

Mérési jegyzőkönyv:

Magspektroszkópiai vizsgálatok

Rakya Péter

mérőtársak: Mezei Márk és Pósfai Márton

mérés időpontja: 2007. április 19.
leadás időpontja: 2007. május 3.

Mérésvezető:
Deák Ferenc

1. Bevezetés

A mérés során radioaktív izotópok γ - és β -sugárzását vizsgáltuk, ezáltal megismerkedtünk a magspektroszkópia alapjaival. A méréshez egy energiaszelektív berendezés ált. rendelkezésünkre: az (energiaszelektív) számláló egy szcintillációs detektor volt, az általa generált analóg jeleket pedig digitalizálva egy sokcsatornás analizátor rögzítette, mely egy számítógépbe volt beépítve. Az adatok kiértékelését egy program segítette, mellyel már helyben fel lehetett ismerni az izotópok spektrumának főbb vonásait.

2. γ -spektroszkópia

Általában minden mérést a használatos eszközök megvizsgálásával, kalibrálásával kell kezdeni. Ez alól a mostani eset sem kivétel: első feladatunk a műszerek stabilitásának a vizsgálata volt. A műszerek elektronikus instabilitása ugyanis a jelek nagyfokú torzulásához vezetne. A vizsgálatot a jegyzetben közölt módszerrel hajtottuk végre. 20-szor felvettük a ^{137}Cs izotóp γ -spektrumát 10 s hosszú *LiveTime* üzemmódú mérésekkel. Ezen az adatsoron végeztünk el a megbízhatósági vizsgálatot. A rendelkezésünkre álló programmal meghatároztuk a teljes energiájú csúcs egy részének összbeütésszámait az összes esetben. A jegyzet szerint ha csak statisztikus eredetű ingadozás van ezekben a beütésszámokban, akkor a szórás és a várható érték között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\frac{\sigma^2 - \bar{n}}{\bar{n}} < \sqrt{\frac{2}{p-1}}. \quad (1)$$

Képezve a

$$K = \frac{\sigma^2 - \bar{n}}{\bar{n}} \cdot \sqrt{\frac{p-1}{2}} \quad (2)$$

mennyiséget, megköveteljük a mérőberendezéstől, hogy $K > 3$ érték sose forduljon elő. Az összefüggésben \bar{n} a beütésszám várható értéke, σ a szórás, p pedig a mérések száma. A mért adatokat az alábbi táblázat szemlélteti:

Mérés sorszáma (i)	Beütésszám (n_i)	$(n_i - \bar{n})^2$
1	5395	289
2	5366	144
3	5251	16129
4	5393	225
5	5284	8836
6	5301	5929
7	5433	3025
8	5362	256
9	5315	3969
10	5410	1681
11	5378	0
12	5339	1521
13	5472	8836
14	5300	6084
15	5316	3844
16	5433	3025
17	5408	900
18	5417	1521
19	5450	5184
20	5528	22500

A beütésszám várható értéke $\bar{n} = 5378$, a szórás $\sigma^2 = 247,1$, a mérések száma pedig $p = 20$. Ezekből

$$K = -2.94$$

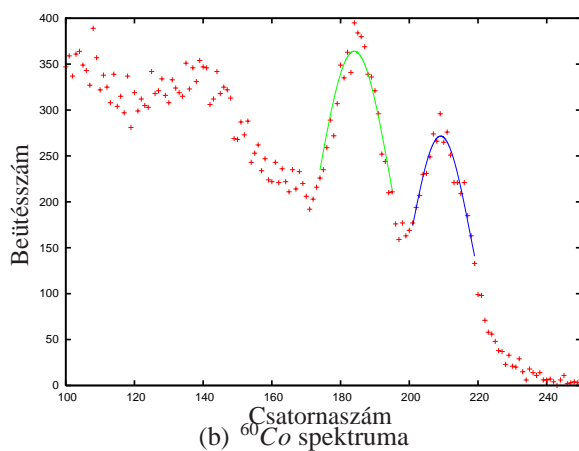
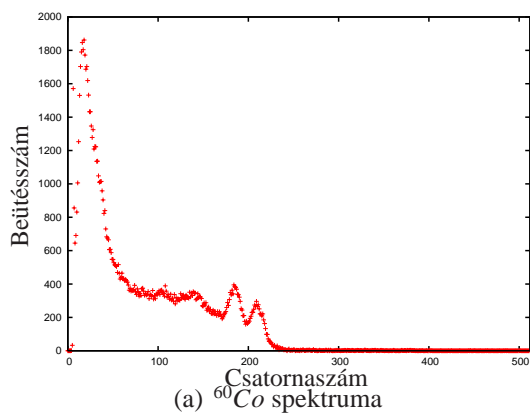
adódik. K értéke negatív, vagyis jóval alatta marad a megbízhatatlansági korlátnak. Merőberendezésünk működése tehát stabilnak mondható.

