

GAM

GAMMA-SPEKTROSKÓPIA

1. A kőzetek radioaktivitásáról

A Föld felszíni rétegeiben elterjedten találhatóak a tórium és az urán izotópjai, valamint a bomlási soraiknak megfelelő leányelemek. Ezek a ^{232}Th , az ^{238}U , az ^{235}U és leányelemeik. A laboratóriumi gyakorlaton egy magas urántartalmú gránitdarabot fogunk vizsgálni, és becslést adunk a minta ^{238}U tartalmára. Ezen kívül több más természetes eredetű mintának is vizsgálni fogjuk a radioaktivitását és összetételét.

A talaj átlagos urántartalma néhány mg/kg (vagy g/t) érték, azaz néhány ppm (*parts per million*). Természetesen ettől lényegesen eltérő értékeket is megfigyeltek. Így figyelemre méltó, hogy vulkanikus hegységek közelében az urántartalom magas lehet. Ismertek híresen magas urántartalmú felszíni kőzetek, pl. az indiai Kerala tartományban. Magyarországon is több helyen található az átlagnál magasabb radioaktivitású talajokat. Ilyeneket elsősorban andezit vagy gránit alapú lekopott hegységeink közelében észleltek, mint például a Velencei-hegységben és a Mecsekben.

A felszíni természetes radioaktivitás forrása ezeken kívül a kálium 40-es izotópjá is, amelynek gyakorisága a kálium atomok **0,0117%-a**. A ^{40}K izotóp β -bomlással ^{40}Ca -ra, vagy (10,7% valószínűséggel) ^{40}Ar -ra bomlik (a β -bomlás során egy elektront vagy egy pozitront bocsát ki az atommag, miközben rendszáma eggyel nő illetve csökken, de tömegszáma nem változik). Ez utóbbi esetben minden bomlást egy 1460 keV^1 energiájú γ foton megjelenése követ (a γ sugárzás fotonokból, az elektromágneses tér kvantumaiból áll). Szinte minden talajmintában kimutatható a radioaktív kálium jelenléte, mivel a ^{40}K egyetlen jól elkülöníthető γ -energiával jelenik meg az energiaspektrumban, és ezért könnyen megkülönböztethető az urán- és tórium-leányok sugárzásától. Ez utóbbi esetekben hosszú a bomlási sor, a sok leányelemből több száz különböző energiájú γ -vonal jelenik meg. A γ -energiák meghatározásával azonosíthatók az egyes energiákat kisugárzó izotópok. A ^{40}K felezési ideje 1,248 milliárd év.

A mesterséges radioaktív izotópok közül a talajmintákban legkönnyebben a ^{137}Cs izotóp mutatható ki (30 év felezési idővel), amely főleg a légköri atombomba-kísérletekből illetve a Csernobili atomerőmű-balesetből származik.

A gyakorlaton megismert módszer elég általános, ez az egyik sokszor alkalmazott eljárás például az építkezéseknél használt anyagok egészségkárosító radioaktivitásának megállapításában, vagy az építkezés helyén levő talaj radioaktivitásának meghatározásában. Az urán radioaktív családjának – a bomlási sorának – egyik eleme a radioaktív radon (^{222}Rn), amely nemesgáz, diffúzióval könnyen mozogva kikerülhet a talajból vagy a kőzetekből. Ennek leányelemei már nem nemesgázok, így kémiaiilag aktívak. Mivel a ^{222}Rn felezési ideje 3,8 nap, még elbomlás előtt kiléphet a talajból és az építésre használt anyagokból, a levegőbe juthat, és felhalmozódhat az épületek légtérében. A radon leányai pedig porszemcsékre tapadva belélegezhetők és a tüdőt α -sugárzással is terhelik. Az α -sugárzás során az atommag egy He-atommagot (más néven α -részecskét) bocsát ki néhány MeV energiával. Az α -

¹ Az *eV* az energia általunk használt egysége: az a mozgási energiamennyiség, amelyet egy elektron akkor szerez, ha 1V feszültséggel felgyorsítjuk. $1\text{ eV}=1,6\cdot 10^{-19}\text{ J}$. Gyakran használjuk ennek az egységnek az ezerszeresét (*keV*) és milliószorosát (*MeV*) is.

részecske kétszeresen elektromosan töltött (két protont tartalmaz), ezért erősen ionizál, az anyagban gyorsan lefékeződik. A kívülről az embert érő α -sugárzás ugyan már a bőrben elnyelődik, de az α -sugárzó izotópot belelegezve a sugárzás teljes energiája a test érzékeny szöveteiben adódik le.

A magas radon-koncentrációjú légterek elkerülése végett a talajt már az építkezés előtt szokás ebből a szempontból is vizsgálni. Építkezéseken korábban gyakran használtak salakanyagokat (pl. kohósalak) építési ill. szigetelési célokra. E salakokban származási helyüktől függően (hazánkban pl. Tatabánya környékéről származó mintákban) égetés után az ^{238}U koncentráció feldúsul. Ma már tudjuk, hogy a falak radioaktivitása aggályokat kelt, a belőlük készült épületek légterében a szokásosnál nagyobb lehet a radon-koncentráció.

Ugyanezzel a mérési módszerrel következtethetünk a felszín alatti kőzetek urán- vagy tórium-tartalmára is.

Számunkra most az említett radioaktív anyagok gamma-sugárzása a fontos. Az urán és tórium leányelemei között természetesen dominálnak az alfa- és béta-bomló izotópok (tehát amelyek hélium-atommagot, illetve elektront vagy pozitront bocsátanak ki), de ezek a sugárzások rögtön - a talajban vagy más anyagban - már rövid távolság megtétele után el is nyelődnek. Nagy térfogatú (több centiméteres) mintákból szinte kizárólag a gamma-sugárzás lép ki, mi csak ezt a sugárzást detektálhatjuk.

A laboratóriumi gyakorlat célja az, hogy megismerkedjünk azokkal a tényekkel, ami miatt a kőzetek természetes okokból radioaktivitást mutatnak, és gyakorlatot szerezzünk egy olyan kísérleti módszer alkalmazásában, amelyet kiterjedten alkalmaznak környezeti minták vizsgálatakor. Eközben végig fogjuk venni azokat – a sokszor összetett – feladatokat, amelyeket a kísérletezőnek a módszer ésszerű alkalmazásakor meg kell oldania.

2. A kőzetek radioaktivitásával kapcsolatos fizikai háttér

A radioaktív bomlás

A természetben előforduló radioaktivitás részben a kozmikus sugárzásból, részben a Földön előforduló radioaktív magok bomlásából származnak. Mi ez utóbbiakat vizsgáljuk mérésünkben.

