy másodperc alatt C_i számút ($\frac{1}{s \cdot g}$) bocsát ki, ahol $N_A=6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$ az Avogadro-szám.

$$C_i = \frac{k_{\gamma,i} \lambda_i N_A}{M_i} \quad (1)$$

Általános esetben a számításokhoz a detektor egy pontforrásra, empirikus módon meghatározott hatásfokfüggvényét lehet felhasználni. A radioaktív minta gamma-spektrumának egy adott energiájú csúcsa N_i nettó beütésszámát a (2) egyenletnek megfelelően elosztva a t_m mérési idővel (s), az ε_i hatásfokkal, illetve az (1) egyenletből kiszámított C_i értékkel megkapható a keresett izotóp m tömege (g) arra az esetre, ha a fotonokat egy pontforrás bocsátaná ki.

$$m = \frac{Ni}{t_m \varepsilon_i C_i} \quad (2)$$

Pontforrásra meghatározott detektálási hatások azonban nem ad számot a minta önabszorpciója miatt bekövetkező hatásokcsökkenésről, aminek energiatartományban a kisebb gamma-energiákra egyre kisebb tömeget fog eredményezni. Az exponenciális gyengülési törvény alapján a (2) szerinti számításokból kapott m tömegértékek a hozzájuk tartozó E energiaértékekkel (keV) egy $m \sim e^{1/E}$ arányosságot eredményeznek, amely relációt leíró görbét a mérési adatokhoz illesztve, majd az $E \rightarrow \infty$ határértékhez tartozó tömeget meghatározva becsülhető a valódi urántömeg. A „végtelen energiájú” fotonok esetén ugyanis elhanyagolható az önabszorpció jelensége, a detektált fotonok számát már csak a mérési geometria fogja meghatározni.

HPGe detektor geometriai paramétereinek és holtrétegek vastagságának meghatározása

Gamma-spektrumok energiaeioszlását, az úgynevezett detektor-válaszfüggvényt főként a detektorkristály, illetve a felületén lévő holtréteg vastagsága, azaz az érzékeny térfogat nagysága határozza meg. Ezért, egy alacsony háttérű gamma-spektrometriai mérőhely tervezése során elsőként a detektorkristály szerkezetét, illetve a detektor válaszfüggvényét kell megismerni és modellezni. Vizsgálatainkat egy Canberra Industries által gyártott *Broad Energy Germanium*, BEGe-2825 planár típusú detektorral végeztük, amely elnevezés egy henger alakú germánium kristályt jelöl 28 cm² területű fedőlappal és 25 mm hosszúságú hengerpaláttal. Planár típusú detektorok esetében a kristály oldalán található pozitív elektród kialakításához használt n⁺-típusú kontaktust (1-2 száz μm) lítium-diffúzióval, a kristály tetején lévő negatív elektród p⁺-típusú kontaktusát (néhány μm) bór implantációval állítják elő. A kristály detektálásra alkalmas érzékeny térfogata e két réteg között helyezkedik el. Az előbbi két tartományban elnyelt gamma-energiára viszont a detektor nem ad elektromos jelet, ebből fakadóan ezeket holtrétegek nevezik. A gyártás során az n⁺ kontaktusba bejuttatott lítium a detektor élettartama során tovább diffundálódik, így a holtréteg vastagsága az idő múlásával növekedhet, különösen akkor, ha a detektort hosszú ideig nagyfeszültség rákapcsolása nélkül, szobahőmérsékleten tárolják [1], [5], [2].

A detektorkristály mérés technikai paramétereinek megfelelő modellezése érdekében a kristály felületén lévő, a detektor hatását jelentősen befolyásoló holtrétegek vastagságát kell meghatározni. Ezeket a paramétereket közvetlenül nem lehet megmérni, ezért közelítő értéküket a gamma-spektrometriai, valamint a Monte-Carlo szimulációs eredmények összehasonlításával közvetett módon kell megállapítani. Ennek egyik lehetséges módja, ha különböző holtrétegvastagságokkal futtatunk Monte-Carlo szimulációkat. A szimulációk mellett szükség van egy adott mérési elrendezésben, ismert aktivitású (standard) sugárforrásokra empirikus úton meghatározott teljesenergia-csúcsra vonatkozó detektálási hatások ismeretére, amelyet adott energián kvantitatív módon a (3) egyenlettel lehet meghatározni. Az egyenletben N a teljesenergia-csúcsban mért nettó beütésszám, t_m a mérési

idő (s), k_γ az adott gamma-energia gyakorisága és A a minta aktivitása (Bq) [1].