2.1. Kalibráció

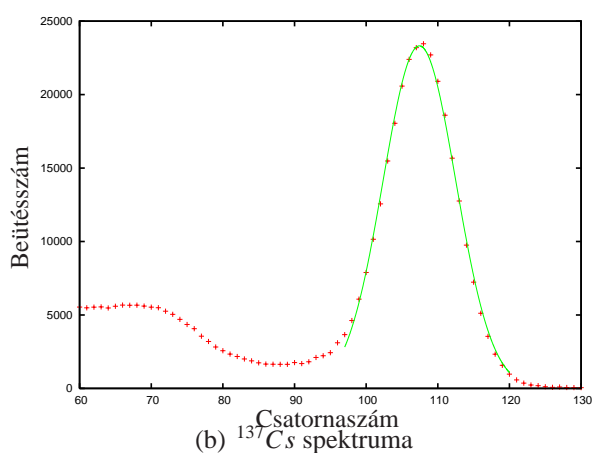
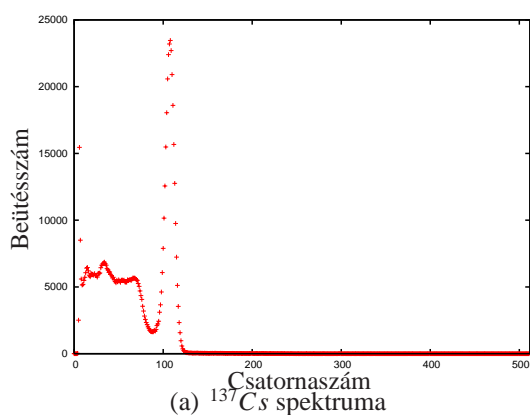
A műszer kalibrálása lényegében abból áll, hogy megmondjuk, melyik csatornaszámhoz milyen energiaértéket rendelünk. A mérés során két pontos kalibrációt használtunk, azonban a pontosabb számolások céljából a kiértékelésnél ötpont-kalibrációval állítottuk be a helyes energiaskálát. Felvettük három olyan izotóp spektrumát, melyekre ismertük a γ -vonalakat energiáját. Az ismert izotópok és a hozzájuk tartozó energiák az alábbiak voltak:

$$\begin{aligned} {}^{60}\text{Co}: & \quad 1173 \text{ keV és } 1332 \text{ keV} \\ {}^{137}\text{Cs}: & \quad 662 \text{ keV} \\ {}^{22}\text{Na}: & \quad 511 \text{ keV-es és } 1275 \text{ keV} \end{aligned}$$

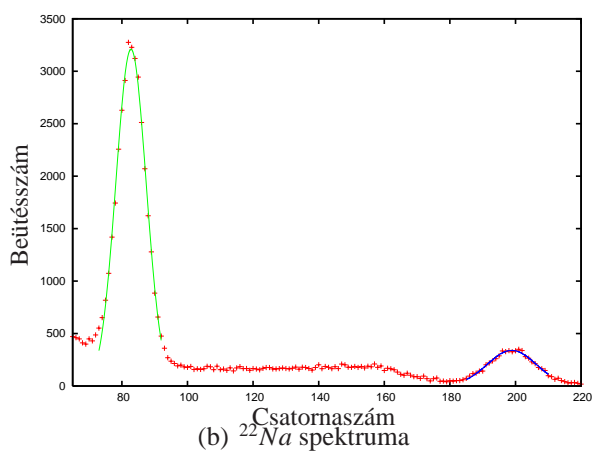
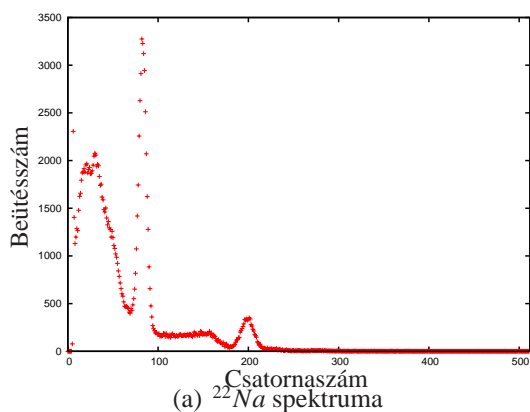
Az izotópok aktivitásának megfelelően 300–900 s-os mérési idővel dolgoztunk. A spektrumok teljes energiájú csúcsára illesztett Gauss-görbék paramétereiből meghatározható az ismert vonalakhoz tartozó csatornaszám. A spektrumokat, illetve a kinagyított teljes energiás csúcsokat az 1., 2. és 3. ábrák szemléltetik. Az egyes teljes energiás csúcsok helyét az alábbi táblázat szemlélteti:



1. ábra. A ^{60}Co spektruma és a teljes energiájú csúcs felnagyítva az illesztett Gauss-görbével.



