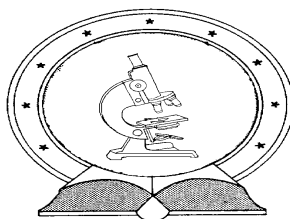


DE TTK



1949

Atommagfizika az oktatásban

Környezeti radioaktivitás vizsgálata és szemléltetése

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Gyórfi Tamás

Témavezető: Dr. Raics Péter

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2011

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2011.

Győrfi Tamás
doktorjelölt

Tanúsítom, hogy Győrfi Tamás doktorjelölt 2002–2011 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2011.

Dr. Raics Péter
témavezető

ATOMMAGFIZIKA AZ OKTATÁSBAN
Környezeti radioaktivitás vizsgálata és szemléltetése

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a FIZIKA tudományágban

Írta: Győrfi Tamás.

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
(Magfizika programja) keretében

Témavezető: Dr. Raics Péter.

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr. Kiss Árpád Zoltán

tagok: Dr. Kiss Ádám

Dr. Sudár Sándor

A doktori szigorlat időpontja: 2009. június 3.

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2011.

TARTALOMJEGYZÉK

I.	BEVEZETÉS	1
II.	IRODALMI ÁTTEKINTÉS.....	2
II.1	Környezeti sugárzások.....	2
II.1.1	Kozmikus sugárzás	4
II.1.2	Radioaktív sugárzások	4
II.1.2.1	Radioaktivitás felfedezése.....	4
II.1.2.2	A radioaktivitás időbeli lefolyása.....	6
II.1.2.3	Alfa-bomlás.....	6
II.1.2.4	Béta-átalakulás	8
II.1.2.5	Gamma-legerjesztődés	9
II.1.2.6	A radioaktív sugárzások biológiai hatásai.....	10
II.1.3	Radon a környezetben.....	12
II.1.3.1	A radon keletkezése	13
II.1.3.2	A radon transzportja.....	14
II.1.3.3	Természetes vizek radon tartalma	14
II.1.3.4	Radon a légkörben.....	15
II.1.3.5	Radon a föld-alatti munkahelyeken	15
II.1.3.6	Radon a lakásokban.....	16
II.1.3.7	Radon egészségügyi hatásai	18
II.2	Magsugárzások detektálása.....	20
II.2.1	Detektorok általános jellemzése	21
II.2.2	Gáztöltésű ionizációs detektorok	22
II.2.2.1	Ionizációs kamra	23
II.2.2.2	Proporcionális számláló	23
II.2.2.3	Geiger-Müller számlálócső	24
II.2.3	Szcintillációs és Cserenkov-detektorok	25
II.2.3.1	Szcintillációs detektorok	25
II.2.3.2	Cserenkov-detektorok	26
II.2.4	Félvezető detektorok.....	26
II.2.5	Vizuális detektorok	28
II.2.5.1	Ködkamrák.....	28
II.2.5.2	Buborékkamra	29
II.2.5.3	Magfizikai fotoemulzió.....	30
II.2.5.4	Szilárdtest-nyomdetektorok	30
II.2.5.5	Szikrakamra	31
III.	KÍSÉRLETI ELRENDEZÉSEK ÉS MÓDSZEREK	32
III.1	Diffúziós ködkamra.....	32
III.1.1	A diffúziós ködkamra felépítése, működése	33

III.1.1.1	Nyomkialakulás a diffúziós ködkamrában	34
III.1.1.2	A diffúziós ködkamra holtideje	34
III.1.2	Háttérsugárzás nyomai a ködkamrában	35
III.1.3	Mesterséges radioaktív források nyomai a ködkamrában	36
III.1.4	Töltött részecskék fékeződése	38
III.1.5	Nyomok kiértékelése	39
III.1.5.1	Képfeldolgozás	39
III.1.5.2	Lince program	42
III.1.6	Diffúziós ködkamrával végezhető kísérletek	42
III.1.6.1	Müonok azonosítása	42
III.1.6.2	Mágneses eltérítés a ködkamrában	43
III.1.6.3	Radon (^{222}Rn) a ködkamrában	44
III.1.6.4	Magreakciók kimutatása	45
III.2	Szilárdtest nyomdetektorok.....	49
III.2.1	Nyomkialakulás	49
III.2.2	Nyomdetektálás elvi alapjai	50
III.2.3	A mérések során felhasznált nyomdetektor jellemzői	53
III.3	Gamma spektrometria	55
III.3.1	Gamma-sugárzás kölcsönhatása az anyaggal	55
III.3.1.1	Fotoeffektus	56
III.3.1.2	Compton-szórás	56
III.3.1.3	Párokeltés	57
III.3.1.4	Rayleigh-szórás	58
III.3.1.5	Thomson-szórás	58
III.3.1.6	A kölcsönhatástípusok összefoglalása	58
III.3.2	A gamma-spektrometriai mérésekhez felhasznált mérőrendszer	61
III.3.2.1	A GC2018 típusú HpGe detektor	61
III.3.2.2	Analóg elektronika	62
III.3.2.3	2060 típusú Digital Signal Processor (DSP)	62
III.3.2.4	InSpector 2000 típusú integrált sokcsatornás analízátor	64
III.4	Egyéb detektálási technikák	64
IV.	MÉRÉSI EREDMÉNYEK	66
IV.1	Diffúziós ködkamra felvételeinek kiértékelése	66
IV.1.1	Töltött részecskék hatótávolsága	66
IV.1.2	Felezési idő meghatározás	72
IV.1.3	Béta-részecskék eltérülése mágneses térben	75
IV.1.4	Diffúziós ködkamra az oktatás és a tudományos ismeretterjesztés szolgálatában	76
IV.2	Környezeti radioaktivitás mérése a hajósi borpincékben.....	78

IV.3	Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légtérben lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra.....	82
IV.3.1	Modellszámítások	82
IV.3.2	Eredmények	83
IV.4	Földminták NORM aktivitáskoncentrációjának meghatározása	86
IV.4.1	Radon emanációs vizsgálatok	90
IV.5	Üledék felhalmozódás sebességének becslése gamma-spektrometriai módszerrel	91
IV.6	Vörösiszap radioaktivitásának mérése.....	95
V.	ÖSSZEFOGLALÁS	98
VI.	SUMMARY OF THE THESIS	99
VII.	IRODALOMJEGYZÉK.....	106
VIII.	AZ ÉRTEKEZÉS TÉMAKÖRÉBEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK.....	111
IX.	KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	114
X.	FÜGGELÉK	115

I. BEVEZETÉS

Az atommagfizika az atommagok sajátságaival, szerkezetével, bomlásával és különböző reakcióival foglalkozó tudományág. Fontos szerepet játszik a természet megismerésében, a Világegyetemben zajló folyamatok megértésében. Módszereit széles körben alkalmazzák az orvosi diagnosztikában, az iparban, az űrkutatásban, a biológiai és biomolekuláris kutatásokban, az archeológiában. A Nap sugárzó energiája, amely elengedhetetlen a földi élet számára, az atommagfolyamatokból származik. Sugárzás nélkül nem lenne lakható a Föld. Minden, amit az éjszakai égbolton láthatunk, magreakciók eredménye. A magfizika kulcsot ad a modern csillagászat jelenségeihez és a kémiai elemek kialakulásának megértéséhez.

Általános tapasztalat, hogy népszerűtlen a fizika a diákok körében. A felmérések szerint a fizika az egyik legkevésbé kedvelt tárgy az általános és középiskolában. Az okok között kell megemlíteni, hogy a fizika és benne az atommagfizika sokkal elvontabb, mint a többi természettudomány. Sok esetben korszerűtlen a tananyag, kevés a szemléltetési lehetőség és a kísérletek száma. Kísérletek nélkül, főként az atommagfizikának megmarad a félreérthető, kevésbé megfogható és ezért misztikus jellege. A tanulók által elvégzett kísérletek és mérések különösen hasznosak nemcsak a tantárgy iránti érdeklődés növelésében, hanem a helyes természettudományos és fizikai világkép kialakításában is. A műszaki-technikai fejlődés fontos feltétele a természettudományok – különösen a fizika – magas színvonalú iskolai oktatása.

A dolgozat áttekintést ad a környezeti radioaktivitásról. Tárgyalja a radioaktív sugárzások detektálási lehetőségeit, külön részben foglalkozik a kutatómunka során megismert és alkalmazott detektorokkal: a diffúziós ködkamrával, a szilárdtest nyomdetektorokkal, az alfa- és gamma-spektrometriával, béta-számlálással.

Az elért kutatási eredmények, a kidolgozott módszerek alapvetően a közoktatás és az ismeretterjesztés, valamint a környezetvédelem területén hasznosíthatók.

A dolgozat melléklete egy olyan oktatási segédanyag, amely érdekesen, közérthető nyelven, főként a középiskolás diákok számára nyújt segítséget a radioaktivitás, az atommagfizika jelenségeinek megértésében. Mindezek bemutatása során számos lehetőség nyílik a tanulók gondolkodásának fejlesztésére és a fizika iránti érdeklődésük növelésére.

II. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

II.1 Környezeti sugárzások

Az élet kialakulását, az emberi egyedfejlődést végigkísérte a sugárzások jelenléte. Azt is mondhatjuk, hogy az ionizáló sugárzások az élet velejárói. A sugárzások az ember számára nem érzékelhetők, egyetlen érzékszervünkkel sem szerezhethünk közvetlen tapasztalatot róluk. Ezért sokakban irracionális félelem él a sugárzás szó hallatán. Ennek a negatív képnek a kialakulásához hozzájárult az 1945-ben Hiroshimát és Nagaszakit ért atombomba támadás, majd a túlélők körében a pusztító sugárzás hatására, fellépő megbetegedések. Mindezt erősítette az 1986-ban bekövetkezett csernobili reaktorbaleset, amelynek hatására radioaktív anyagokkal szennyezett légtömegek jutottak el Európa szinte minden országába, de Kínában, Japánban, Kanadában és az USA-ban is észlelték ezeket.

A sugárzások okozta fizikai, kémiai és biológiai hatások összességét sugárterhelésnek nevezzük. Eredetük szerint természetes és mesterséges sugárzást különböztetünk meg.

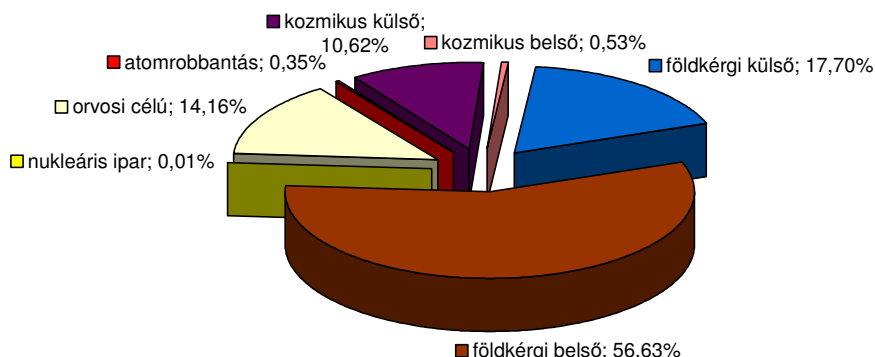
Az ENSZ Atomsugárzásokat Vizsgáló Tudományos Bizottságának, UNSCEAR-2000 évi jelentése szerint a Föld népességének átlagos sugárterhelése 2,8 mSv/év (*sievert*: sugárzási dózisegyenérték, az élőszervezeteket érő sugárzás mértékegysége az SI-rendszerben). Ennek döntő többsége a természetes eredetű háttérsugárzásból származik 2,4 mSv/év, a mesterséges forrásokból eredő összes sugárterhelés 0,4 mSv/év. A természetes háttérsugárzás két forrása a földkéreg és a világűr. A földkérgi (terresztrikus) komponenst hosszú felezési idejű, ősi ún. primordiális radioizotópok (^{40}K , ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th), illetve az urán és tórium bomlási sor elemei alkotják, melyek közül dozimetriai szempontból a ^{222}Rn és bomlástermékei szerepelnek legnagyobb súllyal. Ezek a földkérgi komponens több mint felét teszik ki.

Magyarországon a természetes eredetű sugárterhelés 20 %-kal nagyobb a világátlagnál, mert a mérsékelt égövön élőkhez képest viszonylag több időt töltenek az emberek az épületekben. A Föld néhány területén (pl. Brazília tengerpartján, India Kerala államában, Iránban) a háttérsugárzás 5-50-szer nagyobb az átlagosnál. Ezeken a területen is élnek emberek és egészségi állapotukban semmiféle eltérés nem mutatható ki.

A hatást elviselő élőlény szempontjából külső és belső sugárforrásokat különböztetünk meg. Külső sugárterhelés, amikor a sugárzás forrása az emberi szervezeten kívül van. A külső sugárforrásokhoz soroljuk a kozmikus sugárzást, a földkéreg radioaktív anyagait, az építőanyagokat. A belső sugárforrásokhoz az emberi szervezetbe jutó radioaktív és beépülő izotópok tartoznak, amelyek hatására alakul ki a belső sugárterhelés. A természetes eredetű sugárterhelés 2/3-a belső, 1/3-a pedig külső forrásokból származik.

A talajból származó sugárzás fő járulékait a tórium- és urán bomlási sorok, a ^{40}K és a ^{87}Rb szolgáltatják. (A talajban lévő természetes radioizotópok koncentrációját a káliumon keresztül a műtrágyázás is jelentősen befolyásolja.) Az építőanyagok aktivitáskoncentrációja mintegy kétszerese a talajénak.

A belső sugárterhelés a táplálékkal bevitt radioizotópoktól, a belélegzett radontól és annak bomlástermékeiktől származik.



1. ábra: A népesség ionizáló sugárzásoktól származó sugárterhelésének megoszlása (világátlag).

A természetes forrásból eredő sugárterheléshez adódnak hozzá a mesterséges források járuléka. A természetes háttersugárzásból származó szint jó támpont a „sok és kevés” kérdésének megítéléséhez. A lakosság mesterséges eredetű sugárterhelése főként az orvosi alkalmazásoktól (diagnosztikai és terápiás eljárásoktól) származik, további járulékokat az atomfegyver kísérletek (globális *fall-out*), a nukleáris energiatermelés és a radioaktív hulladékok elhelyezése jelent.

1. táblázat: A népesség természetes sugárforrásokból eredő sugárterhelésének források szerinti felbontása.

Forrás	Külső sugárzás (mSv)	Belső sugárzás (mSv)	Összesen (mSv)
Kozmikus sugarak	0,355	–	0,355
Kozmogén radionuklidok (^3H , ^7Be , ^{14}C , ^{22}Na)	–	0,015	0,015
Őseredeti radionuklidok (^{40}K , ^{87}Rb)	0,15	0,186	0,336
^{238}U bomlási sor (ebből ^{222}Rn -tól – ^{210}Pb -ig)	0,1	0,124	0,134
^{232}Th bomlási sor	0,16	0,176	0,336
Összesen	0,77	1,6	2,4

A természetes háttersugárzás mértéke a Föld népességén belül is jelentős eltéréseket mutat. A földrajzi hely, az időjárás, a lakóépületek (építőanyagok fajtája, származási helye), de még olyan szokások mint a szellőztetés, a nyitott ablaknál alvás, a dohányzás, a nyaralás (tengerparton vagy hegyekben) is befolyásolják az éves sugárterhelést.

A földfelszíntől távolodva először csökken a talajból származó sugárzás hatása, majd egyre növekszik a kozmikus sugárzás.

II.1.1 Kozmikus sugárzás

A kozmikus sugárzáson nagyenergiájú asztrofizikai folyamatokból származó részecske- illetve elektromágneses sugárzást értjük. Leg-jelentősebb forrása a Nap, de távoli neutroncsillagoktól, fekete lyukaktól stb. is eljutnak hozzánk ilyen részecskék. Ezek mintegy 97 %-ban atommagok, 2 %-ban elektronok, 0,3 %-ban pozitronok, továbbá nyomokban antiprotonok. Energiájuk szerint a kozmikus sugárzást három tartományra bontjuk, alacsony- (1 GeV alatt), közepes- (1 GeV-1 TeV között) és nagyenergiájú (1 TeV fölött). A „tipikus” energia 1 GeV, ilyen energiákon a sugárzás fluxusa kb. 1000 részecske/m². (A nagyenergiájú sugárzások a ritkábbak). Ezen primer sugarak a légkörbe ütközve másodlagos részecskéket keltenek, ezek képezik a kozmikus sugárzás szekunder komponensét [Ki-03] [Já-54].

A Föld légkörének magasabb rétegeit bombázó kozmikus sugárzás, részint a Föld mágneses árnyékolása, részint a levegő atomjaival történő kölcsönhatása miatt nem éri el a Föld felszínét. A részecskék kölcsönhatásba kerülnek a légkör atomjaival, emiatt a számuk csökken a felszín felé közeledve. (Ezen kölcsönhatás során a légkör felsőbb rétegeiben keletkező elemeket kozmogén radioizotópoknak nevezzük, melyek természetes nyomjelzői a környezetünkben lejátszódó folyamatoknak.)

A Föld felszínén fellépő sugárterhelés függ a légkör vastagságától. Minél magasabban vagyunk annál nagyobb a sugárterhelés. Mértéke kb. 1800 méterenként megduplázódik. A sugárterhelés magas hegyeken nagyobb mint a tengerszinten, és a nagy magasságban való légi utazás során is megnő. (A növekedés kis mértékű, egy 10 km magasságban történő transzkontinentális repülőút alig több mint egy ezrelékkel növeli meg a természetes háttérsugárzás éves értékét.)

II.1.2 Radioaktív sugárzások

Manapság 2830 fajta atommag ismeretes. Ebből csak kb. 260 a stabil, ezekből épül fel az összes létező anyag. Az atommagok nagyobb része instabil. Képes átalakulni más maggá, bármilyen külső hatás nélkül is, miközben részecske kibocsátás, vagy sugárzás formájában energia szabadul fel. Ezt a spontán átalakulást nevezzük radioaktivitásnak, radioaktív bomlásnak.

A radioaktivitás elnevezés *Marie Curie-Sklodowskától* származik. Maga a szó a latin „sugár” és „tevékenység” összetételből ered, sugárzóképeséget jelent.

II.1.2.1 Radioaktivitás felfedezése

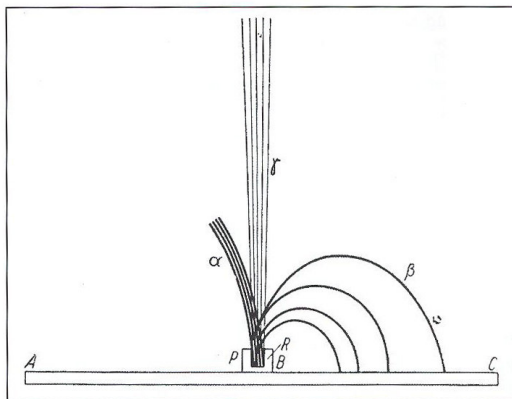
Becquerel 1896-ban fedezte fel, hogy az urántartalmú ércnek nem fluoreszcencia miatt (nem külső sugárzásra válaszolva), hanem maguktól is nagy áthatolóképeségű sugárzást bocsátanak ki, amely a röntgensugarakhoz hasonlóan ionizálja a levegőt és megfeketíti a becsomagolt fényképezőlemez. *Becquerel* munkatársa, *Marie Curie* azt vizsgálta, hogy ez az új sugárzás az

uránhoz van-e kötve vagy más elemek is mutatják. Később férjével *Pierre Curie*vel felfedezték, hogy a tórium, a polónium és a rádium is ugyanilyen sugárzást bocsát ki [Kis-98].

Legelőször *Marie Curie* vizsgálta és írta le a rádium és rádiumtartalmú vegyületek tulajdonságait, valamint elsőként izolálta a fém rádiumot. A mindössze 0,1 gramm tiszta rádium előállításához 8 tonna uránszurokérc-üledéket dolgozott fel a *Curie* házaspár 4 év emberfeletti munkával. Az első hiteles Ra-forrást tartalmazó ampullát *Marie Curie* saját kezűleg zárta le. Az 1910-ben megrendezett radiológiai kongresszuson az aktivitás első mértékegységéül 1 gramm rádium aktivitását választották, mely a Curie elnevezést kapta ($1 \text{ Ci} = 1 \text{ g}$ rádium aktivitása = $3,7 \cdot 10^{10}$ bomlás/másodperc).

Rutherford a sugárzás ionizációs hatásait vizsgálva megállapította, hogy annak van egy erősen ionizáló komponense, amely a mágneses térben egyik irányban eltérül és amit már egy vékony papírlap is elnyel. Van egy kevésbé ionizáló része is, ami még inkább áthatolóképese és a mágneses térben a másik irányba térül el. Az elsőként megismert radioaktív sugárzásokat a görög ábécé első betűivel nevezték el.

Villard 1900-ban megmutatta, hogy van egy még áthatolóbb komponense a radioaktív sugaraknak, ezek a gamma-sugarak.



2. ábra: *Marie Curie* disszertációjának egy ábrája. Mágneses térben az alfa-sugarak jóval kevésbé térülnek el mint a béta-sugarak. A gamma-sugarak pedig egyáltalán nem térülnek el [Ma-03].

Rutherford mágneses térben való eltérülésük alapján a béta-sugárzás részecskéit az elektronokkal azonosította. 1909-ben alfa-bomló preparátum felett felfogott gázban kisülést előidézve, annak színekéből meghatározta, hogy az alfa-bomláskor kétszeresen ionizált hélium keletkezik.

Tórium- ill. rádiumpreparátumok feletti levegő vizsgálatából *Rutherford* megmutatta, hogy az aktivitás időben gyorsan csökken. Ezt követően vetődött fel annak a gondolata, hogy a radioaktivitást elemátalakulás követi.

II.1.2.2 A radioaktivitás időbeli lefolyása

A radioaktív bomlások során a bomló magot anyamagnak, a keletkezett atommagot pedig leánymagnak nevezzük. A radioaktív elemek között vannak, amelyek a bomlás után egyből stabil atommaggá alakulnak át $A \rightarrow S$. Ezt nevezzük egyszerű bomlásnak. Vannak olyan esetek is, amikor a leánymag is radioaktív: $A \rightarrow L \rightarrow S$, vagy még több lépés után éri el a stabil magot. Ezt az esetet soros bomlásnak hívjuk. Ha sok izotóp egymást követő láncáról van szó, melyek egymásba alakulnak, ez a radioaktív bomlási sor. Ha az anyaelem több csatornán bomolhat egyszerre, akkor párhuzamos bomlásról beszélünk: $A \rightarrow L_1$ vagy L_2 . A negyedik típus az indukált radioaktív bomlás, amikor az anyamagot valamilyen részecskével besugározzuk és így magreakció révén mesterségesen hozunk létre radioaktív atomot, amely az előző esetek valamelyikével bomlik: $a + A \rightarrow I \rightarrow S$.

A bomlási törvény:

Az atommagok véletlenszerűen, egymástól függetlenül bomlanak el. A t , $t+dt$ intervallumban az el nem bomlott atommagok száma a bomlási állandóval arányos:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (\text{II-1})$$

λ : az adott atommagra jellemző bomlási állandó, $[\lambda]=1/\text{s}$

N_0 : az atommagok száma a kezdeti időpontban.

A radioaktivitás karakterisztikus idejére a felezési időt használjuk, ez az az idő, ami alatt az el nem bomlott magok száma a felére csökken, jele $T_{1/2}$. A felezési idő befolyásolhatatlan, megváltoztathatatlan anyagi jellemző, értéke igen széles határok között változhat.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (\text{II-2})$$

A radioaktív bomlás sebességére jellemző paraméter az aktivitás, ami az időegységenkénti bomlások száma.

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N, [A]=\text{becquerel, Bq} \quad (\text{II-3})$$

Ennek megfelelően, az aktivitás arányos a mintában lévő, még el nem bomlott atommagok számával.

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{II-4})$$

Az átlagos élettartam is használatos a radioaktív bomlás karakterisztikus idejének leírására.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (\text{II-5})$$

II.1.2.3 Alfa-bomlás

A nehéz elemek ($Z > 83$) neutron hiányos izotópjai között a leggyakoribb bomlási mód. Az alfa-sugárzás két protonból és két neutronból álló héliummag

kb. 10^7 m/s sebességgel történő kilökődése az atommagból. Az átalakulás folyamata:



Q a bomlási energia, a keletkező magok mozgási energiája formájában szabadul fel.

Az alfa-bomlási energia kiszámítható az atomtömegekből:

$$Q = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M^4(\text{He})]c^2, \quad (\text{II-7})$$

ahol, c a fénysebesség vákuumban. Az alfa-bomlási energiát az emittált alfa-részecske és a visszalökött leánymag együttesen viszi el:

$$Q = E_\alpha + E_d = E_\alpha[1 + m_\alpha / m_d], \quad (\text{II-8})$$

ahol, E_α és E_d az alfa-részecske és a leánymag kinetikus energiája, m_α és m_d az alfa-részecske és a leánymag tömege.

A kísérletek szerint az alfa-bomlási energiák csak szűk tartományon belül változnak ($\sim 1,8$ és $\sim 9,3$ MeV között), ugyanakkor az alfa-parciális felezési idők igen széles tartományt fognak át $\sim 10^{-7}$ s-tól $\sim 10^{22}$ s-ig.

Geiger és *Nuttal* összefüggést állapított meg az alfa-bomlás időegység alatti valószínűsége (λ) és az alfa-részecske levegőben mért hatótávolsága (R_α) között:

$$\log \lambda = A \log R_\alpha + B, \quad (\text{II-9})$$

ahol, R_α : az alfa-részecske levegőben mért hatótávolsága cm-ben,

A és B tapasztalati állandók, melyek értéke függ a λ és R_α egységétől is.

Az alfa-bomlásnál a magerők és a Coulomb kölcsönhatás a meghatározó az átalakulásban. A klasszikus fizika szerint az alfa-részecske nem tud kilépni az atommagból. Amikor egy alfa-részecske és a leánymag még elszakadás előtt éppen érintik egymást, a két gömb elektrosztatikus energiája nagyobb, mint az anyamag elektrosztatikus energiája. A kettő különbségét nevezzük potenciálgátnak. A potenciálgát magasabb, mint az alfa-részecske energiája, az mégis ki tud jutni a magból.

Gamow és töle függetlenül *Condon*, *Gurney* megmutatták, hogy az alfa-részecske áthatolása a potenciálgáton lehetséges a kvantummechanika szerint alagúteffektussal is. Feltételezték, hogy a magban önállóan létezik az alfa-részecske és a potenciálgát tartja bent. Az alfa-részecske a potenciálgáton belül mozog. A bomlási állandó két tényezőtől függ annak gyakoriságától, ahányszor az alfa-részecske „megostromolja” a potenciálgátat és a Coulomb-gáton való áthaladás valószínűségétől. A potenciálgáton való átjutás valószínűségét a Schrödinger-egyenlet segítségével oldották meg:

$$\ln(\lambda) = a + b \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad (\text{II-10})$$

ami valós energia tartományban jól követi Geiger és Nuttal törvényét.

II.1.2.4 Béta-átalakulás

A béta-bomlás a legelterjedtebb radioaktív bomlás, a gyenge kölcsönhatás játszik benne meghatározó szerepet. Három típusa van, β^- - és β^+ -részecske-kibocsátás, valamint az elektronbefogás (*electron capture*, *E.C.*) Mindhárom folyamatban az atommag rendszáma egy egységgel változik. A β^- -bomlásban elektron (e^-), β^+ -ban pozitron (e^+) lép ki az atommagból. Az elektronbefogásnál a K- (vagy külsőbb) héjról egy elektron fogódik be az atommagba.

$$\begin{aligned}\beta^- : & n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} \\ \beta^+ : & p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu \\ E.C.: & e^- + p^+ \rightarrow n + \nu\end{aligned}\tag{II-11}$$

A $\nu, \bar{\nu}$ a neutrínó és az antineutrínó, a béta-bomlások alapján felfedezett nagyon könnyű részecskék.

A béta-bomlás az atommagokra felírva:

$$\begin{aligned}{}_Z^AX &\rightarrow {}_{Z+1}^AY + e^- + \bar{\nu} \\ {}_Z^AX &\rightarrow {}_{Z-1}^AY + e^+ + \nu.\end{aligned}\tag{II-12}$$

A béta-bomlás elméletének megalkotása *Fermi* (1933) nevéhez fűződik. Az elektron, pozitron és neutrínó nincsenek jelen az atommagban, ezek csak a béta-bomlási folyamatban keletkeznek.

Bizonyos atommagokban (pl. ${}^{40}\text{K}$) egyszerre többféle béta-bomlás is felléphet.

A béta-bomlás után a leánymag alap- vagy gerjesztett állapotba kerül.

Az elektronbefogási folyamatot röntgensugárzás és/vagy Auger-elektron emisszió követi, amelyben az elektronhéjon keletkezett hiányt egy külső héjról beugró elektron tölti be. Az atommag és a kilépett elektron (vagy pozitron) kölcsönhatásának eredményeként a radioaktív béta-bomlásnál mindig jelen van egy gyenge, folytonos gamma-sugárzás is, amit belső fékezési sugárzásnak nevezünk.

A béta-bomlás csak akkor léphet fel, ha egy (vagy több) teljesül a következő tömeg-energia összefüggések közül:

$$\begin{aligned}\beta^- : & M(Z, A) > M(Z+1, A) \\ \beta^+ : & M(Z, A) > M(Z-1, A) \\ E.C.: & M(Z, A) > M(Z-1, A) + 2m_0,\end{aligned}\tag{II-13}$$

ahol, M : atomtömeg, $2m_0 = 2 \cdot 0,511 \text{ MeV}/c^2$ az emittált β^+ -részecske és egy atomi elektron nyugalmi tömegeinek összege.

A béta-bomlási energiákat a következő kifejezések adják:

$$\begin{aligned}Q_{\beta^-} &= M(Z, A) - M(Z+1, A) \\ Q_{\beta^+} &= M(Z, A) - M(Z-1, A).\end{aligned}\tag{II-14}$$

A béta-bomlás energiája a legkisebb értékektől 25-30 MeV-ig változik, míg a béta-parciális felezési idők sokkal szélesebb tartományban, $\sim 10^{-3}$ s-tól $> 10^{24}$ s-ig.

A β^- és β^+ -energiaszpektrumok folytonos eloszlást mutatnak, melynek maximális értéke $E_{\max}=Q_\beta$, legvalószínűbb energiája pedig $E \sim E_{\max}/3$. Mivel mind a kezdeti, mind a végállapot energiája diszkrét az atommagban, Pauli feltételezte egy neutrínónak nevezett semleges részecske létezését, ami elviszi a hiányzó energiakülönbséget. Az antineutrínó létének közvetett bizonyítékát *Csikai* és *Szalay* [Cs-57] adta meg, amikor Wilson-féle ködkamrában lefotózták a ${}^6_2\text{He} \rightarrow {}^6_3\text{Li} + e^- + \bar{\nu} + 3,6\text{MeV}$ β^- -bomlás nyomait. A 3. ábrán jól látható, hogy a Li-mag és az elektron nyomai nem ellentétes irányúak. Ez az impulzusmegmaradási törvény alapján arra utal, hogy egy harmadik, semleges és gyakorlatilag nem kölcsönható részecske is fellép a béta-bomlásban.



3. ábra: Neutrínó visszalökési kísérlet. A hosszabb nyom a béta-részecskének, a rövid vastag nyom pedig a visszalökött ${}^6\text{Li}$ magnak felel meg.

Létezik a kettős béta-bomlás jelensége is. *Elliott* és munkatársai 1987-ben észlelték, hogy a ${}^{82}\text{Se}$ -atommag ${}^{82}\text{Kr}$ -ba bomlik úgy, hogy a folyamatban két elektron és két antineutrínó lép fel: ${}^{82}\text{Se} \rightarrow {}^{82}\text{Kr} + 2e^- + 2\bar{\nu}$. Ekkor a rendszám egyszerre két egységgel változik. A bomlás felezési ideje $\sim 1,1 \cdot 10^{20}$ év. Ez a legritkább természetes bomlásmód, amit valaha is észleltek laboratóriumi körülmények között [Fé-05].

II.1.2.5 Gamma-legerjesztődés

Az atommagban lezajló, leggyakoribb elektromágneses folyamat a gamma-bomlás. A gamma-foton kibocsátásakor az A és Z nem változik, de a mag gerjesztési energiája csökken.



Lehetséges, hogy egy lépésben az alapállapotba kerül a mag, de vannak többlépéses legerjesztődések, ún. kaszkád átmenetek.

A gamma-átmenet valószínűségét és a kirepülő gamma-kvantum szögeloszlását döntően befolyásolja a kezdeti és a végállapot spinje és paritása. A gamma-sugárzás energiatartománya átfed a röntgenével, a tipikus gamma-

energiák a néhány keV-től a több tíz MeV-ig terjednek. A sugárzás hullámhossza rendszerint $10^{-10} < \lambda_\gamma < 10^{-13}$ m tartományba esik.

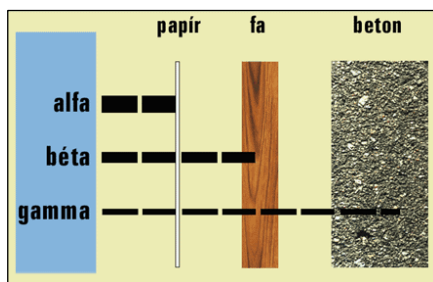
Az elektromágneses átmenetek másik típusa a belső konverzió. Ez egy héjelektron kilökődése, ami az atommag gerjesztési energiáját viszi el. A mechanizmusa azon alapul, hogy a héjon tartózkodó elektron hullámfüggvénye a mag térfogatán belül nem zérus, így bizonyos valószínűséggel az elektron az atommag helyén van, így a mag közvetlenül tudja átadni az energiáját az elektromágneses kölcsönhatás közvetítésével egy héjelektronnak, általában egy *K* héjon lévő elektronnak. A belső konverzió után az atomhéjban egy elektronhiány marad fenn, ezt a lyukat egy magasabb energiájú pályáról mindig betölti egy elektron és közben karakterisztikus röntgensugárzást bocsát ki, vagy Auger-elektronok keletkeznek. Előfordulhat, hogy az atomhéj a gerjesztési energiáját nem egy foton formájában adja le, hanem közvetlenül egy külső héjon tartózkodó elektronnak adja és az kirepül az atomból, ezeket hívjuk Auger-elektronoknak.

A harmadik elektromágneses átmenet a párkeltés, elektron-pozitron párok keletkezése. Ez ritkán fordul elő, mert több mint 1 MeV gerjesztési energiával kell rendelkeznie a magnak ahhoz, hogy ezt átadva az elektron és a pozitron tömegére legyen elegendő energia. Ez az eset nagy gerjesztési energiáknál is akkor jön létre, ha a másik két típusa az elektromágneses átmeneteknek tiltott.

II.1.2.6 A radioaktív sugárzások biológiai hatásai

Élettani hatásuk szempontjából a legfontosabbak az ionizáló sugárzások, melyek az emberi testtel való kölcsönhatás során elektront képesek eltávolítani a molekulákból vagy atomokból. Ezt a jelenséget többféle, akár részecske- (proton, elektron, alfa- vagy más töltött részecske) vagy elektromágneses (távoli ultraibolya, röntgen- és gamma-) sugárzás is kiválthatja. Az ionizáló sugárzások biológiai hatása azon alapul, hogy az élő anyag sejtjeiben ionokat és szabad gyököket hoznak létre, ezáltal az élettanilag fontos molekulák szerkezetét megváltoztatják.

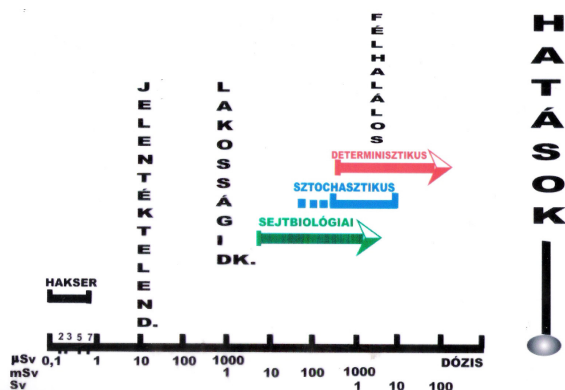
Legnagyobb ionizációs képessége az alfa-sugárzásnak van. A béta-, gamma-sugárzás áthatolóképessége nagyobb, kevésbé ionizálják az atomi részecskéket.



4. ábra: Radioaktív sugárzások áthatolóképessége [Jé-06]

Jellegük szerint megkülönböztethetünk sztochasztikus és determinisztikus sugárhatást. Az előbbi a besugárzott csoportban véletlenszerűen kialakuló

Leginkább az emlősök érzékenyek az ionizáló sugárzásra, a vírusok, baktériumok pedig a legkevésbé.



(*HAKSER: Hatósági Környezeti Sugárvédelmi Ellenőrző Rendszer*)

- 11 -

Egyes új keletű kutatások szerint a kis dózisok akár jótékony hatást is gyakorolhatnak, erősíthetik a helyreállító folyamatokat, stimulálhatják az immunrendszert [Jé-06].

II.1.3 Radon a környezetben

A radon a periódusos rendszer VIII. főcsoportjának 86. eleme, a nemesgázok csoportjába tartozik. Mindegyik izotópja radioaktív. Ezek közül a környezetben három fordul elő, mindegyik a három természetes eredetű bomlási sor egy-egy tagjaként. A ^{222}Rn (radon) a ^{238}U bomlási sorában, a ^{220}Rn (toron) a ^{232}Th bomlási sorában és a ^{219}Rn (aktion) a ^{235}U bomlási sorában keletkezik. Legnagyobb mennyiségben a ^{222}Rn fordul elő a környezetben. A lakosság természetes háttérsugárzásból eredő sugárterhelésének a fele (1,2 mSv/év effektív dózis) származik a ^{222}Rn izotóp rövid életű bomlástermékeinek belélegzéséből. Kimutatható a radon szerepe a tüdőrák-gyakoriság kialakulásában, ezért a vizsgálata megkülönböztetett figyelmet érdemel, mérése sugáregészségügyi (közegészségügyi) kérdés.

A radonprobléma történelmi gyökerei a 15. századig nyúlnak vissza. 1470 körül kiterjedt ezüsbányászat indult meg Schneebergben, egy kis szászországi város környékén, az Érchegység északi oldalán. Ugyanekkor a hegység déli, csehországi oldalán is bányásztak ezüstöt Joachimsthal környékén. Később a 16. században a schneebergi bányászoknál szokatlanul magas tüdőbaj miatti halálozási arányt figyeltek meg. Ennek a betegségnek, melyet később "schneebergi betegségnek" neveztek el, a 17. és 18. században még tovább nőtt a gyakorisága, az ezüst-, réz- és kobaltbányászat fokozódása miatt. Végül *Haerting* és *Hesse* 1879-ben azonosította a betegséget a tüdőrákkal, és megfigyelték, hogy a fenti bányákban dolgozó bányászok 75 %-a tüdőrákban halt meg. (Érdekes egybeesés, hogy az elhunyt bányászok sírkeresztjei olyan formájúak, mint a mai sugárveszélyt jelentő jel.)

A tüdőrák okának ekkor az arzént, a szilikátos kőport és a toxikus fémeket tartották. A radioaktivitás felfedezését követően, a *Curie* házaspár rádiumot (^{226}Ra) és polóniumot (^{210}Po) vont ki a fenti lelőhelyeken bányászott ércekből. Azonosították az ún. rádium emanációt, melyet később radonnak (^{222}Rn) neveztek el. Néhány évvel később, az első radonmérések bizonyították a schneebergi és a joachimsthal bányákban a víz és a levegő magas radontartalmát. Az 1920-as években *Ludewig* és *Lorensen* mutatta ki a radon és a tüdőrák közötti összefüggést, a betegség okaként pedig a radontartalmú levegő tartós belélegzését jelölte meg. További 30 év volt szükséges ahhoz, hogy rájöjjenek: a tüdő megbetegedését nem a radon, hanem rövid felezési idejű bomlástermékei okozzák, melyek aeroszolokra tapadva belégzés útján jutnak a szervezetbe [ICRP-95].