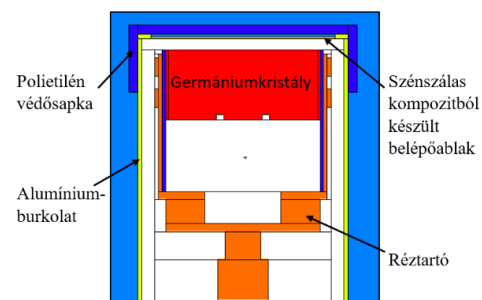
$$\varepsilon = \frac{N}{t_m k_\gamma A} \quad (3)$$

Az MCNP program F8 (úgynevezett pulse height) Tally-kártyája éppen ezt a határfokot határozza meg. Az eljárás lényegesen pontosabb eredményt tud szolgáltatni, ha a számításokban szereplő hibaforrásokat csökkenteni tudjuk. A (3) összefüggés alapján belátható, hogy a számítási hibák nagy mértékben csökkenthetők, ha a felhasznált forrás aktivitásának értékét ki tudjuk küszöbölni az empirikus hatások képletéből. Ha a méréseket olyan izotópot tartalmazó forrással végezzük, amely több, jól mérhető gamma-energiájú fotont bocsát ki, majd vesszük az egyes energiákra meghatározott hatásokértékek hányadosát, akkor az így kapott relatív hatások értéke független lesz a forrás aktivitásától [5], [6], [7], [8]. A módszer egyik hátránya, hogy annak érdekében, hogy a vizsgálatot teljeskörűen el tudjuk végezni, olyan sugárforrásokra van szükségünk, amelyek könnyen mérhetőek, azaz elegendően nagy az aktivitásuk, elhanyagolható a valódi-koincidencia hatása, illetve nincs jelentős önabszorpciójuk. Elhanyagolható önabszorpcióval rendelkeznek például a kalibrációs mérésekhez széles körben alkalmazott korongforrások. A módszer további hátránya, hogy a modellezés validálásához szükséges széles energiaspektrumon történő számítások elvégzéséhez olyan forrásokra van szükség, amelyek gamma-spektruma lefedi ezt a széles energiatartományt, másrészt elegendően nagy gamma-gyakorisággal rendelkezik a pontos mérés és kiértékelés érdekében. A széles energiatartományban történő vizsgálat több különböző izotóppal történő méréssel valósítható meg.

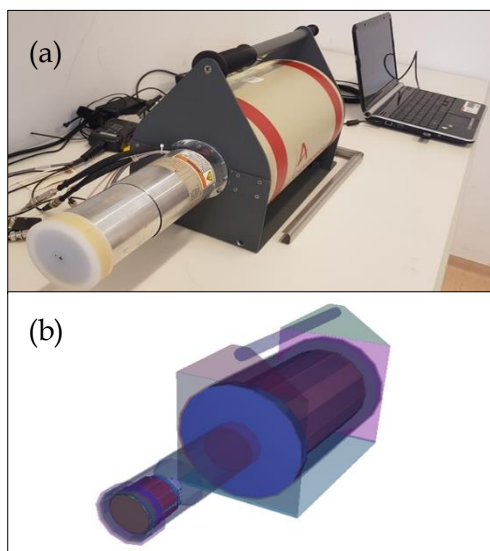
A félvezető detektor kezdeti modellezése

A detektormodell kezdeti paramétereit (geometriai adatok, sűrűség értékek) a detektor gyártója által közölt adatokból, egyszerű mérőszalaggal történő mérésekből, illetve a szakirodalomban szereplő értékek alapján történt becslésekből határoztuk meg. A detektorfej modellezéséhez rendelkezésünkre állt a Canberra Industries által az SBL számára biztosított detektorspecifikáció, amely tartalmazza a detektorfej főbb paramétereit.

A specifikáció alapján elkészített detektorfej-modell az MCNP Visual Editor programmal megjelenítve az 1. ábrán látható.



