Mérési jegyzőkönyv:

Mössbauer-effektus vizsgálata

Rakyta Péter

mérőtársak: Mezei Márk és Pósfai Márton

mérés időpontja: 2007. május 3.
leadás időpontja: 2007. május 17.

Mérésvezető:
Veres Gábor

1. Bevezetés

Vad viharok dúltak Skócia keleti partjainál. A jáki templom méretével vetekedő hullámok ostromolták az évezredes sziklafalakat. Riadt sirályok húzódtak a kövek közti repedésekbe. Becsukták szemüket, és minden erejükkel a vidám tavaszi kergetődzéseikre, kiváló szardínia fogásaikra gondoltak. Furcsa játéka a sorsnak, hogy ezzel egyidőben és ettől teljesen függetlenül három fiatal fizikusjelölt egy Duna-parti pincében ismerkedett a Mössbauer-effektussal!
A gyakorlatban nagyon elterjedt, hogy az atomok vagy atommagok energianívói közötti átmeneteket elektromágneses térrel gerjesztjük. Fotonok abszorpciója és emissziója során a kezdeti és végállapot energiájának különbsége azonos midkét esetben, azonban a folyamatokban résztvevő fotonok energiája már különböző lehet. Ennek az az oka, hogy az impulzus megmaradása miatt a hátramaradó atom (atommag) is elvesz bizonyos mértékű energiát a kinetikus energiájának fedezésére. A magfizikai jelenségeknél az emittálódott foton energiája már olyannyira különbözik az átmenet energiájától, hogy még a természetes vonalszélessége sem elég nagy ahhoz, hogy egy másik magot tudjon gerjeszteni ugyanilyen átmenettel. Az abszorbeálódást a vonalszélesség növelésével lehet gerjeszteni. Az egyik módszer során kinetikusan mozgatjuk a fotonokat kibocsátó anyagot. A mozgatás a fotonok Doppler-eltolódását eredményezi. Ez az effektus annyira megnöveli a vonalszélességet, hogy a foton már el tud nyelődni. A mérés során éppen ezt az elvet használjuk majd.

2. Mérési elrendezés

A mérés során különböző anyagok Mössbauer-spektrumát vettük fel. A módszer nagyon egyszerű volt: a fotonakat emittáló forrást egy hangfal segítségével mozgatjuk. Ezeknek a fotonoknak egy része elnyelődik az általunk vizsgált mintában (abszorbens). Az átjutó fotonokat egy proporcionális számlálóval detektáljuk. A számláló jelét egy számítógép sokcsatornás analizátorára vezetjük különböző egyéb eszközök beiktatásával, melyek szerepét a következékben tisztázzuk. Végeredménykét tehát az abszorbensen átjutó fotonok spektrumát kapjuk, ez a Mössbauer-spektrum.
A forrást mozgató hangfal a forrást $T = 41,2 \pm 0,2ms$ periódusidővel mozgatja állandó abszolút értékű gyorsulással. A minta sebessége az idő függvényében így egy háromszögjel lesz. Ez azért célszerű, mert mivel a Doppler-eltolódás a sebességgel arányos:

$$\Delta E = E\,\frac{v}{c}\,,$$

ezért a kibocsátott foton energiája arányos lesz az idővel. A sokcsatornás analizátor csatornáit az idő szerint osztályozzuk, így eredményül a csatornaszám és a foton energiája között lineáris összefüggést kapunk.
A proporcionális számláló kisebb energiás fotonokra érzékeny (ekkor nagy a hatáskeresztmetszete a fotoeffektusnak), ezért forrásnak a hosszú felezési idejű ^{57}Co-ot használunk. Az egyes atomok egy elektron befogás után ^{57}Fe-vé alakulnak, melyek legerjesztődésük során 91% valószínűséggel egy $14,4$ keV energiájú fotont bocsátanak ki. A többi kibocsátott nagyenergiás fotont (13 keV és $122,6$ keV) a proporcionális számláló lenyegében nem érzékeli. A forrás mellett szól az is, hogy a gerjesztett ^{57}Fe-nak elég nagy az átlagos élettartama, ezért a kibocsátott foton természetes vonalszélessége kicsi. Így biztosak lehetünk abban, hogy az idővel skálázott csatornákhoz rendelt energiértékek jól megfelelenek majd a valóságnak. A számláló jelét egy erősítőn keresztül

