

DIFFÚZIÓS KÖDKAMRA – MUTATNI A LÁTHATATLANT

Gyórfi Tamás – Eötvös József Főiskola, Baja

Raics Péter – Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

A radioaktivitás és a vele járó ionizáló sugárzások a természet részét képezik. Végigkísérik az élet kialakulását, az emberi egyedfejlődést. A sugárzásokat észlelő berendezéseknek számos típusa ismeretes. A ködkamra volt az első olyan eszköz amellyel a részecskék pályája valós időben megjeleníthetővé vált.

A ködkamrák működésük alapján két csoportba oszthatók. Az *expanziós* vagy Wilson-féle ködkamrában (1911, Nobel-díj 1927) a túltelítettséget hirtelen térfogatcsökkenéssel hozzák létre. Az expanszióban létrejövő nyomokat villanófény segítségével sztereofényképeken rögzítik, amint az a híres Csikai-Szalay neutrínós kísérletnél is történt [1]. A kamrában belüli hőmérséklet-gradiens a *diffúziós ködkamra* (Langsdorf 1939) működésének alapja. A diffúziós ködkamra folyamatos megfigyelést tesz lehetővé.

Atommag- és részecskefizikai kutatásokra a ködkamrákat az 1950-es évek végéig alkalmazták. Oktatási és demonstrációs célokra manapság is kitűnően használhatók. Magyarországon először 1955-ben *Hrebuss Gyula* dolgozott ki egyszerű felépítésű, megbízható működésű diffúziós ködkamrát [2, 3], amely alkalmas volt a középiskolában történő felhasználásra. A későbbiekben többféle egyszerű berendezést fejlesztettek ki oktatási célokra [4, 5]. Újabban *Simon János*ék építettek nagy felületű diffúziós ködkamrát [6].

Írásunkban bemutatjuk a PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra [7] működését, jellemzőit, a benne megfigyelhető különféle sugárzások nyomait, valamint az ezek kiértékelésére létrehozott képfeldolgozó programokat. Tanulmányunk következő részében a ködkamrával végzett kísérleteket ismertetjük.

Diffúziós ködkamra

A sugárzások vizsgálatára a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizika Tanszékén található PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamrát használtuk (1. ábra), amelyet a Göttingeni Egyetemen fejlesztettek ki. Hazánkban a Paksi Atomerőmű Tájékoztató és Látogató Köz-

A Szerzők tisztelettel ajánlják munkájukat *Csikai Gyula* professzornak abból az alkalomból, hogy az Európai Fizikai Társulat „EPS Történelmi Emlékhely – Debrecen: A neutrínókísérlet, Csikai Gyula és Szalay Sándor” emléktáblát avatott tudományos ülés szak keretében 2013. október 25-én az MTA Atommagkutató Intézetben.



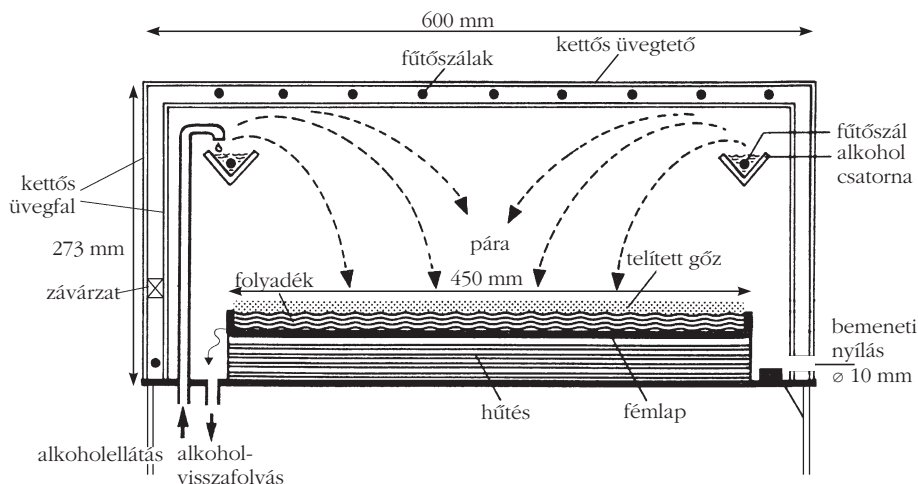
1. ábra. A PHYWE gyártmányú diffúziós ködkamra.