A radioaktív bomlások fajtái már középiskolából ismertek: α , β és γ bomlás. Az α bomlás során a bomló magból egy ^4He mag lép ki, melynek során a bomló mag rendszáma 2-vel, tömegszáma 4-gyel csökken. (A tömegszám a magban levő neutronok és protonok számának összege). A β bomlás során csak a mag rendszáma változik – nő, vagy csökken 1-el, tömegszáma változatlan marad, míg γ bomlás esetén sem a rendszám, sem a tömegszám nem változik, ekkor az atommag egy alacsonyabb energiaszintű állapotba kerülve csak egy elektromosan semleges részecskét, foton bocsát ki.

A radioaktív bomlás leírható egy állandó együtthatós differenciálegyenlettel:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i N_i$$

ahol N_i a bomlásra kész magok száma és λ_i a magra jellemző bomlásállandó. E differenciálegyenlet megoldása

$$N_i = N_{i0} e^{-\lambda_i t}$$

ahol N_{i0} a bomlásra kész magok száma a $t=0$ időpontban. Definíció szerint az időegységenkénti bomlások száma az illető izotóp **aktivitása**. Esetünkben tehát:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N .$$

Az aktivitás egysége a másodpercenkénti bomlásszám, a Bequerel (Bq). (1 Bequerel=1bomlás/sec).

A gyakorlatban a bomlásállandó helyett gyakran a felezési időt használják. Ez az az idő, mely alatt a bomlásra kész magok száma a felére csökken. A bomlásállandó és a felezési idő között egy könnyen kiszámítható összefüggés áll fenn:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{0,6931}{\lambda}, \text{ amiből } \lambda = \frac{0,6931}{T_{1/2}} .$$

A természetben előforduló nehéz radioaktív elemek (^{238}U , $T_{1/2}=4,468 \cdot 10^9$ év, ^{232}Th , $T_{1/2}=1,40 \cdot 10^{10}$ év és ^{235}U , $T_{1/2}=0,72 \cdot 10^9$ év) hosszú bomlási sor után a 210-es tömegszám táján már stabil izotóppá válnak – miközben α és β bomlásokkal változik rendszámuk, és egy-egy bomlás során megjelenhetnek γ fotonok tucatjai is.

A radioaktív családok és a szekuláris egyensúly

Mint említettük, a radioaktivitás során a tömegszám vagy négygyel csökken, vagy nem változik. Például az ^{238}U magból előállható tömegszámok 234, 230, 226, 222 stb. lehetnek négyesével lefelé haladva. Azaz a 238 tömegszámú izotópból nem keletkezhet 237, 236 vagy 235 tömegszámú atommag. Ez azt jelenti, hogy négy bomlási család létezik aszerint, hogy a tömegszám négyes osztású maradéka 0, 1, 2 vagy 3. E négy családból csak azok a sorok maradtak meg, melyeknél a felezési idő összemérhető Földünk életkorával – ez a már említett három „anyaelem”. A családok negyedik tagjának, a ^{237}Np -nek a felezési ideje mindössze 2,14 millió év, így ez már lebomlott a Föld története során.

Vizsgáljunk egy bomlási sort, ahol az anyaelem felezési ideje sokkal nagyobb, mint bármelyik leányelemének felezési ideje, azaz bomlásállandója sokkal kisebb, mint bármelyik leányelemének bomlásállandója. Ilyenkor elég hosszú idő után az összes leányelem aktivitását az anyaelem aktivitása határozza meg.

Tételezzük fel egy bomlási sorról, hogy $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \dots$ alakú, azaz az 1-ből 2, a 2-ből 3, a 3-ból 4, ... mag lesz az átalakulás során. Ekkor a bomlásra a következő differenciálegyenlet-rendszer lesz érvényes

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_3}{dt} &= -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2 \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \\ \frac{dN_i}{dt} &= -\lambda_i N_i + \lambda_{i-1} N_{i-1} \\ &\dots \end{aligned}$$

Itt az i index a $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow \dots \rightarrow i \rightarrow \dots$ bomlási sor megfelelő elemére utal. Az I anyaelemre az egyszerű bomlástörvény vonatkozik. Az egyes leányelemekre is igaz lenne ez, ha csak önmagukban lennének, tehát pl. N_2 -re csak a $\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2$ egyenlet vonatkozna. Mivel azonban időegység alatt az elbomló $\lambda_1 N_1$ anyamagból leánymag lesz, így a 2 magok száma szaporodik is, nem csak fogy.

Példaként tételezzük fel, hogy a bomlási láncban az 1 mag felezési ideje 10 év, míg a 2 magé $1 \mu\text{s}$. Ekkor néhány μs után a 2 mag bomlásainak száma megegyezik az 1 elem bomlásszámával, hiszen csak annyi 2 mag tud elbomlani, amennyi keletkezett. Az anya minden bomlását „rögtön” a leány bomlása követi. Következésképpen a leányelem aktivitása egyenlő lesz az anyaelem aktivitásával. Ha ilyenkor az anyaelem felezési idejéhez képest nagyon rövid – mondjuk néhány óras, néhány napos – mérést végzünk, akkor az anyaelem aktivitása gyakorlatilag nem változik. Ez azt jelenti, hogy $\frac{dN_2}{dt} = 0$. Ez a helyzet – más időskálán – hasonló akkor is, ha például az anyaelem ^{238}U ($T_{1/2}=4,468 \cdot 10^9$ év), mivel a leghosszabb felezési idejű leányelemének (^{234}U , $T_{1/2}=2,445 \cdot 10^5$ év) felezési ideje sokkal rövidebb. Ekkor természetesen nem néhány száz $10 \mu\text{s}$ után áll be az egyensúly, hanem néhány száz 245 ezer év alatt. Az egyenletrendszer alapján ekkor – az anyaelem felezési idejéhez képest – nagyon rövid idejű mérések során az aktivitás nem változik, azaz

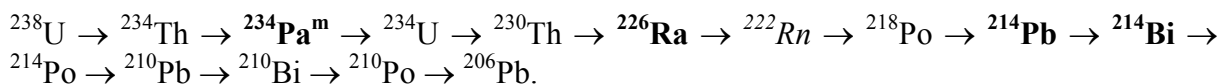
$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \dots = \frac{dN_i}{dt} = \dots = 0.$$

Ebből következik, hogy

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_i N_i = \dots = \text{Aktivitás}$$

azaz minden leányelem aktivitása megegyezik az anyaelem aktivitásával. Ez az aktivitások közötti egyensúly, amelyet *szekuláris egyensúly*nek nevezzük. Így bármelyik leányelem aktivitását megmérve megkaphatjuk az anyaelem aktivitását. Az aktivitás és az anyaelem bomlásállandójának ismeretében egyszerű osztással meghatározhatjuk az anyaelem bomlásra kész atommagjainak számát. Tudjuk továbbá, hogy pl. 238 g urán anyagmennyisége 1 mol, tehát $6,022 \cdot 10^{23}$ darab uránatomot tartalmaz. Ebből a mért uránatomok számának ismeretében a minta urántartalma egyszerű aránypárral meghatározható.