A '80-as években ismerték fel, hogy a földkéregből származó radon nemcsak a bányákban, hanem minden zárt helyiségben feldúsulhat. E jelenség hatására pl. rosszul szellőztetett lakásokban és munkahelyeken, főleg a téli hónapokban magas radonkoncentráció is kialakulhat. Napjainkban már tudományos intézetek, nemzetközi szervezetek (ICRP, WHO) részletesen

foglalkoznak a "radonkérdéssel" és nemzetközi ajánlások "szabályozzák" a megengedhető szinteket.

II.1.3.1 A radon keletkezése

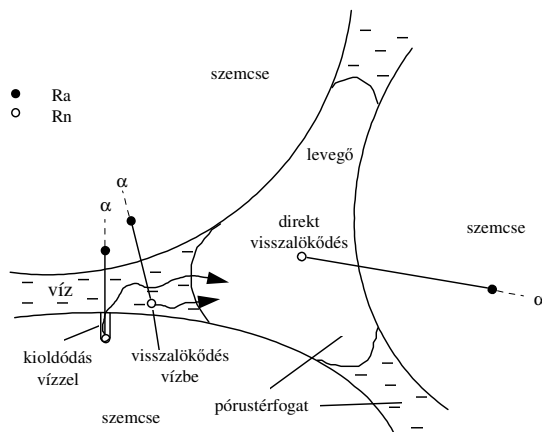
Természetes környezetünkben a radon forrása a kőzetekben (talajokban) található rádium. A rádium a periódusos rendszer IIA csoportjában található alkáliföldfém. Huszonöt izotópja közül a természetben négy található meg (^{223}Ra , ^{224}Ra , ^{226}Ra , ^{228}Ra). Ezek közül leggyakoribb a ^{238}U bomlási sorában keletkező ^{226}Ra , melynek felezési ideje 1600 év. A 6,7 év felezési idejű ^{228}Ra (mezotórium) a ^{232}Th bomlási sorában keletkezik, s a természetben a ^{226}Ra -mal kb. azonos aktivitáskoncentrációban van jelen. A másik két izotóp közül a ^{224}Ra ($T_{1/2}=3,64$ nap) szintén a ^{232}Th bomlási sorában, míg a ^{223}Ra ($T_{1/2}=11,4$ nap) a ^{235}U bomlási sorában keletkezik. A két utóbbi izotóp felezési ideje jóval kisebb, mint a ^{226}Ra és a ^{228}Ra izotópoké, amely jelentősen befolyásolja geokémiai viselkedésüket és az élő szervezetekbe való beépülésük mértékét is.

Az egyes bomlási sorok rádiummal és radonnal kapcsolatos legfontosabb jellemzőit a 2. táblázat foglalja össze.

2. táblázat: A természetes bomlási sorok néhány jellemző tulajdonsága.

Bomlási sor neve:	Anyaelem és felezési ideje:	Rádium anyaelem, felezési ideje és a bomlási mód:		Radon izotóp és felezési ideje:	Stabil végmag:
Urán	^{238}U 4,5×10 ⁹ év	^{226}Ra 1600 év α-bomló		^{222}Rn (radon) 3,82 nap	^{206}Pb
Tórium	^{232}Th 1,39×10 ¹⁰ év	^{228}Ra 6,7 év β-bomló	^{224}Ra 3,64 nap α-bomló	^{220}Rn (toron) 55,6 s	^{208}Pb
Aktínium	^{235}U 7,13×10 ⁸ év	^{223}Ra 11,4 nap α-bomló		^{219}Rn (aktinon) 3,9 s	^{207}Pb

A radon levegővel jól elegyedik, apoláros oldószerekben, benzolszármazékokban, zsírokban jobban oldódik, míg vízben kevésbé. A radon (^{222}Rn) nemesgáz lévén nem alkot vegyületeket, így mozgékonyabb és olyan vizekben is feldúsulhat, melyek nem kerülnek közvetlen kapcsolatba nagyobb aktivitású kőzettel. A toron és az aktinon esetén ez nem mondható el, mert rövid felezési idejük miatt jelentősebb távolságokra nem jutnak el. A radon és a rádium közetszemcse határán való viselkedése figyelhető meg a 6. ábrán.



6. ábra: A radon kiszabadulásának lehetőségei a rádium kőzetszemcse határán történő bomlásakor [Ki-03].

Ahhoz, hogy a szilárd anyagokban található rádium atomokból keletkező radon a felszínre kerülhessen, a keletkező radon atomoknak először ki kell jutnia a kristály és a talajszemcsék közötti pórusokba (emanáció). Ez többféleképpen történhet: a kristályrácsban keletkező radon elsősorban az anyaelem bomlásakor visszalökődés révén jut ki a pórusokba, amit direkt visszalökődésnek nevezünk. Annak igen kicsi valószínűsége, hogy a radon atom pont a pórustérben áll meg. Sokkal valószínűbb, hogy az atom behatol a szemközi szemcsébe és ott megáll. Azonban ha a pórustér részben vagy teljesen telített vízzel, akkor a kilökött radon már nagyobb valószínűséggel áll meg a pórus vizében, ahonnan könnyen kidiffundálhat a pórustér levegővel töltött részébe, vagy a vízben maradva, annak áramlásával szállítódik tovább. A szemközi szemcsében lefékeződött atom is kiszabadulhat a sugárrombolt csatorna vízzel történő kémiai oldása során. Ezt a folyamatot nevezzük indirekt visszalökődésnek [FI-78]. A pórustérbe kijutott radon atomok száma függ a kőzet, talaj szerkezetétől pl. sűrűségétől, porozitásától és nedvességtartalmától. A pórusokba kijutott radon molekuláris diffúzió és advekcio által mozoghat tovább.

II.1.3.2 A radon transzportja

A pórustérbe kijutott ^{222}Rn atomok keletkezési helyüktől átlagosan 5,5 napos élettartamuk alatt jelentős távolságokra is eljuthatnak. A radonnak a talajból a lakásokba történő beszivárgásakor a talajgáz áramlásának és a diffúzióknak van a legnagyobb jelentősége.

II.1.3.3 Természetes vizek radon tartalma

A természetes vizek radioaktivitása döntően a geológiai környezetben felvett radontól és rádiumtól származik. Ezen alfa-radioaktivitást hordozó elemek egyrészt nyomjelzői mélységi vizek transzportfolyamatainak, másrészt a

lakossági sugárterhelés egyik fontos összetevőjét képezik a kiemelkedő aktivitású vizek fogyasztóinak és felhasználóinak körében.

A természetes vizek radon tartalma több nagyságrendet átfogóan változik. A legmagasabb értékek a magas urántartalmú repedezett porózus (pl. gránitos, foszfátos) kőzetekben tárolódó, valamint a föld mélyéről feltörő vizeknél fordulnak elő. A felszíni vizek, tengerek és óceánok radon tartalma általában jóval kisebb.

A mélységi vizek radioaktivitása szoros összefüggésben van a vizek által átjárt kőzetek anyagával, szerkezetével. A víz radioaktivitását a hőmérséklet is befolyásolja. Az alacsonyabb hőmérsékletű vizek rádiumtartalma általában kisebb, mint a melegebb vizeké. Ennek oka, hogy a melegebb vizek több ásványi anyagot és ezzel együtt több rádiumsót tudnak kioldani a mélyebben lévő magas hőmérsékletű kőzetekből. Ezzel szemben, a termálvizek esetén az alacsonyabb hőmérsékletű vizek radon koncentrációja nagyobb mint a magasabb hőmérsékletűeké, mivel a radon oldékonysága – a Henry-törvénynek megfelelően – a hőmérséklettel csökken, hasonlóan más gázokéhoz.

A mélységi vizek ^{222}Rn aktivitáskoncentrációja általában néhány kBqm^{-3} -tól néhányszor 100 kBqm^{-3} -ig terjed. Sugárvédelmi szempontból ez akkor okoz problémát, ha a víz felszínre kerülése és fogyasztása között rövid idő telik el. A kereskedelmi forgalomban kapható ásványvizek esetén a felszínre kerüléskor meglévő ^{222}Rn nagy része már elbomlik. Gyógyfürdők esetén azonban, ahol a felszínre kerülő víz rövid időn belül felhasználásra kerül, számolni kell azok esetleg magas ^{222}Rn tartalmából eredő problémákkal is [Ki-03].

II.1.3.4 Radon a légkörben

A radon a talajból és a felszíni vizekből a légtérbe kerül (exhaláció). Transzportját elsősorban a keveredési (örvény-) diffúzió és a légáramlásokkal való advekcio határozza meg. Ezen folyamatok olyan hatásosak, hogy a radon aktivitáskoncentrációja a felszín közelében is csupán néhány Bqm^{-3} , szemben a talajgázra jellemző kBqm^{-3} -es értékhez képest.

Jellegzetes napi változások figyelhetők meg a talajfelszíntől 1-2 méter magasságban. Nappal körülbelül feleakkora ^{222}Rn aktivitáskoncentráció mérhető, mint éjszaka. Ez annak tulajdonítható, hogy éjjel a talaj 1-2 $^{\circ}\text{C}$ -kal jobban lehűl mint a levegő. Aminek következtében a talaj közelében a hőkonvekciós áramok (ha vannak) kisebbek mint nappal, amikor viszont a talajfelszín a levegőhöz képest jobban felmelegszik. A széllel a radon feljuthat a magaslégtérbe is. Az óceánok, tengerek radonkibocsátása elhanyagolható a szárazföldéhez képest. A források ismeretében a radon felhasználható a globális légmozgások nyomjelzésére is [Ki-03].

II.1.3.5 Radon a föld-alatti munkahelyeken

A föld-alatti munkahelyeken a ^{222}Rn aktivitáskoncentrációja szélsőséges határok között változik. Míg egyes munkahelyeken, ahol jó a szellőzés, a felszínihez hasonló értékek is előfordulnak (pl. egyes borpincék), addig más helyeken a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció megközelíti a befoglaló kőzet

pórusterében kialakuló aktivitáskoncentrációt (pl. egyes barlangokban, rosszul szellőztetett bányákban).

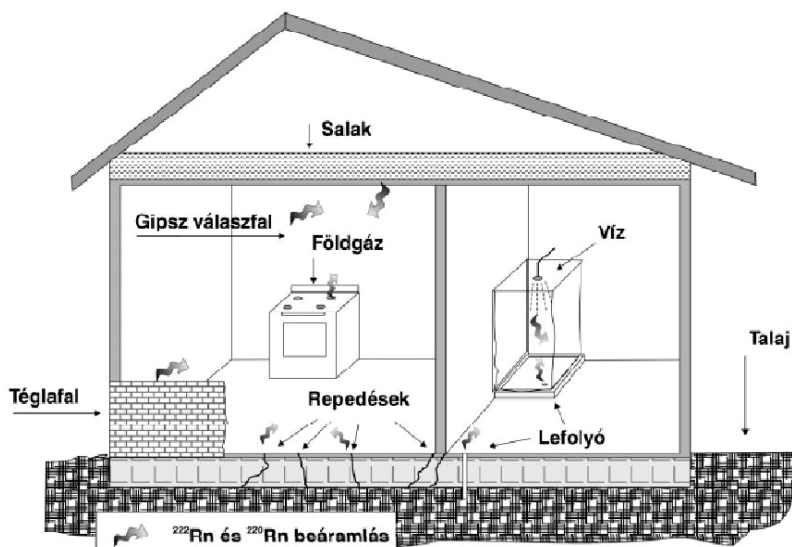
Magyarországon az *atomenergiáról szóló 1996. évi CXVI. törvény egyes rendelkezéseinek végrehajtásáról szóló 16/2000. (VI.8.) számú EüM rendelet 2. sz. melléklet I/2.2. pontja* a munkahelyekre éves átlagban az 1000 Bqm^{-3} -es radon koncentráció értéket, mint cselekvési szintet határozta meg, ami 0,4-es egyensúlyi faktor és 2000 óra/év munkaidő esetén $6,3 \text{ mSv/év}$ sugárterhelést jelent [MK-00]. Sok föld-alatti munkahelyen a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció pillanatnyi, de éves átlagos értéke is meghaladja ezt a korlátot. Ahol lehetséges, ott szellőztetéssel csökkentik ezt az értéket. Vannak azonban olyan munkahelyek is, ahol a szellőztetés nem megoldható (pl. barlangok, ahol túravezetők, vagy barlangterápiát végző személyzet dolgozik). Ilyen esetekben a tartózkodási idő csökkentése (korlátozása) jelenti a megoldást [Ki-03].

II.1.3.6 Radon a lakásokban

A radontól származó sugárterhelésünk döntő hányadát a lakásokban szenvedjük el. Ez egyrészt annak köszönhető, hogy az épületek belsejében a radonszint kb. egy nagyságrenddel magasabb ($10\text{-}100 \text{ Bqm}^{-3}$) mint a külső levegőé, másrészt annak, hogy Magyarországon az emberek idejük nagy részét az épületekben töltik. A lakóterekbe beszivárgó radon a nyílászárók egyre jobb szigetelése következtében nagy aktivitáskoncentrációt érhet el. (A magyarországi lakások átlagos ^{222}Rn aktivitáskoncentrációja 100 Bqm^{-3} [Há-04].)

A lakásokban lévő radonnak több forrása is lehet. Legmeghatározóbb a talajból érkező radon, amely a padlón, de annak is leginkább a repedésein (ha vannak ilyenek) keresztül jut be a lakásba. A transzport mechanizmusa lehet a diffúzió, vagy az épületekben természetes, vagy mesterséges úton létrejövő (néhány Pa nagyságrendű) nyomáscsökkenés hatására kialakuló advekciós áramok. Bizonyos típusú építőanyagok esetén jelentős lehet az épület falából kiáramló radon mennyisége is [Ki-03].

A talajon és az építőanyagokon kívül a vízvezetékes vízben oldott radon és a földgáz radontartalma is hozzájárul a lakásokban kialakuló radonszinthez. Az ivóvízben oldott radon lenyeléssel, másrészt a víz felhasználásakor (pl. zuhanyozás során a radon a helyiség légterébe kerül) belélegzéssel kerülhet a szervezetbe. Az ivóvíz ^{222}Rn aktivitáskoncentrációjának átlagos értéke 1 kBqm^{-3} . A földgáz ^{222}Rn aktivitáskoncentrációjának jellemző tartománya $0,1\text{-}20 \text{ kBqm}^{-3}$ [Kö-02].



7. ábra: Radon zárt terekbe szivárgásának lehetséges útvonalai.

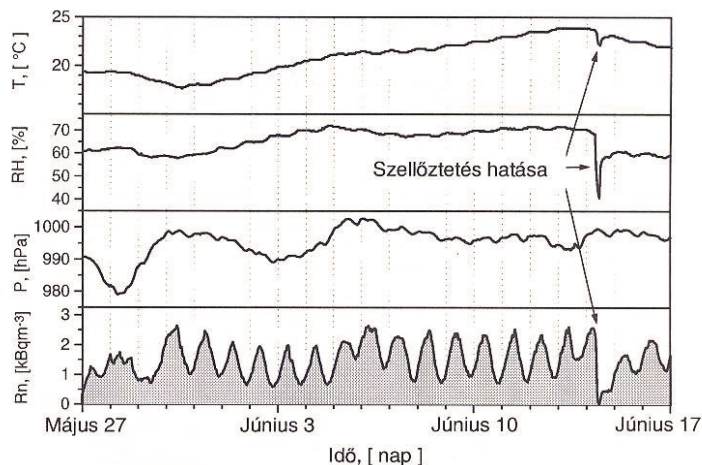
3. táblázat: ^{222}Rn épületekbe jutásának százalékos megoszlása.

Radon forrása az épületekben	Hozzájárulás (%)
Földgáz	3,9
Víz	5,2
Külső levegő	13,0
Építőanyagok és talaj	77,9

A talajban keletkezett radon felszínre jutását sok más tényező mellett az időjárási paraméterek is nagymértékben befolyásolják. A szélereősség és a légnyomás egyértelműen befolyásolják a radon kiszivárgásának sebességét. Az esőáztatta, vagy fagyott talaj irányában a radon mozgása gátolt, így jelentős része a nem fagyott és nem ázott talajban, azaz a ház alatt jut fel. Ennek megfelelően magasabb lakótéri radon aktivitáskoncentráció eredményeket várhatunk fagyos és esős időszakban. Ezek alapján tehát főként ősszel és télen alakulhatnak ki az éves átlagnál magasabb radon aktivitáskoncentrációk a lakásokban.

Reprezentatív felmérések igazolják, hogy egy geológiailag egységes területen az egymáshoz hasonló típusú lakások légterében az évi átlagos ^{222}Rn aktivitáskoncentráció eloszlása log-normál eloszlást követ. Log-normál eloszlású az a valószínűségi változó, amelynek természetes alapú logaritmus normális eloszlást követ. Ez többek között azt is jelenti, hogy az átlagosnál lényegesen magasabb ^{222}Rn tartalmú lakások is számottevő valószínűséggel fordulnak elő.

A lakások levegőjének pillanatnyi radon-tartalmát leginkább a szellőzés befolyásolja. A gyakori szellőztetés tehát a radon elleni védekezés hatékony formája.



8. ábra: A hőmérséklet, a relatív páratartalom, a légnyomás és a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció időbeli változása egy lakóház lezárt szobájában. A mérési időszak 19. napján a szobát 1 órán keresztül szellőztették, aminek hatására a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció jelentősen lecsökkent, de utána néhány órán belül visszaállt a lezárt szobára jellemző időbeli változás [Ki-03].

Gyakran alkalmazott védekezési módszer a radon-kút alkalmazása is. Ekkor az épület mellett fúrnak egy néhány méter mély kút, amelyből egy ventilátorral folyamatosan szívják a talajgázt. Már egy kis teljesítményű készülék is képes a talajgáz áramlási irányát olyan jelentős mértékben megváltoztatni, hogy a ^{222}Rn nagy része nem a lakásba, hanem a radon-kúton keresztül a szabadba távozik. Ritkábban alkalmazott védekezési mód, amikor az épület padlóját és esetleg a falait speciális, a radont csak elhanyagolható mértékben átengedő bevonattal látják el.

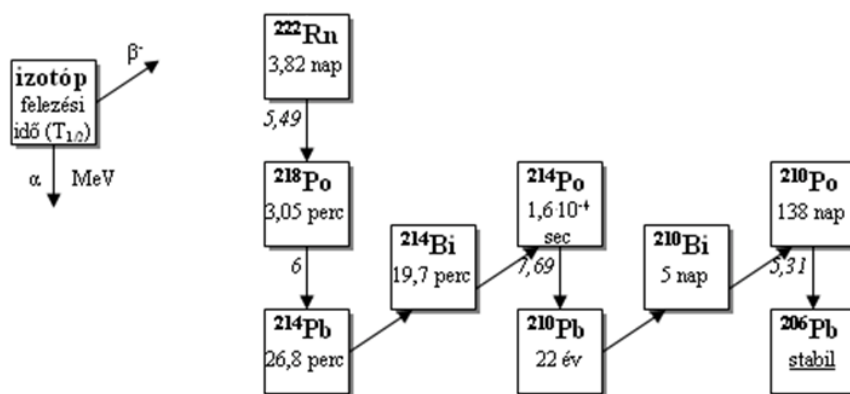
Újjonnan épülő épületek esetén leghatékonyabbnak az az eljárás tűnik, amikor már a tervezés során felkészülnek a radonszint esetleges csökkentésére. Ezért az épület alatti kavicságyba dréncsöveket fektetnek, amelyből szükség esetén egy kéményhez hasonló csövön át el lehet vezetni a talajból az épület alá szivárgó gázokat [Ki-03].

II.1.3.7 Radon egészségügyi hatásai

A radonnak dozimetriai szempontból két fontos izotópja van: a ^{222}Rn (radon), amely az urán bomlási sorban a ^{226}Ra közvetlen bomlásakor keletkezik és a ^{220}Rn (toron), mely a tórium sor eleme és a ^{224}Ra közvetlen bomlásából származik. Mivel ezeknek a bomlási láncoknak az atomjai megtalálhatók minden természetes anyagban, a kőzetek, a talaj és az építőanyagok felszínéről a levegőbe kerülnek. A legfontosabb a ^{222}Rn és a bomlástermékeinek a környezetbe kerülése, mert ezek okozzák a természetes eredetű sugárterhelés nagy részét. A földfelszínen át a légkörbe kikerülő radon gyorsan felhígul a szabad levegőn, jellemző aktivitáskoncentráció néhány $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Nagyobb

radonszintek alakulhatnak ki, ha a radon jól körülhatárolt légtérbe pl. házakba, lakásokba, föld alatti bányákba, pincékbe kerül.

A radon nemesgáz, ezért belélegzése során túlnyomó része távozik a tüdőből. Bomlástermékei a ^{218}Po (polónium, $T_{1/2}=3,05$ perc), a ^{214}Bi (bizmut, $T_{1/2}=19,9$ perc) és az ^{214}Pb (ólom, $T_{1/2}=26,8$ perc) a levegőben található szilárd részecskékhez, az aeroszolokhoz kötődnek (főleg a μm alattiakhoz), és a belélegzés során a hörgők falára kicsapódva exponálják a hörgőhám érzékeny sejtjeit és okozhatják azok rosszindulatú átalakulását. A radon-bomlástermékek a tüdőn keresztül bekerülhetnek a vérbe is, ezáltal eljuthatnak a szervezet különböző részeibe. A nagyfokú hígulás és a kis mennyiség miatt a tüdőn kívüli szövetekre leadott expozíció elhanyagolható.



9. ábra: A radontól származó radioaktív bomlási termékek.

Bányászok körében végzett epidemiológiai statisztikai vizsgálatokból ismert, hogy a viszonylag magas ^{222}Rn sugárterhelés megnöveli a halálos kimenetelű tüdőrák kialakulásának kockázatát. Az ezzel foglalkozó tudósok többségének véleménye szerint a lakásokban lévő ^{222}Rn bomlástermékek belélegzése a lakosság körében is megnöveli a tüdőrák kialakulásának kockázatát. Svédországi és angliai felmérések szerint ez a hatás a 4000 Bqm^{-3} -nél több ^{222}Rn -t tartalmazó lakásokban élőknel már statisztikailag is kimutatható [Sw-84].

A WHO 2009-es ajánlása szerint a dohányzás után a radon a második legjelentősebb ok a tüdőrák kialakulásánál.

A rák kialakulásának jelenlegi (korántsem teljes és általánosan elfogadott) molekuláris biológiai modelljei alapján az várható, hogy a sugárzás rákkeltő hatását kis dózisok esetén is ki tudja fejteni. Epidemiológiai kutatások jelenleg úgy becsülik, hogy 200 Bqm^{-3} lakótéri radonszint felett a tüdőrák relatív kockázata 1,33 [Pa-03], amely 100 Bqm^{-3} -enként 0,15-0,2 értékkel nő [La-97].

1993-ban a Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság (ICRP) közzétette 65. számú kiadványát a „Radon-222 elleni sugárvédelem lakásokban és munkahelyeken” címmel [ICRP 95]. Ebben egyebek mellett ajánlás található a lakóterek levegőjének éves átlagos radon aktivitáskoncentrációjának határértékére is.

Eszerint a cselekvési szintnek lakóterek esetében 200 és 600 Bq m⁻³ között kell lennie. A legtöbb európai ország ezt az ajánlást elfogadta, és alkalmazza. Magyarországon ez csak a munkahelyekre vonatkozóan szabályozott, sem a lakótéri, sem az ivóvízben lévő radonnal kapcsolatban cselekvési szintet meghatározó rendelet még nem született.

4. táblázat: *Lakóépületekre vonatkozó ²²²Rn aktivitáskoncentráció korlátok.*

Ajánlott korlátok lakóépületekben:	
ICRP 65 (1993):	200-600 Bq/m ³
ICRP 103 (2007):	max 600 Bq/m ³
ICRP közlemény (2009):	max 300 Bq/m ³
WHO ajánlás (2009):	max 300 Bq/m ³

5. táblázat: *Munkahelyekre vonatkozó ²²²Rn aktivitáskoncentráció korlátok.*

Ajánlott korlátok munkahelyeken:	
ICRP 65 (1993):	500-1500 Bq/m ³
ICRP 103 (2007):	max 1500 Bq/m ³
ICRP közlemény (2009):	max 1000 Bq/m ³
WHO (2009):	max 1000 Bq/m ³
Magyarország:	max 1000 Bq/m ³

Az utóbbi időben a lakótéri toronmérések is előtérbe kerültek. Sokáig úgy gondolták, hogy a toron viszonylag rövid felezési ideje miatt (55 s) a talajból nem jut nagy koncentrációban a lakóterekbe, és ott fel sem dúsul. A torontól kapott sugárterhelés mértékét sokáig alulbecsülték [To-05]. Az elmúlt évek lakótéri toronmérései azt mutatták, hogy ha a lakás tóriumban gazdag kőzetre épült, vagy tóriumtartalmú a falfesték, akkor a szobában akár a radonhoz hasonló nagyságú toronszintek is előfordulhatnak.

II.2 Magsugárzások detektálása

A detektorok magfolyamatok termékeinek, illetve az elemi kölcsönhatásokban résztvevő részecskéknél a kimutatását, sajátosságainak a meghatározását szolgálják. Az egyszerűbb detektorok (számlálók) feladata, hogy jelezzék a részecske jelenlétét egy adott pillanatban és egy adott helyen. Ezeknek lényeges jellemző adata a térbeli és időbeli felbontóképesség. A detektorok bonyolultabb fajtái már a részecskék tulajdonságainak a meghatározására is alkalmasak, így azonosításukra, töltésük és nyugalmi tömegük meghatározására, kinetikus energiájuk, illetve impulzusuk megmérésére.

A detektálás fizikai alapja a részecske és a detektoranyag kölcsönhatása. Semleges részecskéket nem lehet közvetlenül detektálni, csak azon töltött részecskéken keresztül, melyeket pl. magreakciók vagy elbomlásuk révén létrehozunk.

II.2.1 Detektorok általános jellemzése

A magfizika és a részecskefizika eddigi története során számos detektorfajtát fejlesztettek ki. Ezek mindegyike azon az alapelven működik, hogy a részecske-sugárzás energiájának egy része vagy a teljes energia a detektorban átalakul más formává. Az energiaátalakulás eredménye detektortípustól függ. A töltött részecskék energiájukat a detektor atomi elektronjaival történő direkt ütközésben ionizációra, vagy gerjesztésre fordítják. A semleges részecskék először valamilyen magreakciót váltanak ki a detektorban és így hoznak létre töltött részecskéket, melyek azután ionpárokat vagy gerjesztett atomokat keltenek.

Manapság a detektorok legnagyobb része elektromos természetű, azaz a detektorból az információ elektromos impulzusok formájában nyerhető. Ez az elektronika és a számítógépes technika felhasználásával számos előnyt (gyorsaság, pontosság) jelent a mérést végző számára.

A nukleáris mérés technikában az elektromos detektorokat *integrális* és *impulzus* üzemmódban használják. Integrális (áram) üzemmódot akkor kell alkalmazni, amikor nagy a számlálási sebesség, és a detektorban a kölcsönhatások közötti idő nagyon rövid. Az egymást követő impulzusok ezért részben átfedik egymást, azaz az egyes impulzusok megkülönböztetése nem lehetséges. Integrális üzemmódú mérőeszközök leginkább a dozimetriai gyakorlatban és az atomerőműveknél használatosak.

Az impulzus üzemmódban működő mérőberendezés mindegyik kölcsönható részecskét, vagy kvantumot külön-külön regisztrálja. Az egyes impulzusok amplitúdója arányos a sugárzás egyes kvantumai által a detektorban létrehozott töltésmennyiséggel. Részecskeenergiát csak impulzus üzemmódban alkalmazott detektorokkal lehet mérni (spektroszkópia). A mérés technikai gyakorlatban a mérőberendezések többsége ilyen üzemmódban dolgozik, ekkor a sugárzásról lényegesen több adat nyerhető, mint az integrális üzemmód esetén.

A detektorok egyik fontos jellemzője a relatív energiafelbontó képesség (f), illetve a ΔE félérték-szélesség ($FWHM$ – *Full Width at Half Maximum*). A kettő kapcsolata:

$$f = \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (\text{II-16})$$

Az f dimenzió nélküli szám, gyakran %-ban adják meg. Annál jobb egy detektor minél kisebb az f értéke.

A radioaktív sugárzást mérő detektorok további fontos jellemzője az ún. válaszidő. Ez az az idő, amely a sugárzási kvantum detektorba való érkezése és a detektor kimenetén a jel megjelenése között telik el. A jel kialakulási ideje alatt érkező újabb mérendő részecske általában vagy nem kerül regisztrálásra, vagy esetleg téves jellemzőkkel detektálódik.

A szakirodalom szerint a detektor hatásfokok két csoportba sorolhatók: beszélünk egyesített (abszolút) és belső (saját, *intrinsic*) hatásfokról. Az abszolút hatásfok:

$$\mathcal{E}_{absz} = \frac{\text{regisztrált impulzusszám}}{a \text{ sugárforrásból kilépő összes részecske vagy kvantum}}. \quad (\text{II-17})$$

Ennek értéke egyrészt a mérési geometriától, másrészt a detektorban lejátszódó kölcsönhatások hatáskeresztmetszetétől függ.

A belső hatások:

$$\mathcal{E}_{belső} = \frac{\text{regisztrált impulzusszám}}{a \text{ detektorba belépő részecskék száma}}. \quad (\text{II-18})$$

A belső hatások elsősorban a detektor anyagától, érzékeny térfogatától és a sugárzás fajtájától, energiájától függ.

A két hatásfok közötti összefüggés izotróp forrás esetén:

$$\mathcal{E}_{belső} = \mathcal{E}_{absz} \frac{4\pi}{\Omega}, \quad (\text{II-19})$$

ahol, Ω az adott mérési elrendezésre vonatkozó térszög.

A hatásfokot csoportosítani lehet a regisztrált események természete alapján is. A detektor által szolgáltatott összes impulzus figyelembevétele esetén kapjuk a teljes (totális) hatásfokot ($\mathcal{E}_{totális}$). A csúcs hatásfok ($\mathcal{E}_{csúcs}$) csak azokat az impulzusokat veszi figyelembe, amelyek a spektrum ún. teljesenergia-csúcsába esnek. A csúcs és a teljes hatásfok arányát csúcs-összes viszonyinak nevezzük:

$$r = \frac{\mathcal{E}_{csúcs}}{\mathcal{E}_{totális}}. \quad (\text{II-20})$$

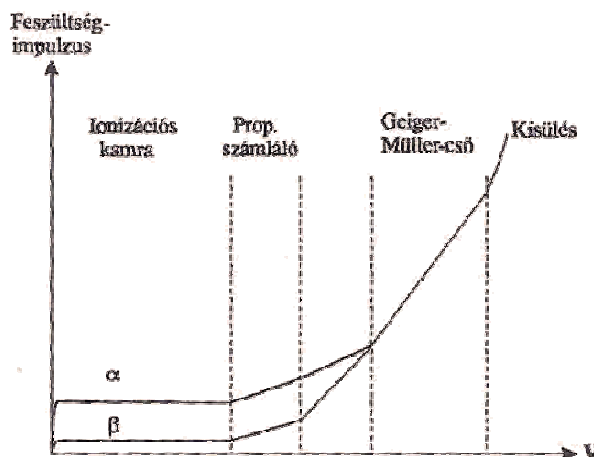
A spektrometriákban leginkább a csúcshatások használatos.

A sugárzásokat mérő berendezések fontos paramétere még a holtidő. Ez az idő, amely a detektorban lejátszódó folyamatokhoz, továbbá a keletkező elektromos impulzusok feldolgozásához kell. A holtidő alatt érkező részecskére vagy kvantumra a detektor illetve a mérőberendezés érzéketlen, ezért számlálási veszteség keletkezik. A veszteségből származó hiba csökkentésére kisebb számlálási sebességet kell választani, vagy valamilyen holtidő-korrekciót kell alkalmazni [Bo-06].

II.2.2 Gáztöltésű ionizációs detektorok

Ezekben a detektorokban a magsugárzások által létrehozott töltéshordozó-sűrűség a rekombináció és a diffúzió miatt idővel csökken. Az elektronsűrűség csökkenését eredményezi az elektronaffinitás is: a gáz semleges molekulája a nekiütköző elektront magához köti és negatív ionná alakul.

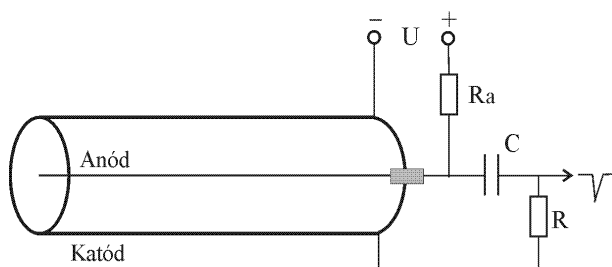
A gázionizációs detektorok működésük alapján (10. ábra) három nagy csoportba oszthatók: ionizációs kamrák, proporcionális számlálók és Geiger-Müller számlálócsövek.



10. ábra: Gázionizációs detektorok feszültség/impulzus karakterisztikája.

II.2.2.1 Ionizációs kamra

Az egyik legegyszerűbb részecske-detektor az ionizációs kamra, amelyet párhuzamos és hengeres elektród elrendezéssel egyaránt alkalmaznak.



11. ábra: Ionizációs kamra felépítése.

Az elektródok között áthaladó részecskék ionizálják a gázt. Az elektródokra adott feszültség növelésével csökken a rekombináció. Ha valamennyi töltéshordozó az elektródokra jut, akkor az így kialakuló telítési áram arányos a kezdeti ionizációval.

Egyedi részecskéktől származó ionizáció mérésére alkalmasak az impulzus üzemi ionizációs kamrák (pl. AlphaGUARD, IV.2 fejezet). Manapság főként nagy intenzitások mérésére, doziméterként és egyes kozmikus sugárzási mérésekben használják [Fé-05].

II.2.2.2 Proporciónális számláló

A térerősség növelésével elérhető olyan állapot, amikor az anódszál felé gyorsuló elektronok elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy újabb másodlagos ionpárokat keltsenek. A gázerősítés mértékét az korlátozza, hogy a sokszorozás folyamán fotonok is keletkeznek, amelyek a katód felületéből vagy magából a gázból újabb elektronokat váltanak ki, így a kezdeti ionizáció és a

számláló jele közti arányosság folyamatosan romlik. Az ultraibolya-fotonok hatásának csökkentésére a számlálók töltőgázába kioltógázt, pl. alkoholt kevernek. Mivel a proporcionális számlálók kimenő jele a kezdeti ionizációval arányos (proporcionális), ezért nemcsak detektálásra hanem spektrometriai célra is használhatók. Különösen előnyös az alkalmazásuk, ha a vizsgálandó anyag vagy annak vegyülete töltőgázként bevihető a kamrába. A proporcionális számlálók egyik, legfontosabb felhasználási területe a neutronfluxus mérése.

A *sokszálas proporcionális kamra* egy közös gáztérben lévő, egymástól 1-2 mm-re egy síkban, párhuzamosan elhelyezkedő több száz anódszálból áll. Két egymásra merőleges anódszálrendszert alkalmazva lehetőség nyílik az ionizáció helyének meghatározására is. Minden egyes anódszál jelét külön elektronikus kör dolgozza fel, ezért az ilyen detektorok költségesek. Több ilyen kamrából álló teleszkóppal a részecske pályája rekonstruálható.

A proporcionális kamrához hasonló a *driftkamra*. Ebben az ionizáció helyétől elvezetett elektronsomag futási idejéből a kezdeti ionizáció helyére lehet következtetni. A kialakítása azonban bonyolultabb mint a proporcionális kamráé. A driftkamrákat a nagyenergiájú fizikában, röntgen- és neutron-anyagvizsgálatokban használják.

A sokszálas proporcionális- és driftkamrákból olyan geometriájú, nagy térfogatú rendszereket állítanak össze, hogy minden irányt meghatározhassanak és a részecskék lehetséges térszögeit lefedjék. Mivel ezek a detektorok gáztöltésűek, a teljes energiát nem képesek megmérni önmagukban. Külön külső abszorbens fékezi a részecskéket, a kamrák csak a megváltozott impulzust és energiát mérik. A fékező rétegek gyakran a mágnes vaskeretének lemezei. Ez az összetett rendszer a *kaloriméter*, amely ebben az esetben inhomogén elrendezésű, mintavevős. Ilyen berendezések találhatók a genfi CERN Nagy Hadron Ütköztetőjének (Large Hadron Collider, LHC) Compact Muon Solenoid (CMS) detektorában.

Az *időprojekciós kamra* a sokszálas- és a driftkamrát egyesíti. A gyorsítócsövet körülvevő hengerben tengelyirányú elektromos és mágneses tér mozgatja az áthaladó részecske által létrehozott töltéscsomagot. Ez az elektromos tér hatására a katód felé mozog, ahol sokszálas kamra méri a sugárirányú koordinátát. Tengelyirányban a kölcsönhatás helye a drift idejéből határozható meg. A mágneses tér csavarvonalú mozgásra kényszeríti a töltéseket a megfelelő elektród irányába.

II.2.2.3 Geiger-Müller számlálócső

A térerősség további növelésével az anódszál közelében keletkezett ultraibolya-fotonok a szál mentén elektrónlavinákat indítanak el, a sokszorozási folyamat a szál teljes hosszában kiterjed. A kapott impulzus nagysága függetlenné válik a kezdeti ionizációtól. A kimenő jelek csak számlálásra alkalmasak, spektrometriai célra nem. A lassan kifelé mozgó pozitív tértöltés miatt a csőben újabb sokszorozás egy ideig nem lép fel. Ezen holtidő (τ_h) és az elektronikus rendszer diszkriminációs szintje által meghatározott további regenerációs idő (τ_r) eltelte után alakul csak ki a sokszorozáshoz szükséges tér. A

teljes feloldási idő $\tau_f = \tau_{h+} + \tau_r$. A pozitív ionok később érkeznek meg a katódra, ott rekombinálódva újabb fotonkibocsátással további kisülést indítanak be. Ennek kiküszöbölésére kioltógázt (pl. 10 % alkohol) alkalmaznak. Mivel a kioltás az alkoholmolekulák elbomlásával jár, az ilyen GM-csövek élettartama $\sim 10^{10}$ beütés.

Az alfa- és béta-részecskék detektálására egyik végén csillám, ill. alumíniumfóliával lezárt végablakos GM-csöveket használnak. A vastagabb falú gamma-mérőcsövek esetében a cső falából kiváltott elektronok szolgáltatják a kamra gázában a kezdeti ionizációt.



12. ábra: Közvetlenül RS232 vagy USB portról üzemeltethető végablakos, halogéntöltésű GM-cső [Ra-02].

II.2.3 Szcintillációs és Cserenkov-detektorok

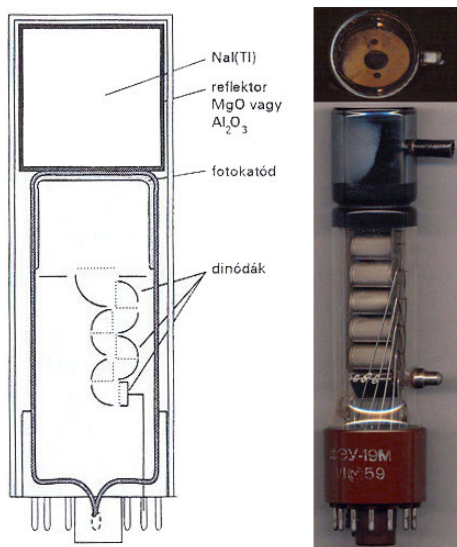
II.2.3.1 Szcintillációs detektorok

Ez az egyik legrégebbi detektálási eljárás. A szcintillációs detektorok működése azon alapul, hogy az érzékeny térfogatba belépő részecske által a szcintillátorban leadott energiának egy része, $\sim 1-10$ % fényenergiává alakul. A fényt a *fotoelektron-sokszorozó* (FES) elektromos feszültségjellé alakítja, amelynek feldolgozására jól bevált eszközök állnak rendelkezésre.

Működési mechanizmusuk szerint a szcintillátorokat öt csoportba lehet sorolni:

- Szervetlen kristályok, pl. NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Eu), ZnS(Ag). (Működésük az alkali-halogenid kristályok sávszerkezete alapján érthető meg.)
- Szerves kristályok, pl. antracén, naftalin vagy sztilbén.
- Szervesfolyadék-szcintillátorok,
- Plasztikszcintillátorok, amelyek szerves anyagok szilárd oldatai, csak az energiatovábbítás módjában különböznek a folyékony szerves oldatoktól.
- Nemesgáz-szcintillátorok, pl. xenon vagy kripton.