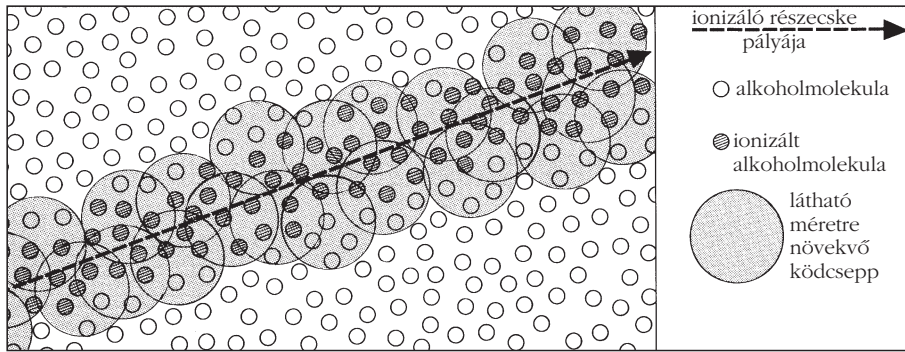
pontja, a budapesti Csodák Palotája és a Miskolci Egyetem Fizika Tanszéke rendelkezik még ilyen nagy felületű, 45×45 cm²-es detektorral, amely képes folyamatosan megjeleníteni a különféle sugárzások nyomait.

Felépítése, működése

A ködkamra vázlatrajza és működési elve a 2. ábrán látható. Alul, a fekete színű fémlemezt a hűtőgép -27 °C-ra hűti le. A felső rész kettős falú üvegdobozból áll a jó hőszigetelés végett. Az üveglapok közötti fűtőszálak melegítik a ködkamra felső részét, megakadályozva a lecsapódást, valamint nagyfeszültséggel

2. ábra. A diffúziós ködkamra keresztmetszete és működési elve.





3. ábra. „Ködfonalak” kialakulása a ködkamrában [7].

elektromos mezőt hoznak létre az ionok kivonására. A belső üvegbúra oldala mentén helyezkedik el az elektromosan melegített alkoholcsatorna, amelybe isopropyl-alkohol (C_3H_8O) csepeg folyamatosan. Ez a fűtőszálok melegítő hatására párologni kezd, majd szétterjed a felső (melegebb) rész felől az alsó (hidegebb) tér felé. Az alkoholgőz apró cseppek formájában lecsapódik, majd a cseppfolyós alkohol felett kialakul egy túltelített – ~1 cm magasságú – réteg, amely az érzékeny térfogatot alkotja. Az ezen áthaladó, elektromosan töltött részecskék hagynak nyomokat a ködkamrában. A túltelített réteg magasságát kollimált Th(B+C) alfa-forrás segítségével állapítottuk meg.

A ködkamra oldalán egy 10 mm átmérőjű nyílás található a források bevitelére. Ezt használtuk a függőleges irányú hőmérséklet-eloszlás meghatározására is, amelyet egy vas-konstantán termoelempárral végeztünk el. A hőmérséklet-gradiens jelentős az alsó 0–20 mm-es magasságban: átlagosan ~2 °C/mm.

Nyomkialakulás

A diffúziós ködkamrában láthatóvá válik a részecskék pályája, információt szolgáltatva azok típusáról és energiájáról. A túltelített rétegben az alkoholgőz nyomása az adott hőmérsékletre tartozó telítési nyomás többszörösét is elérheti. Ha ebbe a térbe jutnak az úgynevezett ködmagvak (a pálya mentén keltett ionok), a gőz ezekre apró cseppek alakjában lecsapódik, és így a részecske pályája láthatóvá válik (3. ábra). A látható méretre növekvő ködcseppek képződését a túltelítettségi fok határozza meg.

Az r sugarú ködcseppek kialakulása az alábbi (1) és (2) feltételek teljesülését követeli meg [8]: semleges részecske esetén:

$$S = \ln \frac{P_E(r, T)}{P_E(\infty, T)} \geq \frac{1}{r} \frac{M}{\rho R T} 2f, \quad (1)$$

töltött részecskére:

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

ahol P_E az egyensúlyi gőznyomás, ρ a közeg sűrűsége, M a moláris tömeg, T a hőmérséklet, R a gázállandó, ϵ a dielektromos állandó és f a felületi feszültség.

