

Tartalomjegyzék

<i>I. fejezet: Bevezetés</i>	2
<i>II. fejezet: A sugárhatásokkal és a radonnal kapcsolatos ismeretek áttekintése</i>	4
II.1. A lakosság sugárterhelése	4
II.1.1. A szennyezés	4
II.1.2. A biológiai sugárterhelés	5
II.1.3. A radon	8
II.2. A radon	10
II.2.1. A rádium, a radon és a radon	10
II.2.2. A radon viselkedése a környezetben	12
II.2.3. Radon-bomlástermékkek lerakódása, retenciója a légzőrendszerben	13
II.2.4. Radon-dozimetria	14
<i>III. fejezet: A szcintillációs számláló és a fantomok</i>	16
III.1. A szcintillációs számláló	16
III.1.1. A szcintillációs számláló felépítése	16
III.1.2. A szcintillátor	16
III.1.3. Fotoelektron-sokszorozó	17
III.1.4. Gamma-sugárzás detektálása	18
III.2. A fantomok	20
<i>IV. fejezet: Vizsgálataink</i>	23
IV.1. Problémafelvetés, célkitűzés	23
IV.2. Mérési eszközeink, alkalmazás	24
IV.2.1. A fantom tulajdonságai, felépítése	24
IV.2.2. A források és a detektor megvilágítása	25
IV.2.3. A mérési elrendezés	25
IV.3. A fantomon végzett mérések	26
IV.4. In vivo méréseink	29
<i>Összefoglalás</i>	34
<i>Irodalomjegyzék</i>	35

KLTE Izotópalkalmazási Tanszék

Debrecen, 1999.

Tartalomjegyzék

<i>I. fejezet: Bevezetés</i>	2
<i>II. fejezet: A sugárhatásokkal és a radonnal kapcsolatos ismeretek áttekintése</i>	4
II.1. A lakosság sugárterhelése	4
II.1.1. A sugárvédelem feladata	4
II.1.2. A biológiai sugárhatás általános törvényszerűségei	5
II.1.3. A lakosság sugárterhelésének főbb összetevői	8
II.2. A radon	10
II.2.1. A rádium, a radon és bomlástermékeik	10
II.2.2. A radon viselkedése a környezetben	12
II.2.3. Radon-bomlástermékek lerakódása, retenciója a légzőrendszerben	13
II.2.4. Radon-dozimetria	14
<i>III. fejezet: A szcintillációs számláló és a fantomok</i>	16
III.1. A szcintillációs számláló	16
III.1.1. A szcintillációs számláló felépítése	16
III.1.2. A szcintillátor	16
III.1.3. Fotoelektron-sokszorozó	17
III.1.4. Gamma-sugárzás detektálása	18
III.2. A fantomok	20
<i>IV. fejezet: Vizsgálataink</i>	23
IV.1. Problémafelvetés, célkitűzés	23
IV.2. Mérési eszközeink, alkalmazott mérés technika	24
IV.2.1. A fantom tulajdonságai, felépítése	24
IV.2.2. A források és a detektor megválasztása	25
IV.2.3. A mérési elrendezés	25
IV.3. A fantomon végzett méréseink	26
IV.4. In vivo méréseink	29
<i>Összefoglalás</i>	34
<i>Irodalomjegyzék</i>	35

I. fejezet: Bevezetés

Az emberiség ősidők óta ki van téve a környezetből érkező ionizáló sugárzásoknak. A mérsékelt égövön élő lakosság természetes forrásoktól származó sugárterhelésének több mint 50%-a a radontól és bomlástermékeitől ered. A legnagyobb dózist a tüdő kapja, ugyanis légzéskor a radonnal és leányelemeivel szennyezett levegő bejut a légzőszervbe, ahol a bomlásukkor emittálódó α -, β -, γ -részecskék károsítják a tüdő hörgőhámsejtjeit. A radon leánytermékei közül a ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi levegőbeli aktivitáskoncentrációja a legfontosabb a radiológiában, mert ezek a fématomok szívesen ráülnek a levegőben lévő porszemekre (aeroszolokhoz kötődnek), így belélegezve a tüdő falára tapadnak. Mivel rövid életűek, a tüdőből való kijutás előtt elbomlanak.

A tüdőbe jutott leánytermékekkel kapcsolatban két kérdés vetődik fel:

- A belélegzett, aeroszolokhoz kötött leánytermékek mekkora hányada rakódik le a tüdőben?
- Hol rakódnak le a leánytermékek, és mekkora károsodást eredményeznek a tüdőben?

Az előző kérdések nagy radontartalmú helyeken (lakásokban, munkahelyeken, barlangokban) tartózkodó személyek szempontjából rendkívül fontosak, jelentősek. A barlangokban - amellet, hogy ott barlangászok dolgoznak évenként több héten át - sok ember megfordul turisztikai célból, és néhányan terápiás kezeléseken vesznek részt. Ezért a barlang-dozimetria sokat foglalkozik az előző kérdésekkel. Különösen az utóbbi években Magyarországon is folytatnak vizsgálatokat különböző, nagy radontartalmú barlangokban, egyebek között egyetemi hallgatók szakdolgozati témák keretében. Vizsgálataik eredményeként az ún. egyensúlyi tényezőre kapott értékük egy 2-es faktorról eltér az általánosan elfogadott értéktől. Célunk, hogy az eddigi mérési módszerektől eltérő méréstechnikával (in vivo mérésekkel) ellenőrizzük az egyensúlyi tényezőre kapott eredmény helyességét.

A méréseket egy ún. antropomorf fantomon végezzük. Méréseink céljai:

- A tüdőbe kerülő ^{214}Pb és ^{214}Bi leánytermékekre vonatkozó kalibrációs tényezők meghatározása;

- Az érzékenység meghatározása: a „valódi” ember milyen radontartalmú környezet esetén mérhető az általunk használt mérés technikával.

Ez a dolgozat az említett tényezők meghatározására irányuló mérések és a barlangászokon végzett mérések ismertetését tartalmazza.

II.1. A lakosság sugárterhelése

II.1.1. A sugárvédelem feladata

A röntgensugárzás felfedezése (1895) után néhány héttel bőrgyulladást észleltek egy átvilágított kéz hátán. A beugárzott bőrfelületen kibullott a szőr, a bőr szárazra vált, a körmök beropedeztek. Orvosok sugárzás által előidézett rákos folyamatra is felhívták a figyelmet. Az 1900-as évek elején megkezdődött az ionizáló sugárzások biológiai hatásának rendszeres tanulmányozása. A vizsgálatok kimutatták, hogy a mélyebben fekvő testrészekben is létrejön károsító sugárhatás, és az egyes szervek sugárérzékenysége igen eltérő. A röntgen, majd - a századforduló után - a radioaktív készítmények, elsősorban a rádiumsugárzás késői következményeire is hamarosan fény derült.

Az ionizáló sugárzások károsító hatásának felismerése után harminc év telte el, míg végre 1925-ben az I. Nemzetközi Radiológus Kongresszuson megfogalmazták a sugárvédelem alapvető problémáját: „... az adott esetben alkalmazandó védőréteg vastagságának kiszámításához szükség van annak a dózisnak az ismeretére, amelyet az operátor hosszabb időig, utólagos sérülések nélkül tolerálni képes”. Az első (1928) toleranciadózis a jelenlegi dóziskorlátnak a húszszorosa! Az évtizedeken át megfelelő védelem hiányában végzett számos röntgenvizsgálat és a rádiumtartalmú világító fessékek végzett műveletek révén a szervezetbe került osekely mennyiségű radium is sok ezer halálos áldozatot követelt.

A sugárvédelem első korszaka 1942-ig tartott. Ezalatt az időszak alatt a röntgenberendezések orvosi alkalmazása, valamint a természetes radioaktív izotópok orvosi és ipari alkalmazása jelentette a fő veszélyt. Az 1942-es és márfékké, mivel az első atomreaktor üzembe helyezése, majd a nukleáris fegyverek bevetése addig elérhetetlen mértékű sugárterheléseket hozott létre.

II. fejezet: A sugárhatásokkal és a radonnal kapcsolatos ismeretek áttekintése

II.1. A lakosság sugárterhelése

II.1.1. A sugárvédelem feladata

A röntgensugárzás felfedezése (1895) után néhány héttel bőrgyulladást észleltek egy átvilágított kéz hátán. A besugárzott bőrfelületen kihullott a szőrzet, a bőr szárazzá vált, a körmök berepedeztek. Orvosok sugárzás által előidézett rákos folyamatra is felhívták a figyelmet. Az 1900-as évek elején megkezdődött az ionizáló sugárzások biológiai hatásainak rendszeres tanulmányozása. A vizsgálatok kimutatták, hogy a mélyebben fekvő testrészekben is létrejön károsító sugárhatás, és az egyes szervek sugárérzékenysége igen eltérő. A röntgen, majd - a századforduló után - a radioaktív készítmények, elsősorban a rádiumsugárzás késői következményeire is hamarosan fény derült.

Az ionizáló sugárzások károsító hatásának felismerése után harminc év telt el, míg végre 1925-ben az I. Nemzetközi Radiológus Kongresszuson megfogalmazták a sugárvédelem alapvető problémáját: „...az adott esetben alkalmazandó védőréteg vastagságának kiszámításához szükség van annak a dózisonak az ismeretére, amelyet az operátor huzamosabb ideig, utólagos sérülések nélkül tolerálni képes”. Az első (1928) toleranciadózis a jelenlegi dóziskorlátnak a húszszorosa! Az évtizedeken át megfelelő védelem hiányában végzett számos röntgenvizsgálat és a rádiumtartalmú világító festékekkel végzett műveletek révén a szervezetbe került csekély mennyiségű rádium is sok száz halálos áldozatot követelt.

A sugárvédelem első korszaka 1942-ig tartott. Ezalatt az időszak alatt a röntgenberendezések orvosi alkalmazása, valamint a természetes radioaktív izotópok orvosi és ipari alkalmazása jelentette a fő veszélyt. Az 1942-es év mérföldkő, mivel az első atomreaktor üzembe helyezése, majd a nukleáris fegyverek bevetése addig elérhetetlen intenzitású sugárforrásokat hozott létre.

A sugárvédelem célkitűzése az ionizáló sugárzás és az atomenergia veszélytelen, békés felhasználásának elősegítése az emberiség jóléte érdekében. [1]

II.1.2. A biológiai sugárhatás általános törvényszerűségei

Az emberi testen kívül elhelyezkedő és azt kívülről besugárzó sugárforrás esetében külső sugárzásról beszélhetünk; míg a beléggzéssel, a lenyeléssel, esetleg a bőrön keresztül történő felszívódással az emberi szervezetbe kerülő sugárzó izotóp esetén belső sugárzásról (inkorporációról) beszélünk. A külső sugárzás dózisát fizikai tényezők egyértelműen megszabják, a belső dózis nagyságát azonban a fizikai paramétereken kívül az ember anyagcseréje is befolyásolja. A külső sugárzás elleni védelem fizikai paraméterekkel leírható és azokkal befolyásolható. Az emberi szervezetbe került radioaktív izotóp által leadott dózist csak igen kis mértékben lehet (gyógyszeresen) befolyásolni.

Mind a külső sugárforrások révén, mind a szervezetünkbe került radioaktív izotópok által besugárzott szövetekben az ionizáló sugárzás előbb fizikai és kémiai jelenségeket okoz. Ezek az ionizáció, a víz radiolízise (azaz a vízmolekulák elbomlása szabad gyökök keletkezésével) és molekulaszervezeti változások, amelyek kb. 1 másodpercen belül lezajlanak. Az ionizáló sugárzások hatásának akár a másodperc töredékéig kitett személyekben a biológiai változások kialakulása azonban időben elnyújtva - órák, napok, hetek, hónapok, évek, sőt évtizedek múltán - figyelhető meg.

A sugárterhelés a szervezetet érő ionizáló sugárzás dózisa. Az ennek hatására fellépő fizikai és kémiai folyamatok a sejtek, a szövetek és a szervek működési (funkcionális) zavaraihoz, illetve kóros alaki és szövettani (morfológiai) elváltozásaihoz vezethetnek. Mindezen kóros elváltozások, amelyek a sugárterhelés után rövidebb-hosszabb idő múltán klinikai tünetekkel jelentkeznek, avagy laboratóriumi módszerekkel mutathatók ki, anélkül, hogy a besugárzott személyben egészségi panaszokat okoznának, sugárártalom néven foglalhatók össze. Ha megfelelően nagy sugárdózis érte a szervezet egészét, akkor viszonylag rövid időn belül megfigyelhető a sugárkárosodás általános, nem specifikus tünetegyüttese, a sugárbetegség. Ha csak egyes szervek, illetve testrészek nagy dózissal besugárzására került sor, akkor ezen szervekre vagy testrészekre korlátozódó helyi sugársérülés (pl. bőregés, szemlencsehomály, tüdőgyulladás stb.) lép fel. [1]

A gyakorlati sugárvédelem szempontjából az ionizáló sugárzások biológiai hatásainak legfontosabb osztályozása az alábbi.

Determinisztikus sugárhatás esetén a biológiai hatás egy bizonyos (általában elég nagy, kb. 1 gray) küszöbdózis alatt nem, afelett viszont a dózis növekedésével egyre súlyosabb formában jelentkezik minden besugárzást elszenvedett személynél. Ilyen hatás például a szőrzet kihullása, a bőrpír (béta-égés) vagy a szemlencsehomály.