egy diszkriminátorra vezetjük, mellyel kiszűrhetjük a $14,4$ keV energiájú fotonok jelét. A diszkriminátor tehát fontos alkotóeleme a berendezésnek, a munkát ennek a beállításával kezdtük: két hitelesített fóliát használtunk melyek közül

- az egyik a $14,4$ keV energiánál nagyobb energiájú fotonokat engedte át,
- a másik pedig a $14,4$ keV és nagyobb energiájú fotonokat.

A fóliákat használva azonosítottuk a forrás spektrumában a $14,4$ keV-es csúcsot, majd a diszkriminátor paramétereit úgy állítottuk be, hogy lényegében csak ezt a tartományt engedje tovább. Miután beállítottuk a diszkriminátort, a munkát a tényleges minták spektrumának kimérésével folytattuk. A spektrumokat helyben egy számítógépes szoftverrel értékeltük ki. Mivel a forrás a mozgatása során egy perióduson belül kétszer veszi fel ugyanazt a sebességet (és a fotonok energiája a sebességgel lineáris kapcsolatban van), a spektrumunk szimmetrikus lesz. Megkeresve a spektrum szimmetriatengelyét az adatsort minden esetben összehajtottuk. Ezzel az eljárással nem csak nagy számú adatpotot kapunk, de egy másik effektust is kiküszöbölhetünk: a két időpontban, amikor a sebességek megegyeznek, a forrás különböző távolságokra van a mintától, azaz nem egyenlő térszögekben sugározza a mintát. Ezért minden időpillanatban más alapvonal (átlagos beütésszám) adódik. Az adatok összefésülésével ezt az effektust küszöbölhetjük ki, mert úgy tekinthetjük, hogy a forrás egy átlagos helyzetéből kibocsátott fotonokat mérjük, vagyis a spektrumban kiegyenesedik az alapvonal.

3. A csatornaszám-energiaérték függvény kalibrálása

Biztosítva a forrás lineáris sebesség-idő mozgását (ezt egy megfelelő elektronika biztosítja) a csatornaszám-energia összefüggés lineáris lesz. Mivel a mérés során energiakülönbségeket szeretnénk mérni, elegendő a lineáris kapcsolat deriváltját (az egyenes meredekségét) meghatároznunk. A kalibráláshoz a lágyvas két legtávolábbi csúcsát használtuk fel: ezek távolsága ,,Doppler-sebességben,,: $d_v = 10,6162$ mm/s. A grafikonról leolvastuk ezen csúcsokhoz tartozó csatornaszámok különbségét is. Ez $d_{ch} = 367,15 \pm 0,46$-nak adódott. Az érték hibáját a programmal illesztett Lorentz görbék adatainak a szórásából kaptuk. Az egyenes meredeksége így könnyen adódik:

$$m = E\frac{d_v}{c \cdot d_{ch}} = (1,388 \pm 0,002) \cdot 10^{-9}\ \text{eV}\ , \tag{1}$$

ahol $E = 14,4$ keV az általunk használt fotonok energiája.