Feltételezhetjük, hogy egy gránitdarab legalább több tízmillió éves, azaz már régen beállt a szekuláris egyensúly az anyaelemek és leányelemei között. Az ^{238}U bomlási sora:



Félkövér betűvel jeleztük azokat az izotópokat, amelyek gamma-sugárzását könnyen mérhetjük. Annak ellenére, hogy a szekuláris egyensúly beállt, nem biztos, hogy minden izotóp aktivitása megegyezik, hiszen a ^{222}Rn egy része kidiffundálhat a gránitból, mielőtt elbomlik. Ekkor a szoba levegőjében szétoszlik, és leányai elhagyják a detektor környékét, így sugárzásuk nem lesz mérhető. Tehát a bomlási sorban a radon fölötti és radon alatti izotópok aktivitása különbözhet egymástól (de pl. a ^{214}Pb és a ^{214}Bi aktivitása meg kell, hogy egyezzen). Vékony mintáknál szinte a teljes radon mennyiség elszökhet, ekkor a radon-leányok gamma-vonalai nem láthatók a mért spektrumban. A rádium és a radon-leányok sugárzásának összehasonlításával akár az adott kőzet porózusságára (pontosabban a radon diffúziós állandójára) is következtethetünk.

Előfordulhat az is, hogy rádiumot (^{226}Ra) találunk a mintában, de uránt nem (azaz nem látjuk sem a $^{234}\text{Pa}^m$, sem az ^{235}U sugárzását). Ez pl. radioaktív gyógyforrások esetén a csővezetékre kivált rádiumtartalmú vizkő, vagy rádiumfestékekkel ellátott lumineszcens óraszám lapok vizsgálata során történhet. Mindig ügyelni kell tehát a mért spektrum helyes interpretációjára.

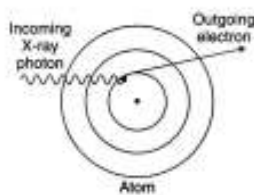
3. A gamma-spektroszkópia módszere

A gránitminta urántartalmának meghatározása, valamint a többi természetes eredetű minta vizsgálata a gamma-spektroszkópia módszerével történik.

Mint látni fogjuk a mérés során, a gránit mintában lényegében csak az ^{238}U és leányelemeiből kilépő γ -k vonalai jelennek meg értékelhető intenzitással 10-15 perces mérés alatt. Mivel a ^{235}U csak kb. 0,7%-ban van jelen az uránban, ezért leányelemeinek kimutatásához több órás mérésre lenne szükség. Másrészt – mint azt látni fogjuk – mintánkban ilyen rövid mérési idő alatt a ^{232}Th vonalai alig észlelhetőek. Mindezek miatt esetünkben az ^{238}U és leányelemei adják a gamma sugárzás döntő részét.

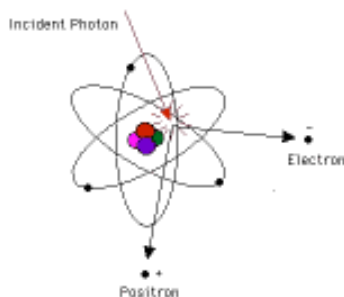
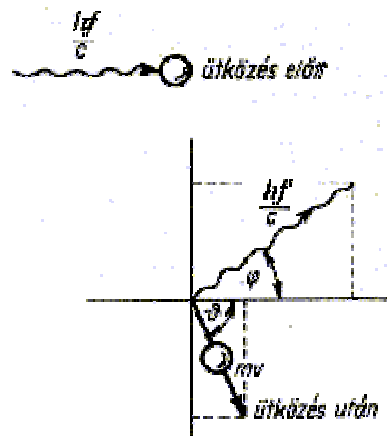
3. 1. A detektor

Egy detektálás során mindig a detektor érzékeny térfogatában maradt energiát tudjuk mérni. E leadott energiát a mérendő részecskének (esetünkben az elektromosan semleges γ -kvantum) a detektor anyagával való kölcsönhatása határozza meg. E kölcsönhatások a fotoeffektus, a Compton-szórás és a párkeltés.



A fotoeffektus kis gamma-energiákon valószínű, és a foton teljes energiája egy, az anyagban található elektronnak adódik át. Az adott atom ionizálódik és az elektron nagy sebességgel elindul az anyagban, de energiáját gyorsan elveszíti, mivel elektromosan töltött és így kölcsönhat az anyag összes környező elektronjával.

A Compton-effektus során a foton szóródik egy elektronn, amelyet a fotoeffektushoz hasonlóan kiszabadít az atomi elektronpályáról, csak hogy itt a foton is továbbhalad az eredetnél kisebb energiával (nagyobb hullámhosszal). Az energia megoszlása a továbbhaladó foton és a meglökött elektron között véletlenszerű, nem élesen meghatározott. Később a foton kiszökhet a detektorból, vagy újabb Compton-effektusban vehet részt. Ahogy energiája lépésről lépésre csökken, fotoeffektussal fejezheti be utazását a detektorban. Ekkor az eredeti foton teljes energiája leadódott és végül az elektronok mozgási energiájára fordult.



A párkeltés során a foton a vákuumból kipolarizál egy elektront és egy pozitront (amely az elektron antirészecskéje). Ez az elektron nem volt eredetileg jelen az anyagban. Mindehhez a foton energiája nagyobb kell, hogy legyen mint az elektron és a pozitron össztömege, azaz legalább 1022 keV. A keletkező elektron és pozitron is lelassul az anyagban. A pozitron a lelassulás után egy másik, anyagban található elektron közelébe kerülve

megsemmisül vele, az annihiláció után két (vagy ritkábban három) 511 keV energiájú foton keletkezik egymással ellentétes irányban (ez az energia- és az impulzus-megmaradás miatt van így). Ezek a fotonok most már nem elég nagy energiájúak egy újabb párkeltéshez, de Compton- és fotoeffektust okozhatnak. Ha az egyik vagy a másik foton kiszökik a detektorból kölcsönhatás nélkül, akkor az eredeti foton-energiánál 511 illetve 1022 keV-vel kevesebbet fogunk mérni (egyszeres illetve kétszeres kiszökési csúcsok). Ha a fotonok a teljes energiájukat leadják a detektorban, akkor viszont az eredeti foton-energiának megfelelő jelet fogunk a detektorból kapni.

A fenti kölcsönhatások mindegyike tehát egy vagy két, egyetlen elemi töltéssel rendelkező töltött részecske keltéséhez/kiszabadításához vezet. E töltött részecskék mozgási energiája sokszorosa a detektor atomjaiban levő elektronok kötési energiájának. A félvezető detektorban haladva ezek elektron-lyuk (elektronhiány) párokat hoznak létre, az elektronokat a vezetési sávba taszítva. Egy ilyen elektron-lyuk pár létrehozásához mindössze néhány eV energia szükséges. Így egy meglökött elektron (pozitron) 10^5 – 10^7 töltéshordozó párt is létrehozhat a félvezető detektorban, a leadott energiájával arányosan. Ezt a keletkezett töltésmennyiséget határozzuk meg a töltések bizonyos idő ($\approx 10 \mu\text{s}$) alatti begyűjtésével. Az energiamérés nagy (jobb, mint egy ezrelék) pontossága (azaz a detektor felbontása) éppen azon múlik, hogy a létrehozott elektron-lyuk párok száma nagy, így statisztikusan csak kevésbé fluktuál a számuk.