Sztochasztikus sugárhatás esetén nem a biológiai hatás súlyossága, hanem annak kialakulási valószínűsége függ a dózistól. Itt nem lehet előre megmondani, hogy a sugárhatás melyik személynél és mikor jelentkezik, fellépésük minden egyénre nézve valószínűségi jellegű. Ezek a biológiai hatások már kis dózisoknál kialakulhatnak, esetükben küszöbdózis nem létezik. Elfogadott feltételezés, hogy a hatás kialakulási valószínűsége a dózissal lineárisan nő. Ilyen hatás például a fehérvérűség vagy egy rosszindulatú daganat kifejlődése.

Lássuk tehát, hogy a radioaktív sugárzások biológiai hatása mitől függ, és milyen jellemzőkkel írhatók le.

A biológiai hatás bizonyos fokig függ az ionizáló sugárzás minőségétől. A röntgen- és γ -sugárzások széles spektrumán belül ugyan a hatás független a sugárzás kvantumának energiájától, de korpuszkuláris sugárzásoknál már feltűnő különbségek észlelhetők. A sugárzások különböző biológiai hatásosságát a minőségi tényező (Q) fejezi ki, amely megmutatja, hogy a kérdéses sugárzás hányszor hatásosabb a közepkeménységű röntgensugárzásnál. Például ugyanolyan mértékű károsodáshoz α -sugárzásból huszadannyi dózis is elég, mint röntgenből. A sugárzások különböző biológiai hatásosságának egyik oka különböző fajlagos ionizálóképességükben keresendő. A nagyobb specifikus ionizálóképességű sugárzások általában biológiailag is hatásosabbak.

A biológiai sugárreakciók mértéke az energia elnyelésének időtartamától, az úgynevezett dózisintenzitástól is függ. A dózisintenzitás csökkentése, vagy a dózis időbeni szétosztása (protrahálás, ill. frakcionálás) a biológiai hatás nagyságát is csökkenti. A szövetek és szervezetelek többszörösen nagyobb sugárdózist tudnak elviselni, ha azt hosszú idő alatt, lassan nyelik el, mint ha egyszerre kapják a besugárzást. Az egészséges szövetek tűrőképességét a protrahálás és a frakcionálás általában nagyobb mértékben fokozza, mint a rosszindulatú daganatokét. Ezt használják ki a gyakorlati radiológiában. [2]

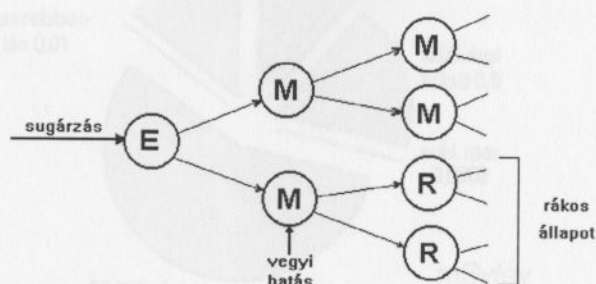
Már a dózis elnyelésének ideje alatt megindulnak a szövetekben a restitúciós folyamatok, amelyek az ártalmat még a besugárzás ideje alatt részben kiküszöbölik. A restitúció azonban az ionizáló sugárzások hatása után sohasem tökéletes. A sugárártalom egész életre szóló nyomot hagy a szövetekben, ami egy későbbi sugárbehatás alkalmával hátrányt jelent a szövetre. Ez nem azt jelenti, hogy kicsiny dózisok nem okozhatnak kóros elváltozásokat. Okozhatnak, csak annak a valószínűsége, hogy maradandó károsodást okozzanak kisebb, mint a nagy dózisok károsító hatásának valószínűsége.

A biológiai sugárhatásokra jellemző a lappangási idejük is. A lappangási idő a sugárenergia elnyelődésétől az észlelhető elváltozások megjelenéséig tart. Ezalatt mennek végbe azok a még kevésbé tisztázott fizikai és kémiai folyamatok, amelyeknek a végeredménye a kimutatható sugárkárosodás. A lappangási idő a különböző sugárreakcióknál különböző hosszú, néhány perctől évtizedekig terjedhet. Nagysága függ a dózistól is: minél nagyobb a dózis, annál rövidebb a lappangás ideje.

A különböző sejtek és szövetek sugárérzékenysége is különböző. Ezt a tényt már néhány évvel az ionizáló sugárzások felfedezése után megállapították. Bergonié és Tribondeau 1906-ban egy sugárérzékenységi szabályt állítottak fel. A szövet annál sugárérzékenyebb, minél differenciáltabb, minél gyorsabban osztódnak a sejtjei és minél élénkebb az anyagcseréje. A rosszindulatú daganatok nagy sugárérzékenységét jól magyarázza a fenti szabály.

Most pedig nézzük meg közelebbről, hogyan fejti ki károsító hatását a sugárzás a sejtekben! Az egyes sejtekre gyakorolt sugárhatást vizsgálva kiderült, hogy a sejtmag érzékenyebb, mint a citoplazma. A mag sugárkárosodásai különösen a sejtosztódás alatt, a mitózis folyamán nyilvánulnak meg. A sugárhatás az osztódás lassulását vagy teljes mitózisgátlást okozhat. Másik veszély a rák kialakulása. A sugárzás meg tudja törni a DNS-lánc egyik vagy mindkét ágát. Kettős láncszakadásnál a sérülés eredménye tartós lehet, és a sejt utódai, illetve azok leszármazottai mutációt fognak tartalmazni. A másodpéldányok már sokkal érzékenyebbek, mint az a sejt, ami nem osztódott. Normál sejtosztódáskor egy egészséges sejt (E) két egészséges sejtet hoz létre, melyek osztódva még több egészséges sejtet termelnek. Amikor sugárzás éri a sejtet, valószínű, hogy mutációkat (M) fog létrehozni, melyek tovább öröklődnek azok utódaira. A mutáns sejtek rák előtti állapotba

kerülhetnek, és más károsodások (pl. vegyszerek) hatására rákos sejtekre (R) osztódhatnak.[3] Ezt a folyamatot mutatja az 1. ábra.



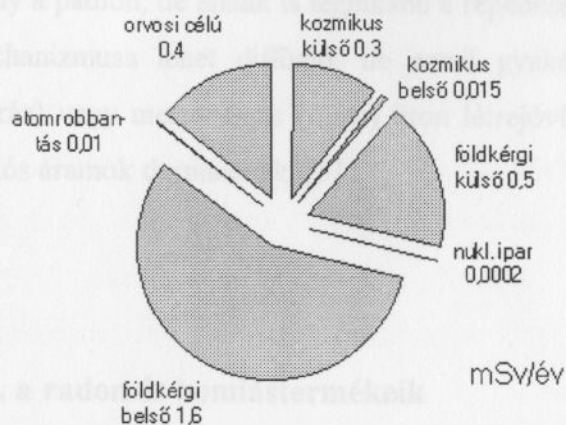
1. ábra

A rák kialakulása

II.1.3. A lakosság sugárterhelésének főbb összetevői

Az emberiség ősidők óta ki van téve a környezetből érkező ionizáló sugárzásoknak. Ionizáció kiváltására képes sugárzó anyagok jelen vannak a környezetünkben, mind az élettelen anyagokban, mind az élőlényekben, s így kivétel nélkül valamennyi emberben is.

A szervezetünket érő sugárzás két részre bontható aszerint, hogy a sugárforrás a testben vagy azon kívül található, és még két részre aszerint, hogy a sugárzás természetes eredetű, vagy az ember idézte elő mesterségesen. A természetes eredetű sugárzások (melyeket természetes háttérsugárzásnak is szoktak nevezni), tovább bonthatók a kozmikus térből érkező és a földkéregben keletkező komponensekre. Az ENSZ Atomsugárzásokat Vizsgáló Tudományos Bizottságának (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, rövidítve UNSCEAR, 1988.) évi felmérése szerint a Föld népességének átlagos sugárterhelése 2,8 mSv/év. Nagyobb része (2,4 mSv/év) természetes háttérsugárzástól származik, melynek 2/3-a belső, 1/3-a külső forrásokból ér bennünket.[4] Ezeket részletezve mutatja a 2. ábra.



2. ábra

A lakosság átlagos sugárterhelése

A mesterséges eredetű sugárforrások közül elsődlegesek az orvosi alkalmazások. Ilyenek a röntgenezés, sugárkezelés és különféle izotóp-diagnosztikai eljárások.

A természetes háttérsugárzás időben relatíve állandó, de erős helyfüggést mutat, részben a kozmikus komponens földrajzi szélesség és tengerszint feletti magasság szerinti változásai, részint a geológiai tényezők által erősen befolyásolt földkérgi források nagyfokú változékonysága miatt.

A galaktikus eredetű és a Naptól származó, nagyenergiájú, elsődleges kozmikus sugárzás részint a föld mágneses árnyékolása, részint a levegő atomjaival való kölcsönhatása miatt nem éri a Föld felszínét. Dozimetriai szempontból a dózisterheléshez való hozzájárulása nagyon csekély.

A földkérgi komponenst a nagyon hosszú felezési idejű ősi izotópok (^{40}K , ^{87}Rb , ^{238}U és ^{232}Th) és az urán és a tórium bomlási sor elemei alkotják. A földi komponens lényegesen függ a talaj radionuklid tartalmától és egyéb talajparaméterektől; gránitos területen például akár négyszer nagyobb lehet, mint üledékes területeken. A ^{40}K a szervezet (a tüdő kivételével) érő belső sugárzás fő forrása.

A lakosság sugárterhelésének legnagyobb része - közel fele - a radontól és bomlástermékeiktől ered. Ez egyrészt amiatt van, hogy az épületek belsejében a radonszint kb. egy nagyságrenddel magasabb ($10\text{-}100\text{ Bq/m}^3$), mint a külső levegőé, másrészt annak, hogy az emberek idejük nagy részét (ezen az éghajlaton idejük kb. 80%-át) épületekben töltik. A lakásokban lévő radonnak több forrása is lehet. Ezek közül legfontosabb a talajból

érkező radon, amely a padlón, de annak is leginkább a repedésein keresztül jut be a lakásba. A transzport mechanizmusa lehet diffúzió, de ennél gyakoribb, hogy az épületekben természetes (időjárás) vagy mesterséges (fűtés) úton létrejövő nyomáscsökkenés hatására kialakuló konvekciós áramok dominálnak. [5]

II.2. A radon

II.2.1. A rádium, a radon és bomlástermékeik

A természetben előforduló három radioaktív bomlási sor mindegyikében megtalálható a radon nemesgáz egy-egy izotópja. Az egyes bomlási soroknak a radonizotópokkal kapcsolatos jellemzőit az 1. táblázat [6] tartalmazza.

1. táblázat

A radon-izotópok bomlási sorainak jellemzői

Bomlási sor neve	Urán	Tórium	Aktinium
Tömegszám kód	4n+2	4n	4n+3
Hosszú életű anyaelem és felezési ideje	^{238}U 4,5·10 ⁹ év	^{232}Th 1,39·10 ¹⁰ év	^{235}U 7,13·10 ⁸ év
Rádium anyaelem és felezési ideje	^{226}Ra 1622 év	^{224}Ra 3,64 nap	^{223}Ra 11,4 nap
Radon izotóp és felezési ideje	^{222}Rn (radon) 3,82 nap	^{220}Rn (toron) 55,6 sec	^{219}Rn (aktinon) 3,9 sec
Potenciális ###- energia	19,2 MeV	20,9 MeV	20,8 MeV
Stabil végmag	^{206}Pb	^{208}Pb	^{207}Pb

Mindhárom bomlási sor közepe táján a nemesgáz tulajdonságokkal rendelkező radon elemnek egy-egy α -bomló izotópja keletkezik. Ha az anyag, amelyben keletkeznek, elég porózus, akkor atomos gáz formájában kidiffundálnak az anyagtól és bekeverednek a levegőbe. Hármójuk közül a ^{222}Rn izotópnak (szokásos szóhasználattal: a radonnak) a

legnagyobb a felezési ideje, így sok ideje van a diffúzióra. Ennek következtében a felszínközeli kőzetek és a talaj méteres vastagságú rétegeiből is el tud jutni a földfelszíni levegőbe, sőt, a légkör magasabb rétegeibe is. Ezzel szemben az aktinon igen rövid felezési ideje és a bomlási sor anyaelemének relatíve kis mennyisége miatt gyakorlatilag nem található meg a levegőben. A toron aktivitása a földfelszín anyagában nagyjából megegyezik a radonéval. Ennek ellenére a toron kis felezési ideje miatt a levegőbeli aktivitáskoncentrációja jóval kisebb, mint a radoné, és a földfelszíntől számított nagyobb magasságokba már nem jut fel.

A levegőbe bekerült radon-izotópok ott alfa-bomlással elbomlanak, és bomlástermékeik is radioaktívak. Ezek a termékek már nem gázok, hanem kémiai aktív fémek, melyek keletkezésükkor gyakran elektromosan töltöttek. Ezek a részecskék szívesen kötődnek a levegő aeroszol szennyezőihez vagy egymáshoz klasztereket alakítva. A rövidéletű leánytermékek (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{214}Po) jellemzőit a 2. táblázat [7] foglalja össze.