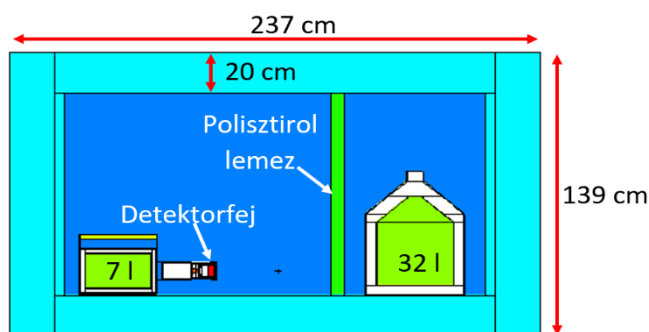
1. ábra: A detektorfej részletes modelljének keresztmetszeti képe az MCNP Visual Editor programmal megjelenítve. A fekete vonalak a programban felületekkel definiált cellákat jelölik, a színek az anyagok megkülönböztetésére szolgálnak



2. ábra: A detektor a valóságban (a), illetve annak háromdimenziós modellje (b) a Visual Editor programmal megjelenítve

Az ábrán szereplő fekete határvonalak nem a valódi alkatrészek határait, hanem a programban definiált felületekkel meghatározott cellák szélét jelölik. A különböző színek különböző anyagokat jelölnek: vákuum (fehér), germánium (piros), réz (sötét narancssárga), HDPE (High-density polyethylene = nagy sűrűségű polietilén) (sötétkék), levegő (világoskék), alumínium (citromsárga), szénzálaskompozit (világos narancssárga). A detektor modellezése után a 3. ábrán látható teljes vaskamrát implementáltuk a modellbe. A kamra belső hossza $197 \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$, a belső szélessége $59,8 \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$, magassága $99 \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$, a falak vastagsága minden oldalon $20 \text{ cm} \pm 0,5 \text{ cm}$ értékűnek adódott. A kamra két ajtaján található egy $4,5 \text{ cm} \pm 0,2 \text{ cm}$ vastag lap a hermetikus lezárás érdekében. A kamra minden belső felületét $1 \text{ mm} \pm 0,1 \text{ mm}$ rézréteg borítja a szórt sugárzás gyengítése érdekében.

A teljes mérési elrendezés modelljének keresztmetszeti képét Visual Editor programmal megjelenítve a 3. ábra szemlélteti. Az ábra bal oldali részén látható a planár detektor a hordozható Dewar-edénnyel, teljesen feltöltve folyékony nitrogénnel, amelyet a program zöld színnel jelölt. Jobb oldalon egy másik, a kamrában mindig jelenlévő detektor Dewar-edénye látható. A két kamrarészt a függőleges zöld sávval jelölt polisztirol hablemez választja el.

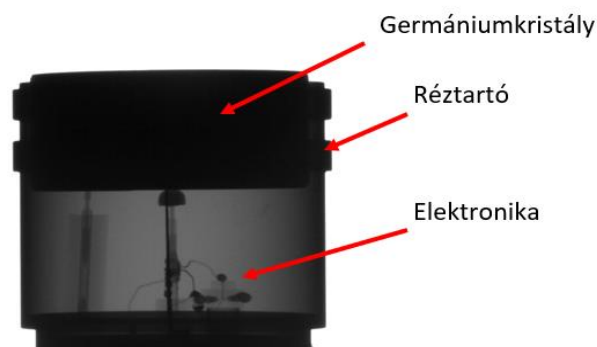


3. ábra: A teljes mérési elrendezés modellje

A geometriai paraméterek meghatározása és pontosítása röntgenradiográfiával

A Monte-Carlo szimulációkkal akkor van lehetőség minél pontosabban visszakapni a kamrában mért spektrumokat, ha a detektorkristály holtrétegeit, valamint a geometriai méreteit nagy pontossággal ismerjük, hiszen a kialakuló gamma-spektrum jellemzőit kiváltképp ezen paraméterek befolyásolják. A detektorspecifikációból ezen adatok közül csak a kristály magassága és átmérője volt ismert számunkra. A detektorfej megadott paramétereinek ellenőrzéséhez és a detektorfej további tulajdonságainak feltérképezéséhez a röntgenradiográfián alapuló eljárást alkalmaztuk, amely során a detektorfejről készített röntgenképeket kell a megfelelő módon elemezni.