A sugárzás keltette „ködfonalszerű” nyomkialakulás hasonló ahhoz a jelenséghez, amikor egy repülő olyan nagy magasságban halad, hogy őt magát már nem, csak az általa húzott kondenzcsíkot látjuk.

Holtidő

A diffúziós ködkamra holtideje abból származik, hogy a nyomkialakulás után lokálisan meg-

szűnik a túltelítettség. Ekkor a nyom helyén látható lesz a kamra alján lévő fekete fémlemez. Ugyanazon a helyen nyom ismételen akkor alakulhat ki, ha a köd lezállásával ismét túltelítetté válik az adott térfogat.

Nagy intenzitású Th(B+C) alfa-forrás nyomairól készített videofelvételeken megszámláltuk, hogy hány képen keresztül nem volt látható nyom ugyanazon a helyen. A kapott képkockaszámból és a videó sebességéből meghatároztuk a holtidőt, amelynek értéke ~1 s.

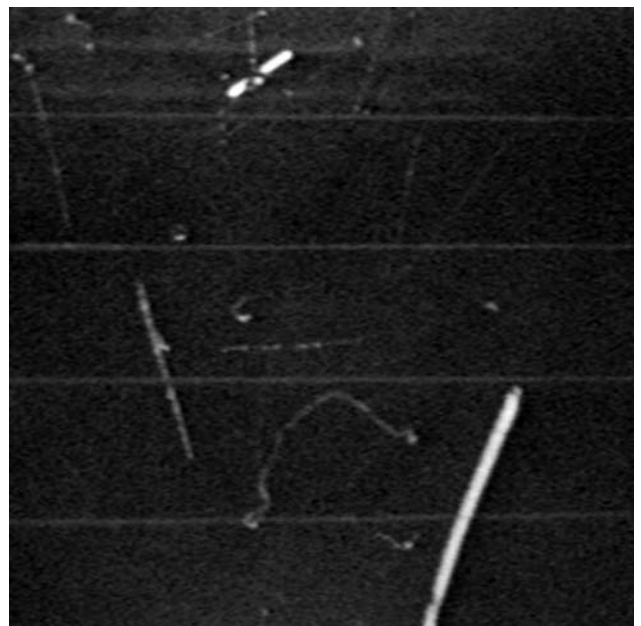
Anyag és módszer

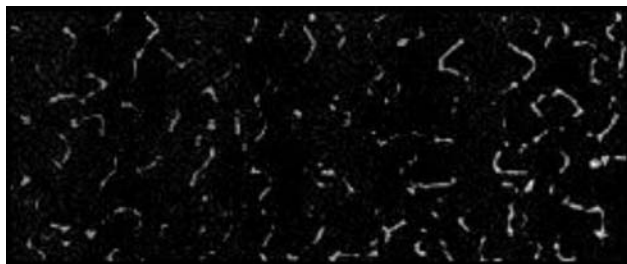
A háttérsugárzásról és a különféle mesterséges radioaktív források sugárzásainak nyomairól analóg és digitális (web) kamerák segítségével felvételeket készítettünk, amelyeket saját fejlesztésű képfeldolgozó programokkal értékeltünk ki.

Háttérsugárzás nyomai a ködkamrában

A 4. ábra a háttérsugárzás nyomait mutatja be. A részecskék hatótávolságuk, illetve fékezőképességük alapján különböztethetők meg. A nyomok térben és

4. ábra. A háttérbeli alfa- és béta-sugárzás nyomai a ködkamrában.