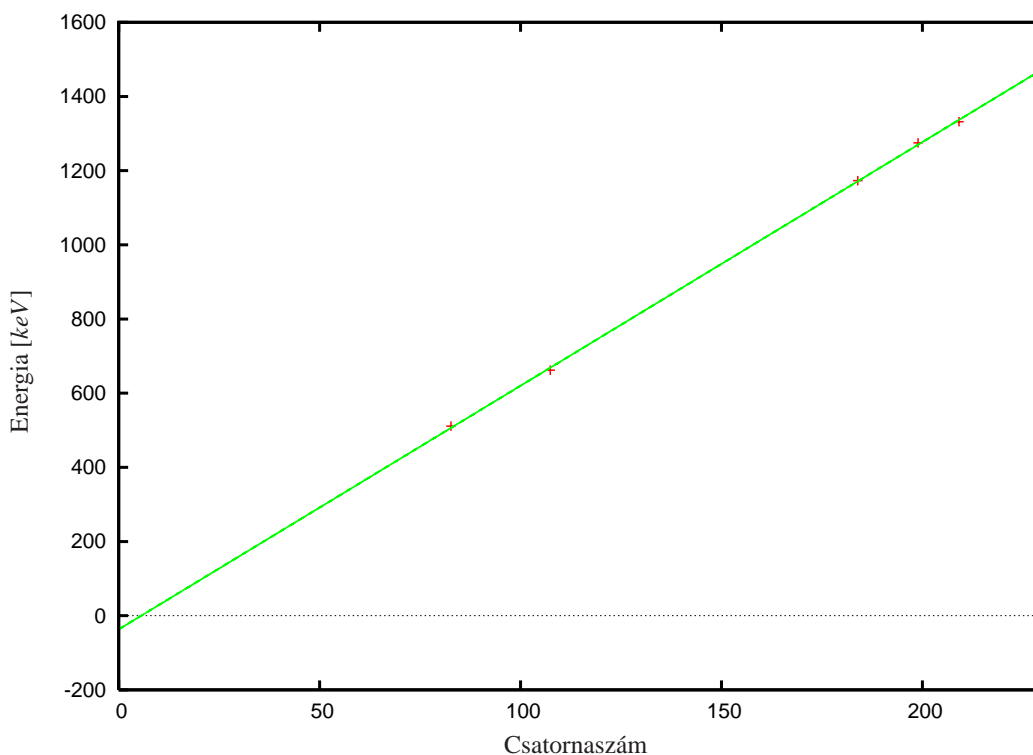
2. ábra. A ^{137}Cs spektruma és a teljes energiájú csúcs felnagyítva az illesztett Gauss-görbével.



3. ábra. A ^{22}Na spektruma és a teljes energiájú csúcs felnagyítva az illesztett Gauss-görbével.

Vonal megnevezése	Csatornaszám
^{137}Cs 662 keV	$107,4 \pm 0,1$
^{60}Co 1173 keV	$183,9 \pm 0,3$
^{60}Co 1332 keV	$209,1 \pm 0,2$
^{22}Na 511 keV	$82,7 \pm 0,1$
^{22}Na 1275 keV	$198,9 \pm 0,2$

Ezekre a pontokra egy egyenest illesztve eljutunk a kalibrált energiaskálához. Az illesztés eredménye a 4. ábrán látható. (A hibák a pontok méretének nagyságrendjébe esnek, így nem volt érdemes ábrázolni őket): Az illesztett egyenes egyenlete $E = \varepsilon C + E_0$, ahol C a csatornaszám, az illesztési



4. ábra. A kalibrációs egyenes

paraméterek pedig

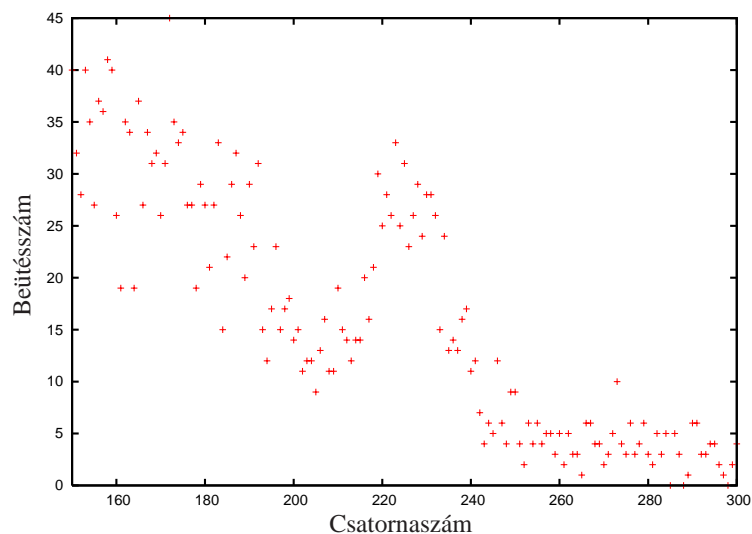
$$\varepsilon = (6.57 \pm 0.05) \text{ keV} \quad E_0 = (-37 \pm 9) \text{ keV} .$$