A detektor egy nagy tisztaságú germánium félvezető detektor. Ebben a γ -foton teljes energiája leadódhat fotoeffektussal, többszörös Compton-szórással, ill. a párkeltést követő annihilációs folyamatban keletkezett mindkét 511 keV energiájú foton megfogásával. Az általunk használt germánium detektor esetén (lineáris méretei $\sim 5\text{cm}$ körül vannak) a többszörös szórás néhányszor 10^{-9} s (néhány ns) alatt megtörténik. Ilyen detektorméret mellett a 200 keV γ -energia felett a teljes energia, ha a detektorban marad, nem fotoeffektussal, hanem nagy valószínűséggel többszörös szórással maradt a detektorban. (Ezért helyesebb a „fotocsúcs” helyett a „teljes energiájú csúcs” kifejezést használni!) A félvezető detektorok energia-felbontóképessége 1 MeV mellett 1-2 keV, így ez a tulajdonság alkalmassá teszi őket a pontos energia meghatározásra.

A detektorra nagyfeszültséget (3000-4000 V) kapcsolunk, hogy az elektron-lyuk párok ne tudjanak rekombinálódni, hanem az elektronok a pozitív, a lyukak a negatív elektródára gyűlve elektromos áramimpulzust hozzanak létre. A detektort hűteni is kell, mivel a feszültség hatására akkor is áram folyik, ha nem érné radioaktív sugárzás a mintát. Hogy ezt elkerüljük, a detektor egy rézrúd felső végére van helyezve, míg alsó végét folyékony nitrogénben folyamatosan $-196 \text{ }^\circ\text{C}$ hőmérsékleten (a nitrogén forráspontján) tartjuk. A réz jó hővezető, így a felső vége is lehűl és a detektort is lehűti. A nitrogén elpárolgása esetén túláram keletkezhet, amely tönkretelhetné a detektort, de ez ellen a nagyfeszültségű tápegység védve van (nagy áram esetén kikapcsol).

A detektor jelét egy spektroszkópai erősítő erősíti fel és formázza meg. Ezután egy rövid, és néhány volt amplitúdójú jelet kapunk. Minden foton, amelyik energiát adott le a detektorban, létrehoz egy ilyen elektromos impulzust. Ezt az eseménysort együttesen *beütésnek* nevezzük.

3.2. A mérési módszer

A mérés során a minta gamma-sugárzásának energiaspektrumát kell felvenni ismert ideig. Ehhez rendelkezésre áll egy hordozható spektroszkópai analizátor modul, amely USB csatlakozóval egy személyi számítógéphez van kötve. Az információt a feldolgozóprogram segítségével értékeljük ki.

Az amplitúdó analízátor működése:

Az analízátorban van egy $8192 (=2^{13})$ elemű vektor, melynek minden elemét a mérés kezdetén kinullázzuk. A beérkező analóg elektromos jel csúcstértékét az analízátor automatikusan feljegyzi, és digitalizálja: nagyságát egy egész számmal jellemzi a csúcspotenzívussággal arányosan 0 és 8191 között. Minél nagyobb energiát adott le a foton a detektorban, annál nagyobb ez a szám. Ezzel a számmal kijelöljük a vektor ezzel azonos sorszámú elemét (a csatornaszámot), és ezen elem *tartalmát* megnöveljük eggyel. Tehát pl. ha az adott beütésnél a mért energia – ebben az önkényes egységben – 536, akkor a vektor 536. eleméhez (ennek a csatornának a tartalmához) egyet hozzáadunk. A mérés végén tehát ennek az elemnek az értéke (azaz, az 536. *csatorna* tartalma) azoknak a fotonoknak a száma lesz, amelyek pontosan akkora energiával rendelkeztek, hogy hozzájuk az 536-os számot rendelte az analízátor. Ezzel tehát meghatározzuk a különböző nagyságú jelek előfordulási *gyakoriságát*, a beütések számát az egyes csatornában (vagyis az egyes energiákon). Amennyiben jól meghatározott energia leadás történt a detektorban, ez egy jól meghatározott csatornaszám környezetének kijelölését jelenti. Így ha ábrázoljuk a csatornaszám függvényében a detektált jelek számát (energiaspektrum, energia-hisztogram), akkor lesznek bizonyos karakterisztikus helyek, ahol csúcsokat kapunk. A detektor felbontása nem végtelenül jó, ezért még akkor is, ha fotonjaink egy adott, éles energiaértékkel rendelkeztek, az egyes elektromos jelek nem lesznek pontosan egyformák, és a hozzájuk rendelt csatornaszámok is kis mértékben eltérhetnek. Ezért egy adott energiának megfelelő beütések nem csak egyetlen csatornában, hanem 5-10 csatornában elkenődve, csúcsot alkotva jelennek meg. Tehát amikor egy adott energiájú fotonok teljes számát akarjuk meghatározni, ennek a csúcshoz tartozó területét (tehát a csúcshoz tartozó csatornák tartalmának összegét) kell kiszámítanunk.

Az energia-kalibráció

Feltételezve, hogy a csúcsok helye egyszerű (lineáris) összefüggésben van a detektorban maradt teljes energiával, ismert energiákat sugárzó izotóppal (izotópokkal) meghatározhatjuk a csúcshely-energia függvényt (energia-kalibráció). Ezután már könnyen azonosíthatunk egy ismeretlen izotópot a belőle kijövő γ -csúcs energiája (a csúcs helye) alapján.

Az energia-kalibrációt egy ^{232}Th forrás segítségével végezzük el. Ehhez néhány percig gyűjtjük a Th spektrumát. Használjuk a spektrumban megjelenő 238,6 keV és 2614,7 keV energián megjelenő csúcsokat (ezek a spektrum kis energiájú részén megjelenő legnagyobb intenzitású, és a spektrum végén megjelenő vonalak)! Pontosabb kalibrációhoz ezután ismét kalibrálhatjuk a spektrumot az előbbieket mellett figyelembe véve pl. a 338,3 keV és a 721,2 keV energián megjelenő két vonalat is. E kalibrációkhoz jelöljük ki a csúcsokat a két kurzorral, majd vegyük fel a csúcsok (ROI – *range of interest*) listájára! Az egyes csúcsoknál megadhatjuk az ismert energiát keV egységekben. A kalibráció után a mérendő mintát a detektorra téve és ismert ideig mérve a tórium spektrumától gyökeresen különböző spektrumot kapunk. Nyilvánvaló, hogy az egyes – most már meghatározható – energiákon a csúcsok területe arányos lesz a mérési idővel és a minta aktivitásával. A csúcsok teljes és nettó területét, valamint annak hibáját meghatározhatjuk a mérőprogram segítségével.