4. Izomér eltolódás

A mag energiaszintjeit kissé módosítja a magnak az elektronfelhővel való elektrosztatikus kölcsönhatása. A kölcsönhatás mértéke jellemezhető a Mösszbauer-spektrum vonásaival (csúcsok eltolódása), így következtethetünk a vizsgált minta szerkezetére vagy összetételére is. Ezt az eltolódást nevezzük izomér eltolódásnak.
Az izomér eltolódást az acél és Na-nitroprusszid anyagokban lévő vasmagok energiaszintjeinek eltolódásán tanulmányoztuk. Az eltolódásokat a lágyvas csúcsaitól számítjuk majd. Ennek

a spektrumában 6 csúcs van a Zeeman-felhasadás miatt. (A mágneses tér nagyrészt a belső térerősségtől származik.) A nívók eredetei helyét (mágneses tér nélkül) úgy becsülhetjük meg, hogy párokba állítjuk a 6 ekvidisztens csúcsot és az illesztett Lorentz-görbék csúcsainak helyét átlagoljuk az egyes párokra. Így három értéket kapunk, mely értékek átlagolásával kapjuk meg a Zeeman-eltolódás nélküli csúcs helyét. Az egyes értékek a jegyzőkönyv végén mellékelt adatsorban szerepelnek, a számolt nívóérték helye csatornaszámban pedig $252,89(\pm 0,31)$. A Na-nitroprusszid spektruma két csúcsból állt, a felhasadás nélküli nívóhelyet szintén átlagolással számítottuk ki. Acél esetében csak egy csúcsot mértünk, ennek a helyét az illesztett Lorentz-görbe paramétereiből határoztuk meg. A illesztési adatok a jegyzőkönyv végén mellékelt adatsorokban szerepelnek. Az eredményeket az alábbi táblázat szemlélteti:

minta	**csatornaszám**
lágyvas	$252,89 \pm 0,31$
acél	$248,73 \pm 0,37$
Na-nitroprusszid	$243,91 \pm 0,18$

A táblázat adataiból számolt izomér eltolódások pedig:

- *acél*: $IS_{ch} = 4,16 \pm 0,68$ csatorna, ami $IS_E = (5,77 \pm 0,96)10^{-9}$ eV energiaeltolódást jelent.
- *Na-nitroprusszid*: $IS_{ch} = 12,46 \pm 0,49$ csatorna, ami $IS_E = (17,02 \pm 0,71)10^{-9}$ eV energiaeltolódást jelent.

5. Az élettartam és a minta effektív vastagságának meghatározása

Jegyzet alapján a valódi vonalszélességre az alábbi összefüggés érvényes:

$$\frac{\Gamma_{mert}}{\Gamma} = \frac{w_i T_A + T_F + 8}{4} - \frac{(w_i T_A + T_F)^2}{625} \; . \qquad (2)$$

ahol T_A az abszorbens (esetünkben lágyvas), T_F a forrás effektív vastagsága, w_i az egyes felhasadt vonalak relatív intenzitása ($\sum w_i = 1$). Lágy vas esetén a relatív intenzitások:

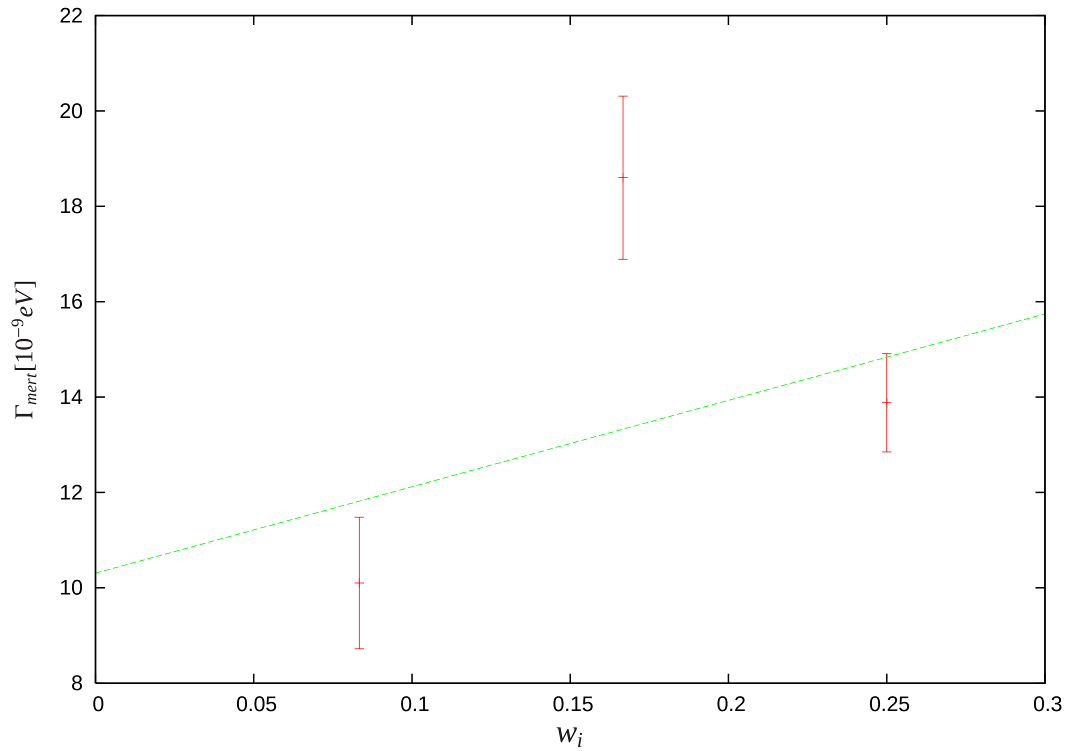
$$I_{\pm\frac{3}{2}\leftarrow\pm\frac{1}{2}} : I_{\pm\frac{1}{2}\leftarrow\pm\frac{1}{2}} : I_{\pm\frac{1}{2}\leftarrow\mp\frac{1}{2}} = 3:2:1 \; , \qquad (3)$$

ahol $I_{m\leftarrow n}$ az n és m mágneses kvantumszámokkal jelölt állapotok átmenetéhez tartozó intenzitást jelöli. Az arányokból $w_i = 1/12, \;\; 1/6, \;\; 1/4$ adódik. A jegyzet szerint a forrás effektív vastagsága $T_F = 1,62$. A (2) összefüggésben elhanyagolva a másodrendű tagot az alábbi lineáris összefüggés adódik:

$$\Gamma_{mert} = 2,4\Gamma + \frac{1}{4} T_A w_i \Gamma \; . \qquad (4)$$

A mért értékeket az alábbi táblázat szemlélteti:

relatív intezitás w_i	**vonalszélesség csatornaszámban** Γ_{mert}[ch]	**vonalszélesség eenrgiában** $\Gamma_{mert}[10^{-9}$ eV]
$1/12$	$7,25(\pm 0,98)$	$10,1(\pm 1,38)$
$1/6$	$13,4(\pm 1,2)$	$18,6(\pm 1,71)$
$1/4$	$10,00(\pm 0,72)$	$13,88(\pm 1,03)$



1. ábra. A vonalszélességet meghatározó összefüggésre illesztett egyenes.

A (4) összefüggésre a táblázatbeli adatok segítségével egyenest illeszthetünk. Az illesztést az 1. ábra szemlélteti. Az illesztett paraméterek:

$$\frac{1}{4}T_A\Gamma = (18,12 \pm 35)\ 10^{-9}\text{eV} \qquad 2,4\Gamma = (10,3 \pm 6,5)\ 10^{-9}\text{eV} \tag{5}$$

Az élettartamot és a vonalszélességet a $\Gamma\tau = \hbar$ összefüggés kapcsolja össze. Így a nívó átlagos élettartama könnyen adódik:

$$\boxed{\tau = (150 \pm 100)\ \text{ns}} \tag{6}$$

Az irodalmi érték $\tau = 141,8$ ns. Ez nem tér el sokban a kapott élettartam várható értékétől, azonban tekintettel a nagy hibára a későbbiekben az irodalmi értéket használjuk majd. Ezzel az értékkel a vonalszélesség: $\Gamma = 4,942 \cdot 10^{-9}$ eV. Felhasználva ezt az értéket, kiszámolhatjuk az egyes minták effektív vastagságát. Lágyvas esetében ez éppen