A szcintillációs detektorok energiafeloldása egy nagyságrenddel rosszabb, mint a félvezető detektoroké. Előnyük a kiváló időfelbontás és az, hogy nagy térfogatú és különleges alakú szcintillátorok is készíthetők. (Pl. készítették már 100 liter térfogatú NaI(Tl) egykristályt is.) Legeredményesebben és legkiterjedtebben a gamma-sugarak számlálására és energiájuk mérésére használják.



13. ábra: A fotoelektron-sokszorozó és szcintillátor illesztése [Ra-02].

II.2.3.2 Cserenkov-detektorok

Működésük a Cserenkov-hatáson alapul. A *radiátorban* létrejövő Cserenkov-sugárzást tükrökkel a FES-ra juttatják ahol elektromos jellé alakul. A Cserenkov-detektor segítségével egy részecskenyalázból az adott sebességűek kiválaszthatók.

Kiterjedten alkalmazzák a nagyenergiájú magfizikai és részecskefizikai kísérletek során [Fé-05]. A Cserenkov-sugárzás frekvenciaspektruma szűk, a látható és a közeli ibolya tartományra szorítkozik. Látványos módon jelentkezik az atomreaktorok vízmoderátorában. (A hasadási termékekből nagy intenzitású, nagy energiájú elektronok és gamma-fotonok lépnek ki, amelyek a moderátor vízében Cserenkov-sugárzást keltenek, és emiatt a víz jellegzetes, kékeslila fényben világít.)

II.2.4 Félvezető detektorok

A detektálás fizikai alapja csaknem minden esetben a részecske illetve a sugárzás és a detektoranyag elektromágneses kölcsönhatása. Ellentétben a töltött részek detektálásával, a gamma-sugárzás és más semleges részecskék észlelése közvetett úton történik, a detektoranyag és a sugárzás közötti kölcsönhatás során keletkezett töltéshordozók segítségével. Az így létrehozott töltéshordozó-párok száma a közegnek leadott energia nagyságával arányos. Ez a tulajdonság teszi lehetővé az ionizáló részecskék, illetve a sugárzás energiájának meghatározását.

A félvezető detektorok alkalmazása a nukleáris technikában az 1960-as évek elejétől rohamos fejlődésnek indult. Köszönhető mindez a detektorok számos kedvező tulajdonságának mint pl. a jó felbontásnak és a kis méretnek.

Működésük nagyon hasonló a gáztöltésű ionizációs kamrákhoz. A detektor érzékeny térfogatába belépő részecske vagy sugárzás pozitív és negatív töltésű

párt kelt, amelyek a térfogatra kapcsolt elektromos tér hatására, a megfelelő elektródákhoz áramlanak, ahol kigyűjtésre kerülnek, majd egy ellenálláson feszültségesést (és ezáltal feszültség impulzust) hoznak létre.

Az impulzusok amplitúdója pedig arányos a keltett töltéshordozók számával, és ezen keresztül az ionizáló sugárzás energiájával. A félvezető detektor és a gáztöltésű számlálók közötti lényeges különbség, hogy ez olyan ionizációs detektor, amelyben:

1. A keltett töltéshordozók nem elektron-ion párok, hanem elektronok és be nem töltött elektron állapotok, lyukak;
2. Az ionizáció szilárd, félvezető anyagban jön létre. Ennek nagy előnye a magasabb sűrűség a detektoranyagban, emellett az egy elektron-lyuk pár keltéséhez szükséges energia nagyon kicsi ($\sim eV$), ennek következtében a keletkezett töltéshordozók száma sokkal nagyobb, mint a szcintillációs illetve a gáztöltésű detektorokban. Ha ez a szám növekszik, akkor a relatív ingadozásuk kisebb lesz, ennek eredménye a jobb energiafelbontás.

Mindezek ellenére a töltéshordozók összegyűjtése a szilárd anyagokban bonyolult feladat, amely szigorú követelményeket támaszt az anyagválasztással kapcsolatban. A két legismertebb és leginkább használt detektoranyag a germánium és a szilícium. Ezeket ma már nagy tisztaságú kristályok formájában állítják elő. Gamma-kvantumok detektálására leginkább a germánium használatos magasabb rendszámának köszönhetően.

Nagyon pontos helymeghatározást tesznek lehetővé a *Si mikrocsíkok detektorok*. A $\sim 10 \text{ cm}^2$ felületű, és 0,3 mm vastag szilícium lapkákon 0,025-0,050 milliméterenként félvezető detektorsort (csíkokat) alakítanak ki. A két oldalon egymásra merőlegesek a csíkok, hogy két koordinátát lehessen mérni egy lapkával. Ebből több réteget képeznek 0,5-1 m hosszan a céltárgy körül. A vékony Si-ban kevés energiát veszítenek a részecskék, ami azért arra elég, hogy nagyon pontos kiindulási hely (*vertex*) meghatározást tegyenek lehetővé. Az egyes rétegeken áthaladva és elbomolva megállapítható a részecskék élettartama is.

Az új félvezető *mátrix detektorok*, *pixel detektorok* kétdimenziós helymeghatározást végeznek. A pixelekben keletkezett töltéseket a töltés-csatolás elvén lehet kiolvasni (*Charge Coupled Devices*, CCD; ehhez hasonló eszköz működik a videokamerákban). Ennek lényege, hogy a kialakult látens töltésképp a pixelekben rögzítésre kerül a "felvétel" során alkalmazott potenciál eloszlás segítségével. Ezt meg lehet úgy változtatni, hogy pl. a "jobb oldali" első elemből "kicsorgatjuk" a töltést egy kondenzátorba és megmérjük, digitalizáljuk, majd elraktározzuk. Ezután úgy változtatjuk meg a potenciáeloszlást, hogy a most már üres pixelbe a töle eggyel "balra" levőben gyűjtött töltéseket "átemeljük", majd egyet léptetve kivisszük megmérni. Mindegyik pixel tartalma a sorban így eggyel jobbra kerül, majd következik a második sor... Több millió pixeles rendszer csak ezzel a soros léptetéssel olvasható ki, mégha az lassabb is a nehezen behuzalozható párhuzamosnál.

A félvezető detektorok helyzet-meghatározási pontossága $\sim 0,005 \text{ mm}$, a többi detektoré 0,05-0,100 mm. Ez a nagy pontosság a részecsenyomok kiindulásánál elengedhetetlen [Ra-02].

II.2.5 Vizuális detektorok

A vizuális detektorok (amelyeket összefoglaló néven nyomdetektoroknak nevezzük) láthatóvá teszik a rajtuk áthaladó részecskék nyomait, ezáltal sokkal több információt szolgáltatnak.

II.2.5.1 Ködkamrák

Ha egy gáz- és gőzkeverékkel töltött edényben túltelítettséget hozunk létre, a gőz kicsapódik a jelenlévő gázionokra, majd a kicsapódott ködcseppek tovább növekednek és láthatóvá válnak. Így ki lehet mutatni a részecskék pályáit, mert a töltött részecskék a haladásuk nyomában ionizálják a gázatomokat.

Az első ködkamrát *Charles Thomas Rees Wilson* (1869-1959), skót fizikus fejlesztette ki. *Wilson* (*Arthur Compton*nal megosztva) kapott fizikai Nobel-díjat 1927-ben a ködkamrával kapcsolatos munkájáért.

Patrick Maynard Stuart Blackett (Egyesült Királyság) továbbfejlesztette a Wilson-féle ködkamrát, majd az ezzel történő felfedezéseiért a magfizika és a kozmikus sugárzás terén 1948-ban szintén Nobel díjat kapott.



14. ábra: Wilson-féle (expanziós) ködkamra.

(Ezt az eszközt használta Szalay Sándor és Csikai Gyula a neutrínó kimutatására.

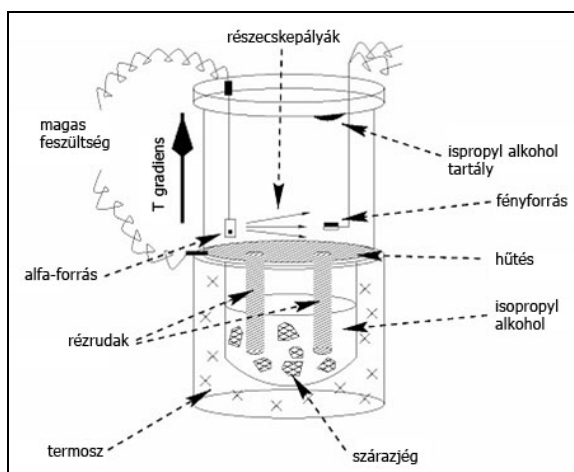
II.1.2.4 fejezet)

A ködkamra működéséhez szükséges túltelítettséget kétféle módon lehet létrehozni. *Wilson* eredeti berendezésében a szobahőmérsékleten telített állapotú víz+alkohol+levegő keverékét adiabatikus expanszióval hirtelen lehűtötték, ezáltal a keverék rövid időre (legfeljebb 0,1 s nagyságrendű ideig) túltelített állapotba került. A kamra azoknak a részecskék pályáját mutatta ki, amely az érzékeny időn haladt át rajta. A később, *Langsdorf* által 1939-ben, kifejlesztett diffúziós

ködkamrában a túltelítettséget folyamatosan fenntartott hőmérséklet-gradienssel hozzák létre. Az expanziós ködkamrában létrejövő térbeli nyomkialakulást villanófény segítségével fényképezték le. A diffúziós ködkamra (III.1 fejezet) folyamatos észlelést tesz lehetővé.

Az ötvenes évek végéig ködkamrákat magfizikai és részecskefizikai kutatásokra használtak, azonban az oktatásra továbbra is kitűnően használható.

Demonstrációs célokra a diffúziós ködkamra házilag is elkészíthető. Magyarországon először (1955-56 között) *Hrehuss Gyula* dolgozott ki egy egyszerű felépítésű, megbízható működésű diffúziós ködkamrát [Hr-56] [Hr-82], amely alkalmas volt a középiskolában történő felhasználásra. A készülék olcsó alkatrészekből, illetve anyagokból könnyen elkészíthető, a hűtésére szén-sav-hó vagy szárazjég használható. A későbbiek során többféle egyszerű szerkezetű diffúziós ködkamrát fejlesztettek ki oktatási célokra [Je-80] [Sa-02]. Egy ilyen eszköz vázlatos összeállítási rajza látható a 15. ábrán.



15. ábra: Szárazjég hűtésű diffúziós ködkamra [Sa-02].

II.2.5.2 Buborékkamra

A buborékkamrában a nyomok (a forráspont fölé) túlfűtött folyadékban alakulnak ki. A működési ciklus elindítása hasonlóan történik, mint a Wilson-féle ködkamránál, a nyomás hirtelen csökkentésével. A nagy nyomás alatt lévő túltelített folyadékban (pl. hidrogén) először ott indul meg a buborékképződés, ahol az expanziót megelőzően ionizáló részecske haladt át. A buborékképződést a „ δ -sugarak” által koncentráltan leadott hőenergia indítja be. A buborékkamrák előnye, hogy a gázoknál 100-1000-szer nagyobb sűrűségű folyadékokban a nagyenergiájú részecskék is jelentős energiavesztést szenvednek el, így a nyomok jól kiértékelhetők. A folyadék céltárgy és detektor is lehet. Hátrányuk, hogy igen terjedelmesek, drágák, bonyolult a készítésük és az üzemben tartásuk.

A buborékkamrákat elsősorban bonyolult, sokrészecskés, nagyenergiájú folyamatok, valamint ritka jelenségek (pl. neutrínó-kölcsönhatások) vizsgálatánál alkalmazták.

II.2.5.3 Magfizikai fotoemulzió

A radioaktivitás felfedezésében és a részecskefizika első évtizedeiben elsőrendű szerepe volt a magfizikai-fotoemulzióknak. Működési elve hasonló a fényérzékeny filmekéhez. Az emulziók rétegvastagsága 10-100 μm , speciális célokra alkalmaztak $\sim\text{dm}^3$ -es térfogatú tömböket. A részecskenyom mentén a szemcsesűrűség változását vizsgálva, a részecskék azonosítása is lehetséges. Hátránya, hogy az események kikeresése bonyolult és munkaigényes folyamat.

A buborékkamra és a szilárdtest-nyomdetektorok elterjedésével a magfizikai-fotoemulzió alkalmazási köre jelentősen leszűkült. Manapság csak azokban a kivételes esetekben alkalmazzák, amikor egyedülálló térbeli felbontóképessége, nagy anyagsűrűsége vagy kis mérete és egyszerűsége azt indokolttá teszik (pl. űrkutatás).

II.2.5.4 Szilárdtest-nyomdetektorok

Sok olyan szilárd anyag ismert (pl. üveg, műanyag, csillám), amelyben egyszerű eljárással töltött részecskéket detektálhatunk. Az elektromosan szigetelő szilárd anyag és az erősen ionizáló atomi részecskék kölcsönhatása következtében, a besugárzott detektorban fékeződő töltött részecskék pályája mentén, 5-10 nm átmérőjű látens nyomok (primer nyom, sugárrombolt csatorna) keletkeznek. Ezek megfelelő kémiai maratás hatására mikroszkóppal látható méretűvé (5-10 μm átmérőjű üregekké) nagyíthatók. Ezen detektorokat maratottnyom-detektoroknak (szilárdtest nyom-detektoroknak) nevezzük.

A nyomdetektoros mérés technika születését 1958-ra teszik, amikor *D. A. Young* felfedezte az első nyomokat LiF kristályban [Yo-58]. *E. C. H. Silk* és *R. S. Barnes* 1959-ben hasadványok látens nyomait figyelték meg transzmissziós elektronmikroszkóppal vékonyan hasított muszkovit csillámokban. Néhány évvel később (1962-63) *R. L. Fleischer*, *R. B. Price* és *R. M. Walker* felfedezték, hogy a részecske pályája mentén a sugárrombolás következtében kémiai reakcióképesebbnek mutató anyag maratás során eltávozik, így egy üreges csatorna (maratási nyom) jön létre, amely 10-100 μm méretű és optikai mikroszkóppal vizsgálható. Erre a folyamatra mondható, hogy kémiai maratással a primer nyomok "előhívhatók" és "fixálhatók". Ásványokra, üvegekre és műanyagokra alkalmazva a kémiai maratást és az optikai mikroszkóppal történő kiértékelést, ők indították útjára a nyomdetektoros technikát [Fl-75], amelyet az Apollo program inspirált.

Kezdetben a nyomdetektorok kiértékelése kizárólag a nyomsűrűség meghatározására irányult. Később felfedezték azt is, hogy ugyanazon anyagban a különböző energiájú részecskék nyomai különböző méretűek lesznek [So-66a] [So-66b]. Felmerült annak a lehetősége, hogy a nyomdetektorokkal is meg lehessen különböztetni a részecskéket. Ettől kezdve komoly kutatások indultak a nyomfejlődés folyamatának vizsgálatára.

1966-67-ben a debreceni fizikusok (*Csikai Gyula*, *Somogyi György*, *Várnagy Mihály*) is bekapcsolódtak a kutatásokba és világviszonylatban is jelentős eredményeket értek el.

II.2.5.5 Szikrakamra

A szikrakamra nemesgáz töltésű térfogatban egymást ~1 centiméterenként követő fémlamezek sorozatából áll, melyek felváltva + és – elektródák. Az elektródákat nagyfeszültségre kapcsolva, az áthaladó részecskék ionizációt keltenek, ami a nagy elektromos tér hatására szikrakisülést okoz. A lefényképezhető fényjelenség a pályát követi diszkrét lépcsőkben. A detektor érzékenységi ideje ~1 μ s, holtideje az ionok kivonása miatt ~1-10 ms.

Gyorsabb működés érhető el, ha csak fénykibocsátásra gerjesztjük a gázatomokat, és nem szikrakisülésre. Ez a (csilló) *kisülési kamra*. Az elektródák sokkal közelebb kerülhetnek egymáshoz, így a helyfeloldás javul. A holtidő kisebb lesz, de a fényerő is csökken.

III. KÍSÉRLETI ELRENDEZÉSEK ÉS MÓDSZEREK

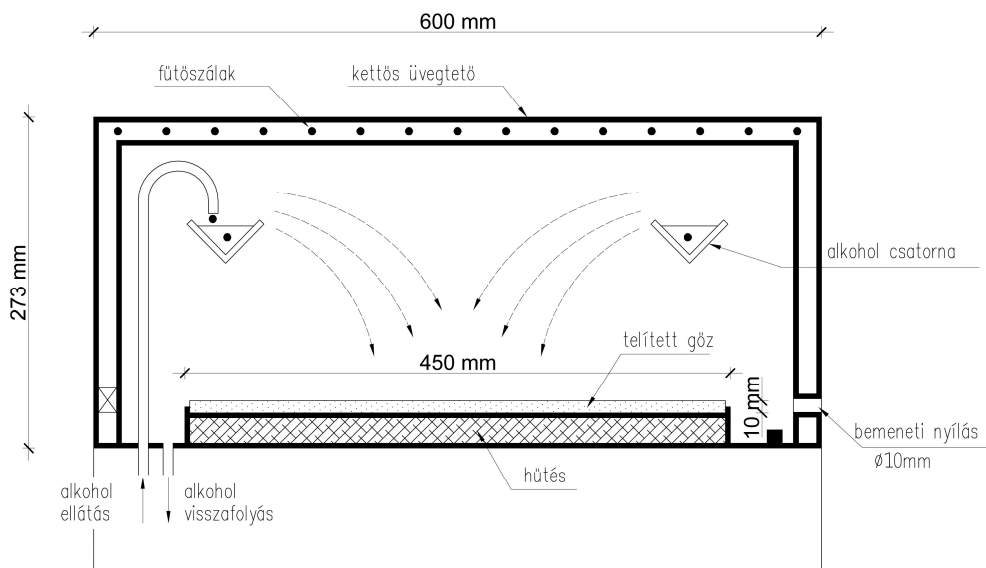
III.1 Diffúziós ködkamra

A radioaktivitás és az ennek kapcsán fellépő ionizáló sugárzások a természet részét képezik. Az élet kialakulását, az emberi egyedfejlődést végigkísérte a sugárzások jelenléte. Azt is mondhatjuk, hogy az ionizáló sugárzások az élet velejárói. Egyetlen érzékszervünkkel sem szerezhethetünk közvetlen benyomást róluk, viszont nagyon jól és pontosan mérhetők. A sugárzásokat érzékelő berendezéseknek számos típusa ismeretes. A ködkamra volt az első olyan eszköz, amellyel a részecskék pályáját vizuálisan ki lehetett mutatni.

A háttérsugárzás és a radioaktív sugárzások vizsgálatára a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizika Tanszékén található PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamrát használtam. Az eszközt a Göttingeni Egyetemen fejlesztették ki demonstrációs célokra. Magyarországon a Paksi Atomerőmű Tájékoztató és Látogató Központja, a budapesti Csodák Palotája és a Miskolci Egyetem Fizika Tanszéke rendelkezik még ilyen nagyfelületű, $45 \times 45 \text{ cm}^2$ -es detektorral, amely képes folyamatosan megjeleníteni a különféle sugárzások nyomait.



16. ábra: A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra.



17. ábra: A diffúziós ködkamra keresztmetszete és működési elve.

III.1.1 A diffúziós ködkamra felépítése, működése

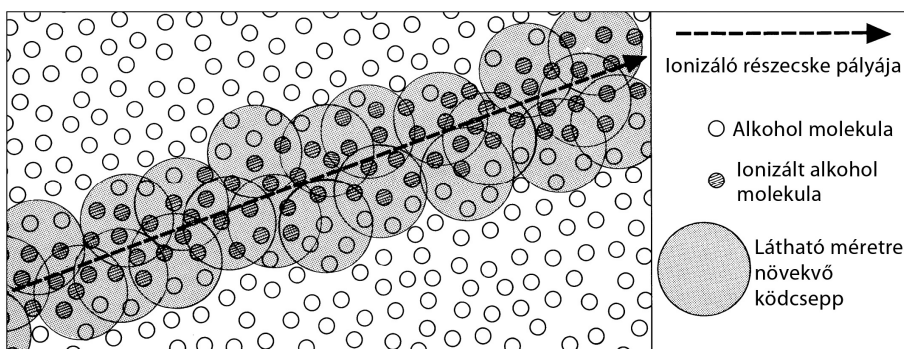
A ködkamra felépítését és működési elvét a 17. ábra szemlélteti. Alul egy fekete színű fémlemez található, melyet egy hűtőgép $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra hűt le. A felső rész kettős falú üvegdobozból áll a jó hőszigetelés miatt. Az üveglapok között fűtőszálak helyezkednek el, amelyek funkciója kettős: melegítik a ködkamra felső részét megakadályozva ott a lecsapódást, valamint nagyfeszültséggel elektromos mezőt hoznak létre az ionok kivonására. A belső üvegbúra oldala mentén helyezkedik el az elektromosan melegített alkohol csatorna, amelybe isopropyl-alkohol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$) csepeg folyamatosan. A fűtőszálak melegítő hatására az alkohol párologni kezd, majd szétterjed a felső (melegebb) rész felől az alsó (hidegebb) rész felé. Az alkoholgőz apró cseppek formájában lecsapódik, majd a cseppfolyós alkohol felett kialakul egy túltelített réteg, amely az érzékeny térfogatot alkotja. Az ezen áthaladó, elektromosan töltött részecskék hagynak nyomokat a ködkamrában. A túltelített réteg magasságát Th(B+C) alfa-forrás segítségével állapítottuk meg, ez a kísérletek szerint $\sim 1\text{ cm}$.

A ködkamra oldalán egy 10 mm átmérőjű nyílás található a források bevitelére. Ezt használtam a függőleges irányú hőmérséklet eloszlás meghatározására is, melyet egy vas-konstantán termoelempárral végeztem el. A mérési eredmények a ködkamra geometriai kialakítása miatt csak közelítő pontosságúak voltak. Ennek ellenére egyértelműen látszik, hogy nagy a hőmérsékleti-gradiens az alsó 2-3 cm-es magasságban.

III.1.1.1 Nyomkialakulás a diffúziós ködkamrában

A sugárzást kibocsátó részecskék nagyon kis méretűek, még a legjobb mikroszkóp alatt sem láthatók. Ha egy trillió (10^{12}) protont egymás mellé sorakoztatnánk, akkor is csak egy 2 mm hosszú vonalat kapnánk belőlük.

A diffúziós ködkamrában láthatóvá válik a részecskék pályája, információt szolgáltatva a típusáról és az energiájáról. A túltelített rétegben az alkoholgőz nyomása az adott hőmérsékletéhez tartozó telítési nyomás többszörösét is elérheti. Ha ebbe a térbe jutnak az ún. ködmagvak (a pályája mentén keltett ionok), a gőz ezekre apró cseppek alakjában lecsapódik, és így a részecske pályája láthatóvá válik (18. ábra). A látható méretre növekvő ködcseppek képződését a túltelítettségi fok határozza meg.



18. ábra: "Ködfonalak" kialakulása a ködkamrában.

A ködcseppek kialakulása a III-1 és a III-2 összefüggésekkel számolható ki [Bu-63]. Semleges részecske esetén az r sugarú ködcsepp kialakulásának feltétele:

$$S = \ln \frac{P_E(r, T)}{P_E(\infty, T)} \geq \frac{1}{r} \cdot \frac{M}{\rho \cdot RT} \cdot 2f. \quad (\text{III-1})$$

Töltött részecske esetén:

$$S = \ln \frac{P_E(r, T)}{P_E(\infty, T)} \geq \frac{1}{r} \cdot \frac{M}{\rho \cdot RT} \left[2f - \frac{e^2}{8\pi^3} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right], \quad (\text{III-2})$$

ahol, P_E : egyensúlyi gőznyomás, ρ : a közeg sűrűsége, T : hőmérséklet, R : gázállandó, ε : dielektrikus állandó, f : felületi feszültség.

A sugárzás „ködfonalszerű” nyomot hagy a ködkamrában. Ez hasonló ahhoz a jelenséghez, amikor egy repülő olyan nagy magasságban halad, hogy már nem látjuk, csak az általa húzott kondenzcsíkot vesszük észre.

III.1.1.2 A diffúziós ködkamra holtideje

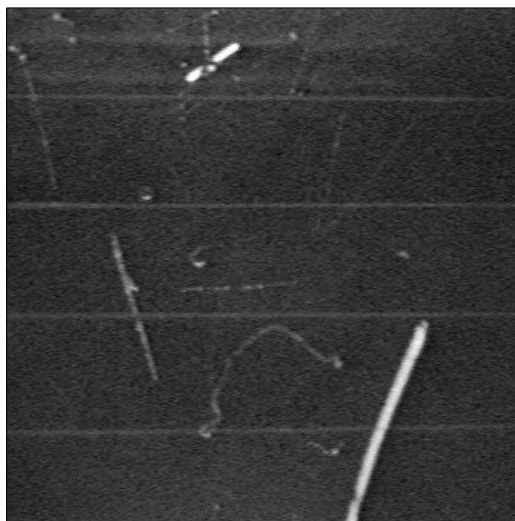
A diffúziós ködkamra holtideje abból származik, hogy az egyes nyomkialakulások után megszűnik a túltelítettség. Ekkor a nyom helyén látható lesz a ködkamra alján lévő fekete fémlemez. Ugyanazon a helyen akkor alakul ki

ismételten nyom, ha újra leszáll a köd, azaz ha ismét túltelítetté válik az adott rész.

Nagy intenzitású Th(B+C) sugárzásról készített video felvételeken megszámoltuk, hogy hány képen (frame-en) keresztül nem volt látható ugyanazon a helyen nyomkialakulás. A kapott képkocka számból és a video sebességéből meghatározható a holtidő, ami mérésünk szerint ~1 másodperc.

III.1.2 Háttérsugárzás nyomai a ködkamrában

A légkör felső határát érő kozmikus sugárzás 85,9 %-a protonokból, 12,7 %-a alfa-részecskékből és 1,4 %-a nehéz atommagokból áll. A primer sugárzás jelentős része a levegő felső 100 g/cm²-es rétegében lévő atommagokkal lép kölcsönhatásba töltött és semleges pionokat, nehéz mezonokat, barionokat és visszalökött magokat keltve. A semleges π -mezonok 8,4 $\cdot 10^{-17}$ s-os élettidejével két gamma-fotonná bomlanak. A $\pi^\pm$ -mezonok bomlása (2,6 $\cdot 10^{-8}$ s) során müonok ($\mu^\pm$) keletkeznek. A fotonok elektron-pozitron párokat, majd ezek újabb fotonokat keltenek, és az így létrejött lavina képezi a földfelszínen észlelhető sugárzás lágy komponensét [Ki-84] [Fé-05] [Já-54]. A tengerszint magasságában észlelhető sugárzás főleg a primer sugárzás által kiváltott másodlagos részecskékből áll. Ez a „lágy” komponens elektronokból, pozitronokból és gamma-fotonokból tevődik össze. A „kemény” komponens főként a 2,2 $\cdot 10^{-6}$ s élettartamú müonok (27. ábra) alkotják, kisebb mértékben pionok és nukleonok [Já-54]. A diffúziós ködkamrában láthatóvá válik a részecskék hatalmas sokasága. Mialatt ezt a pár soros szöveget elolvassuk, testünkön több tízezer töltéssel rendelkező részecske, és hárommilliónál is több neutrínó halad át.



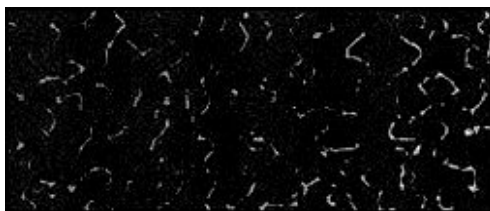
19. ábra: Háttérsugárzás nyomai a ködkamrában.

A részecskék hatótávolságuk illetve fékezőképességük alapján különböztethetők meg. A háttérsugárzásban megjelenő rövid, egyenes, vastagabb nyomvonalak a ²²²Rn és bomlástermékei alfa-részecskéinek pályáját mutatják. A

nyomok térben és időben statisztikailag oszlanak el, ezért nem lehet előre megmondani, hogy hol és mikor fog megjelenni a következő nyom. Az alfa-részecskék úthossza levegőben 3-5 cm és ez alkoholgőzben sem hosszabb.

A ^{220}Rn a ködkamrában jellegzetes V alakú nyomokat mutat, amelynek oka, hogy a toron (felezési ideje 54 s) elbomlik Po^{216} (0,16 s) és Pb^{212} -ra. Ez a két egymást követő alfa-bomlás felelős a V alakért. Mivel a két bomlás nincs összefüggésben egymással, nincs határozott kapcsolat a szétrepülő alfa-részecskék között.

Az elektronoknak kicsi a fajlagos ionizációja. Ezért a vékony, hosszú röppályák gyors elektronokra utalnak. A lassú elektronoknak kisebb az energiájuk, pályájuk rövidebb és zezugos az ütközések és az irányváltoztatások miatt (20. ábra) [PHYWE]. Az elektronok a kamra térfogatában végbemenő negatív béta-bomlásból származnak (radon és leányelemei) vagy kívülről bevitt forrásból.



20. ábra: Kis energiájú elektronok nyomai.

A müonok az elektronokhoz képest valamivel vastagabb, hosszú egyenes nyomot hagynak (27. ábra) és pályájuk a kamrán kívül is folytatódik.

A fotonok úgy hozhatnak létre nyomokat, hogy pl. „kiütnek” egy elektront az atomból fotoeffektus vagy a Compton-szórás révén [Fé-05]. Ezek ismét zezugos nyomot hagynak a korábban említettek folytán. A gamma-sugárzás a diffúziós ködkamra 1-2 mm-es fémdobozán illetve az 1cm-es üvegen áthaladva alig gyengül, viszont a béta- és alfa-részecskék elnyelődnek benne, így a fotonok könnyen azonosíthatók.

A megfigyelhető nyomkialakulásokról különböző kamerák (analóg-, digitális, webkamera) segítségével felvételeket készítettem. A képekből és a videofelvételekből adatbázist hoztam létre.

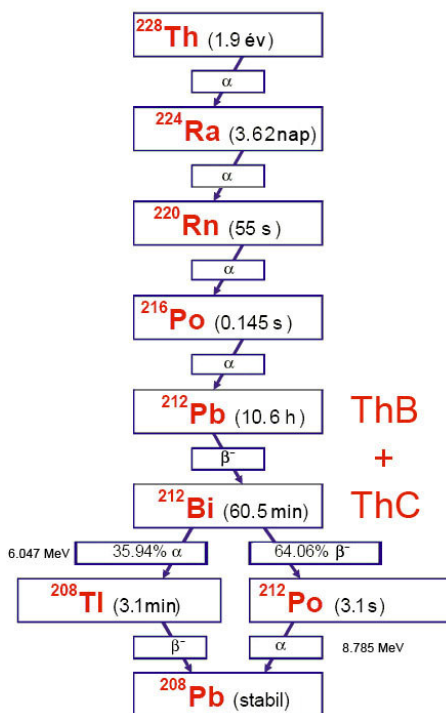
III.1.3 Mesterséges radioaktív források nyomai a ködkamrában

A diffúziós ködkamra oldalán lévő nyíláson keresztül, egy pálca segítségével, különféle forrásokat (6. táblázat) jutattam be az érzékeny térfogatba és a kialakuló folyamatokat az előzőek szerint rögzítettem.

6. táblázat: Alkalmazott források és jellemzőik.

Források	Felezési idő	Energia (keV)	Elágazási arány
Alfa-források			
$Th(B+C)$	10,6 óra	6 050; 8 785	0,3594; 0,6406
^{235}U	$7,038 \times 10^8$ év	4 366; 4 398; ...	0,11; 0,55; ...
^{232}Th	$1,405 \times 10^{10}$ év	3 953; 4 010	0,23; 0,77
^{238}U	$4,468 \times 10^9$ év	4 147; 4 196	0,23; 0,77
^{222}Rn	3,8 nap	4 986; 5 490	0,0008; 0,9992
^{241}Am	432,2 év	5 443; 5 486	0,128; 0,852
Béta-forrás			
$^{90}Sr/Y$	28,6 év / 64,1 óra	546 / 2 284	1,00 / 0,9999
Neutron-forrás			
$^{239}PuBe$	24 131 év	$\langle E_n \rangle \sim 5\,500$	

Az alfa-részecskék nyomai láthatók a legjobban a ködkamrában. Ezért a mérésekhez leggyakrabban a $Th(B+C)$ forrást használtam, amely a ^{228}Th -ből készült preparátum. Az elektromos térrel egy fényes csavarfelületre az emanációból kigyűjtött ThB , azaz a ^{212}Pb sugárforrás önabszorpció mentes, belőle monoenergiás alfa-részecskék lépnek ki 6,050 és 8,785 MeV energiával a 10,6 h felezési idejű ^{212}Pb bomlását követően. A bomlási sort a 21. ábra mutatja.



21. ábra: $Th(B+C)$ bomlási ábrája.

III.1.4 Töltött részecskék fékeződése

A részecskék a pályájuk mentén pozitív-negatív töltéshordozókból álló felhőt keltenek, miközben energiájuk csökken. Ez a folyamat az ionizáció. R hosszúságú út megtétele után a részecskék energiája 0 lesz, ezt nevezzük hatótávolságnak. Az ütközések miatt a részecskék zezugos, L hosszúságú pályát futottak be: $L \geq R$. A hatótávolság L -nek a kezdeti impulzus irányára vett vetülete.

A részecske termalizálódik a közeggel, elektront vesz fel és semlegesítődik. Menet közben is változhat az ion töltése: útja során a közegből elektront vehet fel, adhat le, ami kialakít egy „effektív” töltést. Az ingadozási jelenségek miatt a hatótávolságnak szórása van (*straggling*).

A részecskéket hatótávolságuk illetve fékezőképességük alapján meg lehet különböztetni, a fékező anyagra hasonlóképpen lehet következtetni.

Nehéz töltött részecskék ΔE ionizációs energiavesztesége a Δx úton a *Bethe* és *Bloch* által levezetett képlettel számítható ki (pl. MeV/cm-ben):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi}{m_e} \cdot \frac{(z_i \cdot e)^2 \cdot e^2}{v_{ion}^2} \cdot N \cdot Z \left\{ \ln \frac{2m_e \cdot v_{ion}^2 \cdot W_{max}}{I^2 (1 - \beta)^2} - 2\beta^2 - \delta - v \right\}, \quad (III-3)$$

ahol, m_e : az elektron tömege,

z_i : az ion töltése ($z_e=1$ elektron töltése),

v_{ion} : az ion sebessége,

W_{max} : az iontól az elektronnak egy ütközésben maximálisan átadható energia,

$$\frac{2m \cdot c^2 \cdot \beta^2}{1 - \beta^2},$$

I : a közeg átlagos ionizációs energiája, $9,1 \cdot Z(1 + 1,9 \cdot Z^{-2/3}) eV$

$\beta = v/c$ az ion sebessége,

δ : a polarizáció miatti sűrűségkorrekció ($\sim N \cdot Z$),

v : a héjkorrekció (ha a K, L ionizációs energia alá esik a részecske energiája: nem tud ionizálni),

N : a közeg sűrűsége, ($\sim \rho$: $\rho = N \cdot A$, $N \cdot Z = \rho Z A^{-1} \sim 2^{-1} \rho$)

Z : a közeg rendszáma.

A pálya menti ionizációt a Bragg-görbe írja le, amely az egységnyi úthosszon keltett ionpárok számát mutatja a hatótávolság függvényében. A III-3 képlet ugyanezt fejezi ki az egységnyi úton leadott energiával a részecske energiájától függően. Ez a két görbe tükröképe egymásnak a vízszintes tengelyt tekintve.

A töltött részecskék energiaveszteségének további formái a sugárzásos kölcsönhatások. A mag Coulomb-terében fellépő fékeződés miatti energiaveszteség a fékezési sugárzás (*Bremsstrahlung*). A dielektrikumon a benne érvényes fénysebességnél nagyobb sebességgel áthaladó töltött részecske által kibocsátott elektromágneses hullám a Cserenkov-sugárzás. Különböző dielektromos-állandóval rendelkező térrészekben áthaladva a töltés és az anyag kölcsönhatása átmeneti sugárzást kelt. Ezek a folyamatok könnyű töltött részecskék esetében valósulnak meg. A ködkamrában elsődlegesen az ionizációs kölcsönhatások nyomait látjuk.

A Bragg-görbének, illetve a III-3 képletnek megfelelően az energiavesztés csökkenő sebesség esetén növekszik, a pálya végén pedig megnő az ionizáló képesség, majd a hatótávolságnál megszűnik. (Minél lassabb a részecske, annál nagyobb az ionizáció.) Ez látható a diffúziós ködkamrában, amikor a részecskenyom a pálya végén kiszélesedik (22. ábra). Ennek megjelenéséből a részecske haladási irányára is lehet következtetni.



22. ábra: A pályája végén kiszélesedő alfa-részecskenyom.

III.1.5 Nyomok kiértékelése

Az általam használt diffúziós ködkamrában síkbeli pálya figyelhető meg, ellentétben a Wilson-féle ködkamrával, ahol látható volt a részecskék térbeli pályája is.

A ködkamrában megjelenő háttérsugárzás és radioaktív sugárzások nyomait különféle kamerák (analóg, digitális, web) segítségével rögzítettem. A felvételek kiértékelését *VisualBasic* fejlesztői környezetben létrehozott képkértékelő-program segítségével végeztem el.

A felvételeken a részecskenyomok hosszúsága, vastagsága, láthatósága mérhető. Ezek alapján lehet a részecskék között különbséget tenni. A nyomvonalak hosszúsága függ a részecskék energiájától és irányától. A vastagságából (a ködfonal eltűnésének idejéből) a részecskék ionizációs képességére lehet következtetni. Amikor pl. a részecskék függőlegesen hatolnak a túltelített alkohol rétegbe, akkor csak egy pontot látunk. A ferdén érkező részecskék pályájának csak a vetülete látható. Maximális hosszúságú nyomokat a ködkamra síkjával párhuzamosan érkező részecskék hagynak. Szabad szemmel történő megfigyelés alapján nehéz eldönteni, hogy miért rövidebb az adott nyom: kisebb energiájú részecske az érzékeny térfogatban ment végig, vagy egy nagyenergiájú haladt át ferde vonalban. A Bragg-görbének megfelelően kiszélesedő nyom segít ennek eldöntésében.

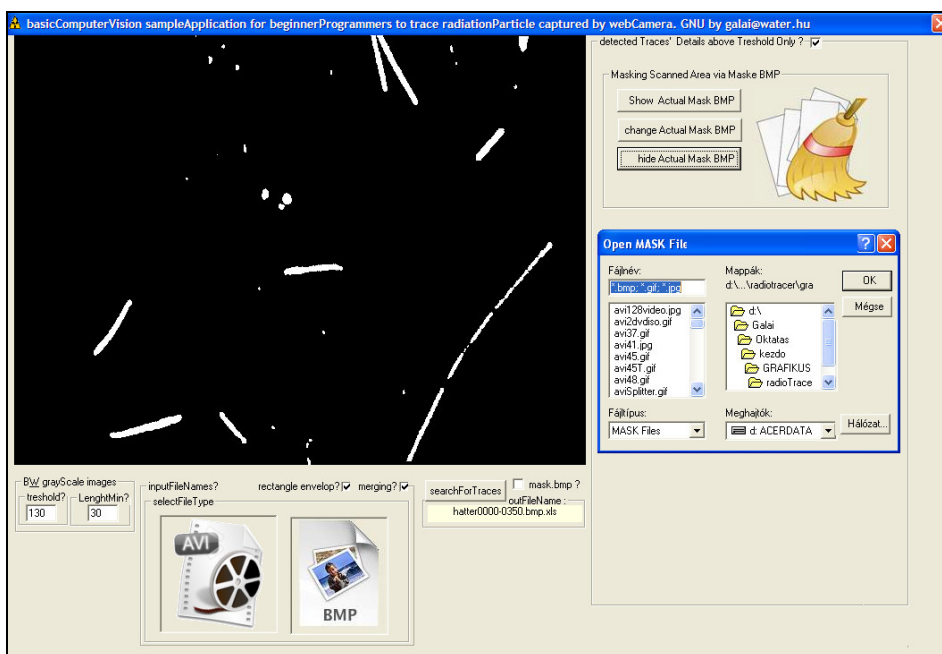
A hosszúság méréséből a részecskék energiája meghatározható. Energia-eloszlás, hatótávolság-energia függés számolható az adatokból (IV.1.1 fejezet).