A mintában lévő elemek azonosítása a megfigyelt γ -energiák alapján

A mintából kilépő gamma-sugárzás a bomlási sorban egy alfa- vagy bétabomlást követő új elemből származik akkor, ha a bomlás az új elem valamely gerjesztett állapotára vezet. Ha több lehetséges állapotra vezet a magátalakulás, akkor egy adott energiájú gamma-foton csak a bomlások egy részében jelenik meg, nem mindegyikben. Igaz továbbá, hogy egy gránitdarabban csak a természetes radioaktivitásból származó sugárzás várható. Márpedig e bomlási sorokban előforduló legnagyobb tömegszám a 238, és a bomlási sorok a 210

tömegszám táján egy stabil elemre való bomlással befejeződnek. Rendelkezésünkre áll egy program (DECAY), melyben több ezer gamma energia van felsorolva az azt kibocsátó atommaggal együtt. A mért energiák alapján, valamint annak figyelembevételével, hogy a lehetséges kibocsátó magok tömegszáma 210 és 238 között van, könnyen azonosíthatjuk a kibocsátó magot. Az egyes magoknál pedig megtaláljuk azt, hogy a bomlások hányad részében keletkezik a mért energiájú gamma-foton (intenzitás). Nyilvánvaló, hogy pl. ha a mért gamma-foton csak a bomlások 19%-ában lép ki, akkor az aktivitás becsléséhez a detektált gamma fotonok számát (tehát a csúcs területét) osztanunk kell 0,19-el.

A detektor hatásfokának meghatározása

Gondot jelent továbbá annak meghatározása, hogy egy, a mintából kijövő foton teljes energiája milyen valószínűséggel marad a detektorban. Ennek a meghatározása meglehetősen bonyolult feladat, különösen kiterjedt források esetében. Esetünkben egy szimulációs módszert, az ún. **Monte-Carlo módszert** használunk a detektálási valószínűség meghatározására.

A módszer lényege a következő:

Feltételezhetjük, hogy a minta minden egyes térfogateleméből egyenlő valószínűséggel lép ki a tér minden irányába egy adott energiájú gamma-foton. Generálunk véletlen irányba kilépő fotonokat, és számláljuk azokat. Amennyiben a detektor irányába indul egy foton, megvizsgáljuk, hogy kölcsönhat-e a detektor anyagával. A kölcsönhatások típusa lehet fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés. A program tartalmazza e folyamatok hatáskeresztmetszetét germániumra az energia függvényében. Végigkövetjük a foton mindaddig, míg vagy teljes energiáját leadja a detektor anyagában, vagy elhagyja a detektort, és külön számoljuk azokat az eseményeket, amikor a teljes energia a detektorban maradt. Ezen eseményszám és az összes generált eseményszám viszonya megadja a keresett *hatásfokot* (η). Ha fotoeffektus következett be, akkor a foton teljes energiája a detektorban maradt, nem kell tovább foglalkozni az eseménnyel. Compton-szórás esetén azonban a szórt gamma-fotont tovább követjük, hiszen újra szóródhat a detektorban. Mivel ez a folyamat néhány száz 10^{-10} s alatt lejátszódik, és a detektorban az ionizáció során keletkezett töltések begyűjtési ideje néhány μ s, a teljes energia többszörös szórásokkal is bennmaradhat a detektorban. Hasonló a helyzet a párkeltés esetében is, hiszen ebben az esetben a keletkezett pozitron lelassul, találkozik egy elektronnal, és két, ellenkező irányban kilépő 511 keV energiájú gamma-foton keletkezik, amelyeket azután külön-külön tovább kell követni.

E módszer alkalmazása során több millió eseményt is kell generálnunk ahhoz, hogy a detektálási hatásfokot elegendően pontosan tudjuk megbecsülni. A számítás relatív pontossága a generált eseményszám négyzetgyökével fordítottan arányos. Így tehát a hiba felére csökkentéséhez négyszer annyi eseményt kell generálnunk.

A minta önárnyékolásának problémája

További megfontolást jelent, hogy egy kiterjedt minta esetén a mintának a detektorhoz közeli részein szinte minden második gamma foton a detektor irányába indul el, míg a távolabbi helyekről elinduló gamma fotonok jóval kisebb térszögben látják a detektort. Ráadásul ez utóbbi esetekben a detektor irányába induló gamma fotonnak át kell jutnia kölcsönhatás nélkül a minta anyagán. Az itt számításba jövő kölcsönhatások szintén a fotoeffektus, a Compton-szórás és a párkeltés. Amennyiben a mintában e kölcsönhatások valamelyike végbemegy, a detektorba már egy egészen más energiájú foton érkezik – vagy oda sem jut – mellyel nem szabad foglalkoznunk. Ez az önabszorpció jelensége.

- Az önabszorpció nagyságának becsléséhez ismernünk kell a minta hozzávetőleges összetételét, valamint a teljes periódusos rendszerre vonatkozóan a kölcsönhatások rendszám- és energiafüggését. Itt lényeges azt tudni, hogy például a fotoeffektus valószínűsége a rendszám ötödik hatványával arányos. Bár a valószínűség az energiával rohamosan csökken, a kisebb, 100-400 keV energiáknál már viszonylag kis részarányban előforduló nagyrendszámú elemek is nagy önabszorpciót jelenthetnek. Előny viszont, hogy a detektorhoz közelebbi részek vékonyabb anyagrétegen haladnak át, továbbá nagy térszögben látják a detektort, ami csökkenti a távolabbi részek hatását. Sajnos, az elemek kölcsönhatásának rendszám- és energiafüggése csak közelítő formulákban szerepel a programban, amit tovább ronthat az összetétel pontos ismeretének hiánya. E tények következtében mintegy 6-8%-nál pontosabban nem tudjuk megmérni a minta ^{238}U tartalmát.
- Pontos méréshez megmérhetnénk a minta önabszorpcióját ismert energiájú és intenzitású gamma sugárzó izotópok segítségével, majd az így meghatározott energiafüggő önabszorpcióval korrigálhatnánk az önabszorpció nélkül számított detektálási hatásfokokat. Ez a lehetőség azonban sokkal hosszabb mérési időt igényelne, mint ami a gyakorlaton rendelkezésünkre áll.

A gránit minta mérése

Az energiaspektrumban karakterisztikus energiáknál éles, Gauss-görbe alakú csúcsokat detektálhatunk. E csúcsok nettó területe (a Compton-háttér nélkül) a bomló elem aktivitásával (koncentrációjával) függ össze, arányos továbbá azzal, hogy egy adott energiájú vonal milyen valószínűséggel jelenik meg az anyaelem gerjesztése esetén. Ha pl. 1000 ^{214}Pb atomunk van, akkor – az egymással versengő többféle bomlási csatorna miatt – átlagban csak 192 esetben jön ki 295,2 keV energiájú γ -foton. Mi azonban a ^{214}Pb magok számát a mért γ -fotonok számából próbáljuk megállapítani, következésképpen a mért γ -foton számot osztani kell az intenzitás faktoral, jelen esetben 0,192–vel.