2. táblázat

A radon-222 és rövid élettartamú termékeinek bomlási tulajdonságai

		Fő sugárzási energiák és hozamok					
		alfa		béta		gamma	
		energia	y	energia	y	energia	y
Izotóp	Felezési idő	(MeV)	(%)	(MeV)	(%)	(MeV)	(%)
^{222}Rn	3,824 nap	5,49	100,00	-	-	-	-
^{218}Po	3,05 perc	6,00	100,00	-	-	-	-
^{214}Pb	26,8 perc	-	-	1,02	6,00	0,35	37,00
				0,70	42,00	0,30	19,00
				0,65	48,00	0,24	8,00
^{214}Bi	19,9 perc	-	-	3,27	18,00	0,61	46,00
				1,54	18,00	1,77	16,00
				1,51	18,00	1,12	15,00
^{214}Po	164 μs	7,69	100,00	-	-	-	-

Az aeroszolok a levegőből idővel kiülepednek, így a bomlástermékek aktivitáskoncentrációja mindig kisebb, mint a radon-izotópoké, és csak a rövid felezési idejűek találhatók meg a levegőben jelentős mennyiségben. Például a radon bomlási sorában található 21,8 év felezési idejű ^{210}Pb és az utána következő termékek a levegőben már csak nyomokban találhatók meg.

II.2.2. A radon viselkedése a környezetben

Igen bonyolult a ^{222}Rn bomlástermékek sorsa a levegőben. A ^{222}Rn -ből szabad, pozitív elektromos töltésű ^{218}Po -ion jön létre, melynek egyaránt lehetősége van arra, hogy:

1. szabad ^{214}Pb -ionná bomoljék el,
2. a levegőben található kondenzációs magokra tapadjon,
3. a levegőben levő $0,1\ \mu\text{m}$ -nél nagyobb méretű részecskékre rakódjék,
4. találkozva egy kis méretű negatív ionnal, azzal egyesüljön és neutrális atommá váljon,
5. eltávolítsa őt a szellőztetés, vagy
6. kitapadjon a lakószoba falára, bútorzatra, stb. A részecskékre, felületekre már kitapadt ^{218}Po -ion el is hagyhatja a felületet, az alfa-bomláskor fellépő viszonylag nagy visszalökési energia hatására.

A ^{218}Po oldódik vízben, lúgokban, savakban és szerves oldószerekben. A ^{214}Bi jól oldódik savakban, kevésbé a vízben, és rosszul a szerves oldószerekben.

Morken [8] kísérlettel igazolta azt, hogy ha a természetes aeroszollal együtt folyadékba jutnak, akkor a radon-bomlástermékek a hordozó aeroszollal együtt folyadékba jutnak, akkor a bomlástermékek csaknem rögtön elhagyhatják az őket hordozó aeroszol szemcséket.

Ez a tény magyarázhatja azt, hogy a radont és bomlástermékeit belélegző ember, illetve állat nagyvérkörében jóval nagyobb rövid életű ^{222}Rn -bomlástermék radioaktivitást találtak, mint amennyi a szervezetben keletkezhetett az inhalált és eloszlott ^{222}Rn -ből. Emiatt nemcsak a légzőrendszer, hanem más szervek is kapnak sugárterhelést.

Vohra [9] és munkatársai szerint a bomlástermék-aeroszol levegőben történő viselkedését jelentősen befolyásolja az elektromos töltés és a pára jelenléte.

Raabe [10] azt tapasztalta, hogy a ^{218}Po -atom diffúziós tényezője a relatív páratartalom megnövekedésével lecsökkent. Thomas és LeClare [11] mérései alapján a ^{218}Po -atomok diffúziós tényezője száraz levegőben kisebb volt, mint nedves levegőben. Az

eltérés oka részben az lehet, hogy a keletkezésük alkalmával pozitívan töltött ^{218}Po -ionok a száraz levegőben jóval lassabban diffundálnak, mint nedves levegőben. Az is valószínű, hogy száraz levegőben több a pozitív töltésű ^{218}Po -atom, mint nedves levegőben.

A levegőbe jutott ^{222}Rn -ből keletkező rövid életű bomlástermékek rendszerint pozitív töltésű ionok. Ezek az ionok rövid idő múlva ioncsoportokat képeznek a levegőben található vízzel, oxigénnel vagy más nyom mennyiségben jelenlevő gázokkal. Az ioncsoportok néhány másodperctől pár percig tartó idő alatt az aeroszolokra tapadnak. Mivel ezeknek a hordozó aeroszoloknak a méretei jóval nagyobbak az ioncsoportok méreteinél, ezért az ioncsoportok és a kisebb bomlástermék-aeroszolok a légzőrendszernek a mélyebb régióiban, míg a nagyobbak a légzőrendszer felső részében rakódnak le. [7] Ezért kell különbséget tenni az ioncsoportokban levő rövid életű leánytermékek aktivitáshányada: a *szabad hányad*, valamint a hordozó aeroszolokhoz tapadt bomlástermék-hányad, a *megtapadt hányad* között.

Újabban azt tartják, hogy a potenciális alfa-energia megtapadt hányada jellemzőbb a légzőszervi dózisa. Ezt a későbbiekben definiáljuk.

II.2.3. Radon-bomlástermékek lerakódása, retenciója a légzőrendszerben

A belélegzett leánytermékeknek bizonyos R hányada minden légvétel után visszamarad légzőrendszerünkben. Ennek az összes R retenciónak a nagysága 20% és 80% közé esik és nyilvánvalóan jelentősen befolyásolja a légzőrendszerben leadott dózist. A dózis, valamint a dózis/expozíció aránya a következő tényezőktől függ: a belélegzett aeroszol fizikai sajátosságai (szemcseméret-eloszlás stb.), a légzés módja (szájlégzés vagy orrlégzés), a légvételek mélysége és sebessége (perctérfogat), a tüdő modell, illetve az ember légzőrendszerének paraméterei, a belélegzett levegőben az összes potenciális energia megtapadt hányada, az F egyensúlyi tényező, a target sejtek mélysége, a lerakódott bomlástermékek eltávoztása a légzőrendszerből. Az egyes bomlástermékekre különböző lehet az R retenció értéke. [12]

II.2.4. Radon-dozimetria

E fejezet célja ismertetni azon fizikai mennyiségeket, amelyeket a radontól származó sugárterhelés leírására használunk.

Egy, a radon bomlási sorában lévő atom *potenciális α -energiája* az a teljes α -energia, amely ezen atom ^{210}Pb -be való bomlása során szabadul fel. Jele: ε_p , mértékegysége MeV vagy J. Használatos az *egységnyi aktivitásra vonatkozó potenciális α -energia* is. Kiszámítása:

$$\frac{\varepsilon_p}{\lambda} = \frac{\varepsilon_p \cdot T_{1/2}}{\ln 2}$$

A rövid felezési idejű radon bomlástermékek bármilyen keverékének levegőben lévő *potenciális α -energia koncentrációja* az egységnyi térfogatban lévő atomok potenciális α -energiájának összege. Jele: c_p . Így ha c_i az i -edik bomlástermék aktivitás-koncentrációja, akkor a bomlástermék keverék *potenciális α -energia koncentrációja*:

$$c_p = \sum_i c_i \frac{\varepsilon_{p,i}}{\lambda_{p,i}}$$

Ezt a mennyiséget az SI rendszerben $\frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ egységekben fejezzük ki ($1 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} = 6,242 \cdot 10^{12} \frac{\text{MeV}}{\text{m}^3}$).

A radon bomlástermékek bármilyen levegőben lévő keverékének *potenciális α -energia koncentrációját* az anyaelem, a radon úgynevezett *egyensúlyi ekvivalens koncentrációja* (c_{eq}) segítségével szintén ki lehet fejezni. A radon bomlástermékek nem *egyensúlyi keverékére vonatkozó egyensúlyi ekvivalens koncentráció* a radonnak az az *aktivitáskoncentrációja*, amikor a radon radioaktív egyensúlyban van a rövid felezési idejű bomlástermékekkel, s amelynek ugyanakkora a *potenciális α -energia koncentrációja*, mint a kérdéses nem egyensúlyi keveréké. Az *egyensúlyi ekvivalens koncentráció* SI egysége az $1 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$. A definícióból következik, hogy $c_{\text{eq}} \cdot \sum_i \frac{\varepsilon_{p,i}}{\lambda_{p,i}} = \sum_i c_i \frac{\varepsilon_{p,i}}{\lambda_{p,i}}$.

Az *egyensúlyi tényező* (F) definíció szerint az anyaelem, a radon *egyensúlyi ekvivalens koncentrációjának és aktivitáskoncentrációjának hányadosa*. Ez a tényező

jellemzi a levegőben lévő rövid felezési idejű bomlástermékek és az anyaelem közti egyensúlyhiányt potenciális α -energiában kifejezve.

Egy személy radon bomlástermékektől származó "sugárterhelése" mint mennyiség (P), definíció szerint annak a levegőben lévő potenciális α -energia koncentrációnak vagy az ennek megfelelő radonra vonatkozó egyensúlyi ekvivalens koncentrációnak a besugárzás idejére (T) vett időintegrálja.

$$\text{Potenciális } \alpha\text{-energia sugárterhelés: } P_p(T) = \int_T c_p(t) dt$$

$$\text{Egyensúlyi ekvivalens sugárterhelés: } P_{eq}(T) = \int_T c_{eq}(t) dt$$

A P_p sugárterhelés mennyiség egysége $\frac{J}{m^3} \cdot h$, a P_{eq} sugárterhelés mennyiségnek az egysége pedig $\frac{Bq}{m^3} \cdot h$.

A sugárzással kapcsolatban az epidemiológia a sugárterhelés és az egészségre gyakorolt hatások közti statisztikus összefüggések megállapításával foglalkozik. Ezekből az epidemiológiai vizsgálatokból kétségkívül megállapították, hogy az ionizáló sugárzás sok szervben és szövetben, így a tüdőben is, rákot okozó tényező. A számszerű összefüggés megállapítása azonban már nehezebb feladat.

A statisztika egyik alapvető tétele az, hogy a térben és időben korreláló események nincsenek egymással feltétlenül ok-okozati viszonyban. Valójában a véletlen összefüggéseknek egy határozott előfordulási valószínűsége van. Ahhoz, hogy egy számszerű okozati összefüggést határozhassunk meg, az epidemiológiai felméréseket biológiai tényeken alapuló modellek használatával kell kiegészíteni. Ha több ilyen modellt is javasolnak, akkor az eredményeket fel szabad használni ahhoz, hogy elsőbbségi sorrendet állítsunk fel közöttük.

Több dozimetriai modellt figyelembe véve az egyensúlyi tényezőre az ICRP65 által elfogadott érték: 0,4. [7]

III. fejezet: A szcintillációs számláló és a fantomok

III.1. A szcintillációs számláló

III.1.1. A szcintillációs számláló felépítése

Az egyik legrégebbi detektálási eljárás a sugárzások által bizonyos kristályokban (pl. ZnS) keletkező fényfelvillanások megfigyelésén alapul. Ezt alkalmazták a magfizikai kutatások kezdetén. A keltett felvillanásokat vizuálisan észlelték és leszámolták. Bár a mérések fáradtságosak és szubjektívek voltak, mégis ezen eszköz segítségével jutottunk az atom alapvető szerkezetének felismeréséhez (Rutherford-szórás). Az 1930-as évekig ez az eszköz volt az egyetlen sugárzásdetektor.

A szcintillációs számláló továbbfejlődését a fotoelektron-sokszorozók megjelenése jelentette: a vizuális megfigyelést helyettesítették fotoelektron-sokszorozóval.

A szcintillációs mérőrendszer a következő részekből áll:

1. a szcintillátor, melyben a sugárzás energiája fényenergiává alakul;
2. a fotoelektron-sokszorozó, amely a fényfelvillanásokat elektromos impulzussá alakítja.

III.1.2. A szcintillátor

A szcintilláló anyagokban a számlálandó részecskék, illetve γ -kvantumok energiájának egy része fényenergiává alakul át. Ez töltött részecskék esetén közvetlenül valósul meg; semleges részecskék és γ -kvantumok csak másodlagos folyamatok segítségével detektálhatók.

Univerzális szcintillátorok nincsenek. β -részecskék, nehézionizáló részecskék és γ -sugárzás detektálására más-más szcintillációs anyagokat alkalmazunk, amelyekben a fényfelvillanás kialakulásának és lefolyásának mechanizmusa különböző.

A primer kölcsönhatás általánosságban a következő két lépésre bontható:

1. A beérkező részecske vagy γ -foton energiát ad át a szcintillátornak, amely gerjesztett állapotba kerül.

2. A szcintillátor gerjesztett állapotából fotonok, ún. fluoreszcenciafény kibocsátásával ismét alap- (stabilis) állapotba tér vissza.

A szcintillátorokkal szemben támasztott főbb követelmények a következők:

- a) a primer sugárzás energiájának minél nagyobb hányada alakuljon át fényvé, azaz a transzformáló hatásfoka nagy legyen,
- b) a kristály legyen átlátszó a benne keletkező fényre.

A leggyakrabban használt szcintillátorok (A zárójelben levő elem, ún. aktivátor kis mennyiségű jelenléte növeli a szcintillátor hatásfokát):

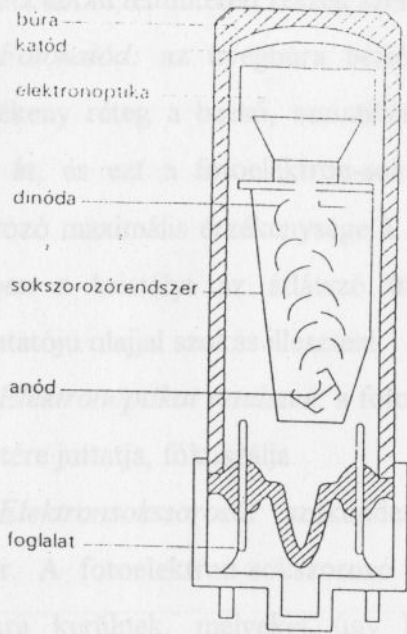
- a) szervetlen kristályok [pl. ZnS(Cu), NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Tl)],
- b) szerves egykristályok (pl. antracén, naftalin, sztilbén),
- c) szcintilláló oldatok (folyadékszcintillátor, pl. toluol),
- d) plasztik szcintillátorok (polimerizált folyadékszcintillátor).