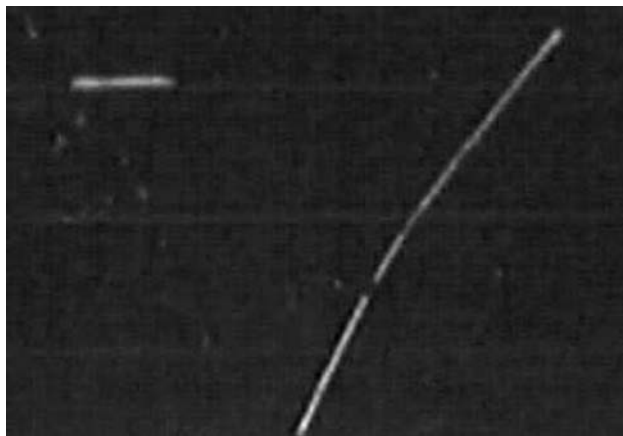
5. ábra. Kis energiájú elektronok nyomai [7].

időben véletlenszerűen oszlanak el a bomlások véletlenszerűsége miatt: nem lehet előre megmondani, hogy hol és mikor fog megjelenni a következő nyom. A rövid, egyenes, vastagabb nyomvonalak a ^{222}Rn és bomlástermékeinek alfa-részecskéihez tartoznak. Az alfa-részecskék úthossza legelőször 3–5 cm, és ez alkoholgőzben is hasonló.

Az elektronoknak kicsi a fajlagos ionizációjuk. Ezért a vékony, hosszú röppályák gyors elektronokra utalnak. A lassú elektronok pályája (5. ábra) rövidebb és zezugos a gyakori ütközések, irányváltoztatások miatt. Az elektronok a kamra térfogatában végbemenő negatív béta-bomlásból származnak (radon és leányelemei) vagy kívülről bevitt forrásból.

A müonok az elektronokhoz képest valamivel vastagabb, hosszú egyenes nyomot hagynak (6. ábra) és pályájuk a kamrán kívül is folytatódik.

A fotonok úgy hozhatnak létre nyomokat, hogy például „kiütnek” egy elektront az atomból fotoeffektussal, vagy a Compton-szórás révén meglövik azokat. Emiatt ismét zezugos nyomok keletkeznek. A gamma-sugárzás a diffúziós ködkamra 1-2 mm vastag fémdobozán, illetve az 1 cm-es üvegen áthaladva alig gyengül, viszont a béta- és alfa-részecskék elnyelődnek benne, így a külső forrás fotonjai könnyen azonosíthatók.



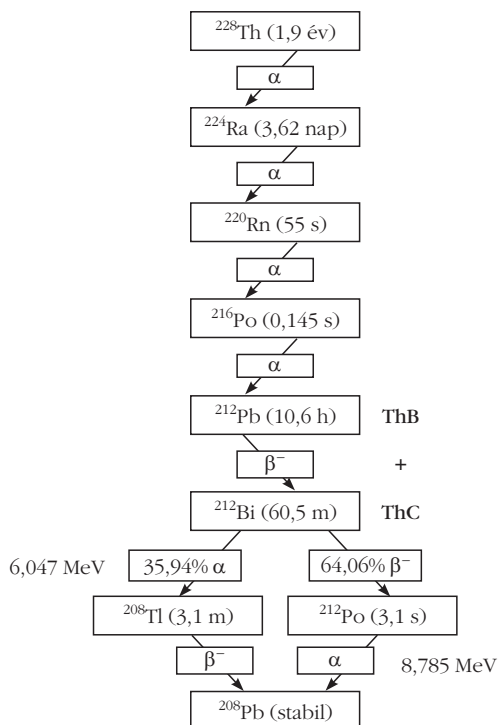
6. ábra. A ködkamrában megjelenő müon.

Mesterséges radioaktív források sugárzásainak nyomai

A diffúziós ködkamra oldalán lévő nyíláson keresztül egy pálcza segítségével különféle forrásokat (1. táblázat) juttattunk be az érzékeny térfogatba és a kialakuló folyamatokat rögzítettük.