A koncentráció arányos a csúcsterülettel, de fontos, hogy a minta energiafüggő önnyelődését és a detektor energiafüggő hatásfokát figyelembe vegyük. Mindkét tényező kimérhető vagy meghatározható.

A minta önárnyékolása függ a minta összetételétől (átlag-rendszámától), ezért ezt a faktort minden minta esetén újra kell számolni. Ezt a feladatot egy számítógépes program végzi. A program véletlenszerű helyen és irányban elindít egy adott energiájú gamma-sugárzást, és követi ennek az anyaggal történő kölcsönhatását az adott geometriának megfelelően, és végigszámolja az elnyelődés gyakoriságát.

A mérést nagy tisztaságú germánium-detektorral végezzük. A félvezető detektorban a radioaktív sugárzás hatására a leadott energiával arányos számú szabad elektron indul el a pozitív oldal fele, és ugyanennyi pozitív töltés indul a negatív oldalra. A leadott energiát így a detektor elektronikus jelének nagyságából az amplitúdó analízátor határozza meg.

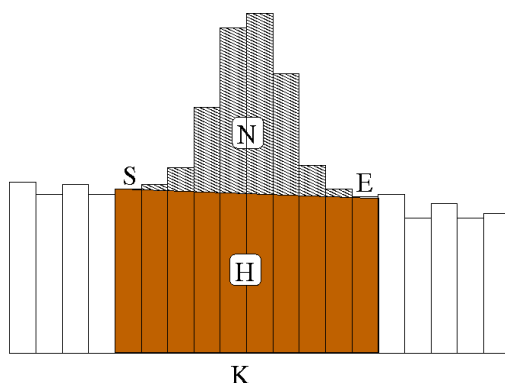
Az ^{238}U és néhány leányelemeinek felezési ideje ($T_{1/2}$ amiből $\lambda = \ln(2) / T_{1/2}$): ^{238}U : 4,468 milliárd év, ^{234}U : 244,5 ezer év, ^{230}Th : 77 ezer év, ^{226}Ra : 1600 év, ^{214}Pb : 26,8 perc, ^{214}Bi : 19,9 perc. A felezési időket át kell számítani másodpercre, hogy a bomlásra képes részecskeszámokat helyesen kapjuk meg. A számítás módja tehát:

$$A = \frac{N}{\eta \cdot I \cdot t}$$

ahol A a keresett aktivitás, N a mért nettó csúcsterület, η a hatásfok, I a gamma-foton intenzitása és t a mérési idő. Az így kapott aktivitást osztva az ^{238}U bomlásállandójával megkaphatjuk az urán magok számát, majd az urán magok számából egyszerű aránypárral a minta urántartalmát – vagy hogy a minta egy kilogrammjában (tonnájában) mekkora tömegű urán van.

4. A mérési adatok és a származtatott mennyiségek hibájának kiszámítása

A mért értékeket (és mértékegységüket!) nem elég megadni, azok hibájára is szükség van. (Egyébként a hiba – másnéven mérési bizonytalanság – mértékegysége mindig megegyezik annak a mennyiségnek a mértékegységével, amihez tartozik). A hiba ismeretének hiányában nem lehet pl. két értéket értelmesen összehasonlítani. A mérési hiba egyrészt a csúcsok nettó területének statisztikus hibájából, másrészt a hatásfok szisztematikus hibájából származik. Az időmérés és a táblázatból vett intenzitások ehhez képest igen pontosak, hibájuk az előzőekhez képest elhanyagolható, azokkal nem kell foglalkoznunk. A hatásfok hibáját nehéz megbecsülni, és túlmutat a gyakorlat keretein, ezért tekintjük azt 7%-nak a gránit mintánál, és 20%-nak a többi minta esetén. Részletesen tudunk azonban foglalkozni a csúcsok területének a hibájával, és az ebből öröklődő hibákkal. Az alábbiakban összefoglaljuk, hogy milyen ismeretekre lesz szükségünk a statisztikus hibák kiszámításánál.



A teljes csúcsterület (T) hibája a teljes terület (teljes beütésszám) négyzetgyöke: $\sigma_T = \sqrt{T}$. A nettó csúcsterület (N) a Compton-háttér (H) levonása után kapott terület: $N = T - H$. Ha két mennyiség *független*, akkor összegük (vagy különbségük) hibája a két mennyiség hibájának négyzetösszegének gyöke. Ezért N hibája így számítható: $\sigma_N = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_H^2} = \sqrt{T + \sigma_H^2}$. A háttérrel a program úgy vonja le, hogy a csúcs jobb és bal szélén kijelölt csatornák tartalmát alapul véve kiszámítja a trapéz területét: $H = K(S + E)/2$, ahol K a csúcst alkotó csatornák száma, és S az első, E az utolsó csatorna tartalma. Mivel K rögzített (mérésről mérésre nem változik), S és E hibája pedig \sqrt{S} illetve \sqrt{E} , H hibája: $\sigma_H = K\sqrt{S + E}/2$. Így a fentiek szerint a nettó csúcsterület abszolút hibája:

$$\sigma_N = \sqrt{T + K^2(S + E)/4} = \sqrt{T + H \cdot K/2} = \sqrt{N + H \cdot (K/2 + 1)}.$$

Meg kell jegyeznünk, hogy mivel a teljes T terület nem teljesen független az S és E értékétől, hiszen az első és utolsó csatorna is beletartozik a csúcshoz, a fenti képletet kissé pontosítani kell. Ezt a pontosabb képletet levezetés nélkül közöljük (de levezetéséért jutalom jár):

$$\sigma_N = \sqrt{N + H \cdot (K/2 - 1)}.$$

Így a T teljes és N nettó csúcsterület mellett szükségünk van arra is, hogy a kijelölt csúcs (ROI) hány csatornából áll (K). Ez az általunk használt számítógépes programmal könnyen leolvasható. Ezt a σ_N mennyiséget, mint statisztikus hibát tüntessük fel minden nettó csúcsterület mellett! A nettó csúcsterület *relatív hibáját* most már egyszerűen megkapjuk: $\sigma_N^{rel} = \sigma_N / N$ (vagy százalékban kifejezve ennek az értéknek a 100-szorosa).