A γ -sugárzás detektálására általánosan alkalmazott NaI(Tl) szcintillációs kristály vázlatos ismertetése: A NaI(Tl) szervetlen egykristály, kis mennyiségben (0,1-0,5%) talliumot, mint aktiváló anyagot tartalmaz. A γ -fotonok energiája és a keltett látható fotonok száma közötti összefüggés nagymértékben lineáris. Kellemetlen tulajdonsága, hogy fényérzékeny és higroszkópikus, ezért légmentes záróréteggel kell körülvenni. A fémedény fala és a kristály közötti hézagot jól reflektáló anyagokkal, pl. Al_2O_3 -dal töltik ki, a fény egy ablakon keresztül lép ki. A szcintillációs kristálynak természetesen átlátszónak kell lennie a benne létrejövő fényre.

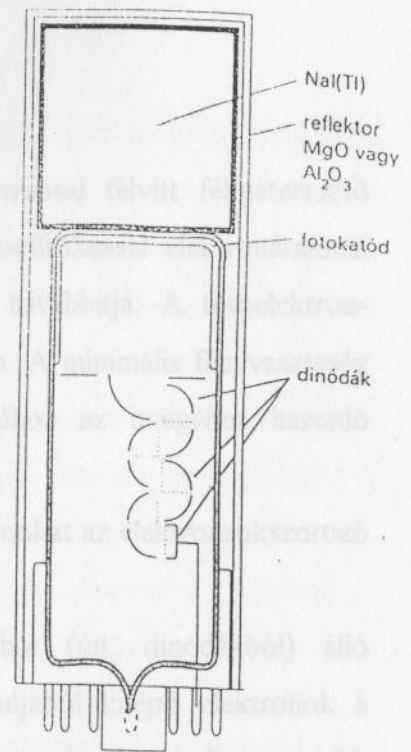
A fényfelvillanások száma a szcintillátorba jutó γ -fotonok számával, az egyes felvillanásban a fotonok száma a γ -kvantum energiájával arányos. A szcintillációs detektorok egyik fő előnye a nagy fényhozam és a kitűnő időfelbontás. [1]

III.1.3. Fotoelektron-sokszorozó

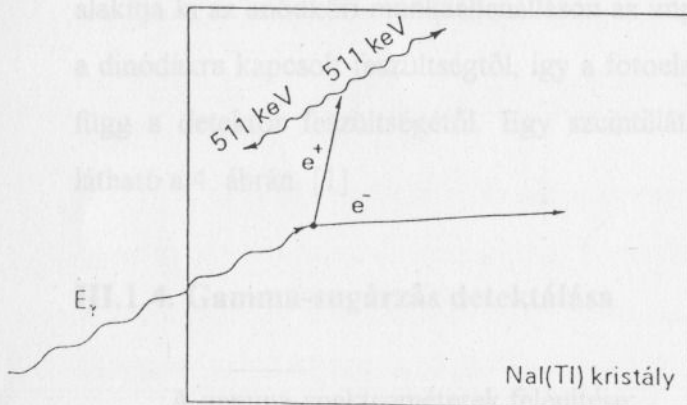
A fotoelektron-sokszorozó (photomultiplier) olyan elektroncső, amely két elemet tartalmaz: a fényérzékeny fotokatódot, továbbá az erősítő részt. A fényérzékeny elem a fényáramot elektronárammá alakítja át. Az erősítő rész a fény hatására keletkező elektronáramot megfelelően felerősíti. A korszerű fotoelektron-sokszorozó sematikus rajzát a 3. ábrán [1] láthatjuk.



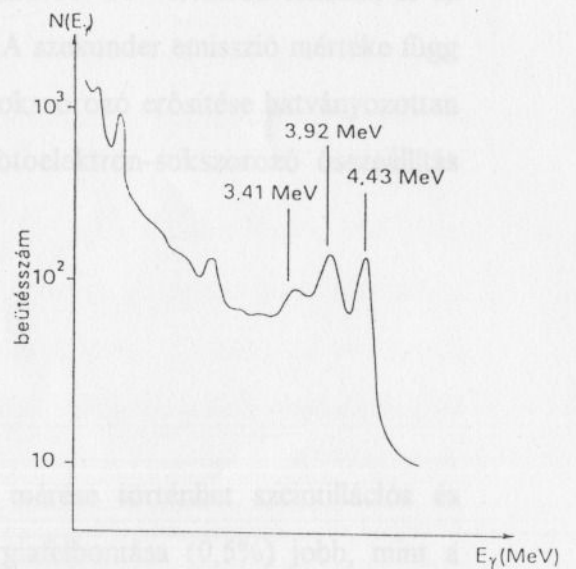
3. ábra
A fotoelektron-sokszorozó sematikus rajza



4. ábra
A fotoelektron-sokszorozó és a szcintillátor illesztése



5. ábra
A párkeltés és a megsemmisülés (annihiláció) folyamata



6. ábra
A 4,43 MeV-os γ -sugárzás szcintillációs spektrométerrel mért energiaspektruma

Az ábrán feltüntetett részek szerepe a következő:

Fotokatód: az üvegbúra belső felületére vákuumpárolással felvitt féligáteresztő fényérzékeny réteg a beeső, szcintillátorból kijövő fényt fotoeffektussal elektronárammá alakítja át, és ezt a fotoelektron-sokszorozó fotokatódjára továbbítja. A fotoelektron-sokszorozó maximális érzékenysége $\lambda \approx 5 \times 10^{-7} \text{ m}$ körül van. A minimális fényvesztés érdekében a kristályt az átlátszó üvegre felvitt fotokatódhoz az üvegéhez hasonló törésmutatójú olajjal szokás illeszteni.

Elektronoptikai rendszer: a fotokatódból kilépő elektronokat az elektronsokszorozó bemenetére juttatja, fókuszálja.

Elektronsokszorozó: szekunder emittáló elektródokból (ún. dinódákból) álló rendszer. A fotoelektron-sokszorozó féligáteresztő fotokatódjából kilépő elektronok a dinódákra kerülnek, melyeket úgy kapcsolnak, hogy a következő mindig nagyobb feszültségen legyen, mint a megelőző. A dinódák között elektromos tér juttatja az elektronlavinát az egyik dinódától a következőig. Az egyes dinódákra ráeső elektron hatására 2-3 elektron lép ki. Az elektronok száma dinódáról dinódára haladva lavinászerűen nő.

Anód: a megsokszorozott elektronok összegyűjtésére szolgál. Az anódon tehát a fényárammal arányos elektronáram folyik, végül az anódra 10^8 - 10^{12} elektron érkezik, és ez alakítja ki az anódköri munkaellenálláson az impulzust. A szekunder emisszió mértéke függ a dinódákra kapcsolt feszültségtől, így a fotoelektron-sokszorozó erősítése hatványozottan függ a detektor feszültségétől. Egy szcintillátor és fotoelektron-sokszorozó összeállítás látható a 4. ábrán. [1]

III.1.4. Gamma-sugárzás detektálása

A gamma-spektrométerek felépítése:

Sugárzás érzékelő: A gamma-sugárzás energiájának mérése történhet szcintillációs és félvezető detektorokkal. A félvezető detektorok energiafelbontása (0,5%) jobb, mint a szcintillációs detektoroké (6%). A szcintillációs számlálók előnye a félvezetőkkel szemben a jó hatások.

Erősítő: tovább erősíti a detektorból érkező jeleket és csökkenti az elektromos zajokat.

Mérőberendezés: Ez általában egy sokcsatornás analizátor, amelyen belül található egy ADC, ami méri a detektorból érkező analóg jelek (feszültség) amplitudóját és megfelelő nagyságú digitális jelekké alakítja át. Ezután az analizátor, az innen kijövő jelnek megfelelő memória rekesz (csatorna) tartalmát növeli eggyel és tárolja az így kapott jel gyakoriság eloszlást (gamma-spektrumot).

A szcintillációs számlálókat legeredményesebben és legkiterjedtebben talán a γ -sugarak számlálására és energiájuk mérésére használják. Ennek oka az, hogy a legjobb tulajdonságú NaI(Tl) kristályból nagyméretű szcintillátor készíthető, a higroszkópikuság miatt elkerülhetetlen légmentes zárás viszont a γ -sugárzás energiámérését nem befolyásolja.

A szcintillátorban a γ -sugárzás detektálását a fotoeffektus, a Compton-szórás és a párkeltés teszi lehetővé. Eme effektusok során keletkező elektronok okozzák a kristályban a szcintillációt. A párkeltésnél a keletkező elektronok és pozitronok energiájukat elvesztve szcintillációt okoznak. A teljesen lelassult pozitron a nyugalomban levőnek tekinthető elektronnal kölcsönhatásba lép. Az energia- és az impulzusmomentum következtében két, $m_0c^2 = 511$ keV-os, a tömegközépponti rendszerben egymáshoz képest ellentétes irányba kirepülő γ -kvantum keletkezik. (5. ábra) [1]

Adott méretű kristály esetén a keletkező két, 511 keV-os foton bizonyos valószínűséggel kiszökik a kristályból, vagy részben, illetve teljesen abszorbeálódik. Ennek megfelelően a γ -spektrum összetett: általában hármass csúcsot tartalmaz még monoenergius γ -sugárzás esetén is. A 6. ábrán [1] bemutatjuk a $^{12}\text{C}^*$ bomlásakor jelentkező 4,43 MeV-os sugárzás energiaspektrumát.

A spektrumon látható legnagyobb energiájú, 4,43 MeV-os csúcs annak felel meg, hogy a 4,43 MeV-os γ -foton párkeltés (vagy fotoeffektus) révén teljes energiáját elvesztette a kristályban. A 3,92 MeV-os csúcs esetén az egyik annihilációs, 0,5 MeV-os γ -kvantum kiszökött a kristályból, a másik abszorbeálódott. A csúcs energiája ennek megfelelően fél MeV-tal kisebb. A harmadik, 3,41 MeV-os csúcs úgy jött létre, hogy az annihiláció során keletkezett mindkét γ -kvantum kiszökött a kristályból kölcsönhatás nélkül. Ez tehát az eredeti energiához képest 1 MeV-tal alacsonyabb. Tehát a spektrum nagy energiájú végén egy adott γ -energia esetén nem egy, hanem három csúcs jelentkezik. Bonyolítja a helyzetet, hogy mindez ráül a Compton-szórás spektrumára. Ez teszi a szcintillációs spektrumokat

nehezen értékelhetővé, különösen ha - és ez az általános - egyszerre különböző energiájú γ -kvantumok vannak jelen.

Az analitikai feladatokra a fotocsúcsot használjuk, mivel ez jellemzi a sugárzás teljes energiáját. A fotocsúcs intenzitása alatt a csúcs alatti terület impulzusszámának időegységre jutó nagyságát értjük. A csúcsterületet úgy számoljuk, hogy a csúcs előtti és a csúcs utáni részt egy egyenessel összekötve mint alapvonalat tekintjük, s csak ezen vonal feletti impulzusokat összegezzük. Ezzel a módszerrel kiküszöböljük a nagyobb energiájú fotonokból eredő Compton-szakasz zavaró hatását. Ahhoz, hogy egy gamma-spektrumot használni tudjunk, el kell végezni a gamma-spektrométer energia hitelesítését. Ez azt jelenti, hogy a sokcsatornás analizátor csatornáit gamma sugárzási egységekben kalibráljuk (esetünkben keV-ben), ismert gamma energiájú, monoenergiás sugárforrások teljes fotocsúcsainak segítségével.

III.2. A fantomok

Az emberi test fantomjai az ionizáló sugárzással kapcsolatos mérések eszközei. Két csoport különböztethető meg: matematikai egyenlőségekkel leírt virtuális fantomok; mérésekhez megépített fantomok.

A referencia méretekkel rendelkező standard fantom paramétereit az ICRP definiálta. [13] Ezek mérési célokból készült fantomok paramétereit, mely fantomokat matematikai egyenlőségekkel nehéz leírni.

A külső sugárzásból származó dózis méréséhez már régen használnak egyszerű geometriájú, homogén fantomokat. Folyadékból készültet már régen alkalmaznak a sugárterápiában, alakjuk általában egyenes henger. Neutron-dozimetriai mérésekhez 30 cm élű kocka-fantomot készítettek. [14, 15, 16, 17] Gyakorlati megfontolásokból szilárd anyagú fantomokat is kifejlesztettek. A legjobb példa ezekből az ICRU homogén gömb, amely már az emberi szöveteknek megfelelő anyagból készült, átmérője pedig 30 cm. [18]

Referencia méretekkel rendelkező, heterogén fantomokat széles körben használnak (Alderson, Humanoid). Ez a foton-szövet kölcsönhatás szempontjából szövet-ekvivalens anyagból készült. Részei: csontváz, tüdő. A fantom rendezetten elhelyezkedő lyukakat tartalmazó szeletekre bontható. A leggyakrabban használt heterogén fantom a Mr Adam [19], mely a legjobb virtuális heterogén fantom megfelelője. [20]

A 3. táblázatban [21] a mérésekhez használt és a matematikai nyelven leírt virtuális fantomok vannak csoportosítva. Mindkét csoport heterogén fantomjai a külső sugárzásból származó sugárterhelés meghatározására szolgálnak.