2.2. ^{40}K -tartalom vizsgálata

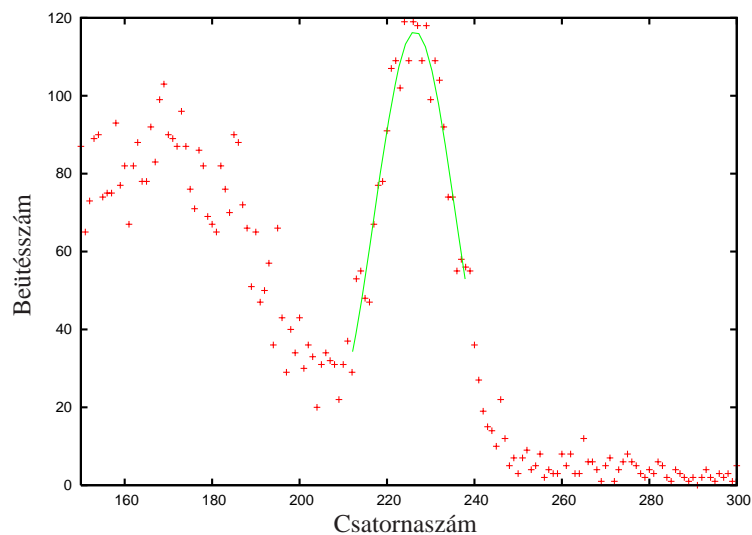
A kalibrált berendezéssel a ^{40}K izotóp koncentrációját mértük különböző körülmények között. Három különböző mérést végeztünk:

1. Felvettük a K -mal dúsított NaCl sónak,
2. tiszta konyhasónak,
3. és a háttérnek a spektrumát.

A méréseket 15 min mérési idővel, ugyanolyan geometriájú mintatartóval végeztük. A ^{40}K 1460 keV-es vonala legjobban a *K*-mal dúsított konyhasó esetében volt kimérhető. Ezért a kiértékelőprogram markerjeit ennél a spektumnál állítottuk be, és a három mérés során nem mozdítottuk el. A számítógépes program kiszámította a teljes energiás csúcsok területeit (teljes beütésszámot). A spektrumok az 5., 6. és 7. ábrákon láthatóak. Ha Gauss illesztéssel meg-



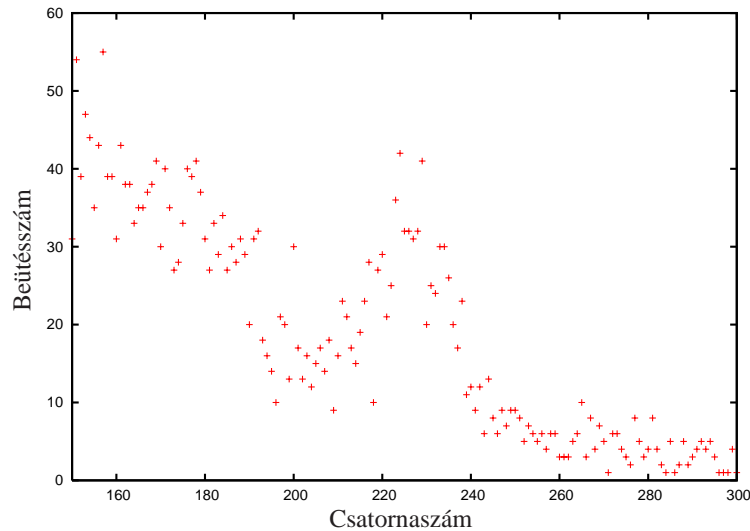
5. ábra. *K*-mal dúsított *NaCl* spektruma.



6. ábra. A tiszta konyhasónak spektruma.

határozzuk a ^{40}K 1460 keV-es csúcsához tartozó csatornaszámot, az előző kalibrációval meghatározhatjuk a hozzá tartozó energiát is, melyet összevethetünk az irodalmi értékkel. Az illesztésből a csúcs helye $C = (226.4 \pm 0.2)$ -nek adódott. Az ehhez tartozó energia:

$$E = (1450 \pm 22) \text{ keV} \quad (3)$$



7. ábra. A háttér spektruma.

Az energia hibáját, figyelembe véve a kalibrációs állandók hibáit is, az alábbi képlettel számolható ki:

$$\Delta E = \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta C}{C} \right) \varepsilon C + \Delta E_0 \quad (4)$$

Láthatjuk, hogy eredményünk jól egyezik az irodalmi adattal. A feladatunk a ^{40}K koncentrációjának a vizsgálata lehetőségek szerint. Erre a teljes energiás csúcsok területéből következtethetünk. A programmal a következő értékeket határoztuk meg:

$$T_{\text{NaCl}} = 808 \quad T_{\text{hatter}} = 951 \quad T_{\text{KCl}} = 2759 . \quad (5)$$

A csúcsok területe tájékoztatásul szolgálnak a minták ^{40}K tartalmáról. Ezen felül, ha feltesszük az izotóparány állandóságát is, becslés adható a minták K tartalmára is. Meglepő mérési eredmény, hogy a háttér mérésekor a ^{40}K tartalom nagyobbnak bizonyult mint a NaCl minta esetén. Ennek magyarázatát abban rejlik, hogy a NaCl nagyon kevés K -t tartalmaz, és leárnýékolja a háttérből bejövő ^{40}K izotópokat.

3. β -spektroszkópia

A β -sugárzások vizsgálatát két tényező teszi összetettebbé a γ sugárzások mérésénél: egyrészt a detektálható elektronok a bomláskor keletkező neutrínó miatt folytonos energiaeloszlásúak, másrészt a rövid hatótávolság miatt nehezebb maga a detektálás is. A mérésben szcintillációs detektort használunk. A szcintillátort a részecskék rövid hatótávolsága miatt (ionizáló hatás) célszerű vékonyra választani. Ahhoz pedig, hogy ki tudjuk szűrni a γ -sugárzásból adódó háttérrel, érdemes minél kisebb rendszámú elemet használnunk. A tényleges mérést szénhidrogén alapú szcintillátorral végeztük el.