Két mennyiség hányadosának (vagy szorzatának) *relatív* hibája a *relatív* hibák négyzetösszegének gyöke. Mivel az aktivitás kiszámításánál a nettó csúcsterületet és a határfokot elosztjuk, az aktivitás (A) *relatív* hibáját így kapjuk:

$$\sigma_A^{rel} = \sqrt{(\sigma_N^{rel})^2 + (\sigma_\eta^{rel})^2}.$$

Ha a határfokot pontosnak tételezzük fel, akkor ez egyszerűen $\sigma_A^{rel} = \sigma_N^{rel}$ -re egyszerűsödik. Természetesen az aktivitás *abszolút* hibája ebből így adódik: $\sigma_A = A \cdot \sigma_A^{rel}$. Az aktivitások átlagolásánál figyelembe kell vennünk, hogy egyazon izotóp különböző csúcsaira kiszámolt aktivitások nem egyformán pontosak, mivel különböző a nettó csúcsterületek hibája. Ennél az átlagolásnál még ne vegyük figyelembe a határfok hibáját (vegyük úgy, hogy a határfok értéke pontos), csak az aktivitások abszolút hibáját! A helyes eljárás a *súlyozott átlag* képzése, ahol a súlyokat az egyes hibák (az aktivitások abszolút hibái) négyzetének

reciproka adja: $\langle A \rangle = \frac{\sum A_i / \sigma_i^2}{\sum 1 / \sigma_i^2}$, ahol A_i az i -edik vonalhoz kiszámolt aktivitás, és σ_i annak

abszolút hibája. Az így kapott átlag statisztikus abszolút hibája pedig az $\frac{1}{\sigma_{\langle A \rangle}^2} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2}$

szabály alapján: $\sigma_{\langle A \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}}$. Ehhez (pontosabban a $\sigma_{\langle A \rangle} / \langle A \rangle$ *relatív* hibához) a fentiek

szerint végül négyzetesen hozzá kell adnunk a határfok *relatív* hibáját, hogy megkapjuk az átlagos aktivitás teljes *relatív* hibáját. Az *abszolút* hiba ebből: $\sigma_{\langle A \rangle} = A \cdot \sigma_{\langle A \rangle}^{rel}$.

Az egyes nettó csúcsterületek abszolút statisztikus hibáját, az átlag-aktivitások statisztikus és teljes abszolút hibáját mindig fel kell tüntetni a jegyzőkönyvben.

A részletszámolásokban célszerű sok tizedesjegyet használni, de a végeredményeket mindig csak annyi tizedesjegyre adjuk meg, amennyire értelmes: azokat a tizedesjegyeket, amelyek értékét a mérési hiba ismeretében már egyáltalán nem lehet pontosan meghatározni, ne tüntessük fel! A hibát *két vagy három* tizedesjegyre adjuk meg! Pl. „32,9 ± 1,7 Bq” helyes mert a mennyiség és a hiba is ugyanaddig a tizedesjegyig van megadva, de „32,9235 ± 1,6854945 Bq” és „32,9235 ± 1,68 Bq” helytelen. Ugyanígy helytelen ezt „30 ± 2 Bq”-re kerekíteni.

5. A mérési feladatcsomagok

1. Kalibráció

1.1 A ^{232}Th preparátum segítségével kalibráljuk néhány perces méréssel mérőeszközünket! A felvett spektrum legalább öt referenciacsúcsához illesszünk Gauss-görbét és határozzuk meg a paramétereit! Határozzuk meg az energia – csatornaszám függvényt először lineáris közelítésben!

1.2 Határozzuk meg a kalibrációs egyenestől való eltérését a referenciacsúcsoknak legalább 5 csúcs esetére, és vizsgáljuk meg a linearitást szisztematikus eltérések vizsgálatával!

1.3 Vizsgáljuk meg a referencia csúcsok illesztett félértékszélességének energiafüggését! Hogyan változik az abszolút szélesség és a felbontóképesség?

2. Izotóp-tartalom meghatározás

2.1 Helyezzük a mintát a detektorra. Végezzünk egy mérést 10-15 percig. Határozzuk meg a legintenzívebb csúcsok területét és energiáját. Táblázatból ismerjük fel a mintában lévő izotópokat, és azok gamma-kibocsátási valószínűségét a DECAY nevű szoftver segítségével!

2.2 A Monte-Carlo program segítségével határozzuk meg a talált energiákra a detektálási hatásfokot. Ehhez tételezzük fel, hogy a gránit lényegében SiO_2 , melyben a Si tömegszáma 28, rendszáma 14, az oxigén tömegszáma 16, rendszáma 8, a minta geometriai adatait (sugár, magasság) mérjük le.

2.3 A csúcsterületek, a mérési idő, az egyes csúcsok intenzitásának és detektálási hatásfokának ismeretében határozzuk meg a fenti vonalakra az aktivitásokat, azok hibáját és az átlagaktivitást! (Itt az egyes energiákra kapott aktivitások hibája nagyon különböző lehet. Ezért súlyozott középértékkel számoljunk!)

2.4 A minták között lehet gránitminta, tóriumban gazdag talajminta, céziumban gazdag talajminta, só, élelmiszer, termásvízi vízkő szerepelhet, saját minták mérésére is van lehetőség.

2.5 Az átlagaktivitás ismeretében adjuk meg a minta izotóp-tartalmát!

3. Gránitminta radonexhalációja

3.1 Mérjük meg a 2,5 cm sugarú, 5 cm magasságú gránithenger (tömege 280,85 g) gamma-spektrumát.

3.2 Határozzuk meg a 186 keV, 295 keV, 352 keV, 609 keV és 1001 keV energiájú csúcsok, valamint 5-6 további csúcs területét!

3.3 Határozzuk meg, hogy a radon hány százaléka szökik ki a gránitmintából mielőtt elbomlana! Adjuk meg a mérési hibát is!

4. Önelnyelődés mérése

4.1 Helyezzük a referencia pontforrást a minta fölé a forrástartóra és vegyük fel azonos ideig a gamma spektrumát üresen és egy környezeti mintával.

4.2 Hasonlítsuk össze az egyes csúcsok területét!

4.3 Vizsgáljuk meg a rendszer geometriáját, mekkora azon útvonal átlagos hossza, ami mentén keresztülhalad a gamma foton az elnyelő közegen, feltéve, hogy a detektorban detektálódik?

4.4 Számoljuk ki az elnyelési együtthatókat, és ábrázoljuk ezek energiafüggését is!

4.5 A hatásfokszámító szoftver segítségével határozzuk meg a minta átlagrendszámát!

6. Személyre szabott feladatok

A jegyzőkönyvben a csoport minden tagjának röviden ismertetnie kell a mérés menetét, és a laborban látott eszközöket és mintákat. Ezen kívül mindenkinek fel kell tüntetnie a jegyzőkönyvben a mért adatokat, és a lejegyzetelt mennyiségeket. A mérésleírás részeit nem kell bemásolni. Az alábbi feladatok közül mindenki egyet-egyet választ a gyakorlat végén, amit a jegyzőkönyvben részletesen ki kell dolgoznia.

A) Számítsuk ki a ^{214}Pb és a ^{214}Bi aktivitását a mért csúcsaik alapján. Először számítsuk ki az ólom csúcsaihoz tartozó aktivitásokat, majd vegyük ezek súlyozott átlagát (ahol figyelembe vesszük az egyes csúcsok hibáit). Ugyanezt tegyük meg a bizmut esetében is! Hasonlítsuk össze, hogy az ólom és a bizmut aktivitása megegyezik-e a mérési hibán belül! Vegyük most a bizmut és az ólom aktivitásának súlyozott átlagát, majd tegyük fel, hogy semennyi radon nem szökött el a mintából. Számítsuk ki ebből a mintában levő urán mennyiségét grammban, valamint az urán koncentrációját gramm/tonna egységben!