3. táblázat

A fantomok csoportosítása

Mérésekhez készült fantomok	Virtuális fantomok
<p>Homogén:</p> <p>Kocka: folyadék, szilárd</p> <p>Egyenes henger: folyadék, szilárd</p> <p>Gömb: szilárd</p>	<p>Homogén:</p> <p>Fél-végtelen lemez</p> <p>Egyenes henger</p> <p>Gömb</p>
<p>Inhomogén:</p> <p>Alderson Rando</p> <p>R T Humanoid</p> <p>Mr Adam</p>	<p>Inhomogén:</p> <p>MIRD (felnőtt)</p> <p>MIRD (gyerek)</p> <p>ADAM és EVA</p>

A legfejlettebb virtuális fantom a heterogén MIRD fantom.[22] Az első MIRD fantom három fő részből állt: egy egyenes henger, mely a karokat, a felsőtestet és a csípőt reprezentálja; egy csonka kúp, mely a lábakat és a lábfejeket reprezentálja; még egy egyenes henger, mely a fejet és a nyakat illusztrálja. A karok és a lábak nincsenek elkülönítve a felső-ill. alsótesttől; és a kisebb testrészek sincsenek szeparálva, mint pl. az ujjak, lábfejek, fülek, nyak, orr. Úgy lett megtervezve, hogy paraméterei (súly, magassága, geometriája stb.) megfeleljenek az ICRP [13]által definiált referencia paramétereknek.

A MIRD fantom három különböző sűrűségű részből áll: a csontváz, amely tartalmazza a csontokat, a csontvelőt és a csontrendszer többi lágy részét; a tüdő; a fantom fennmaradó része. Ezek a régiók elsősorban hidrogénből, szénből, nitrogénből, és oxigénből állnak. A csontrendszer lágy része a teljes tömeg 18%-át teszi ki, anyaga nagyrészt kalcium és foszfor. A tüdő különíthető el a legjobban, mert ez a testrész tartalmazza a legkevesebb zsírt és sok vér van benne. A csontrendszer sűrűsége közelítőleg $1,5 \text{ g/cm}^3$, a tüdőé $0,3 \text{ g/cm}^3$, a fennmaradó testrészeké 1 g/cm^3 .

Az 1970-80-as években finomították és módosították a MIRD fantomokat, hogy jobban reprezentálja az emberi testet. [23] Korspecifikus fantomokat készítettek, ami lehetővé tette, hogy az életkor ne egy konstans paramétere legyen a fantomoknak, hanem változó paramétere. [24] Tehát ezek után gyerekeket is tudtak matematikai úton modellezni sugárterhelés szempontjából.

Hogyan határozható meg a tüdőben ténylegesen lerakódott radon leánytermékek aktivitása? Ezt a kérdést úgy szokták áthidalni, hogy meghatározzák a levegőben lévő szilagos radon aktivitáskoncentrációt, és feltételezik, hogy a bomlástermékeknek potenciális α -energiában kifejezve csak 40%-a kötődik aeroszolokhoz, illetve rakódik le a tüdőben. Barlangi mérések eredménye eltérő: az adóton, hogy a leánytermékeknek a 80%-a kötődik aeroszolokhoz. Mi az előbbi feltételezéseket kiküszöbölve egésztest-számítással, azaz in vivo mérésekkel akarjuk meghatározni, hogy mekkora aktivitási leánytermék rakódik le a tüdőben.

Több probléma akad az in vivo mérésekkel kapcsolatban: embereken nem lehet kísérletet, direkt módon nem sugározhatunk be senkit; a tüdő geometriája bonyolult, nehezen modellezhető; a radon leányelemei rövid életűek. Viszont részleges megoldásként szolgál az, hogy a ^{226}Ra felezési ideje 1600 év, így a leányelemet szkeptikus egyensúlyba hozva való, az ő aktivitásuk is állandónak vehetők méréseink alatt.

Ezen problémákon túl kérdés az is, hogy van-e olyan körülmény, ahol az ember nagy mértékű bomlástermék-expozíciónak van kitéve. Ilyen körülményeket „biztos” pl. egy barlang. Szerencsére lehetőségünk is van arra, hogy egy ilyen helyen vizsgálatokat folytassunk, nevezetesen az ódorvári Hajnóczy-Barlangban. Ahhoz, hogy a barlangászokat megmérve meg tudjuk mondani, hogy mekkora aktivitási leánytermék rakódott le a tüdejükben, bizonyos bomlástermékekre vonatkozó kalibrációs tényezőkre van szükségünk. Ezeket számítógép segítségével, a tüdőt egyszerűen modellezve, az ún. Monte Carlo módszerrel meg lehet határozni.

A dolgom hazamondásának megfelelően mi kísérleti úton akarjuk megállapítani a kalibrációs tényezőket. Különösen előnyös helyzetünk abból adódik, hogy modelljeinkre ill. az ún. autoradiográf fantom, amely vizsgálatunkban „embert helyettesítő” szerepet játszik. A fantomba leírásokat elhelyezve megállapítjuk, hogy az ember milyen radontartalmú környezetben élhet és állunk használt szimulációs

IV. fejezet: Vizsgálataink

IV.1. Problémafelvetés, célkitűzés

Hogyan határozható meg a tüdőben ténylegesen lerakódott radon leánytermékek aktivitása? Ezt a kérdést úgy szokták áthidalni, hogy meghatározzák a levegőben lévő átlagos radon aktivitáskoncentrációt, és feltételezik, hogy a bomlástermékeknek potenciális α -energiában kifejezve csak 40%-a kötődik aeroszolokhoz, illetve rakódik le a tüdőben. Barlangi mérések eredménye ettől eltérő: az adódott, hogy a leánytermékeknek a 80%-a kötődik aeroszolokhoz. Mi az előbbi feltételezéseket kiküszöbölve egésztest-számlálással, azaz in vivo mérésekkel akarjuk meghatározni, hogy mekkora aktivitású leánytermék rakódik le a tüdőben.

Több probléma akad az in vivo mérésekkel kapcsolatban: embereken nem lehet kísérletezni, direkt módon nem sugározhatunk be senkit; a tüdő geometriája bonyolult, nehezen modellezhető; a radon leányelemei rövid életűek. Viszont részleges megoldásként szolgál az, hogy a ^{226}Ra felezési ideje 1600 év, így a leányelemeit szekuláris egyensúlyba hozva vele, az ő aktivitásuk is állandónak vehetők méréseink alatt.

Ezen problémákon túl kérdés az is, hogy van-e olyan körülmény, ahol az ember nagy radon bomlástermék expozíciónak van kitéve. Ilyen körülményeket „biztosít” pl. egy barlang. Szerencsére lehetőségünk is van arra, hogy egy ilyen helyen vizsgálatokat folytassunk, nevezetesen az ódorvári Hajnóczy-Barlangban. Ahhoz, hogy a barlangászokat megmérve meg tudjuk mondani, hogy mekkora aktivitású leánytermék rakódott le a tüdejükben, bizonyos, bomlástermékekre vonatkozó kalibrációs tényezőkre van szükségünk. Ezeket számítógép segítségével, a tüdőt egyszerűen modellezve, az ún. Monte Carlo módszerrel meg lehet határozni.

A debreceni hagyományoknak megfelelően mi kísérleti úton akarjuk megállapítani a kalibrációs tényezők értékét. Különösen előnyös helyzetünk abból adódik, hogy rendelkezésünkre áll egy ún. antropomorf fantom, amely vizsgálatainkban „embert helyettesítő” szerepet játszik. A fantomba forrásokat elhelyezve megállapítjuk, hogy az ember milyen radontartalmú környezet esetén mérhető az általunk használt szcintillációs

méréstechnikával, és meghatározzuk a ^{214}Pb és a ^{214}Bi bomlástermékekre vonatkozó kalibrációs tényezőket. Ezek után a barlangászokon végzett mérések alapján a 0,8-as faktor helyessége is ellenőrizhető.

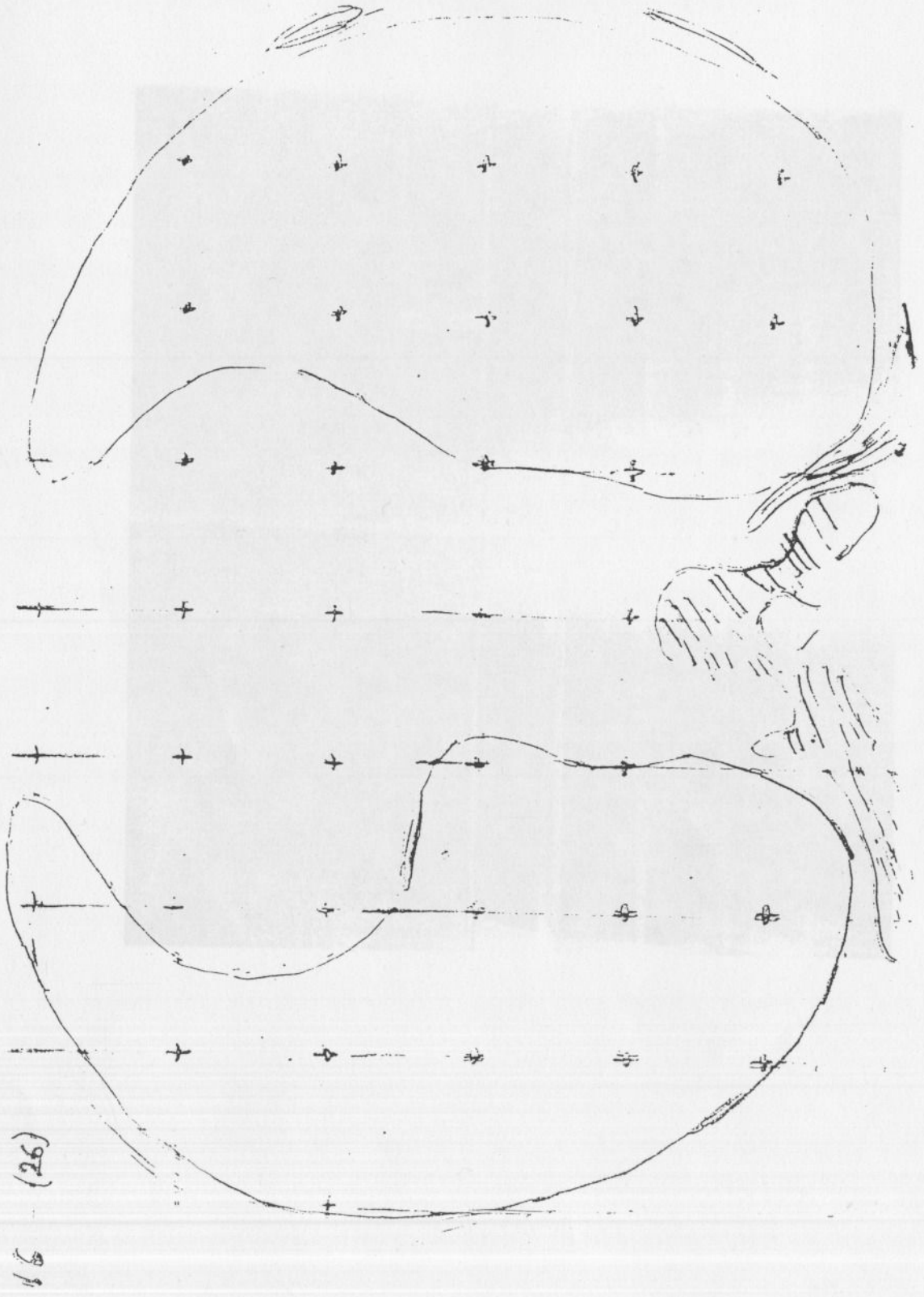
IV.2. Mérési eszközeink, alkalmazott mérés technika

IV.2.1. A fantom tulajdonságai, felépítése

A fantomunk egy „standard man”, azaz - paraméterei és sugárterhelés szempontjából - egy átlagos férfi. A fantom szétszedhető. A fantom belsejébe detektorokat elhelyezve, kívülről besugározva méréseket szoktak arra vonatkozóan végezni, hogy mekkora dózis éri a tüdőt. Mi épp ellenkező célra használjuk a fantomot: nem detektorokat, hanem forrásokat teszünk bele, és kívülről detektáljuk a sugárzást.

A fantom sugárterhelés szempontjából ekvivalens egy emberrel, geometriája és anyaga ennek megfelelő. Ahol az emberben a tüdőt körülölelő csont és lágyszövet van, és ahol maga a tüdő, azaz a levegőt tartalmazó rész van, ott a fantom olyan anyagokból készült, melyeknek abszorpciós tulajdonságai ugyanolyanok, mint az ember megfelelő testrészei. A fantom vízszintes irányban 2,5 cm vastagságú szeletekre bontható. A 12-20-as számú szeletek foglalják magukba a tüdőt (számozás felülről lefelé). Minden szeletben 3 cm x 3 cm-es rácsot kifeszítő lyukak helyezkednek, melyekbe beletéve az ismert aktivitású forrásokat imitálható az ember tüdejébe kerülő radioaktív anyag. A 7. ábrán látható a 16-os szeletbe eső tüdőkeresztmetszet körvonala, és a lyukak által meghatározott rács is fel van tüntetve.