$$T_{lv} = T_A = \frac{T_A\Gamma}{\Gamma} = 15 \pm 29\ . \tag{7}$$

Az acél effektív vastagságát az alábbi képlettel számolhatjuk ki:

$$T_{acel} = 4\frac{\Gamma_{mert}}{\Gamma} - T_F - 8 = 5,7 \pm 1,6\ , \tag{8}$$

ahol Γ értékét az illesztéssel számoltuk ki. Nem adtuk meg a Na-nitroprusszid effektív vastagságára kapott értéket, mivel az számolásaink során negatívnak adódott. A másodrendű tag elhanyagolása jogos, mivel a nagy nevező miatt csak a második tizedesjegyben változnának az ereményeink. A származtatott hibák azonban ennél lényegesen nagyobbak.

5.1. Elektromos térgradiens a Na-nitroprusszid mintában

A Na-nitroprusszid mintában az inhomogén elektromos tér és a mag kvadrupólus momentumának kölcsönhatása miatt felhasad a magnívó. A mérésleírás a kvadrupólmomentura $Q_{3/2} = 0,21\ 10^{-28} m^2$ értéket tüntet fel. A felhasadás mértékét az alábbi összefüggés adja meg:

$$\Delta E = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \left[3m_I^2 - I(I+1)\right] \left(1 + \frac{\eta^2}{3}\right)^{1/2} , \tag{9}$$

ahol e az elemi töltés, I a magnívó spinje, m_i a mag mágneses kvantumszáma, η pedig az aszimmetria faktor, mely axiális szimmetria esetén 0. Esetünkben a magspin $I = 3/2$. Ezért m_I lehetséges értékei: $3/2$, $1/2$, $-1/2$, $-3/2$, azonban vegyük észre, hogy a felhasadást leíró képlet nem érzékeny a mágneses kvantumszám előjelére, így a nívó csak két részre hasad fel. Ezen két szint távolságát könnyen kiszámolhatjuk az előző képlet segítségével: a két felhasadt nívó egymástól való távolsága:

$$\Delta E = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \left(3m_{I1}^2 - 3m_{I2}^2\right) = \frac{eQ}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} , \tag{10}$$

ahol

$$m_{I1}^2 - m_{I2}^2 = \left(\frac{3}{2}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 .$$

Az illeszett Lorentz-görbék paramétereiből kiderül hogy a két csúcs csatornaszámban $\Delta E = 60,84 \pm 0.36$ ch távolságra vannak. A kalibráció segítségével ezt átszámolhatjuk energia dimenziójú mennyiségre:

$$\Delta E = (84,5 \pm 0,62) 10^{-9} \text{ eV} . \tag{11}$$

A térgradienst a (10) egyenlet segítségével könnyen kiszámolhatjuk:

$$\boxed{\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = (8,05 \pm 0,06) 10^{21} \ \frac{\text{V}}{\text{m}^2}} . \tag{12}$$

Ezt az értéket összevethetjük a elektron okozta térgradienssel a H-atomban. Az elektron által keltett elektromos potenciál a mag helyén:

$$V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e}{r} \tag{13}$$

A térgradienst kiszámolhatjuk a Coulomb-potenciál kétszeri deriválásával. A deriváltat az $r_B = 5,29\ 10^{-11}$ m Bohr-sugárnak megfelelő távolságban értékeljük ki. A térgradiens így:

$$\left.\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}\right|_{r=r_B} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \frac{e}{r_B^3} = 1,95 \cdot 10^{22} \frac{V}{m^2} \tag{14}$$

Ez lényegében azonos nagyságrendbe esik az általunk számolt értékkel. Ezt az egységet használva a térgradiens:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} = 0.41 \left.\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}\right|_{Bohr}$$