III.1.5.1 Képfeldolgozás

A (mozgó)képfeldolgozás a kiértékelendő vizuális információ változatosságától, időbeni változékonyságától, és a kiértékelési céltól is függően

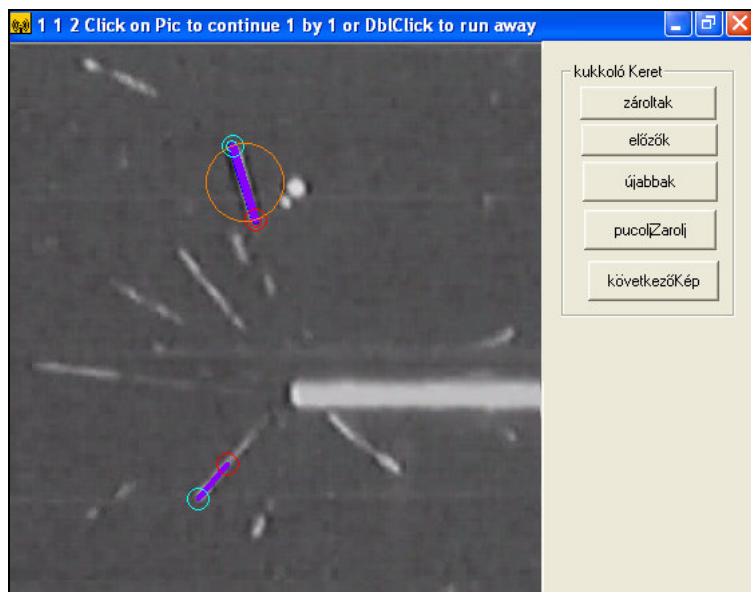
rendkívül összetett. Számszerű modellbe, formulákba nehezen kényszeríthető volta miatt szinte lehetetlen egységes feldolgozási elveket követni. A „computeres látás”, a mesterséges intelligencia az informatika tudományának egyik legerőteljesebben fejlődő és legjobban finanszírozott területe. A jelfogó-, rögzítő- és feldolgozó-, valamint a korábban elképzelhetetlen bőséggel keletkező nagymennyiségű adatok tárolására szolgáló berendezések és metódusok elterjedését a kiértékelő alkalmazások csak nagy lassúsággal követik. Ennek oka a rendkívül sokrétű kiértékelési célhoz fejlesztendő alkalmazások hiánya, valamint a kiértékelésben alkalmazott módszerek bonyolultsága.

Szerencsére a feldolgozandó mozgókép anyaga sok, a feldolgozást egyszerűsítő tulajdonsággal bír, ami a képfeldolgozást megkönnyíti.



23. ábra: Képfeldolgozó program kezelőfelülete.

Az általam készített program működése azon alapul, hogy a ködkamrában fehér (szürkés) színű nyomok láthatók fekete háttéren. A tömörített „avi” vagy „bmp” formátumban készített felvételeken a pixelek színe alapján megkeressük a részecskenyomokat, megállapítjuk a nyom kezdő és végkoordinátáját, amelyből a hosszúság számolható. A keresés során, az RGB (RedGreenBlue) 24 bites, alapszínenként egy bájtos színfelbontású képek pixeleit az alapszínek 0-tól 255-ig terjedő fényerejének átlagolásával szürkeskálásra konvertáltuk, majd változtatható küszöb szerint választottuk szét a fekete háttér előtti fehér fénypontokra. A részecskenyomot alkotó pixelek száma megadja az adott nyom területét, a terület és a hosszúság hányadosa pedig a részecskenyom szélességét.



24. ábra: Maximális hossz kiválasztása több képen látható részecskenyomok adatai közti párosításával.

A vizsgálni kívánt részecskenyomok minimális hosszúsága és halványsága állítható, így a méret és fényerőküszöb változtatásával a vizsgálat érzékenysége szabályozható. A kapott adatok (részecskenyom kezdő- és végkoordinátája, hosszúsága, területe, vastagsága) Excel táblázatba kerülnek.

Mivel egy-egy részecskenyom több képen keresztül is látható, ezért a kiértékelés következő lépésében megkerestem az adott nyomvonal egymás utáni képei közül a legnagyobb hosszúságút és ennek jellemzőit külön mentettem el. Problémát okoz, hogy a képeken egyidejűleg több nyom is található. A több képen látható részecskenyomok adatai közti párosítást az alapján végeztem, hogy az egymást követő pillanatfelvételek befoglaló téglalapjai egymásba ágyazottak, és kis eltéréssel közös az átlójuk is.

A nagy nyomsűrűség miatt sok esetben e nyomok kiértékelése egyesével nehezen végezhető el, ezért ilyen esetben a részecskenyomok területének az idő függvényében való változását vizsgáltam. A képfeldolgozó programot úgy fejlesztettem tovább, hogy a vizsgálni kívánt részt ki kell jelölni az adott felvételen (25. ábra), és ezt követően kerül előállításra az egy kijelölt képernyőrészen belül található részecskenyomok területösszegének táblázata.



25. ábra: A kijelölt részen belül található részecskenyomok területének számítása.

III.1.5.2 Lince program

A felvételek kiértékelése során a szabad felhasználású Lince (*Linear Intercept*) szoftvert [Lu-99] is alkalmaztam a részecskék nyomhosszúságának meghatározására, valamint a kalibrációra. (Ez a saját fejlesztésű program ellenőrzésére is szolgált.)

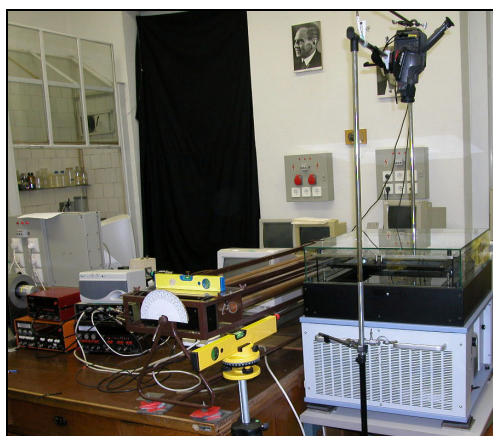
III.1.6 Diffúziós ködkamrával végezhető kísérletek

A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamrát demonstrációra fejlesztették ki. Céлом, hogy a látványos nyomkialakulások bemutatásán kívül méréseket is lehessen végezni ezzel az eszközzel.

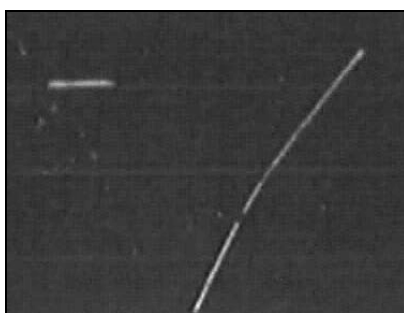
III.1.6.1 Müionok azonosítása

A ködkamrában megjelenő müionok azonosítására egy 890 mm hosszú, 40 mm átmérőjű GM csövekből összeállított teleszkópot alkalmaztam, amit az érzékeny térfogattal párhuzamosan helyeztünk el. A GM csövek a nagyfeszültséget egy közös tápegységből kapják. Mindkét detektorhoz erősítő csatlakozik, jeleiket egy ún. koincidencia kör bemenetére kapcsoltuk. A koincidencia kör olyan elektronikus berendezés, amelynek ha a bemenetére ΔT időn belül impulzusokat adunk, akkor a kimenetén egy számlálásra alkalmas ún. TTL jel jelenik meg (ezek a jelek általában pozitív, vagy negatív, néhány μs szélességű négyszögjelek). A ΔT időintervallumot a koincidencia kör idő feloldásának nevezzük ($\Delta T \leq 10^{-6} s$). A koincidencia eseményeknél az elektronika hangjelzést adott (számukat impulzusszámlálóval mértük). A koincidencia kör

csak akkor ad jelet a kimenetén, ha az 1-es és a 2-es detektor ΔT időintervallumon belül jelez. Ez akkor következik be, ha a müon mindkét detektoron áthalad és kölcsönhatásba kerül mindkettő anyagával. A ködkamra fölött videokamerát helyeztem el, a képeket folyamatosan rögzítettem és egy monitoron keresztül figyeltem a koincidenciákkal (illetve hangjelzésükkel) egy időben megjelenő nyomokat, amelyek így a detektorok és a ködkamra által meghatározott vízszintes síkban érkező müonoktól származnak. A mérések során nem minden esetben lehetett egyértelműen megállapítani, hogy a koincidenciával egy időben megjelenő nyom a müontól ered-e. Ennek oka többek között a nagyon kevés eseményszám, hiszen a vízszintes síkban a levegőréteg nagyobb vastagsága miatt kevés müon várható. További nehézséget jelentett a detektorok eltérő hatásfoka. A ködkamra érzékeny térfogata ~2 liter, a GM-csőké 0,4 liter, így a teleszkóp kisebb érzékenysége is oka a bizonytalan eredményeknek. Az általam használt kísérleti elrendezést a 26. ábra mutatja.



26. ábra: Mérési összeállítás a müonok megfigyelésére.



27. ábra: A ködkamrában megjelenő müon.

III.1.6.2 Mágneses eltérítés a ködkamrában

A töltött részecske-spektrometria alapelvét jól lehet szemléltetni ködkamra segítségével. A nehézségek geometriai okokból adódnak: a szokásos szolenoid tekercs nem alkalmazható a ködkamra felépítése miatt. Ezért csak ritkaföldfém

mágneset használtam, melynek adatai: mérete $1,2 \times 5,0 \times 0,45 \text{ cm}^3$, a mágneses indukció maximális értéke a felületen, közepén $2,4 \text{ kG}$. A mágnes felülete nem nagy, ezért az eltérítés mértéke is korlátozott: amíg a térben halad a részecske, addig körpálya az útja, majd ennek érintője mentén halad tovább egyenes pályán.

A mágneses eltérítés az alábbi összefüggések segítségével számolható:

Relativisztikus képlet (főként az elektronoknál szükséges):

$$E = m_0 c^2 \left[\sqrt{\left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 \cdot B^2 \cdot r^2 + 1} - 1 \right]. \quad (\text{III-4})$$

Nem relativisztikus képlet:

$$e \cdot v \cdot B = \frac{m_0 \cdot v^2}{r} \rightarrow E = \frac{e^2 \cdot B^2 \cdot r^2}{2 \cdot m_0}, \quad (\text{III-5})$$

ahol, $m_0 c^2$: az elektron nyugalmi energiája, e : az elemi töltés, B : a mágneses indukció nagysága, r : a körpálya sugara.

7. táblázat: 2000 gauss (0,2 T) indukciójú mágnes tér alkalmazásakor, 1,5 cm nagyságú eltérítési sugár létrehozásához, milyen energiájú töltött részecskékre van szükség.

Részecske	E (keV), Számítási mód	
	III-4 képlet	II-5 képlet
elektron	523,42	790
proton	0,43	0,43
alfa-részecske	0,108	0,43

III.1.6.3 Radon (^{222}Rn) a ködkamrában

Nagy radon-koncentrációjú levegőt juttatva a ködkamrába jól megfigyelhetők az alfa-részecskék nyomai. (A radon 180 kBq aktivitású ^{226}Ra forrásból származott, amelynek a radonkibocsátása kb. 50 %-os. A forrás egy 140 literes hordóban volt, ebből egy pumpa segítségével gyűjtöttem össze a nagy radon-koncentrációjú levegőt.)

Minden alfa-részecskének azonos energiája van, ezért ugyanolyan hosszúságú nyomokat kellene létrehozniuk, de rövidebb és hosszabb nyomok is megfigyelhetők. Ennek az az oka, hogy az alfa-részecskék változó irányokban repülnek keresztül a ködkamra érzékeny térfogatán.



28. ábra: Radongáz bomlásának nyomai.

Egy helyiség levegőjének radontartalmát a leányelemeik detektálásával lehet egyszerűen bemutatni. A radon leányelemeinek összegyűjtésére a legjobb módszer a porszívózás. Szűrőpapírt összehajtogattam, majd a porszívó végéhez erősítve kb. 1 órán keresztül levegőt szívtam át rajta. Ennek során a levegőben lévő aeroszolok fennakadtak a papíron, amelyekre a radon leányelemek kiülnek.

A porszívóval készített, rövid felezési idejű forrást egy pálca segítségével juttattam be a diffúziós ködkamrába, a kilépő alfa-részecskék pályája látható a 29. ábrán. A jelenség a radon leányelemek kigyűjtését demonstrálja. Az exponenciális bomlástörvényt ki lehet mérni és a felezési időt (a IV.1.2 fejezetben leírtak szerint) meg lehet határozni. A leányelemek aktivitása kb. fél órás átlagos felezési idővel csökken.



29. ábra: Radon leányelemek bomlásának nyomai.

III.1.6.4 Magreakciók kimutatása

Th(B+C) forrás alfa-részecskéivel lehetséges nukleáris folyamatok kimutatása. Neutronok rugalmas szóródása protonon (n-p folyamat) ugyancsak

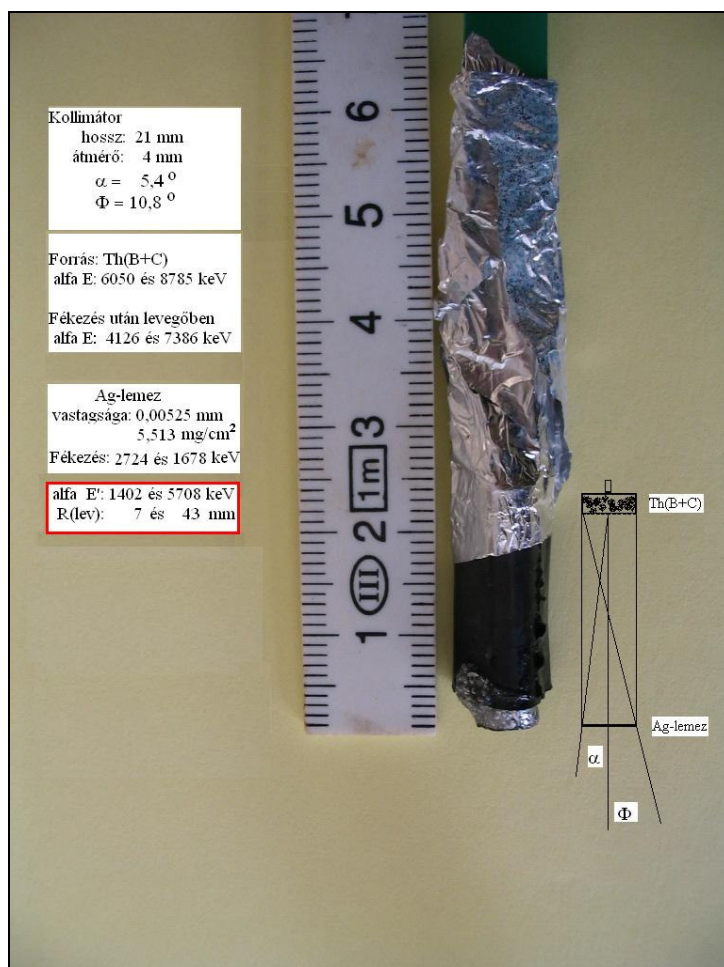
szemléltethető a diffúziós ködkamrával. Ezek tudománytörténeti jelentőségű kísérletek egy ugyanilyen eszköz felhasználásával.

2011 az „Atommag éve” a Rutherford-szórás 100. évfordulójának tiszteletére. Ez a kísérlet bizonyította be az atommag létét, amivel egy teljesen új időszak kezdődött a tudományban. Fontosnak tartottam ennek demonstrálását ködkamra segítségével.

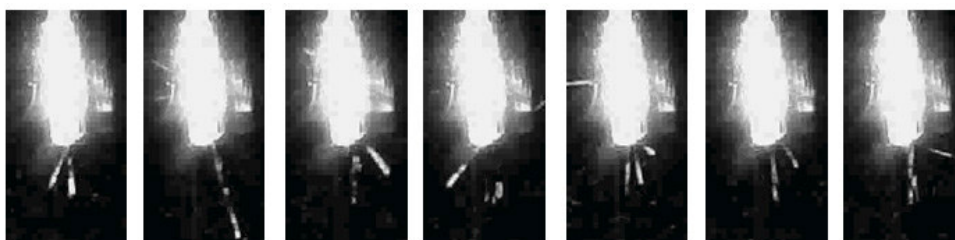
A Rutherford-szórás elrendezése a 30. ábrán látható. A kísérlet nehézségei ködkamrában a következők. Az alfa-nyalábot kollimálni kell az eltérülés kimutathatósága érdekében. A levegőben és a szóró fóliában való fékeződés miatt az eredeti energiák és hatótávolságok jelentősen lecsökkennek. (Ezüst fóliát használtam, mert ez könnyebben kezelhető a ködkamrában.) Az összeállítási ábrarészen ezek az adatok fel vannak tüntetve a geometriával együtt. Természetesen ilyenkor 90° -nál nagyobb szögek nem tanulmányozhatók, pedig az atommag létét a nagyszögű szórás mutatná meg. Demonstrációként azonban így is fontos, hogy egyértelműen látható a jelentős eltérülés, amely bizonyítja a szórási folyamat bekövetkezését (31. ábra). A Rutherford-szórás (III-6) képlete a szögeloszlás $d\sigma/d\Omega$ differenciális hatás-keresztmetszetére:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0)^{-2} (Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2)^2 \cdot (2 \cdot M_1 \cdot v^2)^{-2} \sin^{-4}\left(\frac{\Theta}{2}\right), \quad (\text{III-6})$$

ahol, Z_1 , Z_2 : a bombázó részecske illetve a szóró mag rendszáma; M_1 és v a lövedék tömege, sebessége; Θ a szórási szög; ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója.



30. ábra: Rutherford-szórás elrendezése.



31. ábra: Rutherford-szórás ezüst fólián diffúziós ködkamrában Th(B+C) kollimált alfa-részecskéivel.

Nagy intenzitású Th(B+C) forrást alkalmazva az alfa-részecskék egy kör alakú (korona szerű) nyomkialakulást hoznak létre. Néha megfigyelhető egy hosszabb, vékonyabb nyom megjelenése, amely a ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} = {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{p}$

magreakcióból származó protontól ered a 32. ábrán látható módon. (A reakcióenergia $Q=-2485$ keV, $E_{\text{küszöb}}=3251$ keV.). A visszalökött ^{17}O nagyon rövid pályája nem vehető észre a felvételen a nagy alfa-háttér miatt. (A forrás nagy intenzitására a ritka folyamat miatt volt szükség. Béta-részecskék és fotonok által meglökött elektronok nyomai is láthatók a háttérben.) A keletkezett proton pályájának hosszúságát nehéz megállapítani, mert a kezdőpont a nagy háttér miatt nem jelölhető ki.

Ezt a folyamatot figyelte meg *Rutherford* is 1919-ben, amikor az első mesterséges magátalakítást elvégezte. Nitrogéngázt alfa-sugárzásnak vetett alá és a keletkező új atommagok pályáját szintén ködkamra felvételek alapján azonosította.



32. ábra: $^{14}\text{N}(\alpha,p)^{17}\text{O}$ magreakció $\text{Th}(\text{B}+\text{C})$ alfa-részecskéivel

A neutronok közvetlenül nem láthatók a ködkamrában, csak keltett töltött részecskék vagy gamma-sugárzás révén.

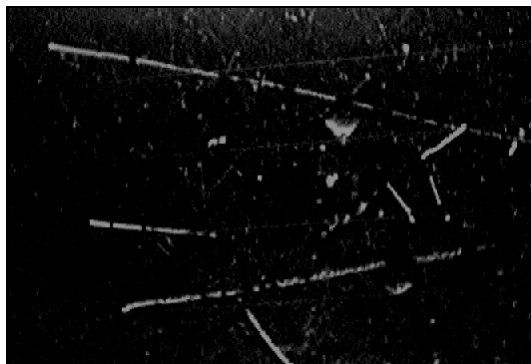
Kisfeszültségű gyorsítóval $^2\text{H}+^3\text{H}$ vagy $^2\text{H}+^2\text{H}$ folyamatban előállított monoenergetikus neutronok nyomait nem tudtuk megfigyelni a ködkamrában. Ennek oka, hogy az általunk használt neutrongenerátorral nem lehetett stabilan kis neutronfluxust előállítani, így a ködkamra holtideje miatt nem alakultak ki látható részecskenyomok. Ezért a kísérleteinkhez a nem monoenergetikus $^{239}\text{PuBe}$ -forrást használtam.

A PuBe -forrás neutronjainak rugalmas szóródása megfigyelhető volt a kamra töltőgázának hidrogén atommagjain. A meglökött protonok nyomairól felvételeket készítettem, amelyek közül egy a 33. ábrán látható. A proton energiája (E_p) a neutron energiával (E_n) a kinematika szerint az alábbi kapcsolatban van:

$$E_p = E_n \cdot \cos^2 \theta, \quad (\text{III-7})$$

θ : a neutron és a meglökött proton között bezárt szög.

A 33. ábrán a forrás a kép jobb oldalán helyezkedik el. A protonok iránya megállapítható a nyom végének kiszélesedéséből.



33. ábra: ^{239}Pu forrás neutronjai által meglökött protonok hosszú, egyenes nyomai a ködkamrában.

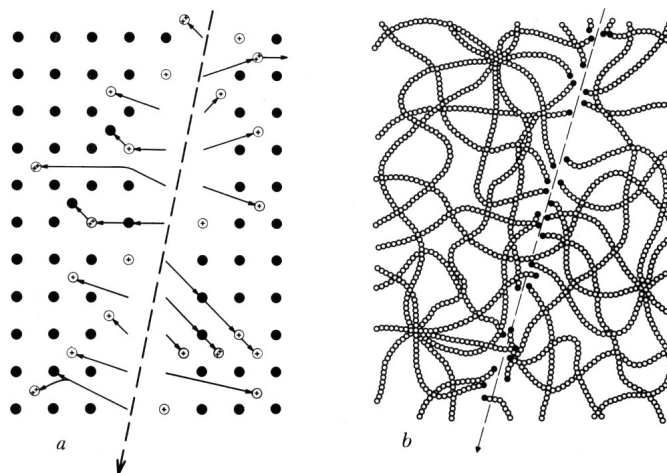
Más neutron indukált folyamatok kimutatása azért nehéz, mert a PuBe forrástól különböző folyamatok révén eredő részecskék jelentős háttérrel okoznak.

III.2 Szilárdtest nyomdetektorok

III.2.1 Nyomkialakulás

Töltött részecskék elektromosan szigetelő szilárd anyagon történő áthaladás során energiájuk döntő részét az anyag atomjainak ionizálása és gerjesztése következtében veszítik el és így pl. a nyomdetektor anyag szerkezetében lokális, mikroszkopikus változásokat hoznak létre. A detektornak használható anyagok eltérő fizikai és kémiai tulajdonságai miatt a nyomkialakulás mechanizmusára nincs egységes elmélet. Ásványokra és üvegekre legáltalánosabban elfogadott az ionrobbanásos elmélet (*ion explosion spike model*). Eszerint a töltött részecske pályája mentén ionizálja a szilárd anyag atomjait. Az így keletkező elektrosztatikusan instabil ioncsatorna szétrobban, melynek következtében nagyszámú intersticiális hibahely és vakancia marad hátra. Ennek feltétele azonban, hogy az erősen lokalizált tértöltés ne csökkenjen le gyorsan és hogy a fellépő elektrosztatikus erők elég nagyok legyenek az atomok elmozdításához. A fentiek alapján érthető miért nem keletkeznek nyomok fémekben. Ezt a modellt szemlélteti a 34.(a) ábra.

Míg az ásványok (csillám), üvegek csak a nehéz töltött részeket (hasadási termékek, gyorsítókból nyerhető nagy energiájú nehéz ionok, pl. 600 MeV-es ^{56}Fe) tudják detektálni, addig a legérzékenyebb nyomdetektor anyagok, a polimer szerkezetű műanyagok, a könnyű atomi részecskéket, így az alfa-sugárzást is. Ezekben az anyagokban a nyomképződés magyarázata a következő. A beeső töltött részecske pályája mentén a hosszú polimer láncokban a kémiai kötések felszakadnak és nagyobb reakcióképességű szabad gyökök keletkeznek. Ezen szabad végek oxidálódnak, s a megrövidült láncok, lánc töredékek oldódási sebessége nagyobb, mint a károsodást nem szenvedett polimeré. Ezt a modellt szemlélteti a 34.(b) ábra.



34. ábra: (a) ionrobbanásos modell kristályokban, (b) nyomkeletkezési modell műanyagokban [Fl-98].

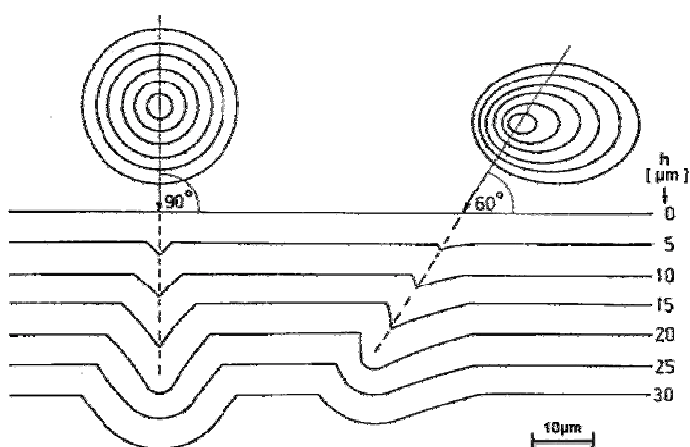
A részecske a detektor anyagában haladva, a kölcsönhatások miatt folyamatosan veszít energiájából. Azt a fizikai mennyiséget, amely megadja a részecske energiavesztését az anyagban fékező képességnek (*stopping power*-nek) nevezzük: $-dE/dx$ (III-3 képlet). Ennek fogalmát *Bohr* vezette be 1913-ban.

III.2.2 Nyomdetektálás elvi alapjai

Nyomfeltáráson a pályamenti sugárrombolt tartomány olyan megváltoztatását értjük, amely a primer, látens nyomot felerősíti és stabilizálja, így jól megfigyelhető képződménnyé, szekunder nyommá alakítja. Erre többféle eljárás is létezik (pl. nyomdekorációs technika, elektrokémiai maratás), de a gyakorlati alkalmazások több mint 90 %-ában a kémiai maratás bizonyult a legcélravezetőbbnek. Az eljárás során elsősorban a sugárrombolt tartománnyal lép reakcióba a kémiai reagens, s az így gyorsan kialakuló nyommenti csatorna méreteit aztán az alapanyag kisebb maratási sebességével folyamatosan növeli. A besugárzás alkalmával kialakult látens nyomot a kémiai maratás következtében 5-10 μm átmérőjű üreggé növeljük. A nyomüreg kialakulásának feltétele, hogy a primer sugárrombolt tartomány mentén a maratási sebesség (v_T) nagyobb legyen, mint a detektoranyag ún. felületi maratási sebessége (v_B). A két sebesség különbségének a felületi maratási sebességre normált értéke adja meg az adott detektor $S = (v_T - v_B) / v_B = v - 1$ érzékenységét. Minél nagyobb tehát a nyommenti maratási sebesség a felületi maratási sebességhez képest, annál érzékenyebb a detektor. A detektor érzékenysége a részecskék energiájának növekedésével csökken azzal összefüggésben, ahogy a mozgó részecskének a detektoranyag részére való lineáris energia átadása (LET, *linear energy transfer*) is csökken.

A szilárdtest nyomdetektorok felületi detektorok, ami azt jelenti, hogy – bár primer nyomok az egész detektor térfogatában jelen lehetnek pl.

neutronokkal történt besugárzás esetén – kimaratható nyomüregeket csak a detektor felületét átszelő részecskepályák esetében kapunk, mert a maratószer csak itt tud reakcióba lépni a sugárrombolt zónákkal. A maratás még a maratószerrel közvetlenül érintkező felületeket átszelő nyomoknál sem egyformán hatásos, ami azt mutatja – a kísérleti eredményekkel egyezően – hogy a szilárdtest nyomdetektorok küszöbdetektorok. Ez azt jelenti, hogy kimaratható nyom csak egy adott küszöbertéknél nagyobb sugárrombolás létrejötte esetén kapható. A nyomüreg kialakulása a részecskepálya és a detektorfelület által bezárt szögtől is függ. Ha a részecske az ún. regisztrációs határszögnél kisebb szög alatt lép be a detektor felületére, kimaratható nyomüreg nem alakul ki. A maratási üregek sok információt hordoznak, pl. meghatározható a nyom átmérője és a nyom hossza is.



35. ábra: A kémiai maratás során kialakuló nyomüreg metszeti és felülnézeti képe eltérő beesési szögek esetén. A szimuláció a ^{226}Ra 4,78 MeV-es alfa-részecskékre történt [So-90].

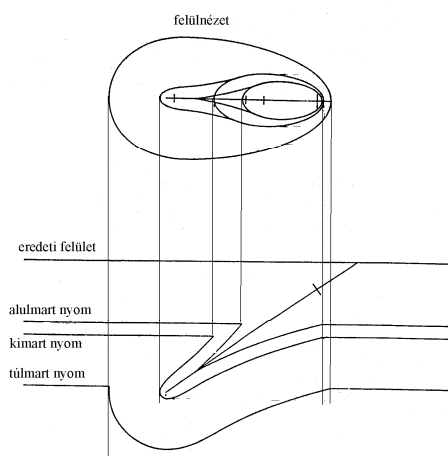
Az optimális maratási körülmények előrejelzésére nincs általánosan alkalmazható szabály. A különböző anyagú detektorok maratószereinek megválasztása rendszerint empirikus úton történik. Ásványokra és üvegekre általában fluorsav, míg műanyagokra NaOH vagy KOH vizes vagy alkoholos oldatát alkalmazzák maratószerként.

A kémiai maratás során kialakuló nyomüreg méretét számos tényező befolyásolja. Így pl. a detektoranyag tulajdonságai, a maratószer összetétele, koncentrációja, hőmérséklete, a hívási idő hossza, a detektálandó részecske jellemzői (A , Z , E) és belépési iránya (ha a belépési szög kisebb, mint 90° , akkor az üreg ferdekúp és a bemeneti nyílása ellipszis alakú, lásd 35. ábra).

Az optimális maratási időt a részecskék fajtája, energiája és fluxusa együttesen határozza meg. A maratási idő növelésével a nyomok átmérője is növekszik, így a nyomok egymásba érhetnek, ami nehezíti a számlálásukat.

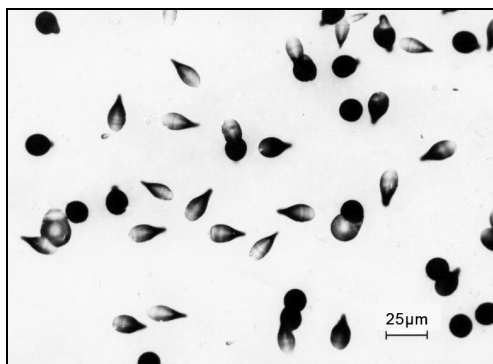
Annak megfelelően, hogy a maratás során a maratóoldat eléri-e a látens nyom végét, megkülönböztetünk *alulmart*, *kimart* és *túlmart* nyomokat [Fe-92].

Alulmart nyomról akkor beszélünk, ha a maratás nem éri el a látens nyom alját. Ekkor a nyom átmérője a többi nyomhoz képest kicsi, felülnézeti képe pedig ellipszis (36. ábra). Kimart nyom esetén a maratás éppen eléri a látens nyom végét. A nyom átmérője viszonylag nagy, felülnézeti képe pedig közel kör vagy ellipszis. Túlmart nyomok akkor keletkeznek, ha a maratással túlhaladunk a látens nyom alján is. A nyomok mérete nagy, felülnézeti képük kör vagy ellipszis.



36. ábra: Az *alulmart*, *kimart* és *túlmart* nyomok felül- és oldalnézetben [Fe-92].

Adott maratási eljárás esetén ugyanazon a detektorlemezen előfordulhat mindhárom típusú nyom (37. ábra). Lehetnek ugyanis olyan nagy energiával érkező részecskék, amelyek látens nyomának a maratás során nem érjük el a végét, így nyomuk alulmart lesz. Más részecskék pedig lehetnek olyan kis energiájúak, hogy a látens nyomuk közel a felülethez véget ér, így kimart vagy túlmart nyomot kapunk.



37. ábra: Maratott alfa-részecskék nyomai Radamon radondetektorban besugárzott CR-39-ben.

A nyomdetektorok szélsőséges környezeti paraméterek között is alkalmazhatók (pl. nagy páratartalom, kozmikus háttérsugárzás, fény, (-40)–(+80)°C közötti hőmérsékletingadozás). A látens nyomok hosszú időn keresztül raktározódnak az expozíció és a maratás között, az előhívott detektor pedig, mint eredménytároló voltaképpen örökéletű. A szerves polimerekből készült nyomdetektorok különösen alkalmasak a környezeti alfa-sugárzással járó jelenségek vizsgálatára, mivel más, az α -részecskénél kevésbé ionizáló β -, γ - és fénysugárzással szemben gyakorlatilag érzéketlenek. A nyomdetektoros módszer egyszerűsége, olcsósága valamint az imént említett tulajdonságai miatt igen népszerűvé vált. A tudományos és gyakorlati alkalmazása nagyon széleskörű. Az oktatásban történő felhasználása során szemléletes képet ad pl. a részecskék és az anyag kölcsönhatásáról (lásd *Függelék*). A 8. táblázat a szilárdtest nyomdetektorok jellemző alkalmazási területeit foglalja össze.

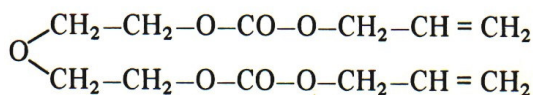
8. Táblázat: Szilárdtest nyomdetektorok alkalmazási területei.

Alkalmazási terület	Hivatkozás
Töltött részecske detektálása	Fleischer és Price, 1963 [Fl-63a] [Fl-63b]
Proton detektálása Könnyű magok detektálása	Várnagy et al., 1970 [Vá-70] Somogyi et al., 1968 [So-68]
Maghasadási termékek vizsgálata	Silk és Barnes, 1959 [Si-59] Csikai és Nagy, 1967 [Cs-67]
Részecske-meghatározás	Fleischer et al., 1969 [Fl-69]
Részecske energiájának meghatározása	Somogyi, 1966 [So-66a] [So-66b]
Radon- és toronmérés talajban	Lferde et al., 1981 [Lf-81] Fleischer, 1998 [Fl-98]
Vizek radontartalmának mérése	Baradács, 2002 [Ba-02]
Lakótéri radonmérések	Somogyi et al., [So-71] [So-89] Hámori, 2004 [Há-04]
Toronmérés	Tokonami, 2005 [To-05]
Nukleáris kultúra, oktatás	Somogyi et al., 1971 [So-71] Nagy, 1985 [Na-85] Tóth, 1999 [Tó-99] Hámori et al., 2004 [Há-04]

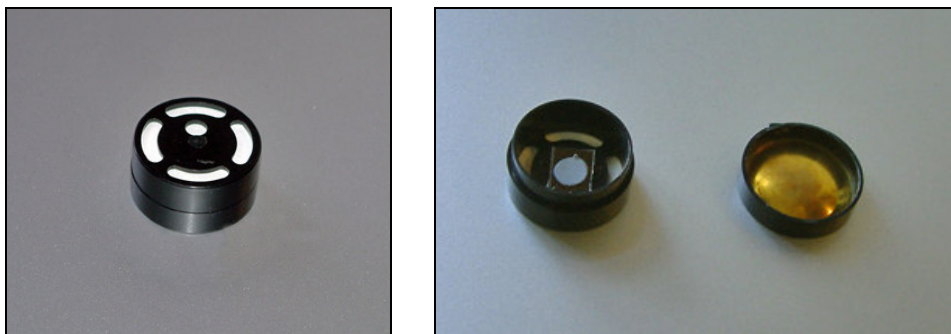
III.2.3 A mérések során felhasznált nyomdetektor jellemzői

Barlangok, lakások és munkahelyek légtérben kialakuló radon-koncentráció integráló mérésére a maratottnyom-detektoros módszer előnyös és ezért nagyon elterjedt. Az 1989-90-es években az MTA Atommagkutató Intézetének Radon Csoportja kifejlesztett egy ilyen mérésekre alkalmas, kis méretű radonmonitort, ami a Radamon márkanévet kapta [Cs-01]. A Radamon (39. ábra) egy 35 mm külső átmérőjű, 18 mm magasságú üreges plasztik henger, amely egy 1-2 cm² területű CR-39 (polyallyldiglycol-karbonát, 38. ábra) típusú,

jelenleg legérzékenyebbnek ismert polimer nyomdetektort tartalmaz. Ezt az anyagot Cartwright és munkatársai fejlesztették ki az 1970-es évek második felében [Ni-04].

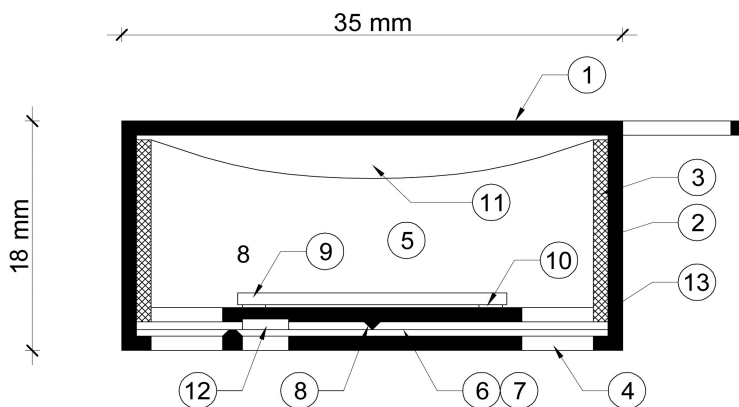


38. ábra: A CR-39 szerkezeti képlete [URL-1].



39. ábra: Radamon típusú marattnyom detektor.

A méréseinkhez használt TASTRAK márkanevű CR-39 lemezeket a bristoli egyetemen gyártják [TASL]. A Radamon részei és felépítése a 40. ábrán látható.



40. ábra: A Radamon részei és felépítése [Cs-90].

A (1) doziméter ház, az (2) alaplap és a (3) fedőlap magas fényű, fekete színű műanyagból készül. A (4) bemeneti nyílás biztosítja a minta és az érzékeny térfogat közötti gázcserét. A (5) Radamon érzékeny térfogata 7 cm³. A (6) papír szűrőfólia a levegőben lebegő szilárd aeroszolok és a radon bomlástermékek, míg a (7) polietilén szűrőfólia a toron leválasztására szolgál. A (8) távtartó borda funkciója a detektor felület-térfogat arányának a növelése. A (9) CR-39

nyomdetektort (10) egy kétoldalú ragasztó rögzíti az alaplaphoz. A (11) kupola 0,3 mm-es speciális görbületű réz lemez, ami az egyenletes nyomsűrűséget biztosítja a nyomdetektor felületén. Lehetőség van TL detektorok beszerelésére is (12) a külső gamma-dózigátlóesítmény egyidejű mérésének céljából. Összeszerelés után az alap- és a fedőlapot (13) ragasztószalaggal körberagasztjuk, ilyen módon az érzékeny térfogat és a környezet között csak a szűrőfólián keresztül jöhet létre gázcsere.

Az alfa detektálási érzékenység a detektor gyártástól számított korával kis mértékben változik, csökken. A CR-39 érzékenysége csökkenését hűtőszekrényben való tárolással egy-két éves időtartam alatt közel elhanyagolható mértékűvé lehet csökkenteni [Cs-88] [Cs-91]. A detektoranyagának a maratás előtt való szén-dioxid atmoszférában való kezelése többszörösére növeli a detektor érzékenységét. A szén-dioxid érzékenységnövelő hatására először *Fujii M.* hívta fel a figyelmet [Fu-95]. Jelentősen növelhető az érzékenység a maratás előtt forrásban lévő vízzel való kezelés hatására is [Ba-09].