A 8. ábrán, a fantom röntgenképén látható, hogy a fantom valóban megfelelő sűrűségű anyagokból készült, láthatóak a bordák helyei, a gerinc helye. (A nagyobb sűrűségű helyeken világosabb nyomok láthatóak.) A függőleges világos csíkok annak köszönhetőek, hogy függőleges irányban a lyukak egymás felett helyezkednek el. A lyukakba, ha a fantomon senki nem folytat mérést, műanyag dugókat helyezünk, így ezek a viszonylag nagy sűrűségű dugók okozzák a függőleges csíkokat. A vízszintes világosabb csíkok okozója a szeletek alap- és fedőlapjai anyagának nagyobb sűrűsége. A szeletek ilyen



16 (26)

7. ábra
A 16-os szeptbe eső tüdőkeresztmetszet

szavazni történő bevonására azért van szükség, hogy utólag széleskörűen a portás
szegélyt készítsék.

Az antropometrikus fantomnak csak az az részét foglalkoztatjuk, mely a tüdő foglalt
magába, mivel az ember sugárterhelése esetén a tüdő kapja a legnagyobb dózist.

IV.2.2. A fantom

A radiológusok
használnak.
Egyek méret

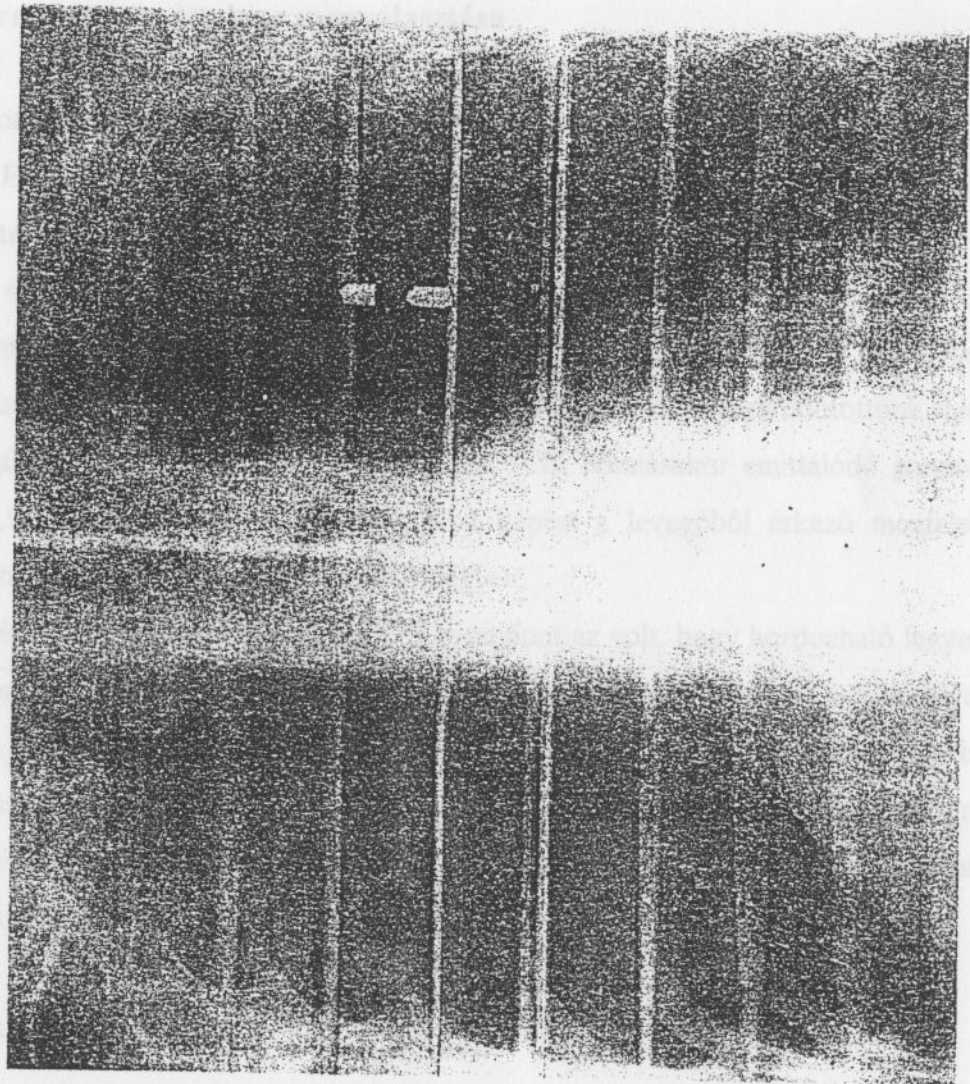
Azon
aktív rész
alkotmányok
nagy átvilágítás
fotókat (35%)
energiát használ

A tüdő
használat
készen áll
készen áll
Egyes tüdő
portásabb
analízist használ

IV.2.3. A fantom

A fantomot egy rugóval stabil helyzetben tartjuk. Azonban, hogy a tüdő nagy
résztől származó belső terhelést kapjunk, helyezzük el forrást a tüdőbe.

A detektorok oda helyezik, ahol a tüdőben a legnagyobb γ -foton fog elszórulni.
Az emberrel kapcsolatban az a feltevés, hogy a tüdő azon részében rakódik le a
legnagyobb mennyiségű szén, az elvezetés a tüdőben van. Ez jelölje, hogy az
emberrel a 3. csigolyával szemben helyezik el a detektort. A fantomnál a 3. csigolya
helyzetének megfelelő 16-os szénalatt állítja a detektort, ugyanis a kalibrációs



8. ábra
A fantom tüdejének röntgenképe

anyaggal történő bevonására azért van szükség, hogy ne szétperegjen a porózus anyagból készült fantom.

Az antropomorf fantomnak csak azon részével foglalkoztunk, mely a tüdőt foglalja magába, mivel az ember sugárterhelése esetén a tüdő kapja a legnagyobb dózist.

IV.2.2. A források és a detektor megválasztása

A radon bomlástermékeinek mérésére hermetikusan zárt rádiumgyöngy-forrásokat használtunk. Ezen gyöngy-források kétszeresen tokozottak oly módon, hogy a külső üvegtok mérete olyan, hogy illeszkedjen a fantomba lévő lyukakba.

Azon mérések esetében, amikor csak 2 forrást tettünk a fantomba, 3705 Bq aktivitású forrásokkal mértünk; amikor az egyes szeleteket tele rakva végeztünk méréseket, akkor vizsgálatainkhoz 700 Bq aktivitású forrásokat használtunk. Azért döntöttünk ilyen nagy aktivitású források mellett, hogy a ^{214}Pb és a ^{214}Bi bomlásakor emittálódó gamma-fotonok (351,92 keV és 609,31 keV) számához képest a levegőből érkező megfelelő energiájú fotonok száma elhanyagolhatóan kicsi legyen.

A detektor megválasztásánál az egyik fő szempont az volt, hogy hordozható legyen, hiszen ugyanezzel a detektorral szeretnénk mérni a barlangászokat is terepi körülmények között. Mivel a rendelkezésünkre álló mérőeszközök közül a szcintillációs számlálónk bír ilyen tulajdonsággal, ezért döntöttünk mellette, annak ellenére, hogy a félvezető detektorral pontosabb méréseket lehetett volna végezni. 1"-os NaI(Tl) kristályt és sokcsatornás analizátort használtunk.

IV.2.3. A mérési elrendezés

A fantomot egy nyugvó, stabil helyre tettük. Attól függően, hogy a tüdő mely részéből származó beütésszámokat akartuk mérni, helyeztünk el forrásokat a lyukakba.

A detektort oda érdemes helyezni, ahonnan várhatóan a legtöbb γ -foton fog érkezni. Az emberekkel kapcsolatban az a feltételezés él, hogy a tüdő azon részében rakódik le a legtöbb leánytermék, ahol az elágazások, a bronchusok vannak. Ez indokolja, hogy az embernél a 8. csigolyával szemben érdemes elhelyezni a detektort. A fantomnál a 8. csigolya helyzetének megfelelő 16-os szelettel szembe tettük a detektort, ugyanis a kalibrációs

tényezőket csak úgy tudjuk meghatározni, ha a fantomon és az emberen végzett méréseink elrendezése a lehetőségeknek megfelelően megegyezik. Igaz, hogy a fantomon egyenletes aktivitáskoncentráció-eloszlást feltételezve végeztük méréseinket, de így is várható, hogy a középső öt szelettől származó beütésszámok lesznek a legnagyobbak, hiszen az ezen szeletekbe eső tüdőkeresztmetszetek a legnagyobbak, így sok forrás pakolható beléjük.

Annak oka pedig, hogy miért az ember hátához szándékozunk, ill. miért a fantom hátához tettük a detektort az, hogy a hát egy meghatározott pontja pontosan megtalálható, ezzel szemben a mellkas pontjai nem. A csigolyákat pedig különösen könnyű megtalálni.

IV.3. A fantomon végzett méréseink

A fantomon végzett méréseink célja a bevezetésben elmondottak szerint az ^{214}Pb és a ^{214}Bi bomlástermékekre vonatkozó kalibrációs tényezők, és az általunk alkalmazott mérés technika érzékenységének meghatározása.

Egyenletes aktivitáskoncentráció eloszlást feltételezve megmértük, hogy a tüdőben egyenletesen eloszlott egységnyi aktivitású leánytermék mekkora számlálási sebességet eredményez (ha a detektor a fantom háta mögött, a 16-os szelettel szemben helyezkedik el).

Vegyük a fantom egyik szeletét. Ebbe két (egyenként 3705 Bq aktivitású) forrást téve megmértük a két leányterméktől származó beütésszámokat. A forrásokat szimmetrikusan helyeztük el, a tüdő bal és jobb felébe egyet-egyet téve. Egy szelet esetében annyi mérést végeztünk, ahány pontpár lefedi a tüdő ezen szeletbe eső felületét. A méréseket elvégezve numerikus integrálással kiszámoltuk az egyes szeletektől származó egységnyi aktivitásra eső számlálási sebességeket. Az eredményeket a 4. táblázat foglalja össze.

4. táblázat

A szeletek járuléka a teljes intenzitáshoz

Szelet száma	^{214}Pb Int. ($\times 10^{-4}$ cps/Bq)	^{214}Bi Int. ($\times 10^{-4}$ cps/Bq)
12	3,41	4,03
13	5,67	4,95
14	8,56	7,66
15	7,27	7,63
16	10,74	8,64
17	7,30	6,31
18	7,61	6,49
19	5,27	4,78
20	5,16	4,23
Teljes tüdő	6,78	6,08

A 4. táblázatból az is kitűnik, hogy a középső öt szelet járuléka a legnagyobb a teljes intenzitáshoz. De mi már ezt előre tudtuk, hiszen eleve ezért tettük a 16-os szelet mögé a detektort. Tehát a kapott eredmények csak megerősítik azt, hogy jó helyre tettük a sugárzás érzékelőt.

A szeletektől származó cps/Bq-eket más módon is megmértük, így ellenőrizve előző méréseink helyességét. Ezúttal a szeleteket tele rakva forrásokkal végeztük méréseinket. A számolt, egyes szeletektől származó cps/Bq-eket a 5. táblázat tartalmazza.

5. táblázat

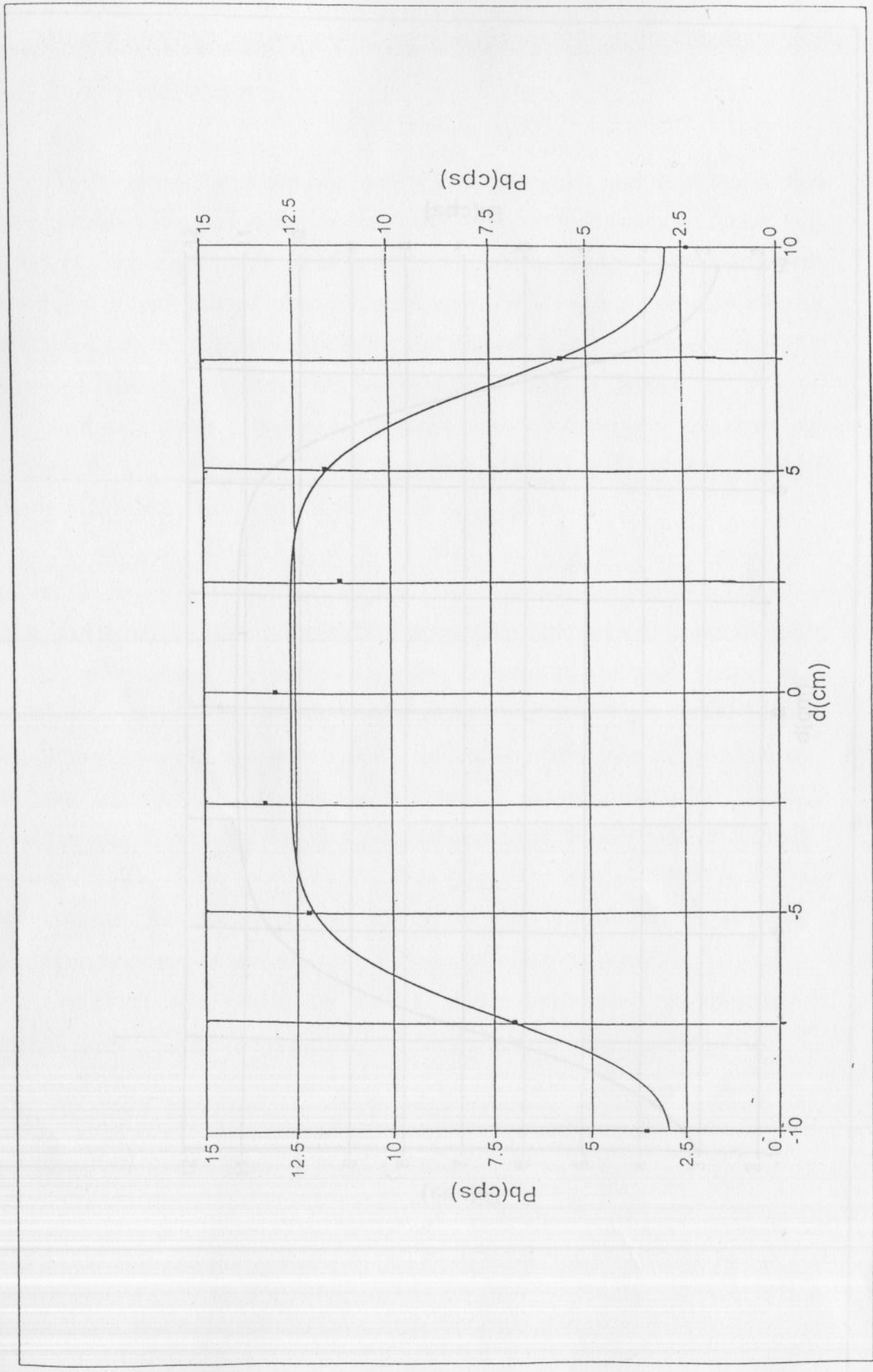
A szeletek járuléka a teljes intenzitáshoz