B) Számítsuk ki a $^{234}\text{Pa}^m$ aktivitását és annak hibáját! Ez biztosan szekuláris egyensúlyban van az ^{238}U -nal. Ennek alapján számítsuk ki az ^{238}U mennyiségét és koncentrációját a gránit mintában! Adjuk meg a mérési hibákat is! Ezután számítsuk ki a mintában levő ^{235}U mennyiségét is, felhasználva, hogy a természetes urán 0,72%-a ^{235}U . Hány ^{235}U atommag van tehát a mintában? Ebből számítsuk ki, hogy mennyivel járul hozzá az ^{235}U a 185 keV-es csúcs területéhez (azaz, mennyi lenne a csúcsterület, ha csak ^{235}U lenne jelen?). A mért csúcsterületből *vonjuk ki* az ^{235}U járulékát, és adjuk meg a maradék csúcsterületet, annak *hibájával együtt!* Ez a ^{226}Ra -ból származik. Ennek alapján számítsuk ki a ^{226}Ra aktivitását és annak hibáját! Egyezik-e ez az aktivitás a $^{234}\text{Pa}^m$ aktivitásával a mérési hibán belül? Számítsuk ki a ^{226}Ra és a $^{234}\text{Pa}^m$ aktivitásának súlyozott átlagát és annak hibáját! Ha nagyobb értéket kaptunk, mint az A) feladatot végrehajtó társunk, az arra utal, hogy a radon egy része ki tudott szivárogni a mintából még elbomlás előtt. A radon hány százaléka jutott ki?

C) Mérjük meg a laborban található 231 g tömegű „Horváth Rozi” konyhasó gamma-spektrumát! Ennek a sónak – egészségügyi okokból – csak 60%-a NaCl, a többi KCl. Mérjük meg a mintában található ^{40}K mennyiségét! Van-e más radioaktív izotóp is a sóban? Számítsuk ki a mért érték alapján a teljes K mennyiséget a mintában (grammban), felhasználva hogy a természetes kálium 0,0117%-a ^{40}K ! Adjuk meg a mérési hibát is! Egyezik-e az így kapott teljes K-mennyiség azzal, amit abból számíthatunk ki, hogy a teljes sómennyiség 40%-a KCl?

D) Válasszunk a laborban található számos minta közül egyet! Magunk is hozhatunk be befőttesüvegben talajmintát. Az ismeretlen minta energiaspektruma alapján azonosítsunk minél több radioaktív izotópot! Adjunk magyarázatot a meglévő, és az esetleg (a gránitához képest) „hiányzó” csúcsokra! Adjunk becslést a mintában található urán, tórium, kálium, cézium, esetleg egyéb izotópok mennyiségére (az A) feladathoz hasonlóan)! Vizsgáljuk meg, hogy urán is van-e a mintában, vagy csak a rádium és leányelemei! Adjuk meg a mérési hibákat is! Ha *nem találunk* a spektrumban egy adott elemhez (pl. ^{137}Cs , ^{40}K) tartozó csúcsot, akkor adjunk felső korlátot arra, hogy hány gramm ilyen atom lehet a mintában *legfeljebb*, ha az adott mérési idő alatt nem produkált csúcsot! Ezt kétféleképpen tehetjük meg. Ha az adott helyen nincs egyetlen beütés és Compton-háttér sem, akkor itt azt kell kiszámítanunk, hogy mennyi atommag esetén lenne legalább egyetlen detektálható fotonunk. Ha van Compton-háttér, akkor ugyanúgy definiálhatunk egy csúcsot (ROI) mint a szokásos esetekben az adott csúcs-energia körül, és a nettó csúcsterülethez hozzáadva annak kétszeres hibáját, megkaphatjuk azt a fiktív csúcsterületet, amelynél nagy biztonsággal állíthatjuk, hogy

kevesebbet mértünk. Az ehhez a fiktív csúcsterülethez tartozó mennyiség a felső korlát. (A felső korlátnak *nincs* hibája, tehát itt ne adjunk meg hibát.)

Ellenőrző kérdések:

- 1.) Milyen természetes radioaktív sorokat ismerünk?
- 2.) Hogyan, mi alapján határozzuk meg a gránit urántartalmát?
- 3.) Hogyan működik, és milyen típusú az általunk használt detektor?
- 4.) Lehetne-e a fenti detektorral alfa- illetve béta-sugárzást mérni, és miért?
- 5.) Ha 1 kg talajban 0,01% uránt találunk, hogyan kell kiszámítani az urán aktivitását?
- 6.) Milyen adatok kellene a mérésünkben az aktivitás kiszámításához? (képlet is)
- 7.) Miért van szükség nagyfeszültségre a germánium detektor használatakor?
- 8.) Miért kell a detektort hűteni?
- 9.) 0,119 g tiszta ^{238}U -nak mekkora az aktivitása, ha a bomlási állandója (kerekítve) $6 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$?
- 10.) Mi a szekuláris egyensúly, és mi a feltétele?
- 11.) Hogyan működik az amplitúdó-analizátor, mi a feladata?
- 12.) Hogyan kalibráljuk a mérési elrendezést (energiakalibráció)?
- 13.) Lehetne-e a fenti detektorral béta-sugárzást mérni, és miért?
- 14.) Hogyan hat kölcsön a detektorral a beérkező gamma-sugárzás, és hogyan függ ez az energiától?
- 15.) Két csúcst találunk a spektrumban, amelyek ugyanahhoz az izotóphoz tartoznak. Mindkettőre kiszámoljuk az aktivitást. Az egyikre $100 \pm 10 \text{ Bq}$, a másikra $112 \pm 5 \text{ Bq}$ az eredmény. Mennyi a két eredmény súlyozott átlaga, és annak hibája?
- 16.) A nettó csúcsterületre az eredményünk 200 ± 10 , a hatásfok pedig $0,02 \pm 10\%$. Az intenzitás az adott vonalra 0,5 és 20 másodpercig mértünk. Mekkora az izotóp aktivitása a mintában?
- 17.) Mi az önárnyékolás és milyen nehézséget okoz a mérésnél?
- 18.) Miért kell tudni a minta kémiai összetételét ahhoz, hogy meghatározhassuk az urántartalmát?
- 19.) A mintában a ^{214}Bi aktivitására $1000 \pm 55 \text{ Bq}$, míg a ^{226}Ra aktivitása $1500 \pm 75 \text{ Bq}$. Hogyan magyarázhatjuk a különbséget?
- 20.) Az egyik mintánkban csak az ^{235}U gamma-sugárzása észlelhető, a ^{214}Pb sugárzása nem. Mi lehet ennek az oka?
- 21.) Milyen mesterséges és természetes izotópok mutathatók ki könnyen egy talajmintából gamma-spektroszkópiával?