5.2. A lágyvas Zeeman-felhasadása

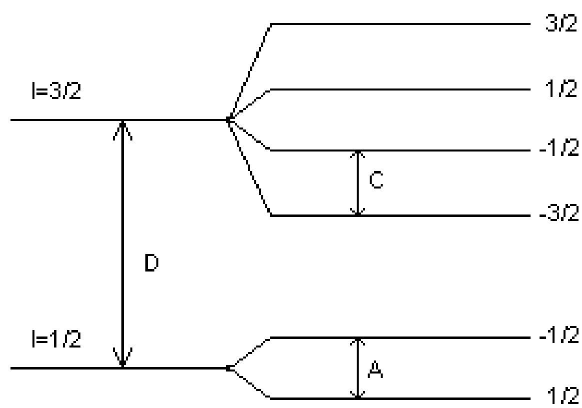
A Zeeman-felhasadás elvileg a mágneses kvantumszám szerint degenerált nívók ekvidisztens felhasadás eredményezi az alábbi összefüggés szerint:

$$\Delta E_m = -\frac{m_I}{I}\mu_I B \,, \tag{15}$$

ahol I a mag spinje, m_I a mágneses kvantumszám, μ_I az magállapot mágneses momentuma, B pedig a mágneses térerősség a mag helyén. Esetünkben a lágyvas mintán figyeltük meg ezt a felhasadást, melyet vázlatosan a 2. ábrán figyelhetünk meg. Az egyes átmeneteket a Mössbauer-spektrum csúcsainak nagyságából, vagyis az intenzitások arányából tudjuk azonosítani. A mérésleírás alapján az intenzitásarányok ugyanis becsülhetőek az alábbi módon:

$$I_{\pm\frac{3}{2}\leftarrow\pm\frac{1}{2}} : I_{\pm\frac{1}{2}\leftarrow\pm\frac{1}{2}} : I_{\pm\frac{1}{2}\leftarrow\mp\frac{1}{2}} = 3 : 2 : 1 \,. \tag{16}$$

Az egyes átmeneteket és a hozzájuk tartozó, spektrumból leolvasott energiakülönbségeket az



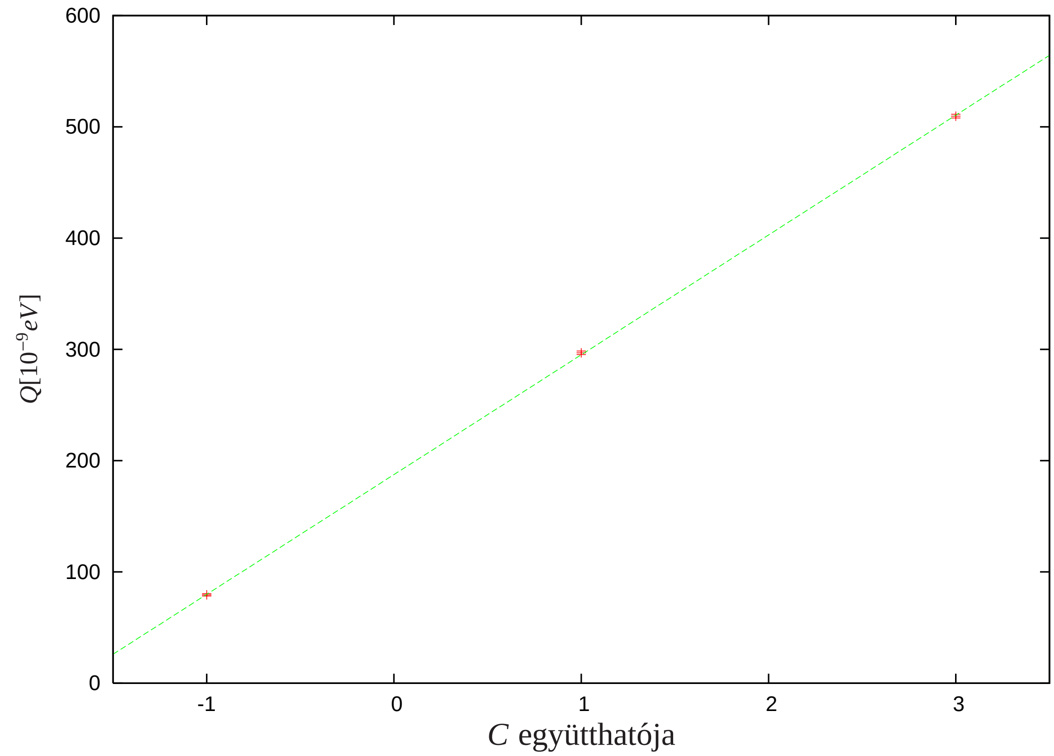
2. ábra. A Zeeman-felhasadás lágyvas esetén