A röntgenfelvételek elkészítésére az EK Nukleáris Analitikai és Radiográfiai Laboratóriumában volt lehetőségünk. A képeket a Budapesti Neutron Centrum neutronos és röntgenes képalkotásra szolgáló RAD mérőhelyén készítettük el a labor munkatársainak segítségével. Az ImageJ programmal elvégzett digitális képfeldolgozási eljárások után kapott röntgenfelvétel a 4. ábrán látható.



4. ábra: A röntgenradiográfias felvételek digitális feldolgozásából kapott kép, amely az adott mérési beállítás során készített felvételek összerakásából (stack) adódott

A fenti eljárást követően kapott képen már jól láthatók és leolvashatók az MCNP modell pontosításához szükséges információk. A képeken jól észrevehetőek a detektorfej kialakításának specifikációtól való eltérései. Egyrészt a germániumkristályt a vízszintes pozícióhoz képest ferdén helyezték el a réztartóban. Továbbá, ahogyan az a [5] és [9] publikációkban közöltek alapján várható volt, a kristály nem tökéletesen henger alakú, hanem a homogénebb elektromos téreloszlás érdekében a tetején és alján lévő peremek lekerekítettek. A [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14] publikációk alapján a frontális és oldalsó holtréteg a vizsgált detektortípus esetében várhatóan pár száz μm . Mindkét holtréteg vastagságát egyaránt $10 \mu\text{m}$ értékkel alul becsültük, majd megvizsgáltuk a geometriai paraméterek és a kristálygörbület figyelembevételének hatását. Az egyes változtatások detektormodellre gyakorolt hatását a detektor adott mérési geometriára vonatkozó szimulált detektálási hatásfokának változásával lehet jellemezni. A vizsgálat alapját az adott geometriában elvégzett valódi mérésből meghatározott empirikus hatásfok adja. A kristály formájának vizsgálatához csak a korongforrásról rögzített gamma-spektrumot használtuk fel. A korongforrások dokumentációja szerint az aktivitás bizonytalansága

legfeljebb 5 %, de a hibája ettől pontosabban nem ismert. Ez a hibaforrás két gamma-energiához tartozó teljesenergia-csúcs detektálási hatások hányadosának képzésével küszöbölhető ki. Ennek érdekében minden vizsgálat esetén a két energiára vonatkozó ε_{rel} relatív hatásfokot használtuk, amelyet a (4) egyenlet ad meg. Ez alapján a relatív hatásfokot a két energia gamma-gyakorisága és a mért gamma-spektrum adott energiáin rögzített nettó beütésszámok hányadosa határozza meg.

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{N_1 k_{\gamma,2}}{N_2 k_{\gamma,1}} \quad (4)$$

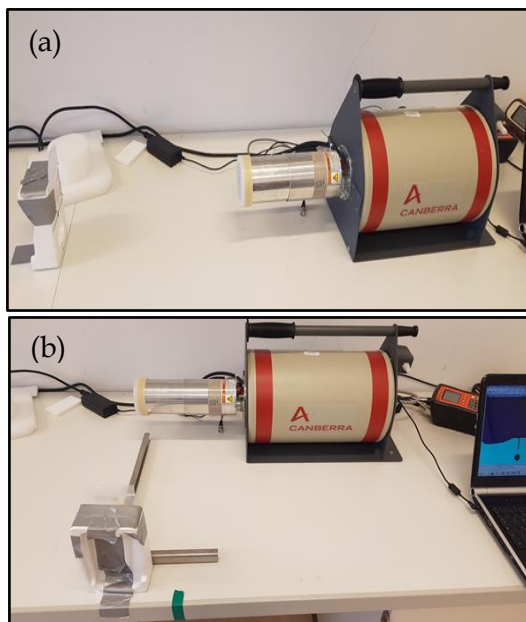
ahol N_i az izotóp gamma-spektrumában az adott gamma-vonal teljesenergia-csúcsában regisztrált nettó beütésszám, $k_{\gamma,i}$ az adott gamma-vonal gyakorisága.

A szimulációkban két mérési geometriában végzett spektrum-felvételek eredményét vettük alapul. Az első mérési pozícióban a forrás a detektor hossz tengelyében, a védősapkától 40 cm-re lévő pozícióban volt, így a számításokban az elülső holtréteg hatását lehetett megfigyelni. A második pozícióban a forrás a detektorfejtől oldalra, a detektor tengelyétől 40 cm távolságra, a detektorsapkától a Dewar-edény felé 3 cm távolságban. A germánium-kristály alakjának változtatásából kapott különböző modellekkel szimulált relatív hatásfokok eredménye alapján a legpontosabb eredményt a kristály lekerekítettségét figyelembe véve kapjuk. Ebben az esetben a szimulált érték körülbelül 2 %-kal nagyobb a valódi értéknél, a holtréteg-vastagság alulbecsülése miatt.