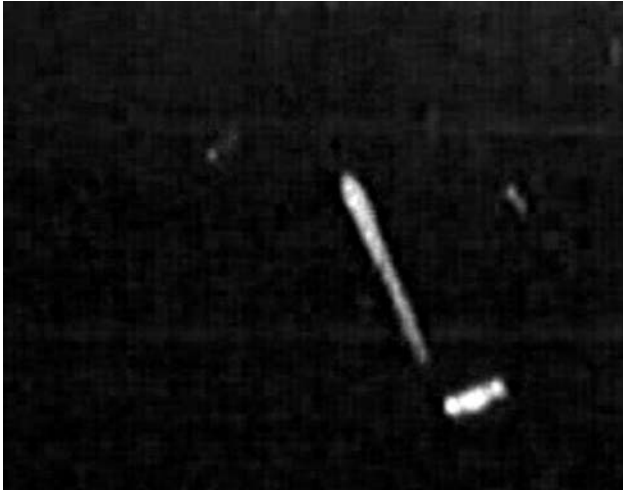
Az alfa-részecskék nyomai láthatók a legjobban a ködkamrában. Ezért a méréseinkhez általában a Th(B+C) forrást használtuk, amely a ^{228}Th -ből készült preparátum. Az elektromos térrel egy fényes csavarfelületre az emanációból kigyűjtött ThB, azaz a ^{212}Pb sugárforrás önabszorpció-mentes. Ebből monoenergiás alfa-részecskék lépnek ki 6,050 illetve 8,785 MeV energiával a 10,6 óra felezési idejű ^{212}Pb bomlását követően. A bomlási sort a 7. ábrán mutatjuk be.

7. ábra. A Th(B+C) bomlási sora.



1. táblázat		
Az alkalmazott források és jellemzőik		
források	felezési idő	energia (keV)
alfa-források		
Th(B+C) ¹	10,6 óra	6050; 8785
²³⁵ U	7,038 · 10 ⁸ év	4366; 4398; ...
²³² Th	1,405 · 10 ¹⁰ év	3953; 4010
²³⁸ U	4,468 · 10 ⁹ év	4147; 4196
²²² Rn	3,8 nap	4986; 5490
²⁴¹ Am	432,2 év	5443; 5486
béta-forrás		
⁹⁰ Sr/ ⁹⁰ Y	28,6 év / 64,1 óra	546 / 2284 (max)
neutron-forrás		
²³⁹ PuBe	24 131 év	<E _n > ~5500

¹ Az alfa-spektrumban további vonalak is találhatóak, de ezeket kisebb intenzitásuk és a ködkamra gyenge energiafeloldása miatt e felvételeken nem lehet megkülönböztetni.



8. ábra. A pályája végén kiszélesedő alfarészecske-nyom.

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 zezzugos, L hosszúságú pályát futottak be: $L \geq R$. A hatótávolság L -nek a kezdeti impulzus irányára vett vetülete.

Nehéz töltött részecskék ΔE ionizációs energiavesztése a Δx úton a *Bethe* és *Bloch* által levezetett képlettel számítható ki [9, 10]. A pályamenti ionizációt a Bragg-görbe írja le, amely az egységnyi úthosszon keltett ionpárok számát mutatja a hatótávolság függvényében. A *Bethe*- és *Bloch*-képlet ugyanezt fejezi ki az egységnyi úton leadott energiával a részecskesebesség négyzetétől függően. Csökkenő sebesség esetén az energiavesztés növekszik, az ionizáló képesség a pálya végén megnő, majd a hatótávolságnál megszűnik. Ez látható a diffúziós ködkamrában, amikor a részecskenyom a pálya végén kiszélesedik (8. ábra). Ennek megjelenéséből a részecske haladási irányára is lehet következtetni.

Részecskenyomok kiértékelése

A ködkamrában megfigyelhető nyomkialakulások felvételeit VisualBasic fejlesztői környezetben létrehozott képiértékelő-program segítségével analizáltuk [11].

A képeken a részecskenyomok hosszúsága, vastagsága, láthatósága mérhető, amelyek megkülönböztetik őket egymástól. A nyomvonalak hosszúsága függ a részecskék energiájától és irányától. A vastagságból (a ködfonal eltűnésének idejéből) a részecskék ionizációs képességére lehet következtetni.

Maximális hosszúságú nyomokat a ködkamra síkjával párhuzamosan érkező részecskék hagynak. A ferdén érkezőknek csak a vetülete látható. Amikor például a részecskék függőlegesen hatolnak a túltöltött

alkoholrétegbe, akkor csak egy pontot látunk. 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 ferdén. A Bragg-görbének megfelelően kiszélesedő nyom segít ennek eldöntésében.

Ismert összetételű közegben hosszúságmérésből a részecskék energiája meghatározható. Ezekből az adatokból energiaeloszlás, hatótávolság-energiafüggés számolható ki.