Szelet száma	^{214}Pb	^{214}Bi
	Int. ($\times 10^{-4}$ cps/Bq)	Int. ($\times 10^{-4}$ cps/Bq)
12	3,31	3,93
13	4,65	4,56
14	7,73	7,19
15	7,85	7,08
16	8,32	7,26
17	8,71	7,82
18	6,99	5,99
19	5,42	5,00
20	4,93	4,13
Teljes tüdő	6,43	5,88

A szeletektől származó beütésszámokat ábrázolva a 16-os szelettől való távolság függvényében az 9. és a 10. ábrán látható görbéket illesztettük meg. Ezen görbék alakjából is látható, hogy a középső öt szelet járuléka a legnagyobb a teljes tüdőtől származó számlálási sebességhez.

Most pedig vessük össze a két módon kapott, teljes tüdőtől származó intenzitásokat: hányadosuk a ^{214}Pb esetében: 1,05; a ^{214}Bi esetében: 1,03. Ezen egy körüli értékek bizonyítják méréseink hitelességét.

Tehát megkaptuk, hogy egyenletes aktivitáskoncentráció-eloszlás és bizonyos helyeken tartózkodó emberek esetén a tüdőbe kerülő radon leánytermékek mennyisége meghatározható az általunk használt szcintillációs mérés technikával. Ehhez most már rendelkezésünkre állnak a ^{214}Pb és a ^{214}Bi leánytermékekre vonatkozó kalibrációs tényezők: $6,61 \times 10^{-4}$ cps/Bq $5,98 \times 10^{-4}$.



9. ábra
Az ^{214}Pb -től származó beütésszámok a 16-os szelettől való távolság függvényében

IV.4. In vivo méréseink

In vivo méréseinket a Hajóczy-Bartók barlangban végeztük 1998 nyarán. Ilyen típusú méréseket még nem végeztünk előzőleg, csak próbákhozunk. Tudjuk, hogy pontos dozimetriát a

az ember az általunk használt szétválasztó berendezésével mérhető. Tudjuk, hogy ki tudunk-e mutatni egyaránt a szétválasztó berendezésben, amelyeket pl. más legzéstechnikák

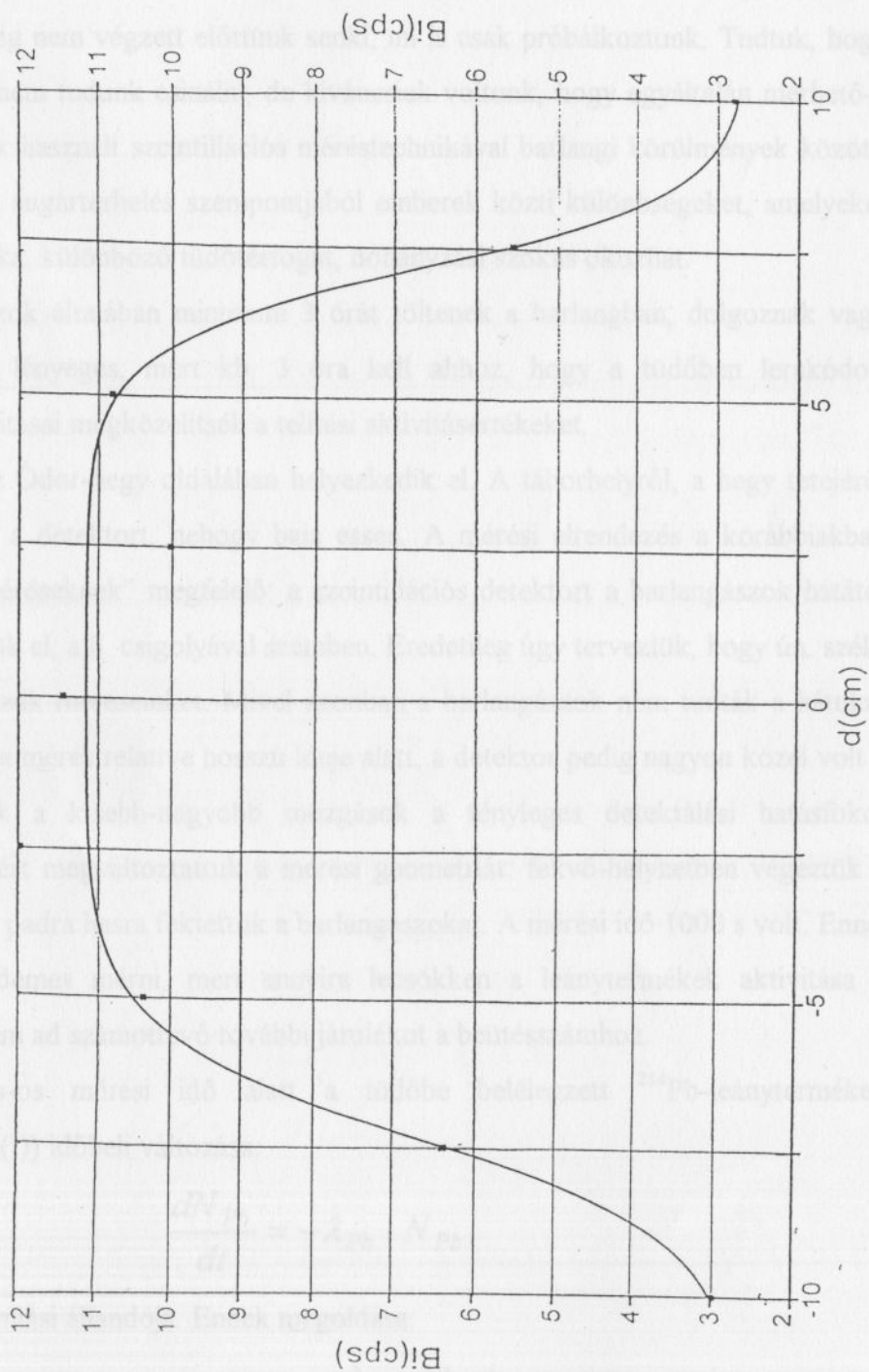
A barlangban általában a levegő hőmérséklete 10-12°C között van, de ez változik. Ez azért fontos, mert a levegő hőmérséklete befolyásolja a szén-dioxid koncentrációját, ami viszont a szervezetek aktivitásának szabályozásában fontos szerepet játszik.

A barlang az idővel egyre inkább elszűkül. A társaságunk a barlangban nem mertük levinni a mérőberendezést a barlang szűk részébe, hanem a barlang szűk részénél, 1,5 cm-re helyeztük el a szétválasztó berendezést, és a barlangban végeztük a méréseket.

A barlangban tartani a mérőberendezést hosszú ideig, a doziméter nagyszámú mérést végez, így ezek a mérések a barlangban a szén-dioxid koncentrációját a doziméterek segítségével lehet mérni. Ezek a mérések a barlangban a szén-dioxid koncentrációját a doziméterek segítségével lehet mérni.

Amellett, hogy a barlangban a szén-dioxid koncentrációját a doziméterek segítségével lehet mérni, a barlangban a szén-dioxid koncentrációját a doziméterek segítségével lehet mérni.

Az 1000 éves mérések a barlangban a szén-dioxid koncentrációját a doziméterek segítségével lehet mérni.



10. ábra
A ^{214}Bi -től származó beütésszámok a 16-os szelettől való távolság függvényében

IV.4. In vivo méréseink

In vivo méréseinket a Hajnóczy-Barlang barlangászain végeztük 1998 nyarán. Ilyen típusú méréseket még nem végzett előttünk senki, mi is csak próbálkoztunk. Tudtuk, hogy pontos dozimetriát nem tudunk csinálni, de kíváncsiak voltunk, hogy egyáltalán mérhető-e az ember az általunk használt szcintillációs mérés technikával barlangi körülmények között; ki tudunk-e mutatni sugárterhelés szempontjából emberek közti különbségeket, amelyeket pl. más légzéstechnika, különböző tüdőterfogat, dohányzási szokás okozhat.

A barlangászok általában minimum 3 órát töltenek a barlangban, dolgoznak vagy túráznak. Ez azért lényeges, mert kb. 3 óra kell ahhoz, hogy a tüdőben lerakódott leánytermékek aktivitásai megközelítsék a telítési aktivitásértékeket.

A barlang az Ódor-hegy oldalában helyezkedik el. A táborhelyről, a hegy tetejéről nem mertük levinni a detektort, nehogy baja essen. A mérési elrendezés a korábbiakban taglalt „fantomos méréseknek” megfelelő: a szcintillációs detektort a barlangászok hátától 1-1,5 cm-re helyeztük el, a 8. csigolyával szemben. Eredetileg úgy terveztük, hogy ún. szék-geometriában végezzük méréseinket. Mivel azonban a barlangászok nem tudták a hátukat elég stabilan tartani a mérés relatíve hosszú ideje alatt, a detektor pedig nagyon közel volt a hátukhoz, így ezek a kisebb-nagyobb mozgások a tényleges detektálási határfokot lecsökkentették. Ezért megváltoztattuk a mérési geometriát: fekvő-helyzetben végeztük a méréseket, azaz egy padra hasra fektettük a barlangászokat. A mérési idő 1000 s volt. Ennél több ideig nem érdemes mérni, mert annyira lecsökken a leánytermékek aktivitása a tüdejükben, hogy nem ad számottevő további járulékot a beütésszámhoz.

Az 1000 s-os mérési idő alatt a tüdőbe belélegzett ^{214}Pb -leánytermékek mennyiségének ($N_{\text{Pb}}(t)$) időbeli változása:

$$\frac{dN_{\text{Pb}}}{dt} = -\lambda_{\text{Pb}} \cdot N_{\text{Pb}},$$

ahol λ_{Pb} az ^{214}Pb bomlási állandója. Ennek megoldása:

$$N_{\text{Pb}}(t) = N_{\text{Pb}}^1 \cdot e^{-\lambda_{\text{Pb}} \cdot t}.$$

N_{Pb}^1 jelölje a mérés kezdetén ($t_1=0$ s), N_{Pb}^2 pedig a mérés végén ($t_2=1000$ s) a tüdőben lévő ^{214}Pb -lánytermék számát. ΔN_{Pb} jelöli a bomlások során mért γ -fotonok számát a t_1 és t_2 időpontok között, a valóban bekövetkezett bomlások száma pedig: $\Delta N_{Pb}/k_{Pb}$. Ezeket felhasználva:

$$\frac{\Delta N_{Pb}}{k_{Pb}} = N_{Pb}^1 - N_{Pb}^2.$$

Innen N_{Pb}^1 a következőképpen számolható ki:

$$N_{Pb}^1 = \frac{\Delta N_{Pb}}{k_{Pb} \cdot (1 - e^{-\lambda_{Pb} \cdot t_2})}.$$

Ezt a kifejezést λ -val megszorozva megkapjuk a mérés kezdetén a tüdőben lévő ^{214}Pb aktivitását (A_{Pb}^1). Ismerve, hogy mennyi idő telt el barlangból való kijövetel és a mérés kezdete között (Δt), kiszámolható a kezdeti aktivitás, azaz a barlang kijáratánál a tüdőben lévő aktivitás:

$$A_{Pb}^0 = \frac{A_{Pb}^1}{e^{-\lambda_{Pb} \cdot \Delta t}}.$$

A ^{214}Bi esetében bonyolultabb a számolás, ugyanis amikor elkezdünk mérni, akkora „kétféle” ^{214}Bi van a tüdőben: az egyik az, amelyik a barlang kijáratánál is ^{214}Bi volt; a másik pedig az, amelyik az ekkora már elbomlott ^{214}Pb -ből származik. ΔN_{Bi} -tal jelölve az 1000 s alatt mért γ -fotonok számát, a ténylegesen bekövetkezett bomlások száma, hasonlóan az ^{214}Pb esetéhez: $\Delta N_{Bi}/k_{Bi}$. A tüdőben lerakódott ^{214}Bi -leánytermékek mennyiségének ($N_{Bi}(t)$) időbeli változása:

$$\frac{dN_{Bi}}{dt} = \lambda_{Pb} \cdot N_{Pb} - \lambda_{Bi} \cdot N_{Bi},$$

melynek megoldása:

$$N_{Bi}(t) = \frac{N_{Pb}^1 \cdot \lambda_{Pb} (e^{-\lambda_{Bi} \cdot t} - e^{-\lambda_{Pb} \cdot t})}{\lambda_{Pb} - \lambda_{Bi}} + N_{Bi}^1 \cdot e^{-\lambda_{Bi} \cdot t}.$$

Δt jelentse most is a barlangból való kijövetel és a mérés kezdete között eltelt időt. Az egyenlet jobb oldalát integrálva a t_k és a t_v időpontok között, ahol t_k a barlangból való

kijövetel időpontja ($t_k=0$ s) és t_v ($t_v=\Delta t + 1000$ s) a mérés végének időpontja, megkapjuk a barlang kijáratánál a tüdőben lévő leánytermékek mennyiségét (N_{Bi}^o):

$$N_{Bi}^o = \frac{\Delta N_{Bi} - k_{Bi} \cdot \lambda_{Bi} \cdot N_{Pb}^o \frac{\lambda_{Pb}}{\lambda_{Bi} - \lambda_{Pb}} \left(\frac{e^{-\lambda_{Pb} \cdot t_k} - e^{-\lambda_{Pb} \cdot t_v}}{\lambda_{Pb}} - \frac{e^{-\lambda_{Bi} \cdot t_k} - e^{-\lambda_{Bi} \cdot t_v}}{\lambda_{Bi}} \right)}{k_{Bi} (e^{-\lambda_{Bi} \cdot t_k} - e^{-\lambda_{Bi} \cdot t_v})}$$

Ezt a kifejezést megszorozva a ^{214}Bi bomlási állandójával, megkapjuk A_{Bi}^o értékét.