A holtrétegek vastagságának optimalizálása a relatív hatásfok alapján

A detektorkristály frontális és oldalsó holtrétegeinek meghatározásához először a ^{133}Ba , ^{241}Am , ^{60}Co sugárforrások gamma-spektrumát rögzítettük az 5. ábrának megfelelő pozíciókban.

A rögzített spektrumokból minden forrás esetén a nagyobb gyakoriságú, jól mérhető gamma-vonalakhoz tartozó csúcsok nettó beütésszámát határoztuk meg, majd ezek segítségével képeztük az empirikus relatív hatásfokértékeket a (4) egyenlet alapján. Ezután minden forrás esetén több, különböző holtréteg-vastagsággal rendelkező detektormoddellel futtattunk szimulációkat először az első, majd a második mérési pozícióban. Minden szimulációs sorozat esetén megkerestük azokat a frontális és oldalsó holtrétegvastagság-értékeket, amelyekkel a szimulált és mérés útján meghatározott relatív hatásfokok eltérése minimális. A beállított és szimulált mérési elrendezés között a távolságmérések miatti eltérések ismeretlen mértékű, de pár százaléknál nem nagyobb hibát okoznak. Ezek alapján az optimalizáció során a mért és szimulált értékek közötti 5 %-os egyezést tűztük ki célul. Két szimulációs iterációt végezve az oldalsó holtréteg 0,165 cm-es, a frontális holtréteg 2 μm -es vastagsága esetén az 5 %-on belüli pontosságot az elkészített modell már a nukleáris törvényszéki vizsgálatokhoz szükséges 26,34 keV és 1332,49 keV-es energiatartományban biztosítani tudja.



5. ábra: (a) A detektor előtti (első) mérési pozíció, (b) Az oldalsó (második) mérési elrendezés

Az optimalizált detektormodell alkalmazása urántömeg meghatározására

A vizsgálatokhoz a 6. ábrán látható urán-dioxid (UO_2) mintát használtuk. A minta dúsítása egy korábbi ICP-MS mérés alapján $d = 0,255\%$ volt, azaz szegényített urán található benne.

A minta méretei: magassága $10,47 \pm 0,02$ mm, sugara $2,89 \pm 0,02$ mm, tömege („ m_{pell} ”) egy analitikai mérleggel meghatározva

$$m_{pell} = 2,8232 \text{ g} \pm 0,0001 \text{ g} .$$

Az UO_2 tömegének a tiszta uránhoz rendelhető d_U részét a moláris tömegek és a d dúsítás alapján az (5) egyenlet által leírt arányból számolható,

$$d_U = \frac{235d + 238(1-d)}{235d + 238(1-d) + 32} = 0,8815 , \quad (5)$$

amiből meghatározható a mintában lévő urán tömege

$$m_U = 2,4887 \text{ g} \pm 0,0001 \text{ g} . \quad (6)$$



6. ábra: Az urántömeg meghatározására szolgáló módszerek vizsgálatához alkalmazott, szegényített urán-dioxid minta

1. táblázat: Az uránizotópok pontforrásra és hengerforrásra vett szimulált hatásfokértékei, valamint az ezekből az (1) egyenlet alapján meghatározott izotóptömegek a számított hibákkal

Izotóp	E (keV)	$\epsilon_{\text{pont}} (1)$	$\epsilon_{\text{henger}} (1)$	$m_{\text{pont}} (g)$	$\Delta m_{\text{pont}} (g)$	$m_{\text{henger}} (g)$	$\Delta m_{\text{henger}} (g)$
^{235}U	143,80	0,0122	0,0010	0,0007	0,0001	0,0079	0,0009
	185,70	0,0098	0,0015	0,0012	0,0001	0,0078	0,0005
^{238}U ($^{234\text{m}}\text{Pa}$)	258,20	0,0068	0,0021	0,8463	0,0804	2,7189	0,2985
	742,81	0,0020	0,0016	2,0127	0,1125	2,6600	0,2050
	766,38	0,0020	0,0016	1,9562	0,0509	2,4635	0,1499
	1001,03	0,0015	0,0012	2,0698	0,0435	2,5004	0,1472