alábbi táblázat szemlélteti:

átmenet	**csatornatávolság** ΔE [ch]	**energiatávolság** ΔE [10^{-9} eV]
$\pm\frac{3}{2} \leftarrow \pm\frac{1}{2}$: $\Delta E_1 = A + 3C$	$367,15(\pm 0,46)$	$509,60(\pm 1.66)$
$\pm\frac{1}{2} \leftarrow \pm\frac{1}{2}$: $\Delta E_2 = A + C$	$213,88(\pm 0,75)$	$296,87(\pm 1.63)$
$\pm\frac{1}{2} \leftarrow \mp\frac{1}{2}$: $\Delta E_3 = A - C$	$57,21(\pm 0,66)$	$79,41(\pm 1.07)$

A gyakorlaton megbeszéltek alapján a meghatározott energiaeltolódásokat ábrázolva C együtthatójának függvényeként egy egyenes adódik. Ezen egyenes illesztési paraméterei meghatározzák az A és C energiakülönbségeket. Az illesztés a 3. ábrán figyelhető meg. Eredményül

$$A = (187,46 \pm 1,00)10^{-9} \text{ eV} \qquad \text{C} = (107,68 \pm 0,60)10^{-9} \text{ eV} \tag{17}$$



3. ábra. A és C meghatározása egyenes illesztéssel

adódik. A megszerzett eredmények segítségével kiszámolhatjuk a mag $I = 3.2$ gerjesztett állapotában a mágneses momentumot. Ehhez felhasználjuk, hogy alapállapotban a mágneses momentum $\mu_{1/2} = 0,090604\ \mu_N$, ahol $\mu_N = 3,15238\ 10^{-11}\ \frac{\mathrm{keV}}{\mathrm{T}}$. A Zeeman-felhasadás képletéből az egyes felhasadt (ekvidisztens) nívók távolságai egymástól:

- alapállapotban ($I_{1/2} = 1/2$):
$$\Delta E = \frac{\mu_{1/2}B}{I_{1/2}} = A$$
- míg gerjesztett állapotban: ($I_{3/2} = 3/2$):
$$\Delta E = \frac{\mu_{3/2}B}{I_{3/2}} = -C$$

A két összefüggést elosztva egymással:

$$\boxed{\mu_{3/2} = -\frac{I_{3/2}C}{I_{1/2}A}\mu_{1/2} = -(4,922 \pm 0,054)10^{-12}\ \frac{\mathrm{keV}}{\mathrm{T}}} \tag{18}$$

adódik. Végül kiszámolhatjuk a mag helyén lévő effektív mágneses indukciót:

$$B = \frac{I_{1/2}A}{\mu_{1/2}} \tag{19}$$

Ez számszerűleg:

$$\boxed{B = (32,82 \pm 0,18)\ \mathrm{T}} \tag{20}$$

Ezt az értéket összevetjük az elektron által keltett mágneses indukcióval a H-atomban. Az indukciót Biot-Savart törvénnyel tudjuk kiszámolni, hiszen az elektront körvezetőként modellezve nem nehéz elvégezni az integrálást: egy körvezető által keltett mágneses indukció a vezető középpontjában:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2r} \tag{21}$$

Az elektron által képviselt áram:

$$I = \frac{e}{2\pi r_B / v}\ , \tag{22}$$

ahol r_B a Bohr-sugár, és v a keringési sebesség:

$$v = \frac{\hbar}{m_e r_B} \tag{23}$$

A képleteket egymásba helyettesítve:

$$B_{Bohr} = \frac{\mu_0 \hbar e}{m_e 4\pi r_B^3} \tag{24}$$

Behelyettesítve a numerikus értékeket:

$$B_{Bohr} = 12,5\ \mathrm{T} \tag{25}$$

adódik. Ezt az egységet használva, a lágyvas magjában az effektív mágneses indukció $B \approx 2.63\ B_{Bohr}$.