A radon felméréshez használt detektoranyagban keletkező látens nyomok kémiai maratása 70 °C hőmérsékletű, 20 %-os NaOH-oldatban történt 5 órán keresztül, melyet desztillált vizes lemosás követett. A ~10µm átmérőjű alfa nyomokat optikai mikroszkóp segítségével számoltuk le. Kis nyomsűrűségnél és a háttér meghatározásánál 1 cm²-es területet pásztáztunk, nagyobb nyomsűrűségeknel pedig csak akkora területet, amelyen ~3 %-os statisztikus hibát adó 1000 körüli nyomot észleltünk. A nyomsűrűséget (nyom cm⁻²)-ben adtuk meg. A meghatározott nyomsűrűségekből és a besugárzási időből a ²²²Rn aktivitáskoncentráció elméletileg levezetett és kísérletileg is ellenőrzött összefüggésekből kiszámolható [Cs-01].)

A nyomdetektor lemezek érzékenysége félévenként aktualizálásra kerül. Ez az érték a dolgozat tárgyát képező kísérleti vizsgálatok idején 37 (nyom cm⁻²/kBqm⁻³nap) volt.

III.3 Gamma spektrometria

III.3.1 Gamma-sugárzás kölcsönhatása az anyaggal

A gamma-sugárzás rövid hullámhosszú elektromágneses sugárzás, amely $h\nu$ energiájú, $h\nu/c$ impulzusú ($h\nu/c^2$ tömegű) kvantumok áramának is tekinthető. Egy kezdetben I_0 intenzitással rendelkező monoenergetikus és jól kollimált (párhuzamos) gamma-nyaláb x vastagságú rétegen áthaladva exponenciálisan gyengül.

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (\text{III-8})$$

ahol, μ a lineáris abszorpcióes együttható.

A μ együttható $\mu = \tau + \sigma + \kappa$ alakban írható fel, ahol a τ , σ , κ a fotoeffektus, Compton-szórás és a párkeltés gyengülési tényezői. Értéke függ a sugárzás energiájától és az abszorbens anyag rendszámától.

A μ lineáris abszorpciós tényező helyett célszerűbb a $\mu_m = \mu/\rho$ tömegabszorpciós együttható használata; ilyenkor az x abszorbens vastagságot nem cm-ben, hanem g/cm²-ben kell megadni; μ dimenziója cm⁻¹, μ_m mennyisége cm²·g⁻¹.

III.3.1.1 Fotoeffektus

Ha a gamma-kvantum az atom egy elektronjának átadja teljes energiáját, ekkor az elektron kinetikus energiája a fotonenergia és az elektron ionizációs energiájának különbségével lesz egyenlő. A folyamat általában a belső (K , L) elektronhéjakon jön létre, mivel szabad elektron esetén nem teljesülne az energia és az impulzus egyidejű megmaradása. Az atomban kötött elektron kiváltása során viszont az impulzusfelesleget a visszamaradt ion felveszi. A foton által kiváltott fotoelektron energiája:

$$E_f = h\nu - E_k, \quad (\text{III-9})$$

ahol, $h\nu$: az eredeti foton energiája, E_k : az elektron adott héjhoz tartozó kötési vagy ionizációs energiája (erősen rendszámfüggő).

Nemrelativisztikus fotonenergiák esetén, amikor is az $E_k < E_g < mc^2$ a kölcsönhatás abszorpciós együtthatójának rendszám- és energia függése:

$$\tau \approx \frac{Z^5}{E_g^{7/2}}. \quad (\text{III-10})$$

Alacsony energián a fotoelektronok legnagyobb valószínűséggel a foton beesési irányára merőlegesen lépnek ki, míg növekvő, relativisztikus energiáknál a kilépés szöge csökken a 90°-hoz képest, előre hajlik. Relativisztikus energiák esetén az energiafüggés az alábbiak szerint módosul:

$$\tau \approx \frac{Z^5}{E_g}. \quad (\text{III-11})$$

A III-10, III-11 összefüggésekből megállapítható, hogy könnyű atomok esetén az effektus csak kis gamma-energián mehet végbe elfogadható hatáskeresztmetszettel, ellenben magas Z rendszám esetén a folyamat bekövetkezése még viszonylag nagy energián is számottevő valószínűségű.

III.3.1.2 Compton-szórás

A foton ezen kölcsönhatási formája az anyaggal leginkább a klasszikus részecske-részecske ütközéshez hasonlít. A beérkező gamma-foton az atom egy gyengén kötött – a gamma-kvantum energiájához képest elhanyagolható kötési energiájú – elektronján szóródik. A folyamat eredményeként megjelenik egy szórt gamma-foton és egy bizonyos kinetikus energiájú elektron.

Az impulzus- és energia megmaradás tételek segítségével a hullámhossz változására az alábbi eredmény írható fel:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 \cdot c} \cdot (1 - \cos \theta), \quad (\text{III-12})$$

ahol, θ : a foton szóródásának szöge, m_o : az elektron nyugalmi tömege, $\lambda=h/m_o c$: az elektron Compton-hullámhossza: annak a fotonnak a hullámhossza, amelynek energiája egyenlő az elektron $m_o c^2$ nyugalmi energiájával. A III-12 egyenletből megállapítható, hogy $\Delta\lambda$ független a rendszámtól és értéke $[0, 2\lambda]$ között változhat.

A szórt foton energiája:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_o c^2} \cdot (1 - \cos \theta)} . \quad (\text{III-13})$$

A meglökött elektron energiája:

$$E_e = h\nu_0 - h\nu . \quad (\text{III-14})$$

A szórt foton energiája maximális, ha a foton szóródási szöge 0,

$$E_{\max} = h\nu_0 , \quad (\text{III-15})$$

illetve minimális, ha $\theta=180^\circ$:

$$E_{\min} = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{m_o c^2}{2 \cdot h\nu_0}} . \quad (\text{III-16})$$

Ezt az energiát visszaszórás energiának nevezik. Ekkor a meglökött elektron energiája maximális, értéke:

$$E_{e,\max} = \frac{h\nu_0}{1 - \frac{m_o c^2}{2 \cdot h\nu_0}} . \quad (\text{III-17})$$

A Compton-szórás esetén a meglökött elektron energiaspektruma folytonos, a foton $0-180^\circ$ közötti szóródási szögéhez tartozó energiaintervallumban bármilyen értéket felvehet [URL-2].

A kölcsönhatás abszorpció együtthatójának energia- és rendszámfüggése:

$$\sigma = \frac{z}{E_g} . \quad (\text{III-18})$$

III.3.1.3 Párkeltés

Ha a gamma foton energiája $2m_o c^2=1,02$ MeV-nél nagyobb, párkeltési folyamat jöhet létre, ha jelen van egy atommag, amely a fennmaradó impulzust felveszi, ezzel biztosítva az energia- és impulzus megmaradást. A rendelkezésre álló kinetikus energia:

$$E_p = E_g - 2m_o c^2 = E_g - 1,02\text{MeV} \quad (\text{III-19})$$

Az energia eloszlása az elektron-pozitron pár között a normális, egyenletes eloszlást követi, ritkán aszimmetrikus. Ezt az eloszlást módosítja a mag töltéeloszlása, ami a Coulomb-kölcsönhatás révén a pozitron energiáját növeli,

míg az elektronét csökkenti. Az elektron-pozitron pár nagy valószínűséggel a beeső foton iránya körüli $\theta = m_0 c^2 / E_g$ kúpszögben lép ki.

A párkeltésre vonatkozó abszorpciós együttható energia- és rendszámfüggése:

$$\kappa \approx Z^2 (E_g - 2mc^2), \text{ ha } E_g \geq 1 \text{ MeV} \quad (\text{III-20})$$

$$\kappa \approx Z^2 \ln(E_g), \text{ ha } E_g \gg 1 \text{ MeV}. \quad (\text{III-21})$$

A párkeltési folyamat rendszerint együtt jár a keletkező pozitron ütközések során történő lelassulásával és egy elektronnal való találkozás után annak annihilációjával, amely két 0,51 MeV-es annihilációs fotont kelt. Ezek egymással ellentétes irányban a detektorból, vagy a kevésbé vastag abszorbensből kiléphetnek.

A gamma-fotonok által valamilyen módon keltett elektronok a korábbiak szerint fontos szerepet játszanak a ködkamrával történő megfigyeléseknél is.

III.3.1.4 Rayleigh-szórás

Egy atom kötött elektronjainak összességén koherensen létrejövő szórási folyamat, melynek során a beeső foton hullámhossza nem változik és a szórt foton iránya csak kicsit tér el az eredetitől. Létrejöttének feltétele, hogy az atom sok, jól kötött elektronja együttesen reagáljon a beeső hullámra, ehhez viszont szükséges, hogy a beeső sugár nagy hullámhosszal rendelkezzen, hiszen növekvő energiák esetén a gamma-kvantum egyedileg lép kölcsönhatásba az elektronnal. A szórás létrejöttéhez nagy rendszámú anyagra és kis energiájú gamma-fotonra van szükség.

III.3.1.5 Thomson-szórás

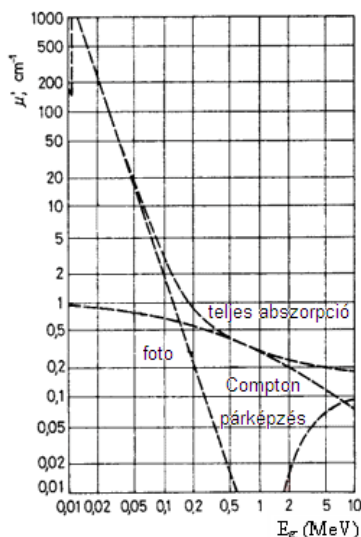
Az elektromágneses hullám rezgésbe hoz egy töltött részecskét, ez a felvett energiát a gerjesztő hullámmal koherensen, fáziskülönbséggel kisugározza. A kettő interferenciájából a beeső hullám frekvenciájával azonos frekvenciájú, de eltérő irányeloszlású szórt hullámot hoz létre.

III.3.1.6 A kölcsönhatástípusok összefoglalása

Összegzésként megállapíthatók a következők:

1. A kis energiájú ($E_g < 0,2 \text{ MeV}$) gamma sugárzás csaknem kizárólag fotoeffektus révén abszorbeálódik.
2. A közepes energiájú ($0,2 < E_g < 2 \text{ MeV}$) gamma sugárzás Compton-szórás és fotoeffektus révén adja le az energiáját. A szórt foton a további folyamatok során
 - eltávozhat az anyagból,
 - újabb Compton-szórással további energiát ad le az anyagnak,
 - maradék energiáját fotoeffektus révén adja át az anyagnak.
3. A nagy energiájú ($E_g > 2 \text{ MeV}$) gamma-sugárzás első lépésben Compton-szórással és párkeltéssel adja le az energiáját. A párkeltésben keletkezett

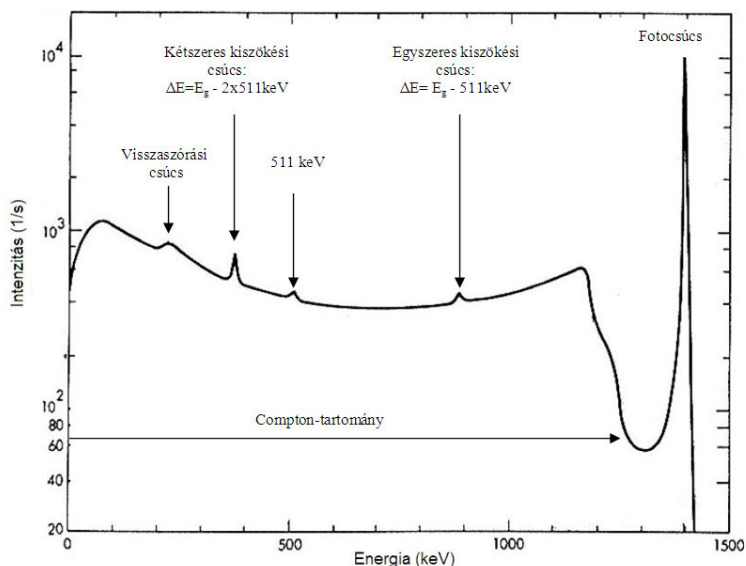
pozitron lefékeződve 511 keV annihilációs gamma-sugárzást kelt. A két 511 keV foton közül mindkettő vagy csak az egyik abszorbeálódik az anyagban (detektorban). A fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés hatás-keresztmetszetének energiafüggését a 41. ábra mutatja.



41. ábra: A lineáris abszorpció együttható energiafüggése Pb-abszorbens esetén.

A gamma-sugárzás észlelése bármely detektortípus esetén ugyanaz: a gamma-kvantum kölcsönhatásba lép a detektor anyagával, melynek során elektron keletkezik. Ez további töltött részecskéket kelt. Ezeket a detektorra kapcsolt elektrosztatikus tér – a detektor típusától függő mechanizmus révén – kigyűjti a megfelelő elektródákra. A töltés egy ellenálláson áthaladva feszültségesést kelt, létrehozva ezzel egy impulzust, melynek amplitúdója arányos a kigyűjtött töltés nagyságával, és ezáltal a gamma-sugárzás energiájával.

A töltések keltésében – a sugárzás energiájától függően – különböző kölcsönhatási mechanizmusok vesznek részt, amelyek miatt a gamma-spektrumnak (a detektor válaszfüggvényének) jellegzetes alakja van [Kn-89].



42. ábra: 1400 keV energiájú gamma-sugárzás tipikus spektruma HpGe detektorban.

A 42. ábrán látható, hogy a spektrumban az 1400 keV energiának megfelelő teljes energia (foto) csúcs mellett – amelyet a fotoeffektus és a foton energiája közötti szigorú arányosság miatt energiamérésre szokás felhasználni – további csúcsok is megjelentek, köszönhetően az egyes kölcsönhatásoknak. Nevezetesen az egyszeres és kétszeres kiszökési csúcsok az $1400-511=889$ és $1400-2\cdot511=378$ keV energiánál. Ezek keletkezésének oka az, hogy ha a gamma-kvantum energiája meghaladja az elektron-pozitron párkeltési küszöböt, és a kölcsönhatás a detektor felszínéhez közel történik, a pozitron-annihilációból származó fotonok egyike vagy mindkettő kiszökik a detektorból. Ez olyan, mintha a detektort egy 1400-511 keV illetve 1400-2·511 keV energiájú sugárzás érte volna.

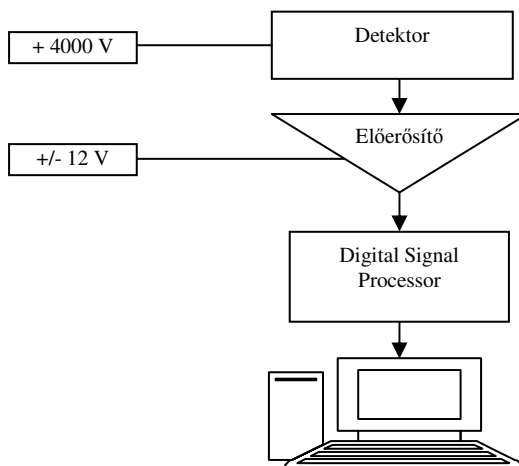
Csúcs található az 511 keV energiánál is, amely az érzékeny térfogaton kívül keletkezett pozitron „megsemmisülésből” származik. Továbbá egy kevésbé éles, alacsony csúcs is látható 200 keV körüli tartományban, amelyet a sugárforrás és a detektor között lévő anyagban bekövetkező Compton-visszaszórás okoz.

A 180° -kal szóródott fotonok energiája kismértékben függ a bemenő fotonok energiájától, ezért ez a csúcs mindig a 200 keV körüli tartományban található. Magassága a környezeti elrendeződéstől függ.

A gamma-spektrumban található csúcsok mindig egy háttéren „ülnek”, amelynek egy részét a környezeti háttérsugárzás, másik részét pedig a többi foto- és Compton-kölcsönhatása okozza. A Compton-szórással abszorbeálódott gamma-kvantumok jelspektruma megegyezik a meglökött elektronok energiaeloszlásával, míg a folytonos spektrum határát (Compton-él) a III-17 összefüggés határozza meg. Értéke mindig kisebb, mint a bemenő foton energiája. Folytonossága miatt energiamérésre alkalmatlan.

III.3.2 A gamma-spektrometriai mérésekhez felhasznált mérőrendszer

A mérésekhez egy CANBERRA gyártmányú, GC2018 típusú, hordozható, nagy tisztaságú germánium (HpGe) detektort használtam. Ennek érzékeny térfogata $\sim 100 \text{ cm}^3$, relatív hatásfoka 20 % (Canberra 2002). Az analizált energiatartomány 60 keV - 2,7 MeV volt 8192 csatornában. A detektor energiafelbontása 1332 keV esetén 1,8 keV, a csúcs/Compton aránya pedig 50.



43. ábra: A mérési elrendezés.

A detektorhoz csatlakozik a CANBERRA által gyártott 2101P/ SL típusú előerősítő, amely a detektor kriosztátjával van egybeépítve. A nagyfeszültséget szolgáltató CANBERRA gyártmányú 3106D típusú tápegység külön modul. Az előerősítóből kijövő jel a 2060 modellszámú *Digital Signal Processor*ra jut, amely egyúttal az előerősítő működéséhez szükséges kisfeszültségeket is szolgáltatja (± 6 és ± 12 V). A PC-vel a kétirányú gyors kapcsolatot párhuzamos interfész végezte szalagkábelén keresztül.

A spektrumok megjelenítését és feldolgozását egy asztali számítógép és a GENIE2K [Ge-00] szoftver segítségével végeztem el. Az egyes hatásfokok szimulációja a LabSOCS nevű programmal történt.

III.3.2.1 A GC2018 típusú HpGe detektor

A detektor legfőbb jellemzői, hogy standard elektródás, koaxilás típusú [Ca-02]. Az érzékeny térfogat nagy tisztaságú, henger alakú germánium kristály, melynek külső felületén található az n-típusú, míg a belső – szimmetriatengely mentén kialakított – felületén a p-típusú kontaktus. A germánium szennyezettsége mindössze $10^{10} \text{ atom/cm}^3$, amelyre záróirányú feszültséget kapcsolva a teljes térfogat kiürítetté válik.

A detektor szállítása és tárolása nem igényel folyékony nitrogén általi hűtést, viszont használatához – a termikusan generált szivárgási áram elkerülése miatt – nélkülözhetetlen. A detektor tartálya 7 liter űrtartalmú, működési ideje 5

nap. Nagynyomású tartályhoz csatlakoztatva történik az első feltöltés, a későbbiekben elegendő az utántöltés.



44. ábra: 100 cm^3 GC2018 típusú HpGe detektor.

III.3.2.2 Analóg elektronika

A 3106D típusú nagyfeszültségű tápegység berendezés elsősorban félvezető detektorok használatához lett fejlesztve. Tervezésénél fogva alkalmas minden olyan detektor működtetésére, amelynek feszültségigénye maximum 6000 V $300\text{ }\mu\text{A}$ -es áram mellett. A kimeneti egyenfeszültség folytonosan változtatható $\pm 30\text{ V}$ és $\pm 6000\text{ V}$ között. A tápegység védett túlterhelés, illetve rövidzárlat ellen. A kimenet rendelkezik egy 5 másodperces felfutási idővel, amellyel védi a detektort és az előerősítőt a töltés ideje alatt megjelenő rendkívül erős áramtól. A méréseinkhez $+4000\text{ V}$ feszültséget használtunk.

A 2101/P/SL töltésérzékeny előerősítő TRP (*Transistor Reset Preamplifier*) típusú. Ellentétben a klasszikus előerősítőkkal, ahol RC-visszacsatolásokat alkalmaznak, itt hiányzik a visszacsatoló ellenállás. Helyette egy komparátor és egy tranzistor került a körbe, ahol a komparátor szabályozza a tranzistor működését, és ezzel az előerősítőt is, méghozzá úgy, hogy bekapcsolja a tranzisztort, amikor a kimeneten megjelenő jel eléri a felső határát a megengedett tartománynak, ekkor az előerősítő újraindul. A TRP előnye a klasszikus előerősítőkkal szemben: alacsonyabb zaj (nincs visszacsatoló ellenállás), magasabb energia tartomány, jobb felbontás nagyobb számlálási sebesség mellett.

III.3.2.3 2060 típusú Digital Signal Processor (DSP)

A DSP a legmodernebb technikát képviseli a nagy felbontású gamma-spektroszkópiai rendszerekben. Fokozatosan felváltja az analóg jelel alakító formáló/analóg-digitál átalakító alkotó rendszert. Működését tekintve első lépésben szűri az előerősítőtől érkező jelet az optimális jel/zaj viszony érdekében és erősíti azt, majd detektálja a szűrt jel csúcsamplitúdóját és megcímzi az MCA (*Multichannel Analyser* – sokcsatornás analízátor) megfelelő csatornája szerinti memóriát.

A DSP-be az előerősítőtől érkező analóg jel először differenciálásra kerül, ez biztosítja a gyors alapvonal helyreállítást, majd innen egy gyors mintavevő az analóg-digitál konverterbe (ADC) jut, ahonnan már digitalizált jelként kerül a

DSP memóriájába. A jel ezek után digitálisan feldolgozható, méghozzá a felhasználó által változtatott szűrési paraméterek szerint, hiszen ezek a beállítások már digitális parancsokként kezelődnek. Mindezt a nagy sebességű digitális elektronika jóval rövidebb idő alatt elvégzi, mint a fent említett analóg rendszerek.

A Canberra által gyártott DSP ún. trapéz szűrési algoritmust használ, ahol két változtatható paraméter van, a felfutási/lefutási idő illetve a lapos csúcs idő. A felfutási idő növelésével javítható a jel/zaj viszony, ezáltal a felbontóképesség is, míg csökkentésével az előbbi tulajdonságok romlanak. A csúcs idő változtatásai igazodnak a felfutási időhöz, hiszen egy nagyméretű detektor esetén a töltéskigyűjtési idő (és a felfutási idő) hosszabb, így hosszabb csúcsidőre van szükség. Ennek megfelelően kisméretű detektoroknál ez az idő akár nullának is választható. Ezzel a két paraméterrel az összes esemény feldolgozásának ideje kontrollálható és származtatható a következő egyenlettel (p: *peak*, r: *rise time*, ft: *flat top*, azaz jelkezelési, felfutási ill. csúcs hely idő):

$$\tau_p = 2 \cdot \tau_r + \tau_{ft} \quad (\text{III-22})$$

(A Canberra DSP termékeinél a felhasználó 35 felfutási és 21 csúcs idő között választhat.) Emellett ezek az eszközök már tartalmaznak PUR/LTC ún. csúcs egymásra ülés/élő idő korrekciós szűrőkört. Ez az eszköz vizsgálja a beérkező impulzusokat, és csak azokat engedi feldolgozni, amelyek nem tartalmaznak *pile-up* effektust (impulzusok egymásra ülése). Ezt a műveletet egy gyors diszkriminátor végzi, amely szükség esetén (*pile-up* észleléskor) letiltja a további feldolgozást. A diszkriminációs szint automatikusan kerül beállításra a rendszer zajszintje fölé, de manuálisan is változtatható.

A holtidő korrekció abban áll, hogy a DSP létrehoz egy olyan jelet, amely megnöveli a gyűjtési időt, teszi ezt a feldolgozás szempontjából hibás impulzusok és az erősítő feldolgozási idejének figyelembevételével.



45. ábra: A Canberra cég által gyártott 2060 jelzésű Digital Signal Processor.

Az eszköz az előlapon található kapcsolókkal és a kétsoros LCD kijelzővel működtethető. Ezekkel állíthatók be a különböző feldolgozást módosító paraméterek, valamint lehetőség nyílik a felhasználónak tárolni és visszahívni a különböző alkalmazások rendszerparamétereinek négy táblázatát, illetve egyszerűsíteni egy esetleges újabb beállítást.

III.3.2.4 InSpector 2000 típusú integrált sokcsatornás analízátor

Az InSpector 2000 egy nagy teljesítményű, DSP technológián alapuló, hordozható berendezés, amely egyszerre helyettesíti a nagyfeszültségű tápegységet, az erősítőt, az analóg-digitál átalakítót és a sokcsatornás analízátort.

Tulajdonságaiban hasonlít az előbbieken említett DSP-hez, de nemcsak a jelfeldolgozás programozható, hanem az analóg elektronika paraméterei is. USB-csatolón keresztül kapcsolódik a személyi számítógéphez.



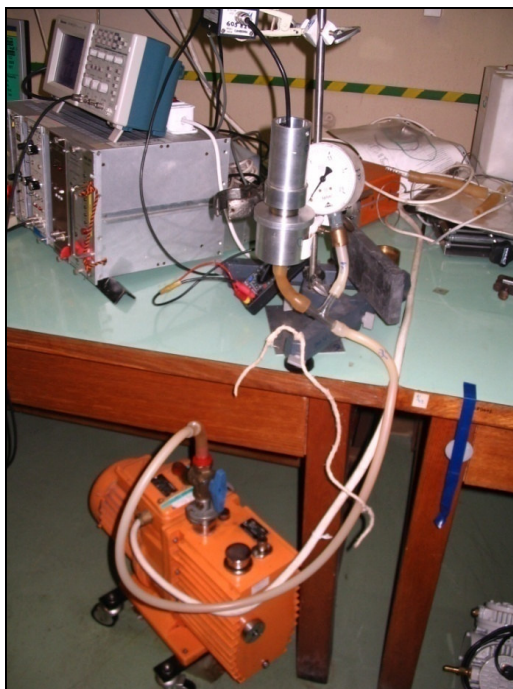
46. ábra: *InSpector 2000* típusú sokcsatornás analízátor.

Aktivitás méréseim során mind a teljes analóg, mind a kétfajta DSP feldolgozó elektronikát használtam. Az analízátorokon beállított csatornaszám 8192 volt (maximálisan 16384 lehet).

III.4 Egyéb detektálási technikák

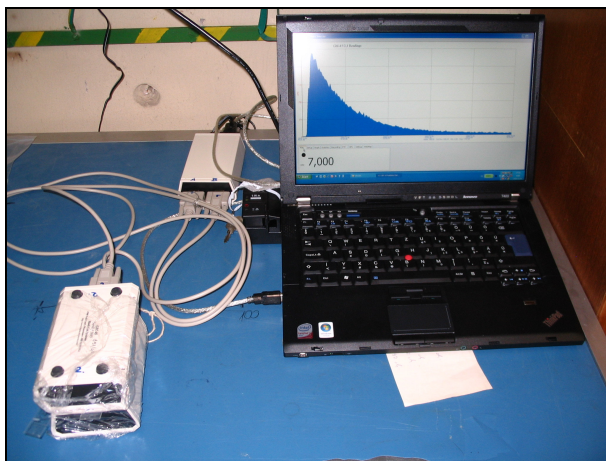
A ködkamrával történő mérések ellenőrzését a gamma-spektrometria mellett alfa-spektrometriával és GM-csőves béta-számlálással végeztem. A bomlás-görbék és a felezési idő meghatározásánál fontosnak tartottam egyéb módszerek használatát is.

Az alfa-spektrometria mérések során a Canberra gyártmányú, PIPS-típusú Si-félvezető detektort és a korábban említett adatfeldolgozó elektronikát alkalmaztam. A detektor és kisméretű (hordozható) vákuumkamrája a 47. ábrán látható.



47. ábra: Canberra gyártmányú, PIPS-típusú Si-félvezető detektor és vákuumkamrája.

A béta-detektáláshoz számítógép vezérlésű, végablakos, félgömb-geometriájú Geiger-Müller-számlálót használtam (48. ábra). Az eszköz működéséhez szükséges nagyfeszültség az USB-portról kapott 5 V segítségével kerül előállításra a detektorban. A jelek feldolgozása is a helyszínen történt, az eredmény digitálisan került továbbításra az USB-n keresztül.



48. ábra: Számítógép vezérlésű, végablakos Geiger-Müller-számláló.

IV. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

A célkitűzések szem előtt tartása mellett az elvégzett kísérletek közvetlenül vagy közvetve a magfizika oktatásához kapcsolódnak. A diffúziós ködkamrával végzett kísérletek fő célja a jelenségek látványos bemutatása és az ehhez kapcsolódó fizikai háttér kvantitatív megvilágítása volt. A környezeti minták radioaktivitásának mérése egyrészt tudományos céllal történt, másrészt az oktatásban történő olyan felhasználásra, amely konkrét eredményeivel eloszthatja a sokszor indokolatlan és az ismeretek hiányából eredő félelmet.

IV.1 Diffúziós ködkamra felvételeinek kiértékelése

A ködkamrában lejátszódó folyamatok videó- és fényképfelvételeit vizuálisan és a III.1.5 fejezetben említett képfeldolgozó eljárásokkal értékeltem ki.

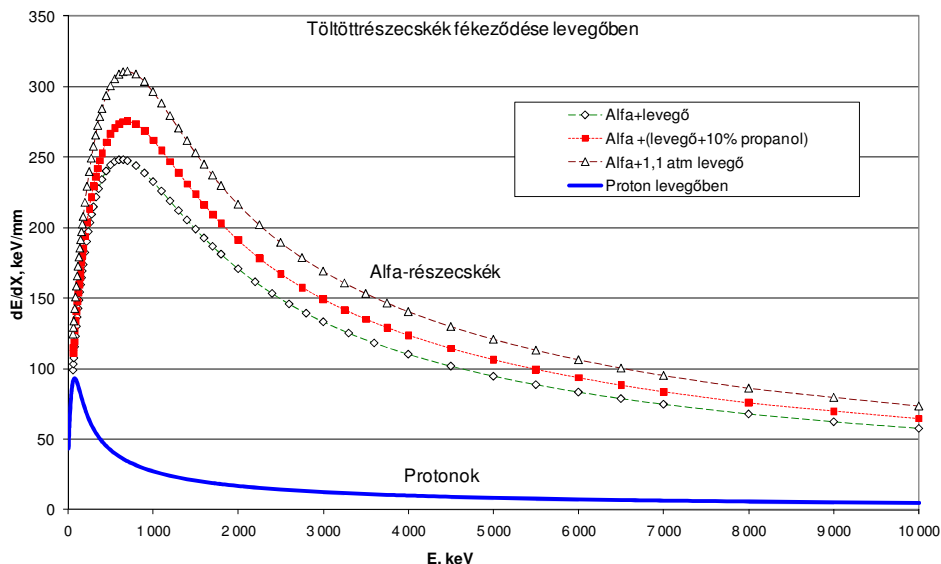
IV.1.1 Töltött részecskék hatótávolsága

A hatótávolság mérése lehetővé teszi az alfa-részecskék energiájának meghatározását. A ködkamrás kísérletek egyik legfontosabb eredménye a különböző háttér sugárzások elkülönítése energiájuk révén.

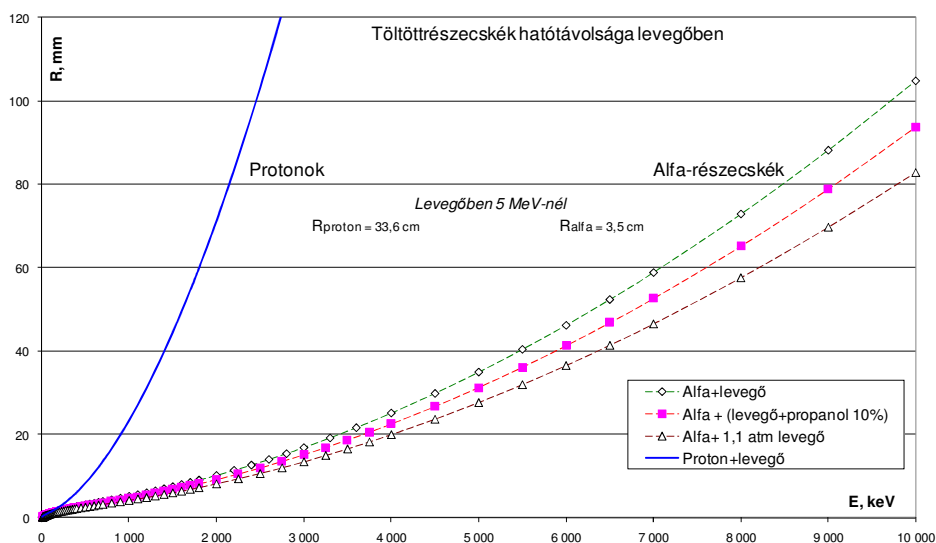
Az alfa-részecskék energiavesztését és hatótávolságát a SRIM 2010 szabad felhasználású program segítségével határoztam meg különféle közegek esetén. A pontonkénti adatokat függvénnnyel illesztettem, hogy számításra alkalmas formája legyen. A SRIM 2010 program a dE/dx fajlagos energia-vesztési görbéinek kiszámítására, valamint demonstrációra is alkalmazható.

A 49 és az 50. ábra a protonok és az alfa-részecskék ionizáló képességének, illetve hatótávolságának energia függését mutatja be különböző közegek esetén.

A protonokat a neutron-meglökéses kísérletek (III.1.6.4 fejezet) miatt fontos vizsgálni. (Az 5 MeV-os protonok „kifutnak” a ködkamrából kisebb fajlagos ionizáló képességük következtében.)



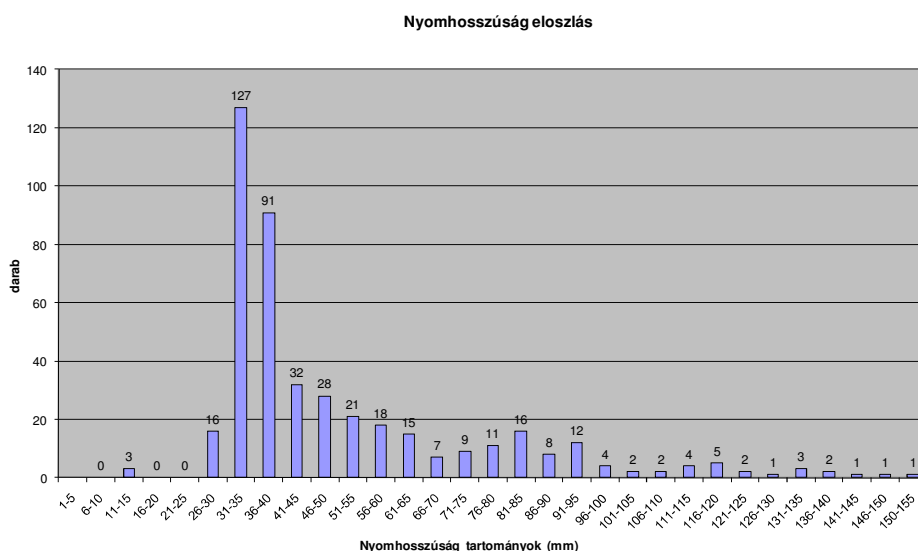
49. ábra: Alfa-részecskék és protonok fékeződése különböző közegek esetén.



50. ábra: Alfa-részecskék és protonok hatótávolsága különböző közegek esetén.

A kísérletekben használt források alfa-részecskéinek maximális energiája 8785 keV, a hatótávolsága pedig 70-80 mm a diffúziós ködkamrában. A diagramon látható, hogy a levegő nyomása és összetétele jelentősen befolyásolja az energiavesztés és a hatótávolság értékeit. A továbbiakban a levegő+isopropyl alkohol keverékre vonatkozó eredményeket használtam.

A saját fejlesztésű képfeldolgozó program segítségével meghatároztam a háttérsugárzás és a Th(B+C) forrásból kilépő alfa-részecskék nyomairól készített felvételeken a részecskék pontos helyét és hosszúságát. A nyomhossz abszolút értékének megadásához ismerni kell a nagyításokat. A képfeldolgozó program alapállapotban pixel egységben méri a távolságot. Ezt a kamra tetején látható, egymástól ismert távolságra (32 mm) lévő fűtő- és nagyfeszültségű szálak alapján lehet meghatározni. Egy mérési sorozatnál ez pl. 76 pixel volt. Továbbá figyelembe vettem azt, hogy a szálak az érzékeny térfogat felett 15 cm-re helyezkednek el, így a konverziós tényező 0,547 mm/pixel értékű volt. A mért, kiértékelt felvételek adatai láthatók az 51. ábrán.

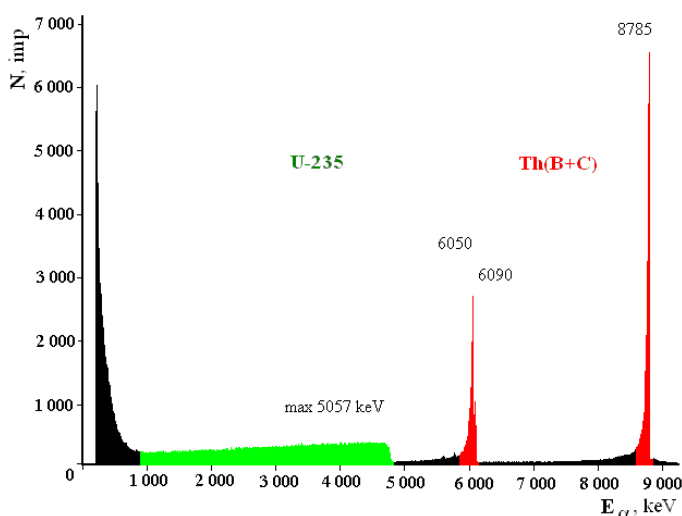


51. ábra: Th(B+C) alfa-részecskéinek nyomhosszúság eloszlása ködkamrában.

A Th(B+C) két alfa-csoportja a következő nehézségeket eredményezi, ami magyarázza az 51. ábra jellegzetességeit. A kamra 1 cm vastagságú érzékeny térfogatában az alaplemezzel nem párhuzamosan érkező részecskék nyomának hossza kisebbnek látszik a valóságnál, mivel a nyomhosszúság mérése síkban és nem térben (sztereoszkópicusan) történik. Egy energiacsoportnál ez nem okoz gondot, de többnél már nem egyértelmű a nyomhossz-energia összefüggés. A kisebb energiájú és a nagyenergiás, de ferdén érkező részecskék ugyanolyan hosszúságú nyomot eredményezhetnek. Ez magyarázza, hogy az alfa-csoportok elméleti elágazási aránya nem ismerhető fel a spektrumban. Elvileg a nem a kamra térfogatában végződő nyomokat fel lehet ismerni arról, hogy a Bragg-görbe miatt azok vége nem szélesedik ki. Ez egy „nagyon finom effektus”, felismerése nagy gyakorlatot igényel. A kiértékelő program nem tartalmaz ilyen védelmet. Ezzel magyarázható, hogy az 51. ábrán látható eloszlás kisenergiájú része nagy súllyal szerepel. Az biztosan megállapítható, hogy a legnagyobb nyomhosszak tartozhatnak a 8785 keV-es részecskékhez. Meglehetősen önkényes a 6050 keV-es csoport elválasztása.

A jelzett nehézségek kollimált nyalábbal kiküszöbölhetők. Problémát jelent a megfigyelhetőség és az energiaveszteség miatti nyomhossz rövidülés. A megfelelő kísérleti elrendezés megvalósítása folyamatban van.

A Th(B+C) forrás alfa-részecskéinek Si-félvezető detektorral (Canberra, PIPS) mért energiaspektrumát az 52. ábra szemlélteti. A jó energiafelbontás (~20 keV félérték-szélesség) miatt az egymáshoz közeli vonalak jól elválaszthatók. A mért és az irodalmi elágazási arányok a két nagy csúcsra jól egyeznek.



52. ábra: Th(B+C) és vastag ^{235}U forrás alfa-spektruma Si-detektorral felvéve.

A 9. táblázat a különféleképpen számított és kiértékelt hatótávolságokat tünteti fel. Az elméleti adatok a SRIM-programtól származnak, mellettük az alábbi empirikus képlet eredményei szerepelnek:

$$R_{\alpha} = 0,315 \cdot E_{\alpha}^{3/2}, \quad (\text{IV-1})$$

ahol, R_{α} hatótávolság cm-ben, E_{α} MeV-ban adódik.