A minta paramétereinek meghatározása után az 5. ábrának megfelelő (a) mérési pozícióban mértük meg a minta gamma-spektrumát. Annak érdekében, hogy a detektor pontforrásra vonatkozó hatásfokértékeit alkalmazni lehessen erre a kiterjedt sugárforrásra, a henger alakú mintát úgy helyeztük el, hogy a hosszanti szimmetriatengelye a detektor végétől 10 cm távolságra legyen. A két uránizotóp vizsgált energiái, valamint az izotópok felezési idejének felhasználásával ($T_{235\text{U}} = 7,308 \cdot 10^9$ év és $T_{238\text{U}} = 4,468 \cdot 10^9$ év) az (1) egyenlet alapján meghatározott tömegértékeket az 1. táblázat mutatja be [4]. Az egyenletben szereplő hatásfokértékeket az MCNP szoftverrel határoztuk meg a hengeres- (ϵ_{henger}) és pontforrás (ϵ_{pont}) geometriára. A táblázatban a szimulált hatásfokértékek és ezek relatív hibái mellett minden energiára feltüntettük az adott energia alapján meghatározott tömegértékeket. Az „ $m_{\text{pont}} (g)$ ” oszlopban a pontforrásra vett hatásfokkal, az „ $m_{\text{henger}} (g)$ ” alatti oszlopban pedig a hengerre vett hatásfokkal számolt tömegértékek szerepelnek.

A hengeres forrásra kapott eredmények alapján a pelletben lévő urán tömegét az adott izotópok különböző gamma-energiáinak eltérő gyakorisága és így az ezekből kapott eltérő pontosságú tömegértékek miatt a kapott értékek súlyozott átlagából határoztuk meg. A mért m_i tömegértékek \bar{m} súlyozott átlaga

$$\bar{m}_U = 2,5284 \text{ g} \pm 0,0157 \text{ g}.$$

A kapott eredményt összevetve a referenciaértékkel látható, hogy a számított urántömeg 1,6 %-os eltérést ad a mért értékhez képest. További bizonytalanságot okoz a becslésben a kis gyakoriságuk miatt nagyobb hibával mérhető 742,81 keV-es és 258,2 keV-es vonal is. Az utóbbi vonal alacsony energiája miatt a legnagyobb bizonytalansággal mérhető energia a ^{238}U vonalai közül. Az előző számításokat a két leggyakoribb energiára elvégezve a kapott eredmény

$$\bar{m}_U' = 2,4901 \text{ g} \pm 0,0110 \text{ g},$$

ami a referenciaértéktől már csak 0,06 %-kal tér el, ami nagyon pontos egyezésnek mondható.

A végtelen energiájú foton modelljének alkalmazásához a pontforrást tartalmazó szimulációkból kapott, az 1. táblázat 6. oszlopában szereplő értékeket használtuk fel. Az összetartozó $\ln(m_{\text{pont}}) - 1/E$ pontokra, az ^{238}U izotóp négy energiájára a MATLAB szoftver segítségével egy $a \cdot x + b$ alakú egyenest illesztettünk. Az illesztés alapján

$$a = -323,3 \pm 78,7,$$

$$b = 1,091 \pm 0,174.$$

Az y-tengely metszéspontja (b paraméter) az ^{238}U izotóp tömegének logaritmus, azaz

$$\bar{m}_{\text{pont},28} = 2,9772 \text{ g} \pm 0,4964 \text{ g}.$$

Ebből meghatározható a ^{235}U tömege is, ami $0,0074 \text{ g} \pm 0,0011 \text{ g}$ -nak adódott. A teljes urántömeg ekkor

$$\bar{m}_{\text{pont}} = 2,9846 \text{ g} \pm 0,4964 \text{ g},$$

ami hibahatáron belül szintén megegyezik a referenciaértékkel, de ez ebben az esetben 16,63 %-os bizonytalanságot jelent. A kapott eredmények alapján egy kiterjedt forrás teljes urántömegének gamma-spektrometriával történő meghatározása során a legpontosabb eredményt akkor kapjuk, ha a mintát tartalmazó mérési elrendezésnek a valódi, kiterjedt forrásra vonatkozó detektálási hatásfokát határozzuk meg Monte-Carlo szimulációval az ^{238}U izotóphoz rendelhető két leggyakoribb (1001,03 keV-es és 766,38 keV-es) gamma-energiára.