6. A forrás legnagyobb kitérése

A mérési elrendezésről feltesszük, hogy a minta és forrás közti távolság (a hangszóró működése nélkül) nagyjából ~ 1 cm. Lényeges lehet megvizsgálni a hangszóróval rezgetett forrás kitérésének viszonyát ehhez a távolsághoz. Ha ugyanis a kitérés összemérhető ezzel a távolsággal úgy az eddigi számolásokban a sugárzási térszög változását is fegyelembe kellene venni. A kitérést maximális értékét a sebesség-idő függvényből számíthatjuk ki:

$$v(t) = v_{max} \frac{T/4 - |t - T/4|}{T/4} \qquad t \in \left(-\frac{T}{4}, \frac{3T}{4}\right)\ , \tag{26}$$

ahol $T = (41,2 \pm 0,2)$ ms, a periódusidő. A forrás a periódusidő negyedekor éri el a maximális kitérését. Szükségünk van a képletben szereplő v_{max} értékére. Ezt a mérés elején meghatározott energia-kalibráció segítségével kaphatjuk meg. Tudjuk hogy a $T/4$ időpont a 256. csatornának felel meg. Ez meghatároz egy energiaértéket, melyet a sebességgel a Doppler-eltolódás kapcsol össze az alábbi módon:

$$\Delta E = E_0 \frac{v}{c} \qquad \Rightarrow \qquad v_{max} = c \frac{\Delta E(256)}{E_0}\ , \tag{27}$$

ahol $\Delta E(256)$ a 256 csatornának megfelelő energiakülönbség, $E_0 = 14,4$ keV az általunk vizsgált fotonok energiája. Behelyettesítve:

$$v_{max} = (7,40 \pm 0,01)\ \frac{\text{mm}}{\text{s}} \tag{28}$$

adódik. A kitérés maximuma ebből:

$$x_{max} = v(T/4) = (0,076 \pm 0,001)\ \text{mm} \tag{29}$$

Ez a minta-forrás távolsághoz képest mindössze 1.5%-os ingadozást jelent, vagyis az eddigi számolásaink jogosak voltak.

6.1. Gravitációs vöröseltolódás mérése

A mérőműszerünkkel körülbelül 0.5 csatorna pontossággal lehet meghatározni az energiakülönbségeket. A kalibrációnk alapján ez 10^{-13} keV-os felbontásnak felel meg. Ahhoz hogy egy foton legalább ekkora energiaváltozást szenvedjen a Föld gravitációs terében (a földön) legalább

$$\Delta h = \frac{\Delta E}{E_0}\frac{c^2}{g} \approx 60\ \text{m}$$

magasságot kell megtennie. A mérési idő növelésével finomíthajuk a mérőműszerünk felbontását, ezért kisebb magasságok is elegendőek lehetnének a vöröseltolódás kimérésére. Figyelembe kell azonban vennünk, hogy a távolság növelésével a beütésszám is csökken ($\sim 1/r^2$), vagyis a felbontóképességre fordított időmennyiség sokszorosát kellene mérnünk. Esetünkben a minta-forrás távolság megnövelése néhány 10 m -es távolságra ezt az időt legalább a milliószorosára emelné. Persze a mérőműszerek felépítése (detektornagyság, veszteségek) és a használt fotonok energiája változtathat ezen az értéken náhány faktorral, de lényegesen nem. Arra a következtetésre jutottunk tehát, hogy a gravitásciós vöröseltolódás kimérése roppant nehéz feladat.