Akár laborban, akár szabad levegőn végzünk méréseket, a háttérérések fontosak. A levegőben és a talajban ugyanis mindig jelen van a ^{222}Rn és leánytermékei, így bármit ill. bárkit is mérünk, az ezektől (zömmel a talajból) származó γ -fotonok okozta impulzusok jelen lesznek a γ -spektrumban. Ezért a szabadban, árnyékolatlan detektorral történő mérésnél, a háttér elég nagy. A talaj közelében fekvő emberek teste ugyanakkor árnyékolja a detektort. Feltételezhetően a levegőben lévő leánytermékek nem okoznak nagy deponálódást a tüdőben, ezért a háttéréréseket a barlangászokon végeztük reggel, a barlangba való lemenetel előtt. A háttérrel csak nagy hibával, pontatlanul tudtuk meghatározni: az ^{214}Pb esetében 170 ± 80 Cp1000s, a ^{214}Bi estében pedig 800 ± 140 Cp1000s. Ha a háttér meghatározásánál kicsit is tévedünk, akkor az a ΔN -ek meghatározásánál már számottevő hibát eredményez. Mivel az A_{Bi}^o kiszámolásához szükség van az A_{Pb}^o -re, általában több mint 50%-kal járul hozzá, ezért a Pb fotocsúcsának pontos kiértékelésének rendkívül nagy a jelentősége.

A 6. táblázat néhány fekvő helyzetben végzett mérés eredményét tartalmazza. A mérések neve után az oszlopokban sorra a következő értékek találhatóak: a barlangból való kijövetel és a mérés kezdete között eltelt idő (Δt); a nettó beütésszámok (ΔN_{Pb} , ΔN_{Bi}); a kezdeti (a barlangból való kijövetelkor értendő) aktivitásértékek (A_{Pb}^o , A_{Bi}^o).

Egyszerűen látható, hogy az arányok a legkisebbek az arányok, amikor a legkisebb az Δt , azaz a barlangból való kijövetel és a mérés kezdete közötti idő a legkisebb, a háttér pedig a legnagyobb.

Amikor a legkisebb Δt (480 s) esetében a legkisebb az arány, azt is megfigyeljük, hogy ekkor a legnagyobbak a kapott aktivitásértékek: $A_{Pb}^o=720$ és $A_{Bi}^o=780$ s. Ha Δt növekszik, az arányok is csökkennek, az aktivitásértékek is csökkennek: $A_{Pb}^o=1100$ és $A_{Bi}^o=1320$ s. Ezért a barlangászok a Δt időtartamot mindig 800-1300 s-ig tartatják. Mindezek azt sejtjük, hogy a barlangászok a Δt időtartamot

6. táblázat

Radon leánytermékek aktivitása a tüdőben

Mérés neve	Δt sec	ΔN_{Pb} impulzus	ΔN_{Bi} impulzus	A_{Pb}° Bq	A_{Bi}° Bq
Odor15	720	608	899	1544	1860
Odor22	780	555	810	1447	1671
Odor23	1140	293	463	892	1048
Odor24	1320	320	540	1053	1324
Odor25	480	576	972	1319	2066

A háttérrel csak nagy hibával tudtuk meghatározni. Ez a korábbiakban említettek miatt az A_{Pb}° , és ezen keresztül az A_{Bi}° pontatlan meghatározását okozta. Tehát a hibáik nagyok (40-50%), ezért nem tüntettem fel őket a táblázatban.

Figyelemre méltó viszont, hogy ugyanabban a barlangban, körülbelül ugyanolyan expozíciónak kitett emberek esetében hasonló aktivitásokat mértünk. Megfigyelhető, hogy a ^{214}Bi kezdeti aktivitása mindig nagyobb.

Figyelembe véve, hogy a barlangban, a ^{222}Rn bomlási sorában egy anyaelem aktivitáskoncentrációja 10%-kal nagyobb a leányelemének aktivitáskoncentrációjától, és feltételezve, hogy a barlangászok 3 órát töltenek a barlangban, kiszámolható elméleti úton a tüdőben lerakódott ^{214}Bi és ^{214}Pb aktivitásának hányadosa: 1,58. Tehát várható is, hogy az A_{Bi}° nagyobb legyen, mint az A_{Pb}° . Tekintsük az eredményül kapott aktivitások hányadosát ($A_{Bi}^{\circ}/A_{Pb}^{\circ}$). A 6. táblázat alapján rendre a következő értékeket kapjuk: 1,21; 1,16; 1,18; 1,26; 1,57.

Elgondolkodtató, hogy azon esetben a legjobb az arány, amikor a legkisebb a Δt , azaz a barlangból való kijövetel és a mérés kezdeti közt eltelt idő a legkisebb; a többi esetben pedig szisztematikusan kisebbek az arányok.

Amellett, hogy a legkisebb Δt (480 s) esetében a legjobb az arány, azt is észrevehetjük, hogy ekkor a legnagyobbak a kapott aktivitásértékek. $\Delta t=720$ s és $\Delta t=780$ s esetében 1500-1800 Bq körüliek az aktivitásértékek, $\Delta t=1140$ s és $\Delta t=1320$ s esetében pedig 800-1300 Bq körüliek. Mindezek azt sejtetik, hogy a barlangászok a Δt időtartam

alatt kilélegzik a leánytermékek egy részét. Ha ezen feltételezés igazolást nyer, akkor az az általunk használt differenciálegyenleteket meg kell változtatni.

Fontos tapasztalata méréseinknek: a barlangban több órát lent töltött barlangászok által belélegzett radon leánytermékek aktivitása az általunk használt mérés technikával meghatározható. Az eredmények pedig pontosíthatók: félvezető detektor használatával (jobb felbontóképesség), a detektor árnyékolásával, és Δt csökkentésével.

Tervezzük, hogy több mérést elvégezve a fantomon pontosabb integrálási módszerrel meghatározzuk a kalibrációs tényezőket, kiszámoljuk a mérés technika érzékenységét.

Összefoglalás

Hogyan határozható meg a tüdőben ténylegesen lerakódott radon leánytermékek aktivitása? Ezt a kérdést úgy szokták áthidalni, hogy meghatározzák a levegőben lévő átlagos radon aktivitáskoncentrációt, és feltételezik, hogy a bomlástermékeknek potenciális α -energiában kifejezve csak 40%-a kötődik aeroszolokhoz, illetve rakódik le a tüdőben. Barlangi mérések eredménye ettől eltérő: az adódott, hogy a leánytermékeknek a 80%-a kötődik aeroszolokhoz. Mi az előbbi feltételezéseket kiküszöbölve egésztest-számlálással, azaz in vivo mérésekkel akartuk meghatározni, hogy mekkora aktivitású leánytermék rakódik le a tüdőben. Első kérdésünk az volt, hogy egyáltalán mérhető-e az ember az általunk használt szcintillációs mérés technikával.

Ahhoz, hogy embereket megmérve meg tudjuk mondani, hogy mekkora aktivitású leánytermék rakódott le a tüdejükben, bizonyos, bomlástermékekre vonatkozó kalibrációs tényezőkre van szükségünk. Ezen kalibrációs tényezőket egy ún. antropomorf fantom segítségével határoztuk meg.

In vivo méréseink színhelye az ódorvári Hajnóczy-barlang volt. A barlangászokon végzett méréseink azt mutatták, hogy bizonyos körülmények fennállása esetén mérhető az ember szcintillációs mérés technikával, a mérési eredmények pedig pontosíthatók.

10. Raabe, Measurement of the diffusion coefficient of RnA , *Nature*, 217
11. W. Thomas, P.C. LeClare, A study of the flow-filter method for radon-222 flux, *Phys.* 18, 1970
12. Toth Arpád, A lakosság természetvédelmi megfigyelése, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1983.
13. Report of the Task Group on Reference Man, Publication 23, ICRP, Pergamon Press, Oxford, 1975.
14. Neutron Dosimetry for Biology and Medicine, Report 26, International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC, 1977.
15. An International Neutron Dosimetry Intercomparison, Report 27, International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC, 1978a.
16. Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry, Report 28, International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC, 1978b.

Irodalomjegyzék

1. Kiss Dezső, Horváth Ákos, Kiss Ádám, Kísérleti atomfizika, ELTE Eötvös Kiadó, Budapest, 1998.
2. Györgyi Sándor-Krasznai István, Orvosi Izotóptechnika, Medicina Könyvkiadó, Budapest, 1985.
3. Friedrich Steinhausler, Radon és a lakosság, Fizikai Szemle 1995/6.
4. Effects and Risks of Ionising Radiation, United Nations Scientific Committee on Effects of Atomic Radiation, New York, 1988.
5. Renoux, A radon és a lakóházak radioaktivitása, Fizikai Szemle 1996/1.
6. Koltay Ede, Fejezetek a környezetfizikából, KLTE-ATOMKI Közös Fizikai Tanszék, Debrecen, 1994.
7. Protection Against Radon-222 at home and at work, ICRP Publication 65, Annals of the International Commission on Radiological Protection, Pergamon Press, Oxford, 1993.
8. A. Morcken, University of Rochester Atomic Energy Projekt Quarterly Review, January-March, 1964.
9. Vohra, M.C. Subbaramu, A. M. Mohan Rao, A study of the mechanism of formation of radon daughter aerosols, 1966.
10. Raabe, Measurement of the diffusion coefficient of RaA, Nature, 217.
11. W. Thomas, P.C. LeClare, A study of the two-filter method for radon-222 Hlth. Phys. 18., 1970.
12. Tóth Árpád, A lakosság természetes sugárterhelése, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1983.
13. Report of the Task Group on Reference Man, Publication 23., ICRP, Pergamon Press, Oxford, 1975.
14. Neutron Dosimetry for Biology and Medicine, Report 26., International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC., 1977.
15. An International Neutron Dosimetry Intercomparison, Report 27., International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC., 1978a.
16. Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry, Report 28., International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC., 1978b.

17. Broerse, J.J., Mijnheer, B.J. and Williams, J.R., European protocol for neutron dosimetry for external beam therapy. *Br.J. Radiol.* 54., 1981.
18. Radiation Quantities and Units, Report 33., International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), Washington, DC., 1980.
19. Garry, S.M., Stansbury, P.S. and Poston, J.W., Measurement of absorbed fractions for photon sources distributed uniformly in various organs of a heterogeneous phantom, *Health. Phys.* 28., 1975.
20. Fisher Jr, H.L. and Snyder, W.S., Distribution of Dose in the Body from a Source of Gamma Rays Distributed Uniformly in an Organ, ORNL-4168., Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, 1967.
21. Data for Use in Protection Against External Radiation, ICRP Publication 51, *Annals of the ICRP*, Volume 17 No. 2/3, Pergamon Press, Oxford, March, 1987.
22. MIRD Pamphlet No. 5, Estimates of Absorbed Fractions for Monoenergetic Photon Sources Uniformly Distributed in Various Organs of a Heterogeneous Phantom, Snyder, W.S., Ford, M.R., Warner, G.G. and Fisher Jr, H.L. Society of Nuclear Medicine, New York, 1969.
23. MIRD Pamphlet No. 5, Estimates of Specific Absorbed Fractions for Photon Sources Uniformly Distributed in Various Organs of a Heterogeneous Phantom, Snyder, W.S., Ford, M.R. and Warner, G.G. Society of Nuclear Medicine, New York, 1978.
24. Cristy, M., Mathematical Phantoms Representing Children of Various Ages for Use in Estimates of Internal Dose, NUREG/CR-1159., Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, 1980.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani mindazoknak, akiktől segítséget kaptam a szakdolgozatom elkészítéséhez.

Köszönöm Dr. Dezső Zoltánnak, hogy a mérések alatt és a szakdolgozatom elkészítési ideje alatt sokat segített, és értékes szakmai tanácsokkal látott el.

Köszönettel tartozom még a Hajnóczy-Barlang barlangászainak, hogy önkéntesen vállalkoztak arra, hogy megmérjem őket.