3.1. A mérőműszer kalibrációja, elméleti bevezető

Mivel új műszerrel dolgozunk, az előző szakasz kalibrációja nyilván már nem használható. Az új hitelesítést ^{137}Cs spektrumával végezzük el. Ennek az izotópnak az egyik leányeleme a ^{137}Ba , melyre nagy valószínűséggel megvalósuló belső konverziós átmenet jellemző. Ennek az átmenetnek egy monoenergiás kisugárzott elektron az eredménye. A neki megfelelő csúcs alkalmas a műszer kalibrálására. Az elektron energiája az irodalmi adatok szerint $E = (662 - 32) \text{ keV} = 630 \text{ keV}$, ahol 32 keV a K -héjról kilökődő elektron kötési energiája. Másik kalibrációs pontnak a 4-es csatornához tartozó 0.1 keV energiát vesszük. Ennek a megválasztása nem fogja lényegesen befolyásolni az eredményeket a mért energiák környékén. A jegyzet β -bomlás energiaeloszlására a bomlás Fermi-féle értelmezésére építve, az alábbi összefüggést közli:

$$N^\pm(E) = K p (E + m_0 c^2) (E_n - E)^2 F^\pm(Z, E) S_n(E), \quad (6)$$

ahol a \pm előjel a pozitív, illetve negatív β -bomlásra vonatkozik, K egy konstans, p és E az elektron (pozitron impulzusa) és kinetikus energiája, E_n az átmenet teljes energiája, $F^\pm(Z, E)$ a mag hatását leíró Fermi-függvény, $S_n(E)$ pedig a tiltottságot figyelembe vevő korrekciós függvény. Az általunk vizsgált átmenetknél a korrekciós függvény közelítőleg energiafüggetlen. Ez az egyszerűsítés teszi lehetővé az ún. Fermi-Kurie egyenesek használatát. Vezessük be az alábbi új változókat:

$$W = \frac{E}{m_0 c^2} + 1 \quad p = W^2 - 1 \quad G(Z, W) = \frac{P}{W} F(Z, W), \quad (7)$$

ahol W az energia, míg I az impulzus természetes egységekben. Ekkor a (6) egyenlet átírva:

$$\sqrt{\frac{N}{GW^2}} = K' \sqrt{S_n} (E_n - E). \quad (8)$$

A transzformált változókat a mérési adatok egyértelműen megadják, a Fermi-függvény értékei pedig a táblázatban megadott értékből interpolációs spline algoritmussal meghatározhatóak. A kiértékeléshez hozzá tartozik a bevezetett új változók hibáinak a megbecslése is. A gyökös kifejezés hibáját az alábbi képlet szolgáltatja:

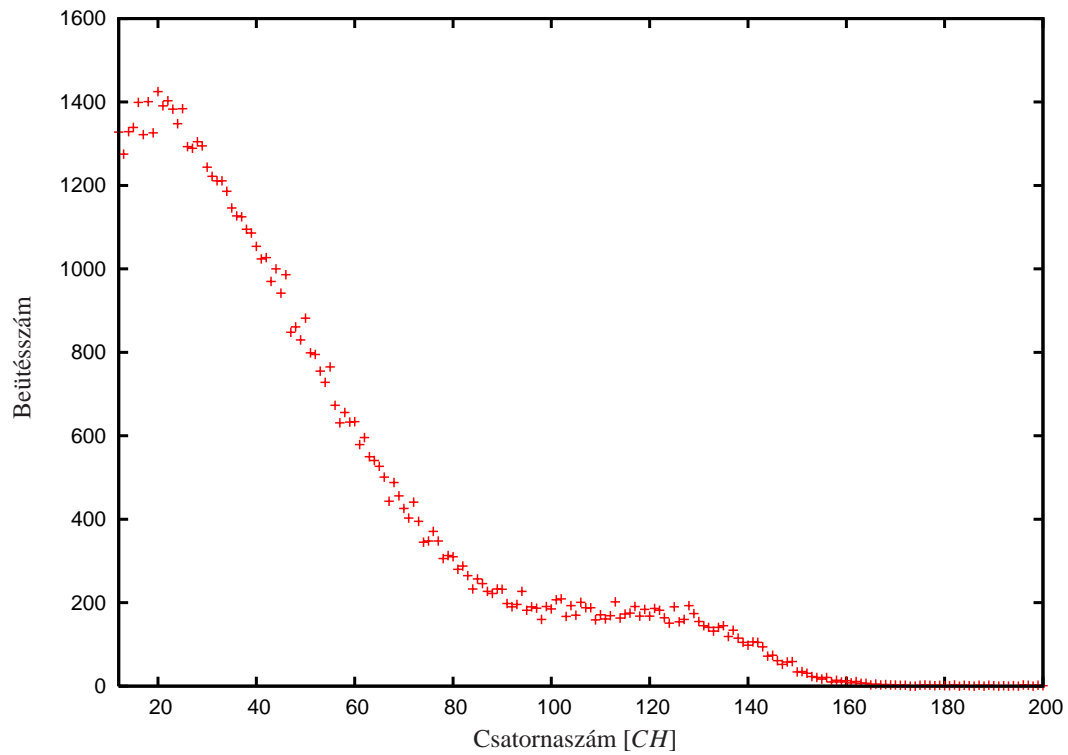
$$\Delta \sqrt{\frac{N}{GW^2}} = \sqrt{\frac{N}{GW^2}} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta N}{N} + 2 \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta G}{G} \right), \quad (9)$$