9. táblázat: *Különböző módszerekkel meghatározott hatótávolságok (cm) összehasonlítása Th(B+C) forrás alfa-részecskéire.*

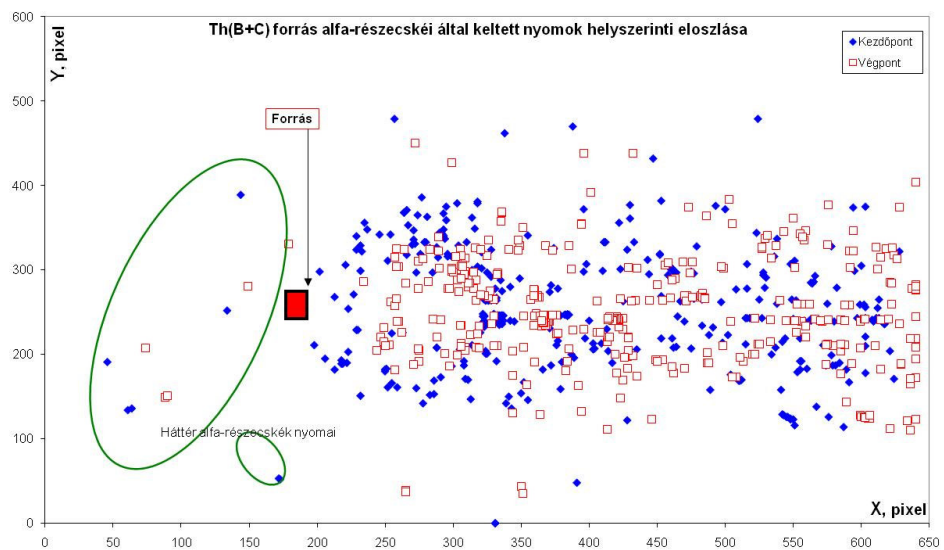
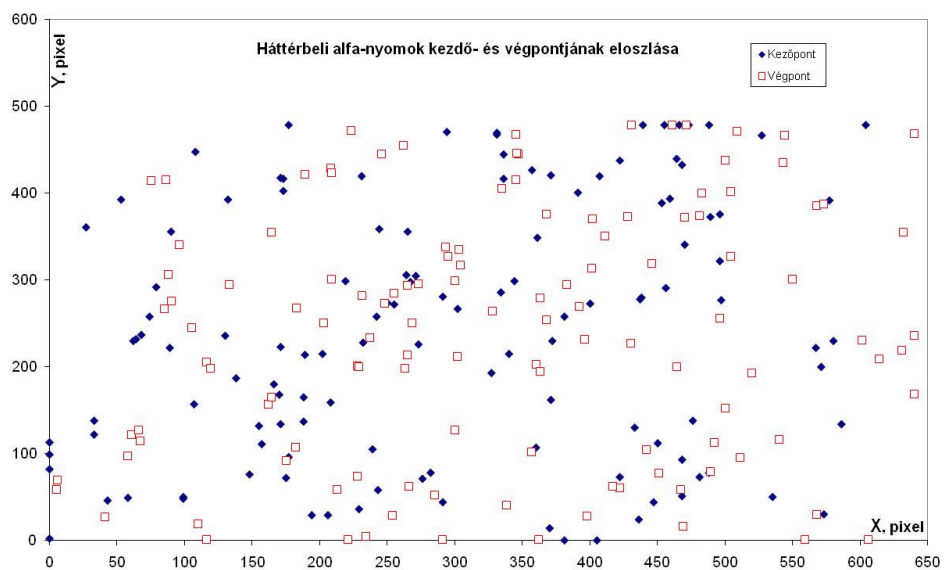
Th(B+C) MeV	Kísérleti eredmények		Számított eredmények			
	Lince program	Saját kép- feldolgozó program	SRIM 2010 program			IV-1 képlet
			1,1 atm. lev.	lev.+10 % propanol	levegő	
6,0508	36,25	46,50	37,56	42,53	47,48	46,88
8,7849	60,95	73,85	66,05	74,87	83,49	82,02

A 9. táblázat adatai szerint a kapott kísérleti eredmények nem mondanak ellent a számítottaknak. A fentiek miatt nehéz becslést adni a megfelelő energiához

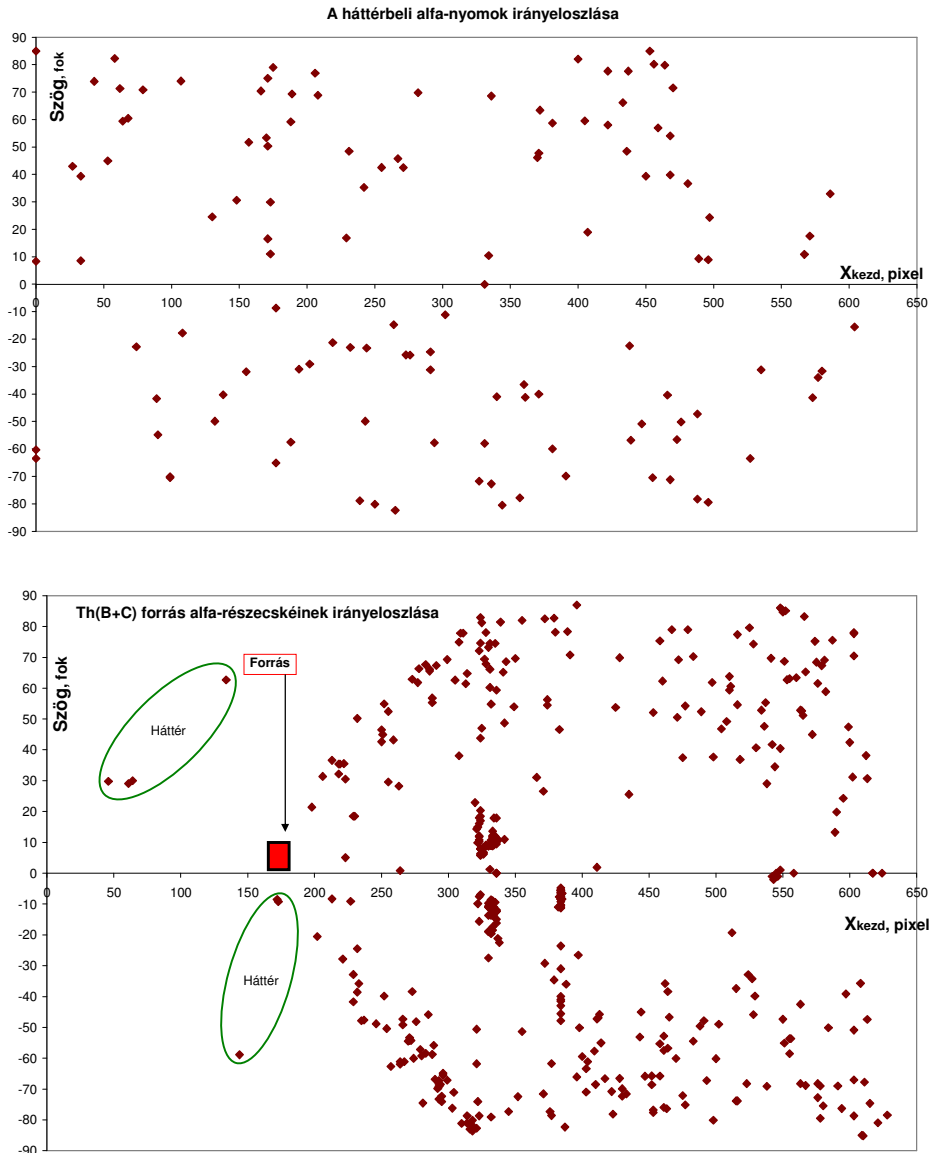
tartozó nyomhossz pontosságára. A képkiértékelésnél különböző vágási szinteket választva a valószínű relatív szórás kb. ± 25 %-nak becsülhető.

Elemeztem a nyomok hely- és irány szerinti eloszlását a háttérre és a Th(B+C) forrásra vonatkozóan. Az eredmények az 53. illetve az 54. ábrán láthatók. A háttérsugárzásban jól megfigyelhető a véletlenszerűség. Két bomlás között nincs korreláció, „az atomok nem tudnak egymásról”. Ez az időbeli eloszlásra is igaz, ami pl. a ^{222}Rn gáz bomlását szemléltető felvételeken is látható.

A Th(B+C) alfa-részecskéinek kezdő- és végpontjai, valamint a nyomok irányeloszlása a következőket mutatja. Az 53. ábrán egyértelmű a nyomok irányítottsága a vízszintes tengellyel párhuzamosan. A hosszak különbözőségét a két alfa-csoport és a kollimáltság hiánya okozza. Az 54. ábrán a forrás mögött a háttérbeli, előtte a forrásból jövő részecskék láthatók. Itt is észlelhető a részecskék két energiacsoportjából és a kollimáltság hiányából eredő jellegzetesség. A „csomósodások” a 0° körül elrepülő 6,050 és 8,785 MeV-es alfák maximális hatótávolságát jelzik. A tisztánlátást nehezíti a két csoport nyomhossz szerinti keveredése a függőleges irány miatti rövidülések folytán.



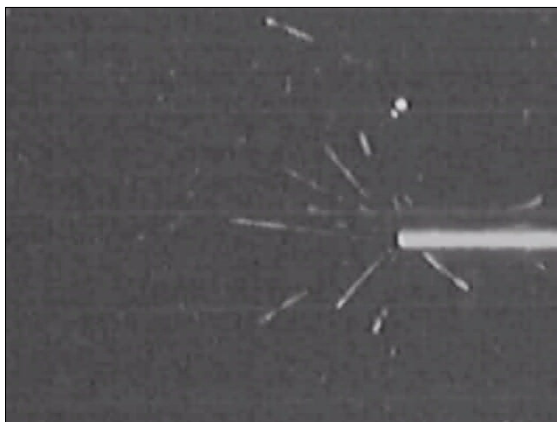
53. ábra: (a) Alfa-nyomok kezdő- és végpontjának eloszlása a háttérsugárzásban, (b) $\text{Th}(\text{B}+\text{C})$ forrás esetén.



54. ábra: (a) Nyomok irányeloszlása háttérsugárzásban
(b) Th(B+C) alfa-részecskéire.

IV.1.2 Felezési idő meghatározás

A mérésekhez erősen ionizáló sugárforrásokat célszerű használni, ezért a felezési idő meghatározására a Th(B+C) forrást alkalmaztam (55. ábra).

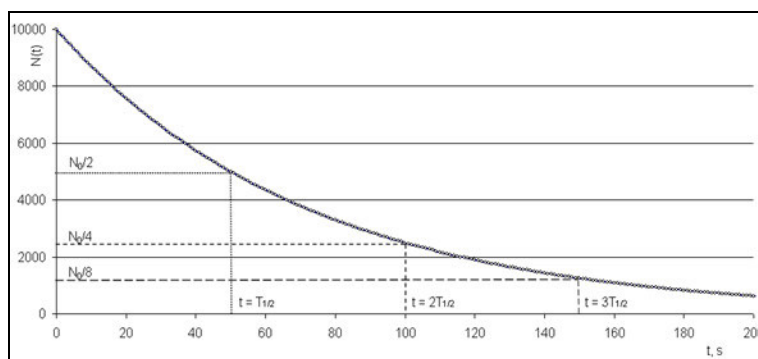


55. ábra: $Th(B+C)$ forrásból kilépő alfa-részecskék nyomai
(Az ábrán látható vízszintes vonalak a fűtőszálakat mutatják, melyek távolsága 32 mm. Ez a nyomhosszúság mérésében nyújt segítséget.)

Két napon keresztül figyeltem meg a $Th(B+C)$ forrásból kilépő alfa-részecskék nyomait a diffúziós ködkamra fölött elhelyezett video kamera segítségével. A felvételeket öt óránként rögzítettem és a következőképpen értékeltem ki. A képfeldolgozó program segítségével megszámoltam, hogy az adott képkockán hány alfa-részecskenyom látható, majd a kapott eredményeket az idő függvényében ábrázoltam az Excel programban. A kapott diagramhoz exponenciális trendvonalat illesztettem, melynek egyenletéből a IV-2 összefüggés segítségével meghatároztam a felezési időt:

$$I = I_0 e^{-\lambda \cdot t} = I_0 e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{T_{1/2}}} = I_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (IV-2)$$

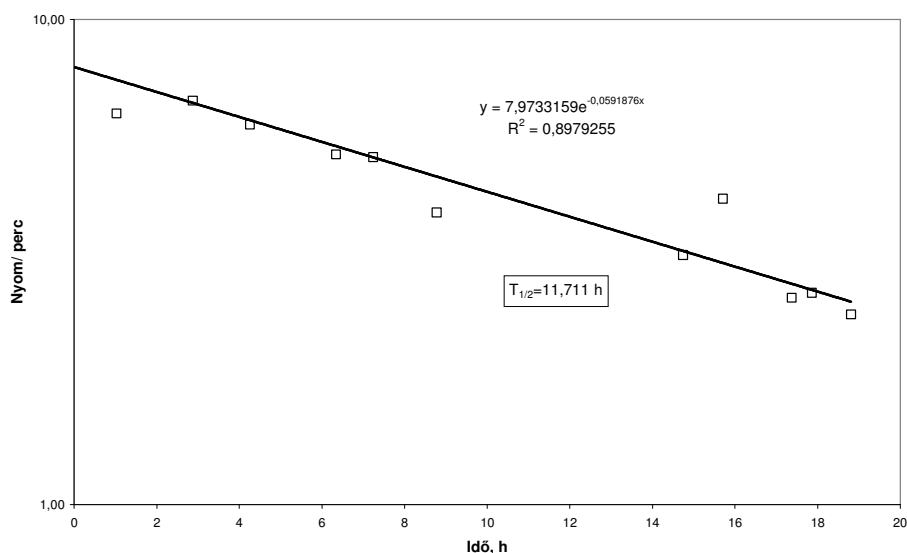
(A függvény λ „negatív meredekségéből” $T_{1/2}$ kiszámítható, és I_0 is meghatározható.)



56. ábra: Exponenciális bomlásgörbe.

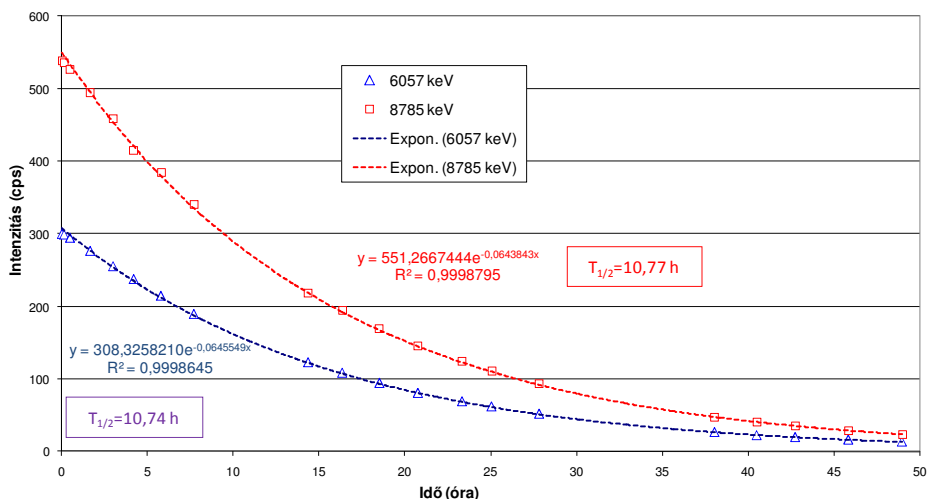
Nagy nyomsűrűség esetén, amikor az alfa-részecskenyomok egyesével történő számlálása nem lehetséges, a felezési idő meghatározásához a

részecskenyomok területének összegét ábrázoltam az idő függvényében. Az adatokat szintén egy képfeldolgozó program segítségével számítottam ki. Ellenőrzésképpen a felvételen a részecskenyomokat szemmel is leszámláltam. A kiértékelést az előbbiek szerint végeztem. Az időfüggést az 57. ábra mutatja be. Az eredmények elfogadható egyezést mutatnak a Th(B+C) 10,6 óra felezési idejével. Az illesztést jellemző R^2 korrelációs együttható alacsony, ami az adatok nagy szórásával magyarázható. A gépi kiértékelés hasonló eredményt hozott.



57. ábra: A Th(B+C) alfa-részecskéinek nyomszám-idő függése.

A Th(B+C) felezési idejét alfa- és gamma-spektrometria, valamint béta-számlálás segítségével is meghatároztam a már említett eszközökkel. Az eredményeket a 10. táblázatban hasonlítottam össze. Az irodalmi értéktől a ködkamrával mért értékek térnek el a legjobban. Ez az alacsony statisztikával, az ebből következő nagy szórással magyarázható. Mindenesetre, a bomlás egyértelműen észlelhető. A gamma- és alfa-spektrometria (58. ábra), valamint a béta-számlálás eredményei nagyon jó egyezésben vannak az irodalommal a 10. táblázat szerint.



58. ábra: *Th(B+C)* forrás alfa-részecskéinek intenzitás-időfüggése alfa-spektrometriában.

10. táblázat: *Különböző módon meghatározott Th(B+C) felezési idők összehasonlítása.*

Módszer		Gamma-spektrometria			Béta-száml.	Alfa-spektrometria			Ködkamra	
									Nyom-számlálás	Képfel-dolgozás
Mért izotóp		^{212}Pb	^{208}Tl	^{212}Bi	^{212}Pb	^{212}Pb	^{212}Pb		^{212}Pb	^{212}Pb
$T_{1/2}, h$	10,64	10,86	10,85	10,64	10,77	10,74	10,77	10,75	11,71	6,5-11,1

irodalmi
adat

6,0508
MeV

8,7849
MeV

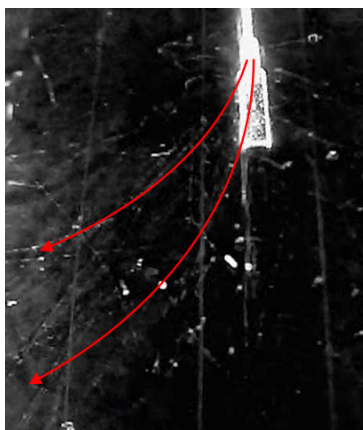
összeg

IV.1.3 Béta-részecskék eltérülése mágneses térben

Magfizikai szempontból nem a monoenergetikus (nehezen előállítható) elektronok vizsgálata az érdekes, hanem a folytonos spektrumú béta-részecskéké. Ezeknél arra kell figyelni, hogy gamma-sugárzás ne kövesse a béta-bomlást (a fotonok Compton-szóródásában megjelenő elektronok zavarják a megfigyelést). Választásom a két energiacsoporttal rendelkező $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ forrásra esett (6. táblázat).

Egy 2400 gauss erősségű ritkaföldfém mágneset helyeztem el a diffúziós ködkamra érzékeny térfogatában, majd a $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ forrásból kilépő elektronok

mozgását vizsgáltam. A kísérlet során a kis térre kiterjedő mágneses mező és a két folytonos spektrumú csoport miatt nehéz tisztán megfigyelni a béta-részecskék Lorentz-erő hatására történő „felcsavarodását”. Az 59. ábrán a forrás felül látható, előtte pedig a mágnes. A töltés előjelétől és a mező irányától függő eltérülés a képen balra történt. Az effektus valóságát a mágneses tér irányának megváltoztatásával ellenőriztem.



59. ábra: Béta-részecskék mágneses eltérítése ködkamrában.

A két csoport maximális energiájára vonatkozó eltérítési sugarakat a 11. táblázatban a relativisztikus képlet (III-4) szerint számítottam ki.

11. táblázat: A ^{90}Sr -Y forrás béta-részecskéinek eltérítése 2400 gauss indukciójú mágneses mezőben.

E_{max} , MeV	R, cm
0,546	1,28
2,284	3,82

IV.1.4 Diffúziós ködkamra az oktatás és a tudományos ismeretterjesztés szolgálatában

A diffúziós ködkamra felhasználható a fizika oktatás különböző fázisaiban: általános iskola, a középiskola, egyetem.

Az általános iskolában főként demonstrációs célokat lehet megvalósítani: anyagszerkezet, háttérsugárzás.

A középiskolában az atommagfizika oktatás során, a radioaktivitás témakörénél (pl. felezési idő meghatározására) használható. Azoknak a tanulóknak, akik a radioaktivitásról tanultak, de ezzel kapcsolatban közvetlen tapasztalatokat sohasem szereztek, nagy élményt jelenthet a radioaktív sugárzás szemléltetése. Az atommagfizikában a szórási folyamatok észlelése, új részecskék keletkezése, az elemátalakítás lehetősége (pl. a $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ magreakcióban) nyújt élményt. A részecskék ütközésénél (pl. n-p szórás) a

klasszikus mechanikai ismeretek gyakoroltathatók. A kísérletek kiértékelésénél pedig a statisztikai ismeretek is előkerülnek.

Az egyetemi fizika oktatás során a felezési idő, a töltött részecskék fékeződése, a hatótávolság-energia függés, az energia-, nyomhosszúság-eloszlás kiszámítására lehet felhasználni a diffúziós ködkamrát.

A diffúziós ködkamrával kapcsolatos információk, és az atommagfizika egyes jelenségeinek megértéséhez szükséges elméleti alapok egy általam készített honlapon [URL-3] megtalálhatók. Itt közérthető nyelven minden érdeklődő számára elérhetők leírások, animációk, és képekből-, videofelvételekből álló adatbázisok. Útmutatók alapján lehetőség nyílik az egyes kísérletek adatainak egyéni vagy csoportos feldolgozására is szakköri foglalkozásokon. Egy internetes közvetítést nyújtó IP-kamerával a diffúziós ködkamrában kialakuló folyamatok valós idejű megfigyelése is lehetséges, pl. tanórákon. Ez azért fontos, mert olyan forrásokat és egyéb megoldásokat lehet alkalmazni laboratóriumi körülmények között, amelyek nehézségük és a használt források sugárvédelmi előírásai miatt nem valósíthatók meg iskolákban. Ilyen pl. a helyszínen előállított rövid felezési idejű izotópok vizsgálata, és a neutron indukált folyamatok tanulmányozása.

A németországi középiskolai fizikatanítás része a diffúziós ködkamra alkalmazása. Demonstrációra [URL-4] és tanulói kísérletek elvégzésére egyaránt felhasználják [URL-5]. Ez az eszköz valóban kiválóan alkalmas arra, hogy a magyarországi középiskolai oktatás során is bemutassák, valamint elmélyültebb munkát igénylő feladatokat is elvégezzenek vele. Ehhez nyújt segítséget jelen dolgozat és az említett honlap is.

A 2006-os debreceni „Radioaktivitás: a természet része” című kiállításon megtekinthető volt az általam készített diffúziós ködkamra felvételekből összeállított poszter. A Miskolci Egyetem Fizika Tanszékén is felhasználták a felvételeimet.

A bajai Eötvös József Főiskolán is látható volt a „Radioaktivitás: a természet része” című kiállítás, amelynek keretében lehetőség nyílt a diffúziós ködkamra bemutatására és használatára. A kiállítás megszervezésében, lebonyolításában és a kiállítás ismeretterjesztő honlapjának elkészítésében meghatározó szerepem volt.



60. ábra: Radioaktivitás: a természet része” című kiállítás Baján.

IV.2 Környezeti radioaktivitás mérése a hajósi borpincékben

Hazánkban, 2003. január 1. óta, a munkahelyeken megengedett ^{222}Rn aktivitáskoncentráció felső korlátja 1000 Bqm^{-3} . (Ezt évi 2000 órás munkaidő esetén lehet közvetlenül alkalmazni.) Vizsgálatok igazolták, hogy a föld alatti üregekben, barlangokban, bányákban ennek az értéknek a többszöröse, gyakran több tízszerese is előfordul éves átlagban. Így joggal vetődött fel a kérdés, hogy a barlangokhoz több tekintetben is hasonló földalatti borpincékben is előfordulhatnak-e a rendeletben megállapított a cselekvési szintet meghaladó értékek. Ezért az MTA Atommagkutató Intézetének Radon Csoportja és az OSSKI 2003-ban vizsgálatokat kezdett egyes borvidékeken a borpincék ^{222}Rn tartalmának felmérésére. Ebbe a munkába kapcsolódtam be én is a Hajós-Baja borvidéken végzett mérésekkel.

Hajós a Dél-Alföldön, a Dunához közel található, főként sváb nemzetiségűek által lakott település. Két részből áll, egy pincefaluból (61. ábra), melyet régen munkafalunak neveztek és egy lakófaluból, ahol az emberek házai vannak. A pincefalu a régi Duna-meder árterületén egy löszháton terül el. Az 1840-es évektől foglalkoznak szőlőtermesztéssel, manapság több mint 1200 pince található a faluban. Ez Európa legnagyobb összefüggő pincefaluja.



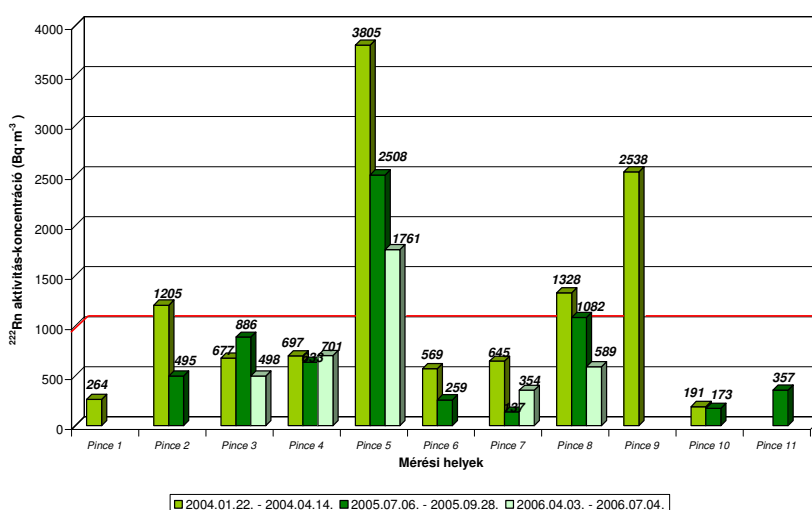
61. ábra: *Hajósi-pincefalu.*

A borpincék jellemzően egyágúak, átlagosan 20-50 méter hosszúsággal, 2,5 méter belmagassággal, és 2,2-3,0 méter szélességgel rendelkeznek. A falakat sok helyen téglaborítás fedi. A pincék hőmérséklete télen-nyáron közel azonos, 12-13 °C. A borpincék fölé épültek a présházak. Az új építésű pincék présháza felett lakórész is kialakítása került, ahol turistákat szállásolnak el.

A pincéket befoglaló közet anyaga lösz. A lösz 60-70 %-ban finom kvarcporból, 5-25 %-ban kalcium-karbonátból. 5-20 %-ban agyagos alkotórészekből áll, továbbá egyéb közetalkotó ásványok törmeléke is lehet benne (földpát, turmalin, gránát, cirkon, olivin, stb.).

A ^{222}Rn aktivitáskoncentráció meghatározásához Radamon típusú maratontnyom-detektoros radondetektorokat használtam. A méréseket 2004 és 2006 között végeztem, évszakokhoz igazodóan, negyedéves besugárzási időket alkalmazva. Egy-egy pincében 2-3 detektort helyeztem el fejmagasságban, a földemtől 30 cm-re. Három mérési időszak eredményeit mutatja a 62. ábrán látható diagram.

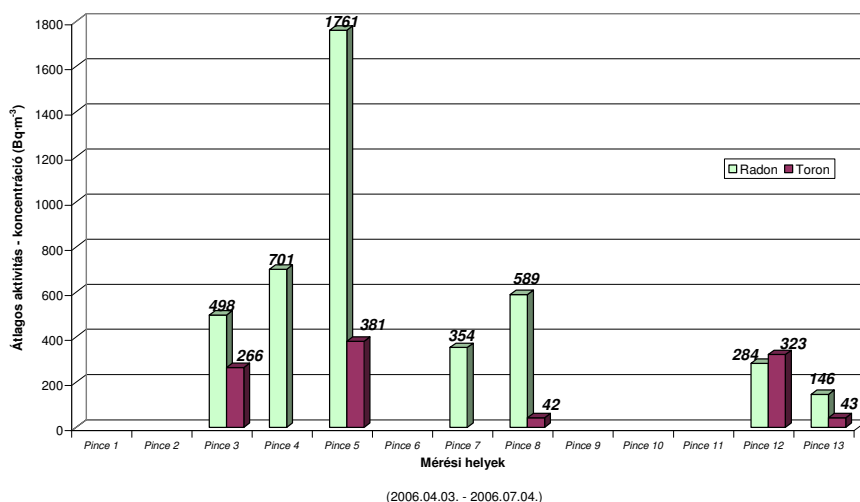
Az eredmények szerint a 11 vizsgált borpincében a ^{222}Rn tartalom széles határok: $0,1\text{--}4,0 \text{ kBq m}^{-3}$ között változott. Négy helyen (pince 2, 5, 8, 9) a ^{222}Rn aktivitáskoncentrációja átlépte sugáregészségügyi ajánlások által a munkahelyekre megállapított 1000 Bq m^{-3} cselekvési szintet.



62. ábra: Hajósi borpincék ^{222}Rn tartalma.

A ^{220}Rn tartalom felmérésére „iker” detektorokat alkalmaztam, melyeket a talaj közelében helyeztem el. A Radamon tartalmaz egy hidrofób szűrőpapírt, a levegőben lévő szilárd aeroszolok és a radon bomlástermékek leválasztására, és egy polietilén szűrőfóliát a toron kiszűrésére. Az alkalmazott detektor párok egyikéből eltávolítottam a szűrőfóliát, a mért aktivitáskoncentrációból levontam a másik detektorral kapott ^{222}Rn koncentrációt, és így megkaptam a ^{220}Rn tartalmat. Az eredmények a 63. ábrán láthatók. A toron aktivitáskoncentrációja jelentősen kisebb a radonénál.

A Radamonnal végzett mérések együttes relatív statisztikus és szisztematikus hibája 10-20 % között volt.

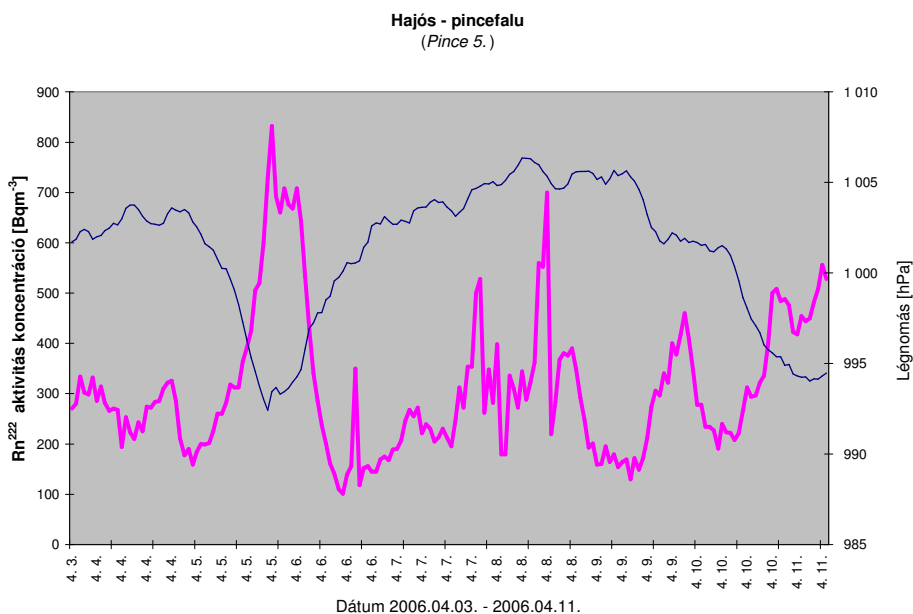


63. ábra: Hajósi borpincék ^{222}Rn és ^{220}Rn tartalma.

Egy kiválasztott pincében (pince 5), ahol kiugróan magas ^{222}Rn aktivitás-koncentrációkat mértem, ^{222}Rn monitorozást is végeztem az egy órás időfelbontással működő AlphaGUARD típusú radonmérővel (64.ábra). Az eszköz a radon mellett a hőmérséklet, légnyomás és a relatív páratartalom mérésére is alkalmas.

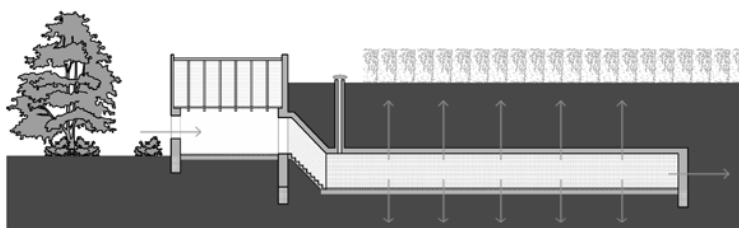


64. ábra: AlphaGUARD típusú ionizációs-kamrás radonmonitor.



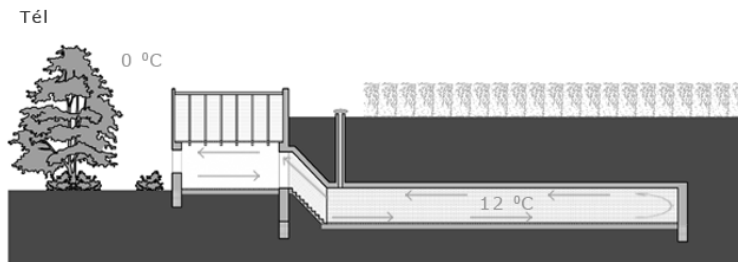
65. ábra: ^{222}Rn aktivitáskoncentráció nyomásfüggése.

A ^{222}Rn monitorozás eredményei szerint (65. ábra) a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció ellentétes irányban változott az atmoszférikus légnyomás változásához képest. A 66. ábra annak a pincének a metszetét mutatja ahol a mérést végeztem. A pincét befoglaló közet (lössz) pórusterének jelentős része kapcsolatban áll a pince légterével az atmoszférikus légnyomás változásaink hatására. Csökkenő légnyomás esetén radonban dús pórsgáz áramlik a pincébe, növekvő nyomás hatására a pórsgáz visszaszorul a közetbe, a beáramlás leáll.



66. ábra: Légnyomás és a ^{222}Rn tartalom változása.

Télen a hőmérséklet-különbség miatt légkörzés alakul ki a borpincékben (67. ábra). Nyáron azonban csak a présházban alakul ki a vízszintes irányú légáramlás, mert a pince mélyebben van, mint a présház padlósíntje.



67. ábra: Légekörzés kialakulása a borpincében.

A hajósi borpincékben a dolgozók havonta átlagosan csak egy hetet töltenek. Ennek és a szellőzésnek is köszönhetően sugárterhelésük alatta marad annak, amit folyamatos munkavégzés mellett a korlátot jelentő 1000 Bqm^{-3} esetén kapnának.

A mérési eredmények szezonális változásokat is mutattak (jellemzően téli maximummal és nyári minimummal), kivéve egy pincét (*pince 3*), ahol a nyári radon szint magasabb volt, mint a téli. Ez a pince fordított légkörzése miatt alakulhatott ki.

IV.3 Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légterében lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra

Vizsgálatok igazolták [Sz-03] [Sz-05] [Gy-07], hogy hazai borvidégeink pincéiben az éves átlagos ^{222}Rn aktivitáskoncentráció jellemzően néhány száz Bqm^{-3} , vagyis kb. 1 nagyságrenddel kisebb, mint ami a barlangokra jellemző. Ugyanakkor nem elhanyagolható azon borpincék aránya sem (kb. 10 % körüli), amelyekben az éves átlagos ^{222}Rn aktivitáskoncentráció jellemzően néhány kBqm^{-3} . Ezen borpincék esetén jelentősége van annak, hogy a pince légterében térben és időben hogyan változik a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció egyrészt a sugárterhelés pontosabb becslése céljából, másrészt a nagyobb radonkoncentráció kialakulás okainak megértése céljából is.

A modellszámításokhoz AlphaGUARD típusú ionizációs-kamrás radonmonitorral mért adatsorokat használtunk, melyeket egy hajósi borpince (*pince 5*) légterében mértem (IV.2 fejezet).

IV.3.1 Modellszámítások

A talajgáz transzportját a telítetlen zónában a Darcy-egyenlettel közelítjük: $q = -K / \mu (\text{grad}P - \rho g)$, ahol q : a gáz térfogatáram-sűrűsége, $[\text{m}^3 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}]$; K : a talaj belső gázáteresztő-képessége, $[\text{m}^2]$; μ : a gáz dinamikai viszkozitása, $[\text{Pa s}]$; P : a gáz nyomása, $[\text{Pa}]$; ρ : a gáz sűrűsége, $[\text{kgm}^{-3}]$; g : a gravitációs gyorsulás, $[\text{ms}^{-2}]$. A talajgáz áramlásának kontinuitási egyenlete: $\varepsilon (\partial \rho / \partial t) = -\text{div}(\rho q)$, ahol ε : a talaj gázporozitása (a talaj teljes térfogatának gázzal kitöltött hányada), $[-]$. Az ideális gázokra vonatkozó állapotegyenlet:

$p = \rho RT$, ahol R : az adott gázra vonatkozó gázállandó, $[\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$; és T : a gáz hőmérséklete, $[\text{K}]$. Az állapotegyenletből kifejezhetjük a gáz sűrűségét, és azt beírjuk a Darcy-törvénybe, valamint a kontinuitási egyenletbe, majd a Darcy-törvény szerinti térfogatáramot behelyettesítjük a kontinuitási egyenletbe, és így kapjuk a talajgáz áramlásának alapegyenletét:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \alpha \left\{ P \Delta P + \beta P \frac{\partial P}{\partial z} + (\nabla P)^2 \right\}, \text{ ahol } \alpha = \frac{K}{\mu \varepsilon}, \text{ és } \beta = \frac{2g}{RT}. \quad (\text{IV-3})$$

A radon gáz transzportegyenletét az alábbi alakba írhatjuk:

$$\beta \frac{\partial C}{\partial t} = D \operatorname{div} \operatorname{grad} C - q \operatorname{grad} C + G - \lambda \beta C, \quad (\text{IV-4})$$

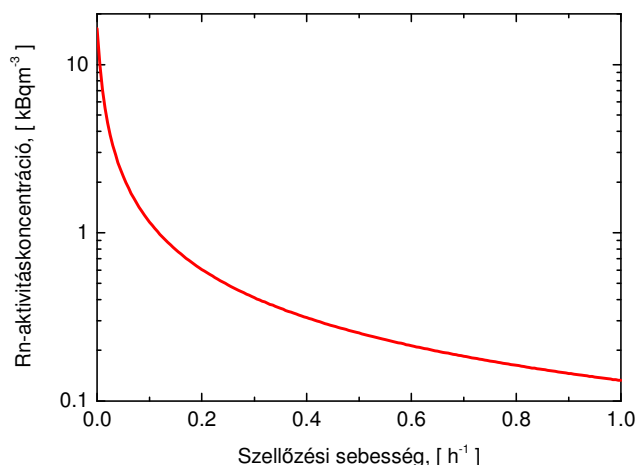
ahol, C a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció a póruster gázfázisában, $G = f \rho_d A_{Ra} \lambda$ a ^{222}Rn pórusterben való keletkezési üteme, f a ^{222}Rn kibocsátási tényező, ρ_d a száraz talaj sűrűsége; A_{Ra} a száraz talaj ^{226}Ra aktivitáskoncentrációja, λ a ^{222}Rn bomlási állandója. A póruster vízzel kitöltött hányadát víztelítettségnek nevezzük, és m betűvel jelöljük. Feltesszük, hogy a pórusterben lévő ^{222}Rn mindenkor az Otswald-féle megoszlási tényezőnek megfelelően oszlik meg a víz és a gázfázis között. Az L megoszlási tényező: $L = C_w / C_g$, aminek hőmérséklettől való függését a *Clever H. L.* [Cl-79] által levegőre összegyűjtött adatokból a következő formulával illesztettük: $L(T) = 0.425 \exp(-0,05 T) + 0,104$. $\beta = (1 - m + Lm)\varepsilon$, az úgynevezett megoszlás-korrigált porozitás. Mivel ebben a megközelítésben a víz és gázfázisban történő diffúziót nem tárgyaltuk elemi szinten, ezért a D_e effektív diffúziós együtthatóba van beépítve a diffúziós áram összes környezeti feltételtől való függése: $D_e = D_e(\varepsilon, m, \dots)$. A D_e (m^2s^{-1}) effektív diffúziós együttható porozitástól és víztelítettségtől való függését *Rogers és Nielson* [Ro-91] szerint így közelíthetjük: $D_e = D_{e0} \exp(-6m\varepsilon - 6m^{14\varepsilon})$.