Összefoglalás

A röntgenradiográfiás felvételek, valamint a pontforrásokkal és Monte-Carlo szimulációkkal végzett vizsgálatok alapján korrigált detektormodell az empirikus úton meghatározott hatásfokértékekkel a kitűzött 5 %-os bizonytalanságon belül pontos eredményt ad. Az uránpellettel végzett mérés megmutatta, hogy a detektormodell alapján szimulált hatásfok felhasználásával pontos mennyiségi analízis végezhető tetszőleges, térben kiterjedt források esetén is.

Irodalomjegyzék

- [1] Bódizs Dénes, *Atomnagsugárzások mérés technikái*, Budapest, 2006, ISBN-10:9639664 31-6
 [2] G. Gilmore, *Practical Gamma-ray Spectrometry, 2nd Edition*, John Wiley & Sons, 2008, ISBN 978-0-470-86196-7

- [3] Az Energiatudományi Kutatóközpont Sugárbiztonsági Laboratóriumának honlapja, <https://www.ek-cer.hu/sugarbiztonsagi-laboratorium/>
- [4] Live Chart of Nuclides, <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html#dcy1>
- [5] P. Mekarski, W. Zhang, C. Liu, K. Ungar, Accurate efficiency characterization of a BEGe detector in the low-energy range using empirical and Monte Carlo simulation approaches, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 314, 273–279 (2017), DOI 10.1007/s10967-017-5352-5
- [6] Zi Zeng, Yu-Hao Mi, Ming Zeng, Hao Ma, Qian Yue, Jian-Ping Cheng, Jun-Li Li, Rui Qiu, Hui Zhang, Characterization of a broad-energy germanium detector for its use in CJPL, *Nucl. Sci. Techniques*, (2017) 28:7, DOI 10.1007/s41365-016-0162-y
- [7] E. Andreotti, Characterization of BEGe detectors in the HADES underground laboratory, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, (2013), 718, 475–477, DOI 10.1016/j.nima.2012.11.053
- [8] di Vacri, M. Agostini, E. Bellotti, C. M. Cattadori, A. D’Andragora, A. Garfagnini, M. Laubenstein, L. Pandola and C. A. Ur, Characterization of Broad Energy Germanium Detector (BEGe) as a candidate for the GERDA Experiment, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (2009), 1761-1767, DOI 10.1109/NSSMIC.2009.5402217
- [9] T. Vidmar, J. Gasparro, Crystal rounding and the efficiency transfer method in gamma-ray spectrometry, *Appl. Rad. Isotop.*, 67, 11, 2057-2061, 2009, Doi 10.1016/j.apradiso.2009.07.015
- [10] E. Andreotti, M.Hult, G.Marissens, G.Lutter, A.Garfagnini, S. Hemmer, K.von Sturm, Determination of dead-layer variation in HPGe detectors, *Appl. Rad. Isotop.*, 87 (2014) 331–335, DOI 10.1016/j.apradiso.2013.11.046
- [11] K. Fantínová, P.Fojtik, Monte Carlo simulation of the BEGe detector response function for in vivo measurements of ^{241}Am in the skull, *Rad. Phys. Chem.*, 104 (2014), 345-350, DOI 10.1016/j.radphyschem.2014.01.005
- [12] R. Luís, J.Bento, G. Carvalhal, P. Nogueira, L. Silva, P. Teles, P. Vaz, Parameter optimization of a planar BEGe detector using Monte Carlo simulations, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, 623 (2010), 1014–1019, DOI 10.1016/j.nima.2010.08.020
- [13] J. Bosona, G. Agren, L. Johansson, A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. 587 (2008), p. 304–314, DOI 10.1016/j.nima.2008.01.062
- [14] L. Szentmiklósi, T. Belgya, B. Maróti, Z. Kis, Characterization of HPGe gamma spectrometers by geant4 Monte Carlo simulations, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, Vol. 300 (2014), p. 553–558
- [15] Almási I., Nukleáris és radioaktív anyagok ellenőrzését végző ellenőrök képzésére szolgáló tanfolyamok anyagának összeállítása, Magyar Tudományos Akadémia Izotópkutató Intézet, 2009