Szükségünk van még az egyes változók hibáira. A Poisson-eloszlást követő beütésszámból rögtön adódik, hogy $\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$, $\frac{\Delta W}{W}$ -t $1, 5\%$ -nak, $\frac{\Delta G}{G}$ -t a **függvény legnagyobb meredekségének becslése után 3% -nak becsültük a kalibráció pontosságából.**

A ^{137}Cs spektrumának felvételével elvégezhetjük a kalibrációt. A spektrumot a 8. ábrán látható. A spektrumokból az első 13 csatornát kivágtuk, mivel a zajosságuk miatt hatalmas beütésszámokat mutattak. A kalibrációs összefüggés:

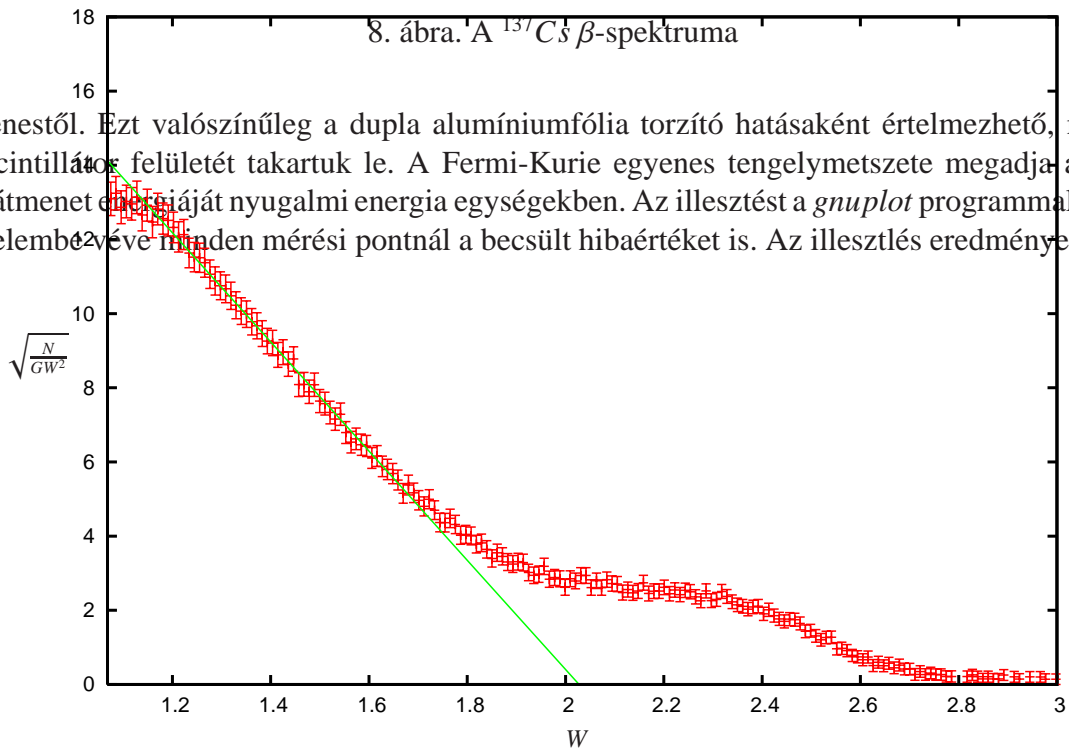
$$E = \varepsilon C + E_0 \quad \text{ahol: } \varepsilon = 5.4302 \quad E_0 = -21, 6207. \quad (10)$$

A (8) egyenlet segítségével eltranszformált spektrum a 9. ábrán látható a (9) egyenlet segítségével számított hibákkal. Nagyenergiás tartományban megfigyelhető a konverziós elektronokból adódó beütésszám. A transzformált ábrán szembeutó a grafikon egyenes szakasza is, melyre a Fermi-Kurie egyenest illesztjük. Az alacsonyabb energiájú elektronoknál kicsit elhajlik a grafikon az



8. ábra. A ^{137}Cs β -spektruma

egyenestől. Ezt valószínűleg a dupla alumíniumfólia torzító hatásaként értelmezhető, mellyel a szcintillátor felületét takartuk le. A Fermi-Kurie egyenes tengelymetszete megadja a kvantumátmenet energiáját nyugalmi energia egységekben. Az illesztést a *gnuplot* programmal végeztem figyelembe véve minden mérési pontnál a becsült hibaértéket is. Az illesztés eredménye:



9. ábra. A ^{137}Cs transzformált spektruma a Fermi-Kurie egyenessel.

$$y = ax + b \quad \text{ahol: } m = -14.72 \pm 0.15 \quad b = 29.85 \pm 0.25 . \quad (11)$$

A tengelymetszetekből pedig könnyen adódik:

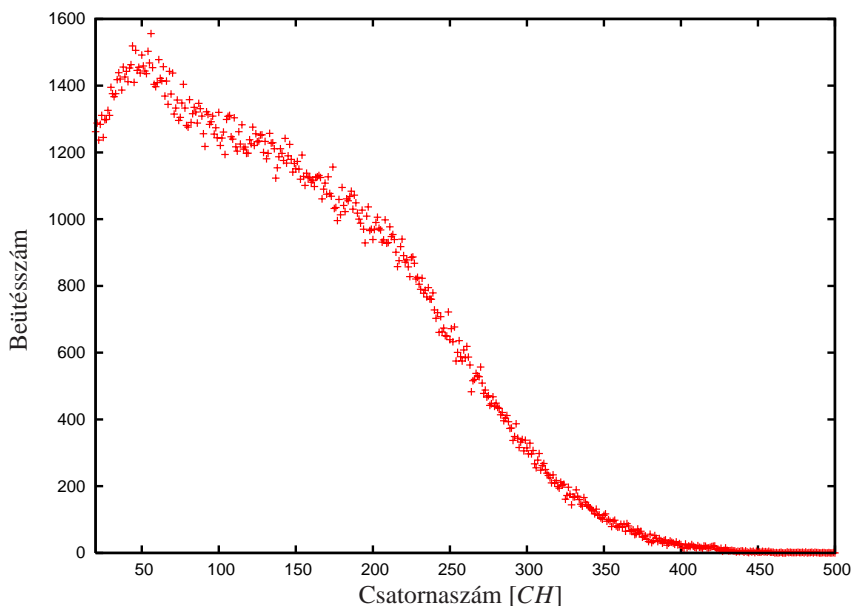
$$W^* = -\frac{b}{m} = 2.03 \pm 0.06, \quad (12)$$

A hiba a statisztikus szórás mellett tartalmazza az adatok hibáját is. A kalibrációs összefüggés segítségével az átmenethez tartozó teljes kvantumenergia:

$$E^* = (526 \pm 30) \text{ keV} . \quad (13)$$

3.2. ^{90}Sr spektrumának vizsgálata

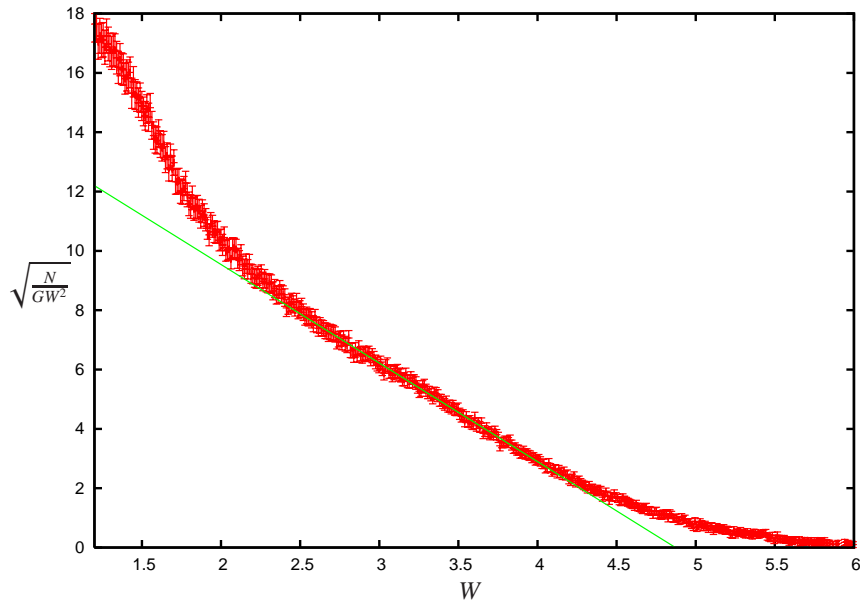
A ^{90}Sr spektrumának mérésekor két egymásra tevődő bomlásból származó elektroneloszlást figyelhetünk meg, mivel a ^{90}Sr leányeleme, az ^{90}Y szintén β^- -bomló. Az előző mérési feladatban megtanult módszer azonban még mindig alkalmazható, amennyiben körültekintőek vagyunk: először a spektrum nagyenergiás részére illesztünk egyenest. Az így azonosított elektronok járulékat levonjuk az eredeti spektrumból. Ezután már a spektrum kisenergiás részére is illeszthetünk. Természetesen minden lépés magába foglal egy-egy változócsere is. Hibát okoz az is, hogy mindkét illesztésnél a ^{90}Sr Fermi-függvényét használtam, mivel az ^{90}Y Fermi-függvénye nem állt rendelkezésemre. Ez a hiba nyilvánvalóan kisebb, mint a mérés során más forrásokból felhalmozódó hiba. A ^{90}Sr és leányeleme spektrumát a 10. ábrán látható. (Az első 35 csatornát a zajosságuk miatt levágtam) Az előző szakaszban hitelesítettük a mérőműszert. A kalibrációt (10)



10. ábra. A ^{90}Sr és leányeleme β -spektruma.