Az általunk készített program működésének alapja, hogy a ködkamrában fehér (szürkés) színű nyomok láthatók fekete háttéren. Az „avi” vagy „bmp” formátumban készített felvételeken a pixelek színe alapján megkeressük a részecskenyomokat, megállapítjuk kezdő és végkoordinátájukat, amelyekből a hosszúság kiszámolható. A részecskenyomot alkotó pixelek száma megadja az adott nyom területét, a terület és a hosszúság hányadosa pedig a szélességét.

A vizsgálandó nyomok minimális hosszúsága és „halványága” állítható, így a méret és fényerőküszöb változtatásával az érzékenység szabályozható. A kapott adatok (kezdő és végkoordináta, hosszúság, terület, vastagság) Excel-táblázatba kerülnek.

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

A nagy nyomsűrűség miatt sok esetben a nyomok kiértékelése egyesével nehezen végezhető el, ezért ilyenkor azok összterületének változását vizsgáljuk az idő függvényében. A képfeldolgozó programot úgy fejlesztettük tovább, hogy a vizsgálni kívánt részt ki kell jelölni az adott felvételen, és ezt követően előállítjuk az adott képernyőrészen belüli részecskenyomok adatainak táblázatát.

A felvételek kiértékelése során a szabad felhasználású *Lince* (*Linear Intercept*) szoftvert [12] is alkalmaztuk a részecskék nyomhosszúságának meghatározására, valamint hitelesítésére. A szoftver saját fejlesztésű képfeldolgozó programunk ellenőrzésére is szolgált.

Irodalom

1. J. Csikai, A. Szalay: The recoil effect of the neutrino in the beta-decay of ${}^6\text{He}$. *Int. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles*, Padova-Venezia, 22–28. Sept. 1957. IV.8–IV.6, 467–475., valamint:
J. Csikai: Photographic evidence for the existence of the neutrino. *Il Nuovo Cimento* 5/4 (1957) 1011–1012.
A kísérletről és a berendezésről részletesebben lásd: Dóczy R.: A neutrínó visszalökő hatásának észlelése a He-6 béta-bomlásában – 50 évvel ezelőtt. *Fizikai Szemle* 55/10 (2005) 356–361.
2. Hrehuss Gy.: Diffúziós ködkamra. *Fizikai Szemle* 6 (1956) 153–156.

3. Hrehuss Gy., Molnár B.: Egyszerű szerkezetű diffúziós ködkamra oktatási célokra. *Fizikai Szemle* 32 (1982) 299–301.
4. Jeges K.: Diffúziós ködkamra ionlecsapatással. *Fizikai Szemle* 30 (1980) 266–270.
5. Sajó-Bohus L., Barnaföldi G. G., Halász G., Hernáth Sz., Horváth Á.: *Educational Cloud Chamber To Improve Nuclear Literacy* 2002. <http://falcon.phys.klte.hu/kisfiz/ires2002/manuscripts/sajo2.rtf>
6. Simon J.: *Wilson: vizuális részecske detektor – ködkamra*. Posztoczky Károly csillagvizsgáló amatőr csillagászati szakköre, Tata, 2013. (magánközlés)
7. PHYWE series of publications: *Visualisation of radioactive particles / Diffusion cloud chamber* (Laboratory Experiments Physics, PHYWE SYSTEME GmbH, Göttingen, Germany). <http://www.phywe.com>
8. Burcham W. E.: *Nuclear Physics*. McGraw-Hill, New York, 1963, 242.
9. Fényes T.: *Atommagfizika*. 2. kiadás, Kossuth Egyetem Kiadó, Debrecen, 2009.
10. Raics P.: *Atommag- és részecskefizika*, DE Kísérleti Fizikai Tanszék, Debrecen, 2002. <http://kisfiz.phys.klte.hu/kisfiz/Raics>
11. Győrfi T.: *Atommagfizika az oktatásban. Környezeti radioaktivitás vizsgálata és szemléltetése*. Doktori (PhD) értekezés, Debreceni Egyetem, 2011. <http://w3.atomki.hu/PhD/these/Gy%20Tam%20a1s>
12. S. L. dos Santos e Lucato: *Lince – Linear Intercept v. 2.4*. Department of Material Science, Darmstadt University of Technology, 1999. http://www.mawi.tu-darmstadt.de/naw/nawstartseite/service/software/sv_software.en.jsp