IV.3.2 Eredmények

Első közelítésben a pince légterében a ^{222}Rn aktivitáskoncentrációját alapvetően két tényező határozza meg. Az egyik a pince talajából és a falaiból a légterbe szivárgó ^{222}Rn gáz árama, a másik pedig a pince szellőzése a külső légter felé. Mindkét tényező jelentős időbeli változásokat mutathat elsősorban az időjárás változásainak hatására.

A legegyszerűbb esetben feltehetjük, hogy mind a radon forráserőssége, mind a pince szellőzési sebessége időben állandó. (A szellőzési sebesség szemléletesen úgy is értelmezhető, hogy egységnyi idő alatt hányszor cserélődik ki a helyiség levegője.) Legyen a pince térfogata: V , $[\text{m}^3]$; a pince talajának és falainak összfelülete pedig: A , $[\text{m}^2]$. A pince falain (beleértve a pince talaját is) a ^{222}Rn aktivitásáram sűrűsége j , $[\text{Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}]$. Ekkor a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció a

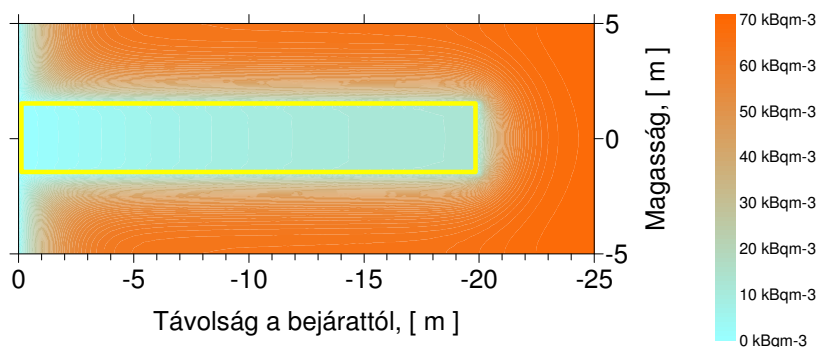
pince légterében: $C = (Aj/V + qC_k)/(\lambda + q)$, ahol q a pince szellőzési sebessége. A talajfelszínre világítlagban jellemző $j=20 \text{ mBqm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ^{222}Rn aktivitásáram-sűrűséggel számolva a szellőzési sebesség függvényében mutatja a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció értékét a 68. ábra.



68. ábra: A ^{222}Rn aktivitáskoncentráció változása a szellőzési sebesség függvényében.

Tekintettel arra, hogy a borpincékben mérhető radon aktivitáskoncentráció néhány száz és esetleg néhány ezer Bqm^{-3} közötti érték, ezért mondhatjuk, hogy a szellőzési sebesség a pincékben jellemzően néhány tized óránként. A pince légterében azonban a radonkoncentráció nem helyfüggetlen, hanem helyről-helyre változhat. A pince bejáratának közelében, ahol a szellőzés történik, a radonkoncentráció kicsi, szemben a pince végpontjával, ahol a szellőzés a legkisebb és a radonkoncentráció így várhatóan a legnagyobb.

Kiszámítottuk a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció térbeli eloszlását a borpincét beágyazó kőzetben és a pince légterében is. Eredményül a 69. ábrán látható eloszlást kaptuk.



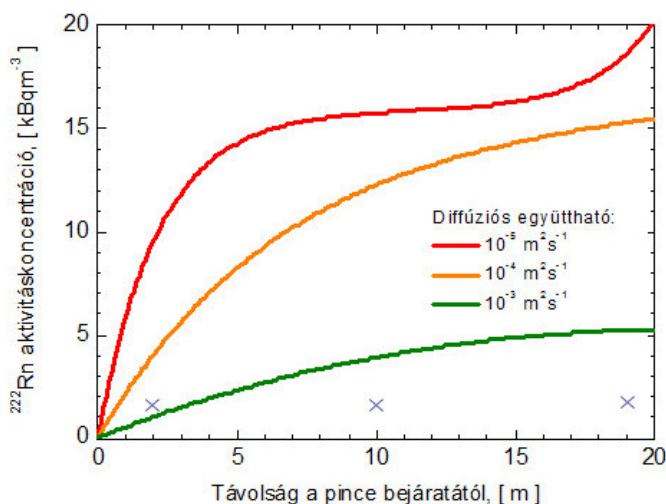
69. ábra: A ^{222}Rn aktivitáskoncentráció térbeli eloszlását a borospincét beágyazó kőzetben és a pince légterében.

Ez az eredmény szemléletesen mutatja, hogy annak ellenére, hogy a beágyazó közet pórusterében a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció több 10 kBqm^{-3} , a pince légterében „csak” néhány kBqm^{-3} .

Tegyük fel, hogy a pince levegőjének keveredését a diffúziós egyenlettel közelítjük:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + j \cdot \frac{K}{F} - \lambda \cdot C. \quad (\text{IV-5})$$

Ebben a modellben a pincét egy K területű, F keresztmetszetű egyenes csőnek tekintjük, D a keveredési-diffúzió együtthatója. A megoldás a 70. ábrán látható.

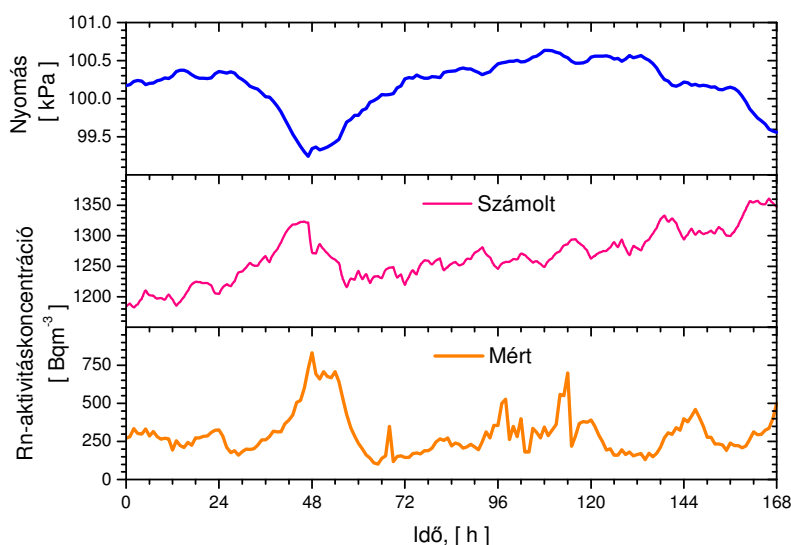


70. ábra: A ^{222}Rn aktivitáskoncentráció változása a pince bejáratától mért távolság függvényében. A ^{222}Rn aktivitásáram-sűrűsége a pince falán: $j=0,02 \text{ Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A különböző diffúziós együtthatók a pince levegőjének keveredését jellemzik.

$D \sim 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ nincs keveredés, a ^{222}Rn csak a molekuláris diffúzió miatt áramlik. A ^{222}Rn diffúziós hossza levegőben kb. 2 m. A pince végén megemelkedik a radonkoncentráció, mert az oldalfalakkól származó radonhoz hozzáadódik a pince hátsó falából származó radon is! A $10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ diffúziós állandó kb. 5 kBq m^{-3} -re csökkenti a ^{222}Rn aktivitáskoncentrációt, vagyis ez kb. $0,02 \text{ h}^{-1}$ szellőzési sebességnek felel meg! Ez nagyon kicsi szellőzési sebesség, de egyes pincékben előfordulhat. A diffúziós együttható további ($10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) növelésével néhány 100 Bqm^{-3} -re is lecsökkenthető az aktivitáskoncentráció. Ilyen értelemben valamiféle megfélemtetés létesíthető a szellőzési sebesség és a keveredési diffúziós együttható között.

A 70. ábrán feltüntetettük az 5. számú pincében mért ^{222}Rn aktivitáskoncentráció értékeit. A megfelelő keveredést mutató diffúziós állandót a mérési adatok mutatják meg egyértelműen.

Kiszámítottuk a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció időbeli változását is a pince légterének különböző pontjaiban. Az időbeli változásokat az okozta, hogy a modellszámítás során peremfeltételként az AlphaGUARD műszer által mért nyomás idősort használtuk. A nyomásváltozás hatására időben változott a borospincét beágyazó kőzetben és magában a borospincében is a kitöltő gáz áramlási sebessége, ami hatással van a radon gáz transzportjára is. Csökkenő nyomás esetén növekszik a pince falán a kőzetből kiszivárgó pórusgáz térfogatárama, és növeli a ^{222}Rn aktivitás-fluxussűrűséget is, ami a pince légterében a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció megemelkedéséhez vezet. A 71. ábra mutatja be a mért és a számolt értékek összehasonlítását. Megfigyelhető, hogy a modellszámítás jól adja vissza a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció változás irányát, ugyanakkor sem a ^{222}Rn aktivitáskoncentráció szintjét, sem a változás dinamikáját nem írja le megfelelően. A mért ^{222}Rn aktivitáskoncentráció szint mintegy ötödrésze a számoltnak. A nagyobbik különbség viszont, hogy míg a nyomás idősorban megfigyelhető jelentős nyomáscsökkenés hatására a mért ^{222}Rn aktivitáskoncentráció idősorban mintegy 3-szoros növekedés figyelhető meg, addig a számolt idősorban ugyanez a növekedés csak mintegy 10 %-os nagyságrendű. A modellszámítások egyes paramétereinek változtatásával természetesen lehet közelíteni a mért és a számolt idősorokat.



71. ábra: A mért és a számolt ^{222}Rn aktivitáskoncentráció idősorok összehasonlítása.

IV.4 Földminták NORM aktivitáskoncentrációjának meghatározása

A hajósi borpincékben a megengedettnél nagyobb ^{222}Rn aktivitáskoncentráció okait vizsgálva gamma-spektrometriai módszerrel megmértem a pincékből származó földminták NORM (*Naturally Occuring*

Radioactive Materials azaz Természetben megjelenő radioaktív anyagok) aktivitáskoncentrációját.

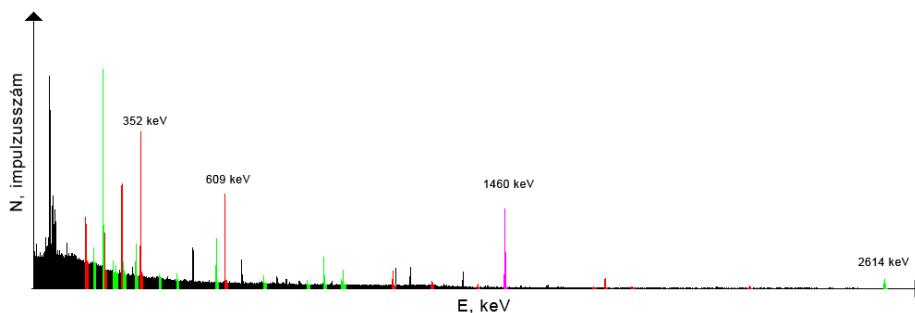
A minták előkészítése során a földet 600 µm szemcseátmérőjű szitán áttörtem (porítás), majd azonos geometriájú műanyag téglékbe tömörítve elhelyeztem. (A henger alakú mintatartó téglék magassága és átmérője: $h \sim 35$ mm, $d \sim 67$ mm).

A méréshez a CANBERRA gyártmányú, GC2018 típusú detektort (III.3.2.1 fejezet) használtam. A vizsgált mintákat a detektor belépőablakának közvetlen közelében helyeztem el úgy, hogy a téglék alja a kriosztát ablakát érintette. A detektort és a mintát zárt ólomvédelem vette körül árnyékolás céljából, melynek a kriosztáthoz közeli része Al-Fe-Cu-Cd lemezzel volt burkolva, ami az indukált röntgensugárzás kiszűrése miatt volt szükséges.

A kiterjedt mintákra vonatkozó hatások meghatározása standard pontforrások (^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{241}Am) különböző geometriákban történő mérésével nyert diagramok felhasználásával történt, amit szimuláció egészített ki.

Alacsony aktivitású mintákról lévén szó, a mérési idő általában fél- és egy nap között változott. A relatív statisztikus hiba a minta tömegétől, származási helyétől és a nuklidoktól függően 1,2-54 % közötti volt, a szisztematikus hibát 8 %-ra becsültem.

A spektrumfelvételek elkészítése után végrehajtottam a spektrumanalízist. A spektrumok megjelenítése és feldolgozása a GENIE2K szoftver segítségével történt.



72. ábra: Hajósi földminta gamma-spektruma.

A spektrumban lilával kiemelt vonalak a ^{40}K , a zöld a ^{232}Th , a piros ^{238}U bomlástermékeit jelölik 0-2720 keV-os tartományban.

Az Excel programba való konvertálás után elvégeztem az egyes csúcsokhoz tartozó impulzus értékek háttérre korrigált származtatását (a háttérsugárzás spektrumának felvételét is zárt ólom árnyékolás mellett történt). A meglévő energiaértékekből meghatároztam, hogy az egyes gamma-vonalak melyik izotóptól és bomlási sorból származnak. Ezt követően az ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th bomlásából, valamint ezek leányelemeihez tartozó gamma-átmenetektől származó csúcsok közül kiválasztottam a legkisebb bizonytalansággal terhelteket. A 12. táblázat tartalmazza az így redukált és azonosított csúcsokat, amelyeket a

továbbiakban a radon felaktiválódás követéséhez, a talajminták aktivitásának, valamint urán, tórium és kálium tartalmának meghatározására használtam.

12. táblázat: A megfelelő statisztikájú csúcsokat adó gamma-vonalak.

Bomlási sor	Nuklid	Elágazási arány	Energia (keV)
²³² Th	²²⁸ Ac	0,0438	209,24
²³² Th	²¹² Pb	0,4740	238,63
²³² Th	²²⁸ Ac	0,1260	338,31
²³² Th	²⁰⁸ Tl	0,3036	583,14
²³² Th	²²⁸ Ac	0,2840	911,14
²³² Th	²²⁸ Ac	0,1617	968,91
²³² Th	²⁰⁸ Tl	0,3564	2 614,71
²³⁸ U	²²⁶ Ra+ ²³⁵ U	0,0400	186,14
²³⁸ U	²¹⁴ Pb ²²⁶ Ra	0,2020	295,20
²³⁸ U	²¹⁴ Pb ²²⁶ Ra	0,4010	351,92
²³⁸ U	²¹⁴ Bi ²²⁶ Ra	0,4840	609,27
²³⁸ U	²¹⁴ Bi ²²⁶ Ra	0,1600	1 120,28
²³⁸ U	²¹⁴ Bi ²²⁶ Ra	0,0418	1 377,64
²³⁸ U	²¹⁴ Bi ²²⁶ Ra	0,1660	1 764,49
²³⁸ U	²¹⁴ Bi ²²⁶ Ra	0,0530	2 204,14
	⁴⁰ K	0,1067	1460,86
	¹³⁷ Cs	0,851	661,65

Az egyes izotópok (12. táblázat) gamma-átmeneteihez tartozó aktivitások meghatározásához szükség van:

- az egyes gamma-vonalak intenzitásaira,
- az átmenetek elágazási arányaira,
- a detektor hatásfokára,
- a számlálási veszteségek kompenzálására szolgáló korrekciós faktorokra.

Az intenzitások és elágazási arányok a mérésből illetve az irodalomból ismertek [He-98] [Fi-96]. A komplex hatásfok ismeretében az aktivitás a IV–7 összefüggéssel számolható:

$$\eta_{\text{komplex}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^H \eta(E\gamma, z) \cdot \eta(E\gamma, \Theta) \cdot e^{-\mu \cdot z} r d\Theta dr dz}{V}, \quad (\text{IV-6})$$

$$A = \frac{I}{\gamma \cdot \eta_{\text{komplex}}}, \quad (\text{IV-7})$$

ahol, γ az elágazási arány, I a detektor által mért intenzitás, η_{komplex} a komplex hatásfok.

Az eredményeket elosztva az adott minta tömegével m_s , megkaptam az egyes izotópok aktivitását egységnyi tömegre vonatkozóan, vagyis az aktivitáskoncentrációt, melynek jele AK , egysége $Bq \cdot kg^{-1}$.

Általánosságban elmondható, hogy míg a ^{238}U bomlástermékeinek aktivitása időben változott, addig a ^{232}Th aktivitása állandó maradt, nem volt szisztematikus hiba. A ^{40}K -ra vonatkozóan ugyanez mondható el.

A földminták urán, tórium és kálium tartalmát az aktivitáskoncentrációk segítségével határoztam meg. A ^{238}U és a ^{232}Th aktivitáskoncentrációit az adott bomlási sorhoz tartozó leánymagok aktivitáskoncentrációinak összegéből és ezen összegek mérésenkénti értékének átlagából, míg a ^{235}U esetében a ^{238}U és ^{235}U fajlagos aktivitásának viszonya segítségével határoztam meg [Ka-08]. Az egyes izotópok aktivitáskoncentráció értékeinek birtokában a földminták ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th és leánymagjaik, valamint ^{40}K tartalmát a IV-8 és a IV-9 összefüggések segítségével számoltam ki. Az eredményeket a 13. táblázatban foglaltam össze.

$$A = N \cdot \lambda = \frac{m_i}{M} \cdot L \cdot \lambda \quad (\text{IV-8})$$

$$AK = \frac{A}{m_s} = \frac{m_i}{m_s} \cdot \frac{L}{M} \cdot \lambda \quad (\text{IV-9})$$

ahol, m_i az izotóp tömege, L az Avogadro-szám, M a moláris atomtömeg, λ pedig a bomlási állandó értéke.

13. táblázat: A Hajósi-pincefaluból származó talaj ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K tartalma és aktivitáskoncentrációi.

Hely	^{238}U			^{232}Th			^{40}K		
	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹
Hajósi borpincék									
Pince 2	52,1	65,8	4,2	28,8	34,3	7,1	429,9	2,3	14 189
Pince 3	74,1	16,5	6,0	32,0	8,6	7,9	416,3	2,6	13 741
Pince 4	38,7	6,7	3,1	34,4	12,1	8,5	496,8	1,2	16 400
Pince m4	37,9	5,5	3,1	36,0	1,5	8,9	509,3	1,7	16 810
Pince h4	35,4	2,8	2,9	36,6	2,8	9,0	499,2	2,1	16 480
Átlag (4)	37,3	4,6	3,0	35,7	3,2	8,8	501,8	1,3	16 563
Pince 5	34,4	7,8	2,8	23,9	2,8	5,9	294,2	2,3	9 710
Átlag (2,3,4,5) ± %	48,5	36,7		30,1	16,6		410,6	21,0	
Világátlag [Fe-10]	33			45			420		
Hazai átlag [Fe-10]	29			28			370		
Terjedelem	12-66			12-45			79-570		

A 13. táblázatban szereplő mintajelölések: A Hajósi-pincefaluból származó minták esetén az első számjegy a vizsgált pince sorsszámát, *m*-kimelegített, *h*-hideg kontroll mintát jelöli. $\pm$ (%): relatív statisztikus hiba (ehhez járul még a korábban említett 8 %-os szisztematikus hiba).

A négy (és különösen az 5. számúban) borpincében mért kiugróan magas ^{222}Rn aktivitáskoncentrációhoz nem tartozott a földmintákban magas NORM-aktivitás. Megállapítottam, hogy a többi pincebeli minta sem mutat értékelhető korrelációt a radontartalommal az adott geokémiai körülmények között [Gy-11].

A kapott eredményeket összehasonlítottam más területeken végzett mérések adataival, és megállapítottam, hogy azok az itthon és a Föld más országaiban végzett mérések határai közé esnek [Fe-10].

IV.4.1 Radon emanációs vizsgálatok

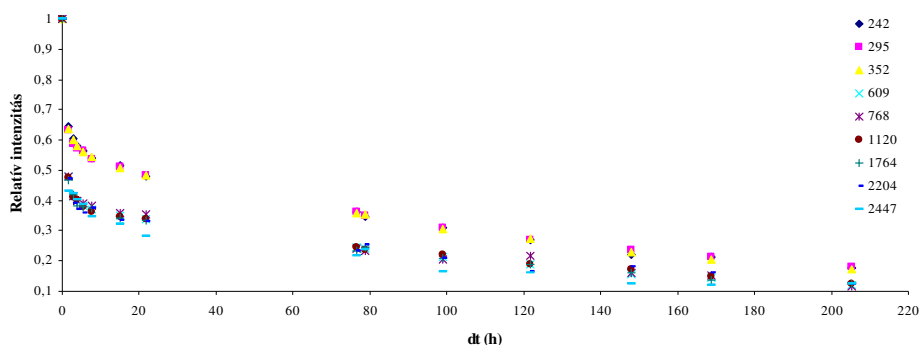
A gamma-spektrometriai mérésekhez ellenőrző kísérleteket végeztem a radonnak a mintából való megszökésével kapcsolatban. Ez a veszteségi korrekció becsléséhez volt szükséges.

A talajmintákat az idő függvényében többször is analizáltam a lezárást követő egy hónap során. Ebből a radon felaktiválódását és az egyensúlyi értéket meg lehetett állapítani.

A hajósi borpincéből származó anyagból készítettem két speciális mintát is. Az egyiket „kimelegítve” vizsgáltam a radon koncentrációjának csökkenését a NORM mérések megkezdése előtt, míg a másik ennek a mintának a hideg megfelelője volt (13. táblázat). A kettő aktivitáskoncentrációja hibahatáron belül megegyezett.

A radon felaktiválódását csak kb. 15 %-os mértékben észleltem. A jelenség magyarázata, hogy a 600 μm szitán áttört anyag szemcseméretének logaritmusa normális eloszlást követ. A legvalószínűbb szemcseméret is két nagyságrenddel nagyobb, mint a radon atomok hatótávolsága az egyes közetfajtákban (20-70 nm). A hajósi borpincék talaja löszös-agyagos szerkezetű, ezért nedvességtartalma alacsony. Ez azt eredményezi, hogy a ^{226}Ra bomlásakor visszalökődő ^{222}Rn atommag nem tud lefékeződni a pórusvízben, ahonnan diffúzióval a pórusgáz fázisba juthatna és kiszökhetne a mintából [Ki-03]. Ehelyett a visszalökődő atommag – víz híján – nagy valószínűséggel átrepül a pórustéren, és egy szemcsében fékeződik le. Így alig tud kiszökni, és ezért volt észlelhető csak kismértékű felaktiválódás.

A radonnak a mintatartóból való kiszökését vizsgálva méréseket végeztem egy gáz emanációs forrás segítségével. A forrást két szivacs közé helyeztem egy teljes napra, hogy radon gázt szívjanak magukba. Miután eltávolítottam a forrást, a két szivacsot behelyeztem egy mintatartóba és gamma-spektroszkópiai méréseket végeztem 15 alkalommal, mintegy 200 óra intervallumban. A 73. ábra mutatja az egyes gamma-vonalak mérési és tárolási idővel korrigált relatív intenzitásait az eltelt idő függvényében.



73. ábra: A bomlással korrigált relatív intenzitások változása az első méréstől eltelt idő függvényében.

A 73. ábrán két jól elkülöníthető görbe figyelhető meg. Ennek oka, hogy a radon szökésével a bomlását követő két leánytermék ^{214}Pb és ^{214}Bi – melyek felezési ideje 26 illetve 19 perc – a ^{214}Pb által meghatározott, alacsonyabb aktivitású egyensúlyba áll be. Ez egyben bizonyítja, hogy a műanyag nem alkalmas a radon kiszökésének megakadályozására (helyette célszerű alumíniumot használni).

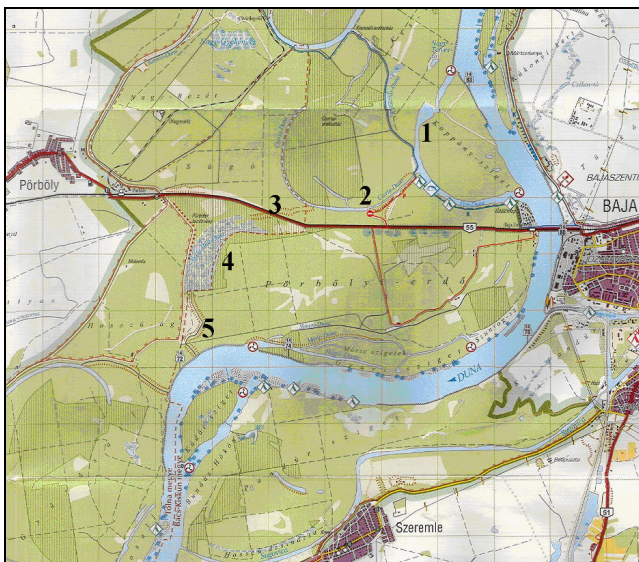
A műanyag tégely használata mégsem rontja el a mérési eredményeket, ugyanis a korábban említett kísérletek a talajminták radon-megtartó képességét igazolják. Csak a minta felületéről kilépő atomokra lesz veszteség a tégely anyaga miatt. A radon korábban említett közetbeli hatótávolsága elhanyagolható veszteséget okoz a felület nagyon vékony rétegéből történő kiáramlás folytán.

A vörösiszapra vonatkozó kísérletek (IV.6 fejezet) alapján annak radon emanáló képessége mintegy kétszerese (~30 %) az általam mért sokkal szárazabb talajokénak. Ez a mintaszerkezetek (porozitás, szemcseméret, nedvességtartalom) különbözőségével magyarázható.

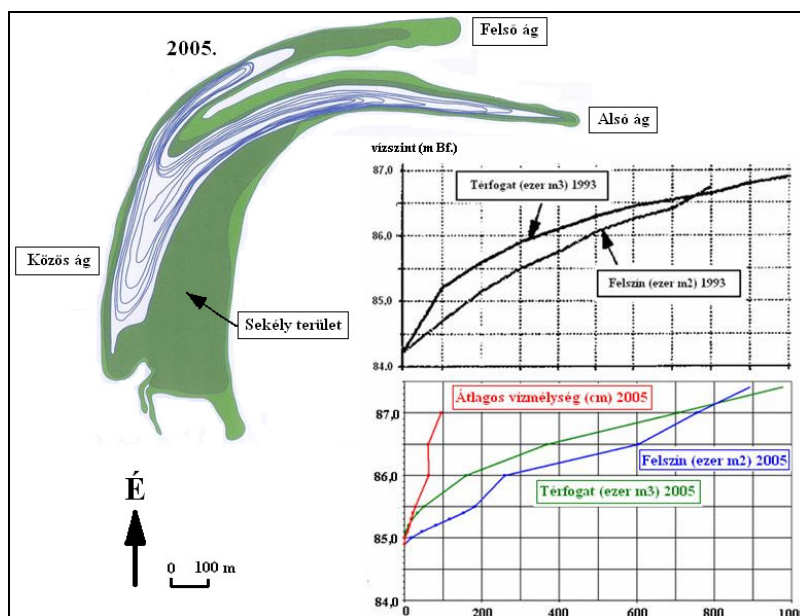
IV.5 Üledék felhalmozódás sebességének becslése gamma-spektrometriai módszerrel

A Nyéki-Holt-Duna (74., 75. ábra) a Gemenci Tájegység egyik fokozottan védett hullámtéri holtmedre. Lakott településektől viszonylag távol, Bajától mintegy 7 km-re nyugatra a Duna jobb partján, Tolna megyében terül el.

A mederterület feltöltődését korábban geodéziai módszerekkel határozták meg [Má-10]. A kapott mérési eredmények összehasonlításához, pontosításához szükség volt más módszerrel is meghatározni a feltöltődési sebességet.



74. ábra: A Nyéki-Holt-Duna elhelyezkedése és vízforgalmi rendszerének részei: 1-Vén-Duna, 2-Cserta-Duna, 3-Sárkány-fok, 4-Nyéki-Holt-Duna (a mintavétel helye), 5-Felső-Címer-fok.



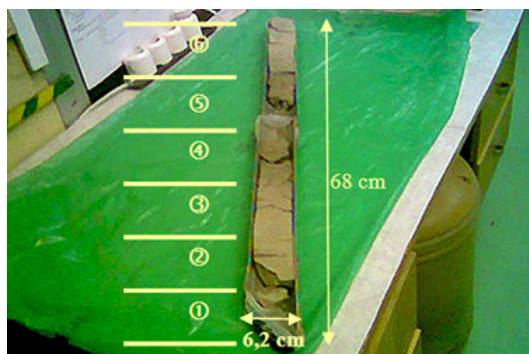
75. ábra: A Nyéki-Holt-Duna szintvonalas helyszínrajza és felszín-terfogat görbéi.

Célom gamma-spektrometriával meghatározni a lerakódott üledék korát, amelyből kiszámolható a felhalmozódási sebesség. A méréshez a jól detektálható ^{137}Cs izotópot használtam. Ez a nuklid az 1950-es és 1960-as évek légköri atomrobbantásainak, valamint az 1986-ban bekövetkezett csernobili reaktorbaleset következtében került a légkörbe, majd jutott a talajba. Az izotóp jelenléte és az aktivitáskoncentráció görbék mélység szerinti eloszlása utal a lerakódott üledék korára.

A ^{137}Cs izotóp ($T_{1/2}=30,07$ év) jól használható az utóbbi 40-50 évben lerakódott üledék kormeghatározására. Az izotóp jelenléte és az aktivitáskoncentráció görbék lefutása utal a korra.

A csernobili baleset során $19,5\text{ kg }^{137}\text{Cs}$ jutott a reaktorból a környezetbe. A cézium igen illékony fém, képes önálló aeroszoloikat képezni, ha $0,5\mu\text{m}$ -nek tételezzük fel az átlagos aeroszol sugarat, akkor a $19,5\text{ kg }^{137}\text{Cs}$ az Urálig terjedő Európa minden m^2 -re $6,4\text{ kBq}$ aktivitás jut egyenletes terítés esetén [Ki-03].

A mintavételezés 2005 októberében történt, fúrással, egy 113 cm magasságú szelvény kiemelésére került sor a Nyéki-Holt-Duna mederterületén. A száraz minta hosszúsága 68 cm volt, így a tömörödési tényező $0,6$ -nek vehető.



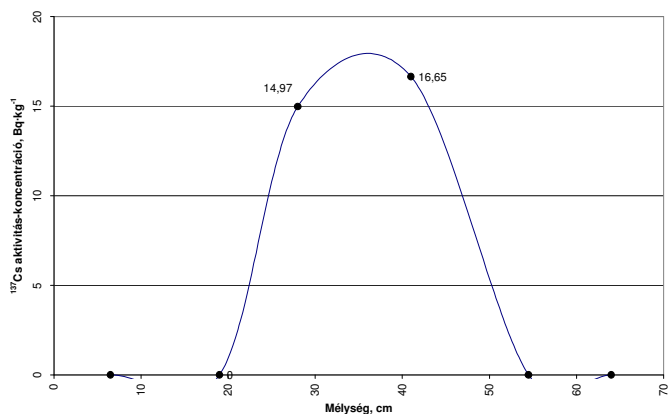
76. ábra: A vizsgált „száraz” környezeti minta.

A mintát mélység alapján hat részre bontottam (76. ábra), majd a IV.4 fejezetben leírtak szerint elvégeztem a minták preparációját és mérését. Az eredményeket a 14. táblázatban foglaltam össze.

14. táblázat: A Nyéki-Holt-Duna medréből származó minták ^{137}Cs aktivitás-koncentrációi.

Hely: Nyéki-Holt- Duna medre	Mélység, cm	Átlagos mélység, cm	AK, $\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$	+/-, %	$\text{g}\cdot\text{tonna}^{-1}$
1	0-13	6,5			
2	13-23	19			
3	23-33	28	15,0	54,1	$4,66\times 10^{-9}$
4	33-49	41	16,7	50,9	$5,18\times 10^{-9}$
5	49-60	54,5			
6	60-68	64			
Átlag		33	15,8	7,5	$4,9\times 10^{-9}$
Pest megye [Sz-09]		30	6-32		
Felső Tisza [De-09]		20-40	5-13		

A minták közül a két középsőben (3., 4.) volt kimutatható a ^{137}Cs , melynek eloszlása a 77. ábrán látható.



77. ábra: A Nyéki Holt-Duna mederterületéről származó minta ^{137}Cs eloszlása.

A ^{137}Cs 1986-ban a csernobili baleset során szóródott a környezetbe, a mintavételezésre 2005-ben került sor. Lineáris modellt feltételezve 19 év alatt az üledékképződés sebessége 3,1 cm/évnek adódik, feltéve, hogy közben a területet nem bolygatta senki és a víz sem mosta lejjebb. Ez jó egyezést mutat a geodéziai módszerrel ugyanott meghatározott 3,2 cm/év értékkel. A radioaktív szelvényezési módszert feltöltődési sebesség meghatározására mások is használták [De-09]. Az általam végzett mérés eredményének az említett független [Má-10], nem-nukleáris módszerrel való jó egyezése viszont a módszer használhatóságának bizonyítását jelenti.

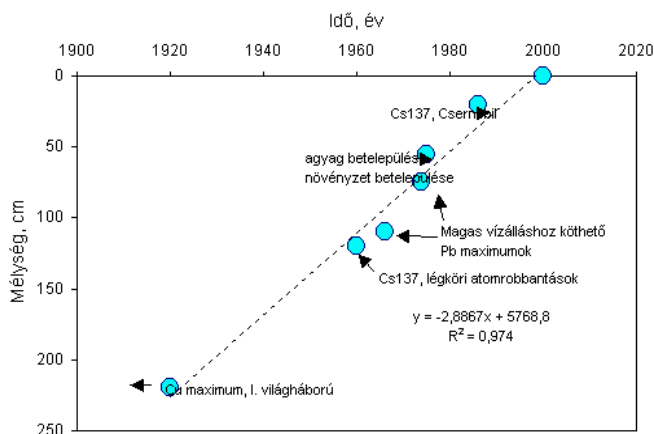
A minta NORM aktivitáskoncentrációját is megvizsgáltam, az eredményeket a 15. táblázat tartalmazza.

15. táblázat: A Nyéki-Holt-Duna medréről származó minták ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K tartalma és aktivitáskoncentrációi.

Hely	^{238}U			^{232}Th			^{40}K		
	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹
Nyéki-Holt-Duna medre									
# mélység									
6 6,5 cm	24,4	11,8	2,0	26,9	4,8	6,6	506,5	2,0	16 700
5 19 cm	16,0	44,1	1,3	21,1	5,0	5,2	408,2	8,2	13 500
4 28 cm	16,8	15,9	1,4	17,4	7,8	4,3	338,5	1,2	11 200
3 41 cm	23,8	18,2	1,9	20,9	2,7	5,1	379,4	3,2	12 500
2 54,5 cm	21,6	28,7	1,8	26,2	7,7	6,5	480,2	1,8	15 900
1 64 cm	23,7	7,7	1,9	26,5	3,3	6,5	456,0	1,2	15 100
Átlag ±%dev	21,1	17,7	1,7	23,2	16,9	5,7	428,1	14,9	14 150

A vizsgált minta NORM aktivitáskoncentrációja a szokásos talajok értékét mutatta.

A vizsgált minta méretéből adódóan az 1950-es és 1960-as évek légköri atomrobbantásaiból származó ^{137}Cs -ot nem lehetett kimutatni. Ennek a valószínűsíthető mélysége 130 cm lehet (78. ábra). A légköri atomrobbantásokból származó cézium meghatározásával a mérés tovább pontosítható.



78. ábra: Kormeghatározásra használható események [Br-03].

IV.6 Vörösiszap radioaktivitásának mérése

A 2010. október 4-én bekövetkezett vörösiszap-katasztrófa során átszakadt a MAL (Magyar Alumínium Termelő és Kereskedelmi Zrt). tulajdonában lévő Ajkai Timföldgyár Kolontár és Ajka között létesített, 300x500 m² vörösiszap-tárolójának gátja (79. ábra). A kiömlő, körülbelül 600 000-700 000 m³ iszap elöntötte Kolontár, Devecser és Somlóvásárhely települések mélyebben fekvő részeit. Az erősen lúgos, maró hatású ipari hulladék körülbelül 80 hektáron terült

szét, felbecsülhetetlen gazdasági és ökológiai károkat okozva a térségben. Sajnálatos módon a baleset emberi életet is követelt.



79. ábra: Az átszakadt zagytározó 10-es kazettájának északnyugati sarka.

A vörösiszap maró hatása és lehetséges radioaktív sugárzása ijedséget keltett az ott élő lakosságban. Az Országos Katasztrófavédelmi Főigazgatóságtól 2010. október 15-én, 0,53 kg félfolyékony vörösiszap mintát kaptunk, amelyet a Kolontár melletti Torna patak partján gyűjtöttek össze. Gamma-spektrometriai módszerrel, az országban az elsők között meghatároztuk a kiömlött vörösiszap radioaktivitását (TENORM: *Technologically Enhanced Naturally Occurring Radioactive Materials* vagyis Technológiailag megnövelt koncentrációjú természetben megjelenő radioaktív anyagok).



80. ábra: A vizsgált vörösiszap minta.

A vörösiszap összetevői: 40 % Fe_2O_3 , 18 % Al_2O_3 , 14 % SiO_2 , 12 % Na_2O , 8 % CaO , 5 % TiO_2 . Ezek az adatok erősen függnék a bauxit minőségétől. A gamma-sugárzás vastag mintabeli önabszorpciója jelentős lehet, ezért ezt a korrekciót abszorpciós mérésekből állapítottam meg. A kapott tömegabszorpciós koefficiens értéke nem mond ellent ennek az eloszlásnak egy ± 4 % bizonytalansági szinten.

16. táblázat: Vörösiszap minták ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K tartalma és aktivitáskonzentrációi.

Hely	^{238}U			^{232}Th			^{40}K		
	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹	Bq·kg ⁻¹	+/- (%)	g·tonna ⁻¹
Vörösiszap Kolontár	132,5	3,8	10,7	134,3	3,1	33,1	728,1	1,5	24 032
Vörösiszap [So-00]	263			288			320		
Vörösiszap [Jo-09]	360 150-700			292 285-380			48 5-101		
Vörösiszap [So-08]	347 225-568			283 219-392			48 5-101		

A mérési eredmények, a száraz tömegre vonatkozó TENORM aktivitáskonzentrációk, a 16. táblázatban találhatók. Az értékek ^{232}Th és ^{238}U esetén 5-6-szor nagyobbak mint a NORM-aktivitásoké. (Egy gyors, kvalitatív röntgen-fluoreszcenciás analízist is elvégeztem, amely az egyéb nehéz elemek jelentős feldúsulását mutatta.) A ^{40}K -re viszont csak egy átlagos 1,73-as arány adódott, ami ugyan növekedés, de a NORM mintáinknál a legnagyobb és legkisebb érték hányadosa is 1,75 volt.

Az ugyanezen baleset más területeiről származó mintákhoz [So-00] képest az általam mért TENORM-aktivitások kb. fele akkorák, de a vörösiszapra jellemző értékhatárok [Jo-09] közé esnek. Ezek egy 4-5-szörös tartományt fognak át, ami az alapanyagok, technológiák, valamint mintavételezési helyek különbözőségéből adódik.

V. ÖSSZEFOGLALÁS

A dolgozat a radioaktivitás és az atommagfizika jelenségeivel foglalkozik. Ez a témakör nagyon gazdag alkalmazási területekkel rendelkezik: környezetvédelem, ipari- és mezőgazdasági, valamint orvos-biológiai felhasználás. A jelen téma célkitűzéseiből adódóan a bemutatott jelenségek, az elért eredmények, a kidolgozott módszerek alapvetően a közoktatás és az ismeretterjesztés, valamint a környezetvédelem területén hasznosíthatók.

A ködkamrának az oktatásban történő felhasználása során a diákok közvetlen élményt szerezhetnek a természetes és mesterséges radioaktivitás területéről, a részecskék tulajdonságairól, a kvantumvilág jellegzetességeiről, a folyamatok véletlenszerűségéről, a klasszikus és modern fizika egységéről. A kép- és videoanyagok, a kiértékelést segítő leírások, programok a tanórákon és szakköri foglalkozásokon eredményesen használhatók.

A részecskenyomok kiértékelésére készített kép- és videofeldolgozó programok alkalmasak többek között a szilárdtest nyomdetektorok és fotoemulziós felvételek kiértékelése, meghatározott alakú és méretű alakzatok felismerésére, összeszámlálására.