összefüggés tartalmazza. Ezt használhatjuk a számolások során az energiaértékek számolásához. A transzformált spektrum a nagyenergiás szakaszra illesztett Fermi-Kurie egyenessel a 11. ábrán látható: Az illesztés eredménye:

$$y = ax + b \quad \text{ahol: } a = -3.32 \pm 0.03 \quad b = 16.186 \pm 0.11 . \quad (14)$$



11. ábra. A ^{90}Sr transzformált spektruma és a Fermi-Kurie egyenes.

A tengelymetszetekből pedig könnyen adódik:

$$W_1^* = -\frac{b}{m} = 4.88 \pm 0.28, \quad (15)$$

A hiba a statisztikus szórás mellett tartalmazza az adatok hibáját is. A kalibrációs összefüggés segítségével az átmenethez tartozó teljes kvantumenergia:

$$\boxed{E_1^* = (1982 \pm 140) \text{ keV}}. \quad (16)$$

Az azonosított elektronok járulékat levonjuk az eredeti spektrumból, majd újabb transzformáció után illesztjük a Fermi-Kurie egyenest a kis energiájú spektrumtartományra is, amelyből a másik kvantumátmenethez tartozó energiát tudjuk meghatározni. A laboratóriumban megbeszéltek szerint a hiba becsléseként az eredeti adatsor hibáját hagytuk meg. Ez lényegesen megnöveli a további számolások relatív hibáját. A transzformált grafikont és az illesztett egyenest a 12. ábra szemlélteti. Az illesztés eredménye:

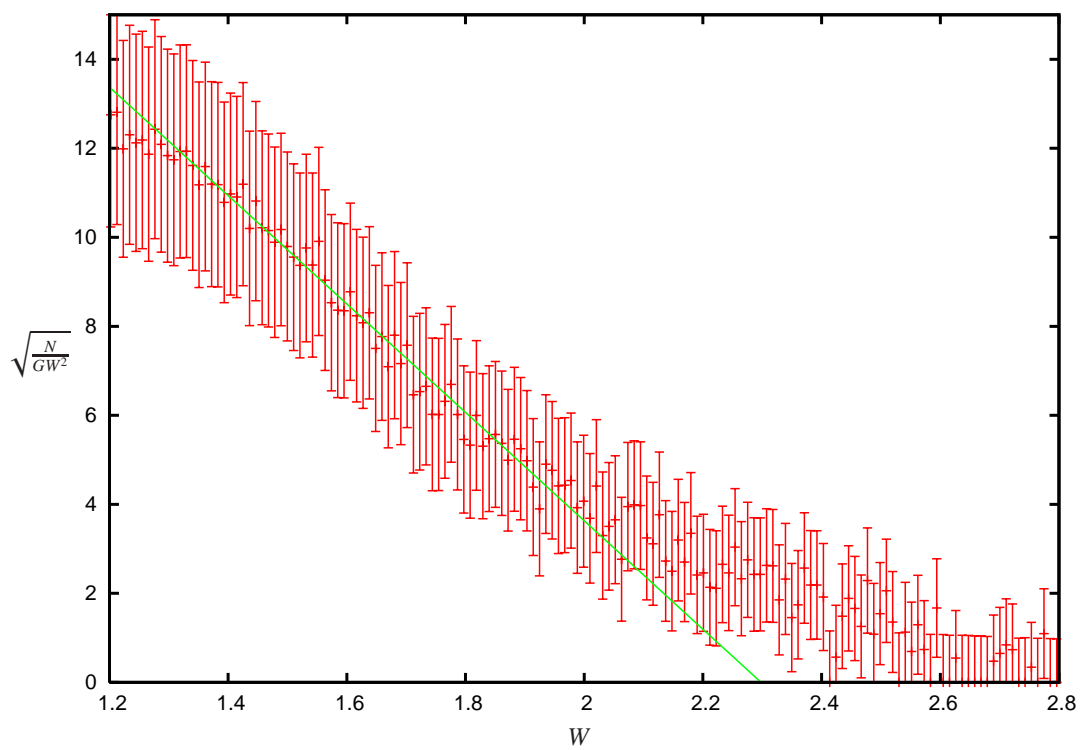
$$y = ax + b \quad \text{ahol: } a = -12.18 \pm 0.29 \quad b = 28.00 \pm 0.48. \quad (17)$$

A tengelymetszetekből pedig könnyen adódik:

$$W_2^* = -\frac{b}{m} = 2.30 \pm 0.17, \quad (18)$$

A hiba a statisztikus szórás mellett tartalmazza az adatok hibáját is. A kalibrációs összefüggés segítségével az átmenethez tartozó teljes kvantumenergia:

$$\boxed{E_2^* = (664 \pm 87) \text{ keV}}. \quad (19)$$



12. ábra. A ^{90}Sr spektrumának kisenergiás tartománya transzformálva és a rá illesztett Fermi-Kurie egyenes.