A radioaktivitással kapcsolatos mérések és eredményeim a környezetvédelem szempontjából jól hasznosíthatók: radon probléma, talajok aktivitása, folyómeder feltöltődési sebessége, ipari szennyeződések tulajdonságai.

Az általam végzett környezeti radioaktivitás mérések tervezése, kivitelezése, eredményeinek feldolgozása és elemzése a közoktatásban résztvevők számára megmutatja egy meglehetősen összetett tudomány kutatási módszertanát, interdiszciplináris vonásait, a különböző tudományos és műszaki területeken dolgozó szakemberek együttműködésének fontosságát.

A diffúziós ködkamra és a radioaktivitás mérésére alkalmas kísérleti eszközök meglehetősen drágák. Egy magyarországi középiskolának nincs lehetősége és nem is lehet célja, hogy ezeket az eszközöket megvásárolja. Ezért, véleményem szerint, olyan körülményeket kell teremteni, hogy az ilyen különleges műszerek, modern eszközök és módszerek elérhetőek legyenek mindenki számára. Ennek több útja van:

- felsőoktatási intézmények, kutatóintézetek és ismeretterjesztő centrumok egyedi eszközeinek bemutatása és lehetőség szerinti használata a laboratóriumok ajtajának szélesre tárásával (pl. Kutatók Éjszakája, Fizikus Napok);
- kísérletek, mérések interneten történő bemutatása, élő internetes közvetítések;
- vizuális anyagok, mozgatható eszközök kiállítása és interaktív felhasználása;
- oktatási anyagok, kiértékelő programok a közoktatás szolgálatában.

VI. SUMMARY OF THE THESIS

Introduction

Radioactivity and the appearing ionizing radiation is part of the environment. The evolution of life and ontogeny had been seen through the presence of radiation. We can thus tell in general that ionizing radiation is part of life. We are not able to gain first hand experience about it, however, it can be measured very well and accurately. Many devices exist which can detect radiation. The cloud chamber was the first tool which could visually show the track of the particles.

According to their operation cloud chambers can be divided into two groups. In the case of *expansion* or *Wilson-type cloud chambers* the over-saturation is generated by a sudden expansion. In *diffusion cloud chambers* it can be achieved with the temperature-gradient inside the chamber. The spatial formation of tracks evolving in the expansion cloud chamber is snapped with the help of flashlight. The diffusion cloud chamber enables continuous observation.

Teaching nuclear physics at secondary schools there is relatively little chance of experimentation and the number of demonstrational tools are also few. Without experiments the exact sciences, mainly physics and nuclear physics as part of it, remains as an easily misunderstood, hardly conceivable and therefore rather mysterious subject at schools. With the help of the diffusion cloud chamber everybody can see that radiation is present in the environment around us. For students who have learned about radioactivity, however, never gained direct experience about it, these experiments could help a lot to be confident with radioactive decay. The education and documentary purposes are well served by such an equipment used at the Institute of Experimental Physics of University of Debrecen.

The radiation originating from radon gives the population almost half of the radiation exposure of natural origin. The role of radon has been proved in the increase of lung cancer occurrence, and therefore its examination deserves particular attention. In Hungary the 1996 CXVI. law's executive decree about nuclear energy on workplaces sets the $1000 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ radon concentration value as an action level. In case of a 0,4 equilibrium factor and 2000 hours/year working hours it means a 6,3 mSv/year radiation exposure. Previous studies have proved that underground places (caves, mines) exceed this value many times, with often more than tenfold values occurring on average over a year. The question has arisen as to whether in wine cellars, similar to caves in many respects, the level of radon concentration exceeds the limit specified in the decree. To investigate this problem I carried out investigation in some of the Hajós-Baja wine cellars with the help of the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences.

(Nowadays there are more than 1200 cellars in the "cellar-village" which is a few km from Hajós. It is the biggest contiguous "cellar-village" in Europe.)

Industrial accidents, the tragic consequences of military expansions can not be prevented by science. However, the examination of their effects and using them for peaceful purposes which is useful for the future and serves mankind is not only an opportunity but it is an obligation. Measuring the depth distribution of ^{137}Cs nuclide complements or in some cases controls and many times takes over the traditional determination of the sedimentation of soils. This technique was made possible when fission fragments got into the air through nuclear explosions or reactor accidents. Monitoring the radioactivity of dangerous materials carried into the environment through technological faults (for example red sludge) can effectively help the professional and the rapid elimination of the consequences of the catastrophe.

Aims

My aim was to demonstrate the application of PHYWE made diffusion cloud chamber in teaching. Beside this I want to create teaching materials which offer help for secondary school students in understanding the phenomena of radioactivity and nuclear physics in an interesting and clearer way. While doing this many opportunities are present to develop students' thinking and increase their interest towards physics. As a tool in the laboratory it may well be utilized to increase the students' knowledge on the nuclear and particle physics as well as to make the environmental radioactivity and the related items alive.

My further aim was surveying the ^{222}Rn activity concentration and its changes in the air in some Hajós-Baja wine cellars. The samples taken from the cellars' rock were examined with gamma-spectrometry. I attempted to determine if there were any correlation between the radon concentration of the cellars' air and the uranium and thorium content of the sample soils (NORM: *Naturally Occurring Radioactive Materials*).

The geodesic method (Mátrai, 2010) was applied to determine the filling up of the Nyéki-Holt-Duna watercourse (a backwater of the Danube at Nyék). It is a highly protected area within the backwater floodplain of the Gemenc countryside. There was a need to check the above results using an independent method based on the rate of silting up. A borehole sample from year 2005 was analyzed for depth distribution of ^{137}Cs activity. This isotope was released into the atmosphere during the 1950s and the 1960s as a result of atmospheric atomic blasts as well as via the Chernobyl reactor accident in 1986. It has fallen from the atmosphere into the soil. The age of the deposited sediment and the accumulation rate may be determined from the location of ^{137}Cs . Activity concentration of the NORM isotopes present in these samples was also determined.

On 4 October 2010 a 300×500 m² dam of the redsludge container collapsed which was erected between Kolontár and Ajka. In this catastrophe about 600 000-700 000 m³ of sludge was released onto the deeper parts of Kolontár, Devecser and Somlóvásárhely. The strongly alkaline and corrosive industrial debris spreaded on about 800 acre which caused inestimable economic and ecological damage in that area. The sorrowful accident claimed human lives as well.

The corrosive effect of the red sludge and also the possible radioactive radiation scared the population living in the area. On 15 October 2010 we have received half a liter of liquid red sludge sample collected from the banks of Torna which is a brook near Kolontár. We were among the first ones who determined the radioactivity of the flooding red sludge using gamma-spectrometry. (TENORM: *Technologically Enhanced Naturally Occurring Radioactive Materials*)

Methods

For the demonstration of background and artificial radioactive radiations I have used a PHYWE made diffusion cloud chamber at the Department of Experimental Physics in the University of Debrecen. This device was developed at the University of Göttingen for demonstrational purposes. In Hungary the Information and Visitor Centre of Paks Nuclear Power Plant, the Palace of Miracles (Budapest) and the Department of Physics at the University of Miskolc possesses such 45×45 cm² detector, which is able to visualize continually the tracks of different radiations. I applied a video camera to capture the events of the background radiation as well as the artificial radioactivity.

For the experiments I have used $Th(B+C)$, ^{235}U , ^{232}Th , ^{222}Rn , ^{241}Am alpha-, $^{90}Sr/Y$ beta- and $^{239}PuBe$ neutron sources and rocks with uranium content.

For determining the ^{222}Rn activity concentration in the wine cellars I have applied Radamon type edged detector radon monitors with CR-39 polymer foil (TASL). Treatment and evaluation of the detectors were performed with the usual methods (Csige and Csegzi, 2001). The results are given as ^{222}Rn activity concentration in Bq·m⁻³. The measurements were carried out between 2004 and 2006 using quarterly irradiation periods adjusted to the seasons. We have placed 2-3 detectors in the cellars at a distance of 30 cm from the ceiling. The uncertainty of the measurements performed with Radamon was estimated to be about 10-20 %.

An ionization chamber type radon monitor AlphaGUARD was also applied. Besides radon concentration, it is capable to measure temperature, atmospheric pressure and relative humidity. The uncertainty of the radon measurement with AlphaGUARD was 2-5 %.

We have performed the gamma-spectrometry with a Canberra GC2018 type portable, extra-pure germanium (HpGe) detector of sensitive volume ~100 cm³, 20 % relative efficiency (Canberra 2002). NORM-TENORM spectra were analyzed for the 50 keV – 2,7 MeV interval in 8192 channels. The energy resolution of the detector for 1332 keV is 1,8 keV. The ratio of peak/Compton is 50. Data acquisition was performed by an Inspector2K complex digital signal processor system (DSP) of Canberra.

The samples with mass of 0,15-0,5 kg were placed close to the window of the detector cryostat. The Pb-shield applied was lined inside with Al-Fe-Cu-Cd cover. The determination of the efficiency for extended samples was performed using standard “point sources” (^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{241}Am) in different geometries. It was completed with simulation. The degree of radon

emanation of the samples and the necessary corrections were determined with the help of extra experiments.

The spectrum acquisition and analysis were performed by the Canberra software Genie 2000. Speaking about samples with low activity, the acquisition time ranged between 12 and 24 hours in general. The relative statistical uncertainty was between 1,2-54 % depending on the weight and provenance of the samples and on the nuclides. The systematical error was estimated to be 8 %.

In the NORM and TENORM investigations the uranium, thorium and potassium content of the soil samples were characterized with the activity concentration calculated for dry mass [$\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$]. The activity concentration of ^{238}U and ^{232}Th was determined from the averaged activities of daughter nuclei belonging to the given decay chain. A control measurement on the ^{235}U and ^{238}U ratio was performed by very high resolution gamma-spectrometry to resolve the closely spaced peaks of ^{235}U and ^{226}Ra .

Results of my investigations:

1. I determined the operational characteristics of the PHYWE made diffusion cloud chamber and the process of track formation. The particles (alpha, proton, electron, photon) were identified on the basis of their range, stopping power and interactions.

I performed experiments with the diffusion cloud chamber as follows: detection of muons, magnetic deflection of electrons (β^- -particles), alpha-induced reaction $^{14}\text{N}(\alpha,p)^{17}\text{O}$, Rutherford-scattering on Ag-foil by alpha-particles, neutron-proton elastic scattering, and determination of half-life. The tracks of the background and radioactive radiation were recorded with camcorders. Therefore the device used earlier mainly for presentation now is suitable (again) for performing quantitative experiments [12].

I prepared a database from pictures and videos which is very useful in education. The poster prepared from my own photos was displayed in Debrecen, 2006 in an exhibition called „Radioactivity: part of nature”. My pictures on the diffusion cloud chamber were used at the Department of Physics in Miskolc University [20].

I played an important role in organizing and arranging the exhibition, called „Radioactivity: part of nature” which was presented in the Eötvös József College of Baja. I also prepared an educational homepage about this exhibition [27].

2. I have developed an image processing program for the evaluation of the video recordings and pictures of radiations which can be observed with the help of the diffusion cloud chamber. The program finds the particle tracks in the compressed „avi” and „bmp” files on the basis of the colors of the pixels. It determines their beginning and end co-ordinates and calculates the length. The number of pixels constituting the particle path gives the surface area of the given track, while the ratio of the surface area to the length gives the width [25].

The length of the track appearing in the cloud chamber depends on the energy and direction of the particles. Measuring the track length the energy of the particles can be determined. Energy distribution and range-energy dependence can be calculated from the data. From the thickness of the tracks we can deduce the stopping power of the particles.

I prepared a homepage where students can improve their knowledge about radioactivity. An internet broadcast on the processes in the diffusion cloud chamber is also available. Animations, databases containing pictures and videorecordings are prepared, too, and it is possible to process data by the help of a guide [26].

3. I have measured the ^{222}Rn activity concentration of the air in 11 wine cellars in the Hajós-Baja wine region for two years.

The ^{222}Rn activity concentration in the cellars ranged between 0,1-4,0 $\text{kBq}\cdot\text{m}^{-3}$. In almost each of them a seasonal change can be observed with a characteristics of a maximum in winter and a minimum in summer. In four cellars the ^{222}Rn activity concentration exceeded the 1000 $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ action level regarding workplaces. In the wine cellars of Hajós-Baja workers spend only a week every month in average. Thanks to this fact and the ventillation their yearly radon radiation exposure remains under 1000 $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ [7].

4. I have measured the NORM activity concentration of the soil samples from the cellars with gamma-spectrometry to devise the reasons why some of them had radon concentration above the limits. The rather high ^{222}Rn activity concentration measured in four cellars (especially in 5) was not combined with high NORM-activity in the soil samples. I found that non of the cellar samples show any appreciable correlation with the radon content in the given geochemical circumstances [2].

The results were compared to the data of other measurements carried out at other locations. I found that they do not differ much from other results in different countries of the world (Fehér and Deme 2010).

The variations of atmospheric pressure and of ^{222}Rn activity concentration in the air of a wine cellar was measured with an AlphaGAURD type ionization chamber radon monitor. It was found that the ^{222}Rn activity concentration varies inversely with pressure. To explain this behavior we have performed model calculations, in which we have assumed that variations in the atmospheric pressure induced flow of gases through the walls of the embedding rocks. We have calculated the gas flow in the rock matrix as well in the room of the cellar. We have taken into account the ventilation of the room through the entrance. Knowing the flow pattern of the carrier gas, we have modeled the transport of ^{222}Rn both in the embedding rock and in the room of the cellar. We have compared the results of model calculations with the measurements. It was found that the model is capable to reproduce the variations of ^{222}Rn activity concentration to some extent. Parts of the variation that could not have been associated to pressure induced variations are assumed to be induced by other weather parameters, such as indoor and outdoor temperature differences and precipitation [1].

Calculated radon concentration distributions along the cellars agree with the results achieved by the edged detector radon monitors if adequate mixing is supposed with the appropriate diffusion parameter.

5. I determined the age of the sediment deposited in the branch of Nyék-Holt-Duna with gamma-spectrometry to the accumulation rate. I have used the ^{137}Cs isotope for this measurement. Analyzing the soil profile from the area of the river bed I determined that ^{137}Cs is present in the „dry” sample in a depth of 35 cm which is in accordance with the 58,3 cm sampling depth. From the size of the sample the ^{137}Cs isotope could not be revealed originating from the atomic blast of the 1950s and 1960s. Its estimated depth may be 130 cm (Braun et al., 2003).

The nuclide ^{137}Cs spreaded into the atmosphere in 1986 after the Chernobyl accident. The sampling took place in 2005. Supposing a linear model during 19 years the speed of sedimentation is 3,1 cm/year presuming that the area remained undisturbed and it had not been washed off. This value is in good agreement with the value of 3,2 cm/year determined at the same place with the geodesic method. This radioactive profiling method was already used for determining the speed of sedimentation (Dezső et al., 2009). The results of my measurements correspond well with the independent, non-nuclear results, which proves the applicability of the method.

The NORM activity concentration of the examined sample shows the values of usual soils.

6. I determined the TENORM activity concentration of a sample originating from the redsludge catastrophe with gamma-spectrometry. The activity concentrations of ^{232}Th and ^{238}U are 5-6 times higher than the NORM ones while ^{40}K values differ with an average factor of 1,73 only. The latter result, however, is not too significant considering the ~1,75 range spread in our soil NORM data for potassium but the increase is obvious. Enrichment in heavy element concentration may clearly be observed in the present redsludge sample.

Compared to samples originating from other areas of the same accident my results on NORM-activities are about half of them (Somlai et al., 2010), however they fall between the limits typical of red sludge (Jobbágy et al., 2009). They comprehend a quadruple or quintuple range which derives from the diversity of the basic materials, technologies and the areas of the samplings.

The ability of radon-emanation of red sludge is about twice as much as of the drier soils. It can be explained with the differences of the sample structures (porosity, size of the small particles, moisture content) [2].

The utilization of the results

My thesis deals with the phenomena of radioactivity and nuclear physics. This topic has a rich area of application: environmental protection, industrial, agricultural and medical biology. The phenomena presented, the attained results and the developed methods can mainly be utilized in public education and the field of environmental protection.

While using cloud chambers in public education students are able to gain a direct experience from the area of natural and artificial radioactivity, about the characteristics of the particles, the features of the quantum world, the random nature of the processes and the unity of classic and modern physics. Pictures, videos, descriptions helping the evaluation and the programs can be really useful in lessons and in different studies including university education.

The image and video processing programs made for the evaluation of the tracks are suitable for solving similar tasks: evaluation of solid-state track detectors and evaluating photo emulsive records, recognizing and counting figures with determined shape and size.

My measurements and their results in connection with radioactivity can be utilized very well in environmental protection: radon problem, the activity of soils, the siltation velocity of river-bed, the characteristics of industrial pollution.

The planning and implementation of environmental radioactivity measurements, the process and analyses of the results presents for people in public education the research methodology of a complex science and its interdisciplinary characteristics. Last but not least the importance of collaboration of professionals working in different academic and technological areas is also evident.

The experimental tools capable to demonstrate particle tracks and measuring radioactivity are costly devices. Hungarian secondary schools are not able to buy them. My opinion is that these modern and special devices should be accessible for everyone. There are some possible ways:

- the presentation and possibly the usage of individual tools of higher education institutions, research centers by opening the doors of the laboratories (e. g. Researchers' Night, Physicists' Day);
- experiments, measurements broadcast on the internet;
- visual materials, presentation of mobile devices and their interactive use;
- teaching materials, evaluation programs in the service of public education.

VII. IRODALOMJEGYZÉK

- [Ba-02] Baradács E. (2002) *Hévízek és ásványvizek radon- és rádiumtartalma*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem.
- [Ba-09] Bartók R., Csige I. (2009) *Cr-39 típusú maratottnyom-detektor érzékenységének növelése*. Sugárvédelmi online folyóirat.
http://www.sugarvedelem.hu/sugarvedelem/tartalom09_1.php
- [Bo-06] Bódizs D. (2006) *Atommag sugárzások mérés technikái*, Typotex, 43-59.
- [Br-03] Braun M., Szalóki I., Posta J., Dezső Z. (2003) *Üledék felhalmozódás sebességének becslése a Tisza hullámterében*, MHT XXI. Vándorgyűlés, CD-kiadvány.
- [Bu-63] Burcham W. E. (1963) *Nuclear Physics*, McGraw-Hill, New York, 242.
- [Ca-02] *Canberra Edition Twelve Product Catalog*, (2002).
- [Cl-79] Clever H. L. ed. (1979) *Solubility data series 2*, Pergamon Press, 227-234.
- [Cs-01] Csige I., Csegzi S. (2001) *The Radamon radon detector and an example of application. Radiation Measurements*, Vol 34/1-6, 437-440.
- [Cs-88] Csige I., Hunyadi I., Somogyi Gy., Fujii M. (1988) *Vacuum effect on etch induction time and registration sensitivity of polymer track detectors*. Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part D. Nucl. Tracks Radiat. Meas., 15, Nos. 1-4, 179-182.
- [Cs-90] Csige I. (1990) *Szilárdtest nyomdetektor technikai fejlesztése és alkalmazása az űr- és radon dozimetriában*. Egyetemi doktori értekezés, Debrecen.
- [Cs-91] Csige I., Hunyadi I. and Charvat J. (1991) *Environmental effects on induction time and sensitivity of different types of CR-39*. Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part D.; Nucl. Tracks Radiat. Meas., 19, Nos. 1-4, 151-154.
- [Cs-57] Csikai Gy., Szalay S. (1957) *The Recoil Effect or the Neutrino in the Beta-Decay of ${}^6\text{He}$* . International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles and 43. Congresso Nazionale di Fisica, Padova.
- [Cs-67] Csikai Gy., Nagy S. (1967) *Investigation on the Angular Distribution of Neutron-Induced ${}^{238}\text{U}$ Fission by Means of a Solid-State Track Detector*. Journal of Nuclear Energy 21, 375-376.
- [De-09] Dezső Z., Szabó Sz., Bihari Á. (2009) *Time evolution of sediment build up in the floodplain area of river Tisza, based on ${}^{137}\text{Cs}$ isotope data*, Sapientia Hungarian University of Transylvania, Conference Publication, 433-438.
- [Fe-10] Fehér I., Deme S. (2010) *Sugárvédelem*, ELTE Eötvös Kiadó Kft., Budapest, 435.

- [Fe-92] Fewes A. P. (1992) *Fully automated image analysis of etched tracks in CR-39*.
- [Fé-05] Fényes T. (2005) *Atommagfizika*, Kossuth Egyetem Kiadó Debrecen.
- [Fi-96] Firestone R. B. (ed) (1996) *Table of Isotopes CD-ROM*. 8th Edition, Version 1.0, Wiley-Interscience March.
- [Fl-69] Fleischer R. L., Price P. B., Woods R. T. (1969) *Nuclear Particle Track Identification in Inorganic Solids*. Physical Review 88, 563-567.
- [Fl-75] Fleischer R. L., Price P. B. and Walker R. M. (1975) *Nuclear tracks in solids*. University of California Press.
- [Fl-78] Fleischer R. L. and Raabe O. G. (1978) *Recoiling alpha-emitting nuclei- mechanisms for uranium series disequilibrium*. Geochim. Cosmochim.
- [Fl-63a] Fleischer, R. L., Price, P. B. (1963) *Charged particle Tracks in Glass*. Journal of Applied Physics 34, 2903-2904.
- [Fl-63b] Fleischer R. L., Price P. B. (1963) *Tracks of Charged Particles in High Polymers*. Science 140, 1221-1222.
- [Fl-98] Fleischer, R. L. (1998) *Tracks to Innovation – Nuclear Tracks in Science and Technology*, 56-58., Springer.
- [Fu-95] Fujii M., Yokota R., Kobayashi T., Hasegawa H. (1995) *Sensitization of polymeric track detectors with carbon dioxide*. Radiation Measurements, 25, 141-144.
- [Ge-00] *Genie 2000 Spectroscopy Software Operations Manual*, Canberra Industries, (2004).
- [Gy-07] Gyórfi T., Hunyadi I., Csige I. (2007) *Radon a hajósi borpincékben*. IV. Magyar Radon Fórum. Pannon Egyetemi Kiadó. 133-138.
- [Gy-11] Gyórfi T., Raics P. (2011) *Investigation of Environmental Radioactivity of Wine Cellars, Watercourse and Industrial Waste*. Applied Radiation and Isotopes, accepted for publication.
- [Há-04] Hátori K., Tóth E., Köteles Gy., Pál L. (2004) *A magyarországi lakások radonszintje*, Egészségtudomány 48, 283-299.
- [Há-06] Hátori K. (2006) *Nukleáris mérés technika radioaktív gázok vizsgálatára*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem.
- [He-98] Helmer R. G. (1998) *Gamma-ray Spectrum Catalogue*. Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, Sep.
- [Hr-56] Hrehuss Gy. (1956) *Diffúziós ködkamra*, Fizikai Szemle 1956/153.
- [Hr-82] Hrehuss Gy., Molnár B. (1982) *Egyszerű szerkezetű diffúziós ködkamra oktatási célokra*, Fizikai Szemle 1982/299.
- [ICRP-95] ICRP 65. kiadvány (1995) *Radon-222 elleni sugárvédelem lakásokban és munkahelyeken*, Budapest.
(Eredeti: *Protection Against Radon-222 At Home And At Work* (1993), Annals of the ICRP, Vol. 23, No 2)

- [Já-54] Jánossy L. (1954) *A kozmikus sugárzás*, Művelt Nép Kiadó, Budapest.
- [Je-80] Jeges K. (1980) *Diffúziós ködkamra ionlecsapatással*, Fizikai Szemle 1980/266.
- [Jé-06] Mindentudás egyeteme 1. (2006) Jéki L. *Sugárözönben élünk*, Kossuth Kiadó, Budapest.
- [Jo-09] Jobbágy J., Somlai J., Kovács J., Szeiler G., Kovács T. (2009) *Dependence of radon emanation of red mud bauxite processing wastes on heat treatment*. J. Haz. Mat. 172, 1258-1263.
- [Ka-08] Kató Z. (2008) *Gamma-spektrometria terjedelmes mintákra*, Diplomamunka, Debreceni Egyetem.
- [Ki-03] Kiss Á. (2003) *Fejezetek a környezetfizikából*, Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen.
- [Ki-84] Kiss D., Kajcsos Zs. (1984) *Nukleáris technika*, Tankönyvkiadó, Budapest.
- [Kis-98] Kiss D., Horváth Á., Kiss Á. (1998) *Kísérleti atomfizika*, Eötvös Kiadó, Budapest.
- [Kn-89] G. F. Knoll (1989) *Radiation detection measurement*, J. Wiley, N.Y.
- [Kö-02] Köteles Gy. (2002) *Sugáregészségtan*, Medicina Könyvkiadó Rt, Budapest, 27-28.
- [La-97] Lagarde F., Pershagen G., Akerblom G., Axelson O., Baverstam U., Damber L., Enflo A., Svartengren M., Swedjemark G. A. (1997) *Residential Radon and Lung Cancer in Sweden: Risk Analysis Accounting for Random Error in the Exposure Assessment*. Health Physics 72, 269-276.
- [Lf-81] Lferde M., Badissy A., Berrada M., Bouchta R., Chapuis A., Csikai, J., (1981). *Prospection de l'Uranium a l'aide des detecteurs solides de traces*. Mines, Geologie et Energie 46, 163-165.
- [Lu-99] S. L. dos Santos e Lucato (1999) *Lince - Linear Intercept v. 2.4*, Department of Material Science, Darmstadt University of Technology.
- [Má-10] Mátrai I. (2010) *Nyéki-Holt-Duna természetvédelmi rehabilitáció-jának ökológiai szempontú értékelése*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem.
- [Ma-03] Mackintosh R., Al-Khalili J., Björn Jonson B., Pena T. (2003) *Az atommag*, Akadémiai Kiadó, Budapest.
- [MK-00] Az egészségügyi miniszter 16/2000. (VI. 8.) EüM rendelete az atomenergiáról szóló 1996 évi CXVI. törvény egyes rendelkezéseinek végrehajtásáról, Magyar Közlöny (2000/55), 3204-3228.
- [Na-85] Nagy M. (1985) *Magfizikai kísérletek nukleáris nyomdetektorral*, Fizika fakultatív modul a gimnázium IV. osztálya számára, Budapest.
- [Ni-04] Nikezic D., Yu K. N. (2004) *Formation and growth of tracks in nuclear track materials*. Materials Science and Engineering R 46, 51-123.

- [Pa-03] Pavia M., Bianco A., Pileggi C., Angelillo I. F. (2003) *Meta-analysis of residential exposure to radon gas and lung cancer*. Bulletin of the WHO 81 (10), 732-738.
- [PHYWE] PHYWE series of publications: *Visualisation of radioactive particles / Diffusion cloud chamber* (Laboratory Experiments Physics, PHYWE SYSTEME GMBH, Göttingen, Germany)
<http://www.phywe.com/>
- [Ra-02] Raics P. (2002) *Atommag- és részecskefizika*, DE Kísérleti Fizikai Tanszék, <http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/Raics/>
- [Ro-91] Rogers V. C., Nielson K. K. (1991) *Multiphase radon generation and transport in porous materials*. Health Phys. 60(6), 807-815.
- [Sa-02] Sajo Bohus L., Barnaföldi G. G., Halász G., Hernáth Sz., Horváth Á. (2002) *Educational Cloud Chamber To Improve Nuclear Literacy*
<http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/ires2002/>
- [Si-59] Silk E. C. H., Barnes R. S. (1959) *Examination of Fission Fragment Tracks with an Electron Microscope*. Philosophical Magazine 4, 970-971.
- [So-08] Somlai J., Jobbágy V., Kovács J., Tarján S., Kovács T. (2008) *Radiological aspects of the usability of red mud as building material additive*. J. Haz. Mat. 150 pp. 541-545.
- [So-00] Somlai J., Kovács T., Kovács J., Sas Z., Szeiler G. (2010) *Ajka környéki vörösiszap mező radiológiai vonatkozása*. Őszi Radiokémiai Napok, Keszthely, 2010. október 20-22.)
- [So-66a] Somogyi Gy. (1966) *A New Possibility for Determination of Energy Distributions of Charged Particles in Solid State Track Detectors*. Nuclear Instruments and Methods 42, 312-314.
- [So-66b] Somogyi Gy., (1966) *New Method for Measuring the Particle Energy According to the Diameters of the Holes in Solid State Nuclear Track detectors*. ATOMKI Közlemények 8, 218-224.
- [So-68] Somogyi Gy., Várnagy M., Pető G., (1968). *Application of Plastic Track Detectors for Detection of Light Nuclei*. Nuclear Instruments and Methods 59, 299-304.
- [So-71] Somogyi Gy., Medveczki L., Várnagy M. (1971) *Szilárdtest nyomdetektorok az oktatásban*. Fizikai Szemle, 344.
- [So-89] Somogyi Gy., Nikl I., Csige I., Hunyadi I. (1989) *Radon aktivitáskoncentrációk mérése és a belégzésből eredő sugárterhelés meghatározása hazai lakások légterében*. Izotóptechnika, Diagnosztika 32, 177-183.
- [So-90] Somogyi G. (1990) *Method for measuring radium isotopes: Track detection*, Chapter 3-8 in The Environmental Behaviour of Radium. Technical Report Series, No. 310, Vol. 1, 229-256. IAEA, Vienna.

- [Sw-84] Swedjemark G. A. and Mjones L. (1984) *Radon and Radon Daughter Concentrations In Swedish Homes*, Radiation Protection Dosimetry 7. (1-4), pp. 341-345.
- [Sz-09] Szabó K., Udvardi B. (2009) *Distribution of ^{137}Cs in soil sample of Pest County*. Sapientia Hungarian University of Transylvania Conference Publication, 427-432.
- [Sz-03] Szerbin P., Vaupotic J., Csige I., Kobal I., Hunyadi I., Baradács E. (2003) *Radioactivity in wine cellars in Hungary and Slovenia*. Proceedings of the International Symposium on Radiation Environment, Dresden, Germany.
- [Sz-05] Szerbin P., Vaupotic J., Csige I., Kobal I., Hunyadi I., Juhász L., Baradács E. (2005) *Radioactivity in vine cellars in Hungary and Slovenia*. International Congress Series 1276, 362-364.
- [TASL] Track Analysis Systems Ltd., H.H. Wills Physics Laboratory, Tyndall Avenue, Bristol BS8 1TL, UK
<http://www.tasl.co.uk/tastrak.htm>
- [To-05] Tokonami. S. (2005) *Summary of dosimetry (radon and thoron) studies*. International Congress Series 1276, 151-154.
- [Tó-99] Tóth E. (1999) *Radon a magyar falvakban*. Fizikai Szemle 1999/2, 44-49.
- [URL-1] <http://www.tasl.co.uk/tastrak.htm>
- [URL-2] <http://oktatas.ch.bme.hu/oktatas/konyvek/fizkem/gamma/>
- [URL-3] <http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/tavtanulas>
- [URL-4] http://www.leifiphysik.de/web_ph09_g8/versuche/08nebelkammer/kontinuierlich.htm
- [URL-5] http://www.leifiphysik.de/web_ph09_g8/versuche/08nebelkammer/nebelkammer.htm
- [Yo-58] Young D. A. (1958) *Etching of Radiation Damage in Lithium Fluoride*. Nature 182, pp. 375-377.
- [Vá-70] Várnagy M., Csikai J., Szegedi S., Nagy S. (1970) *Observations of Proton Tracks by a Plastic Detector*. Nuclear Instruments and Methods 89, 27-28.

VIII. AZ ÉRTEKEZÉS TÉMAKÖRÉBEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK

Az értekezés témakörében megjelent referált publikációk

- [1] GYÖRFI T. – CSIGE I. (2011) *Effect of Atmospheric Pressure Variations on the ^{222}Rn Activity Concentration in the Air of a Wine Cellar*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Volume 288, Number 1, 229-232.
- [2] GYÖRFI T. – RAICS P. (2011) *Investigation of Environmental Radioactivity of Wine Cellars, Watercourse and Industrial Waste*. Applied Radiation and Isotopes (Accepted: 2011.02.11.)
- [3] GYÖRFI T. – CSIGE I. (2009) *Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légterében lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra*. Sugárvédelmi online folyóirat 44-49.
http://www.sugarvedelem.hu/sugarvedelem/tartalom09_1.php (2009.06.03.)
- [4] GYÖRFI T. – RAICS P. (2009) *Estimation of sediment accumulation rate with gamma-spectrometry*. Acta Universitatis Sapientiae, Agriculture and Environment, Volume 1., 69-77.

Az értekezés témakörében konferenciakötetben megjelent referált publikációk

- [5] GYÖRFI T. (2005) *Ködkamra felhasználása a magfizika oktatásban*. DOSZ Tavaszi Szél konferencia Debrecen. DOSZ Konferencia kiadványa 2005, 140-143.
- [6] GYÖRFI T. (2006) *Környezeti radioaktivitás mérése a hajósi borpincékben*. DOSZ Tavaszi Szél konferencia Kaposvár. DOSZ Konferencia kiadvány 2006, 264-267.
- [7] GYÖRFI T. – HUNYADI I. – CSIGE I. (2007): *Radon a hajósi borpincékben*. IV. Magyar Radon Fórum. Környezetvédelmi konferencia, Veszprém. Pannon Egyetem Konferencia kiadványa, 2007, 133-138.
- [8] GYÖRFI T. – HUNYADI I. – CSIGE I. (2007) *Radon a hajósi borpincékben*, poszterbemutató. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam, Hajdúszoboszló.
ELFT Sugárvédelmi Szakcsoport Konferencia kiadványa, 2007, 31-32.

- [9] GYÖRFI T. (2009) *Using Diffusion Cloud Chamber in the Teaching of Nuclear Physics*. XXXIII. microCAD International Scientific Conference, Miskolc. Miskolci Egyetem Konferencia kiadványa, 2009, 31-36.
- [10] GYÖRFI T. – RAICS P. (2009) *Üledék felhalmozódás sebességének becslése gamma-spektrometriai módszerrel*. V. Kárpát-medencei Környezettudományi konferencia, Kolozsvár. Sapientia Erdélyi Magyar Tudományegyetem Konferencia kiadványa, 2009.
- [11] GYÖRFI T. – CSIGE I. (2009) *Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légterében lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra*. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam, Hajdúszoboszló. ELFT Sugárvédelmi Szakcsoport Konferencia kiadványa, 2009, 11, 17.
- [12] GYÖRFI T. (2009) *A diffúziós ködkamra alkalmazási lehetőségei a középiskolai magfizika oktatásban*. Fizikatanítás tartalmasan és érdekesen konferencia, Budapest, 2009.
ELTE online konferencia kiadványa, <http://fiztan.extra.hu/konferencia/proc/> (2010.12.10.)
Előadáskivonatok, 2010, 387-392.
Természet Világa, 2010. októberi szám, recenzió, 477-478.

Az értekezés témakörében elhangzott előadások

- [13] GYÖRFI T. (2003) Radioaktivitás: a természet része. Magyar Tudomány Napja, Baja.
- [14] GYÖRFI T. (2005) Alfa-radioaktivitás mérése a hajósi borpincékben. Magyar Tudomány Napja, Baja.
- [15] GYÖRFI T. (2005) Ködkamra felhasználása a magfizika oktatásban. DOSZ Tavaszi Szél konferencia, Debrecen.
- [16] GYÖRFI T. (2006) Környezeti radioaktivitás mérése a hajósi borpincékben. DOSZ Tavaszi Szél konferencia, Kaposvár.
- [17] GYÖRFI T. – HUNYADI I. – CSIGE I. (2007) Radon a hajósi borpincékben. IV. Magyar Radon Fórum. Környezetvédelmi konferencia, Veszprém.
- [18] GYÖRFI T. – HUNYADI I. – CSIGE I. (2007) Radon a hajósi borpincékben, poszter-bemutató. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam, Hajdúszoboszló.

- [19] GYÖRFI T. (2008) Üledék felhalmozódás sebességének becslése gamma-spektrometriai módszerrel. Magyar Tudomány Napja, Baja.
- [20] GYÖRFI T. (2009) Using Diffusion Cloud Chamber in the Teaching of Nuclear Physics. XXXIII. microCAD International Scientific Conference, Miskolc.
- [21] GYÖRFI T. – RAICS P. (2009) Üledék felhalmozódás sebességének becslése gamma-spektrometriai módszerrel. V. Kárpát-medencei Környezettudományi konferencia, Kolozsvár.
- [22] GYÖRFI T. – CSIGE I. (2009) Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légterében lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam, Hajdúszoboszló.
- [23] GYÖRFI T. – CSIGE I. (2009) Az atmoszférikus légnyomás változásainak hatása egy borpince légterében lévő ^{222}Rn aktivitáskoncentrációra. Magyar Tudomány Napja, Baja.
- [24] GYÖRFI T. (2009) A diffúziós ködkamra alkalmazási lehetőségei a középiskolai magfizika oktatásban. Fizikatanítás tartalmasan és érdekesen konferencia, Budapest.
- [25] GYÖRFI T. – GÁLAI A. (2010) Radioaktív sugárzások webkamera-felvételeinek képfeldolgozása. Magyar Tudomány Napja, Baja.

Egyéb szakmaspecifikus alkotások

- [26] Diffúziós ködkamrát bemutató honlap készítése.
<http://fizika.ttk.unideb.hu/kisfiz/tavtanulas> (2011.02.04.)
- [27] A Radioaktivitás: a természet része c. kiállítás ismeretterjesztő honlapjának elkészítése, http://www.ejf.hu/oktkut/rad_kiallitas (2005.12.10.)
- [28] Radioaktivitás: a természet része c. kiállításra poszter készítése (Debrecen, 2006.)

IX. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Pálincás József akadémikus, tanszékvezetőnek, hogy a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszék eszközeivel végezhettem a kutatásaimat.

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, Dr. Raics Péternek, aki több éven keresztül nagy szakértelemmel és türelemmel irányította szakmai munkámat. Ezzel nagymértékben járult hozzá a dolgozatban szereplő kutatási programok sikeres elvégzéséhez.

Köszönöm Dr. Csige Istvánnak a radon mérés és modell-számítások során nyújtott fontos szakmai segítségét, továbbá Dr. Gálai Antalnak és Földes Jánosnak a programozásban nyújtott közreműködését, illetve Ráczné Lipka Rózsának a munkám során nyújtott technikai segítségét.

Köszönetet mondok Dr. Hunyadi Ilonának, aki végig figyelemmel kísérte a PhD munkámat és hasznos tanácsaival, észrevételeivel ösztönzően hatott rá.

X. FÜGGELÉK

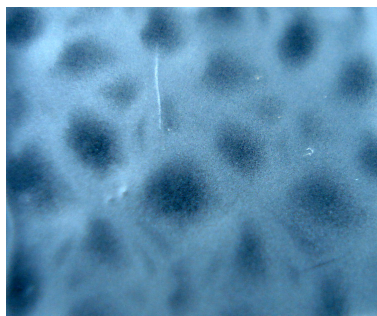
A hétköznapi életben is előfordulnak radioaktív sugárzást kibocsátó tárgyak, például régi üvegek (korábban urániumot használtak az üvegek színezésére), kerámia mázak, óraszámlopok (a régebbi, világító számlapú órák rádiumot tartalmaztak), gázharisnya (a gázégőknél használják, toriumoxidot ThO_2 tartalmaz) stb. A radioaktív számlapú órák folyamatosan világítanak, a foszforeszkáló számlapú órák csak a megvilágítás után és csak bizonyos ideig.

Összegyűjtöttem néhány ilyen tárgyat, és elkészítettem Radamon típusú nyomdetektorral az alfa-radiogramjukat.

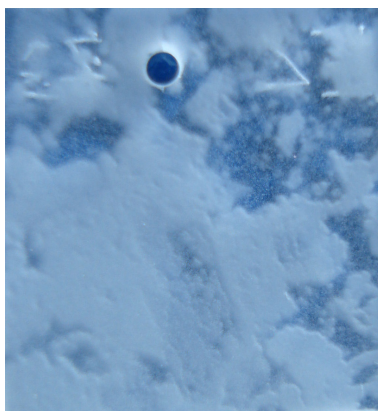
A későbbiek során tervezem a nyomdetektoros technika oktatásban való alkalmazásának továbbfejlesztését.



Radiogram készítés CR-39 polimerrel



Gázharisnya radiogramja



Urán tartalmú kőzet radiogramja



Világító számlapú óra radiogramja 1



Világító számlapú óra radiogramja 2