

Alkalmazott Fizikai Módszerek Laboratórium

Optikai pumpálás

CSÖRNYEI GÉZA

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikus MSc I



'E' mérőcsoport

Mérés dátuma: 2019.10.18.

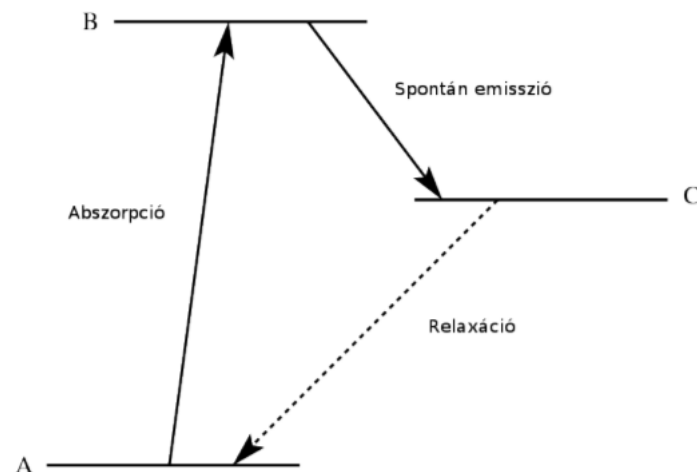
Mérés vezetője: Szabó Bálint

1. Mérés célja

Mérésünk célja, hogy a mérőhelyen található rubídium minta optikai pumpálását vizsgálva meghatározzuk a relaxációs időket, valamint a minta abszorpciós maximumaiból meghatározzuk a Föld mágneses terét és a mintában található izotópok g-faktorát.

2. Elméleti összefoglaló

Az optikai pumpálás során a optikai besugárzás segítségével atomok, ionok energiaállapot szerinti eloszlását, például a Zeeman- vagy a hiperfinom felhasadás következtében megjelenő alnívók betöltését változtathatjuk meg. A mérés során három energianívóval dolgoztunk, melyet az alábbi sematikus ábra szemléltet:



1. ábra. Optikai pumpálás három energianívó esetén

A megfelelő frekvenciával történő pumpálás esetén kialakulhat olyan helyzet, amikor a C állapot betöltöttség nagyobb lehet mint az A állapoté, de ez is csak egy bizonyos határig mehet el, ugyanis egy arány felett a folyamat telítődni fog. Az viszont nem fordulhat elő, hogy a B állapot betöltöttsége nagyobb legyen mint A-é, ez egy, az ábrán be nem jelölt folyamatnak, az indukált emissziónak köszönhető. A pumpálás során az abszorpció és az indukált emisszió folyamatok száma az alapállapotú illetve a gerjesztett atomok számától függ: mivel mind a két folyamathoz ugyanakkora energiájú foton szükséges, így amikor B betöltöttsége nagy lenne mint A-é, akkor az indukált emisszióból lenne több, tehát több gerjesztett atom esne vissza alapállapotba.

Az abszorpció, és így a szintek telítődésének mértékét a [1] jegyzet szerint egy időállandóval vehetjük figyelembe. A szintek telítődése exponenciális felcsengést

mutat ilyen karakterisztikus idővel. Ezen időállandó két részből tevődik össze: egyrészt a termikus relaxáció időállandójából, mely a hőmérsékleti egyensúly, azaz a kialakult mágneses momentumok (exponenciálisan lecsengő) bomlásának karakterisztikus ideje, másrészt a pumpálás karakterisztikus idejéből, mellyel az abszorpció során kialakult gerjesztett állapotok számát vehetjük figyelembe. Az összevont időállandó az alábbi képlettel adható meg:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_1} \quad (1)$$

ahol T_p a pumpálás, T_1 a termikus relaxáció időállandója.

Amennyiben a mágneses teret teljesen megszüntetjük, azaz a külső (Föld) mágneses térrel ellentétes irányú, de azonos nagyságú teret kapcsolunk, akkor a Zeeman-felhasadás eltűnik, csak két nívó marad, ekkor tehát pumpálni már nem lehet. Ez esetben a rendszer a termikus egyensúlyhoz relaxál, de ez gyorsabb mint a T_1 relaxáció, ezt, a külső mágneses térre merőleges irányú, azaz a transzverzális elektronspinek átfordulásához tartozó relaxációs időt T_2 -vel jelöljük. Mágneses tér nélküli esetben ez a T_1 -nél kisebb időállandó határozza meg a relaxációs folyamatot.

Ha az optikai pumpálás az alsó Zeeman-nívóról a felsőre történik, akkor a felső nagyobb energiával rendelkezik. A két nívó között az átmenet létrehozásának feltételét írja le a rezonancia-feltétel, mely

$$h\nu = \mu_B g_F B_0$$

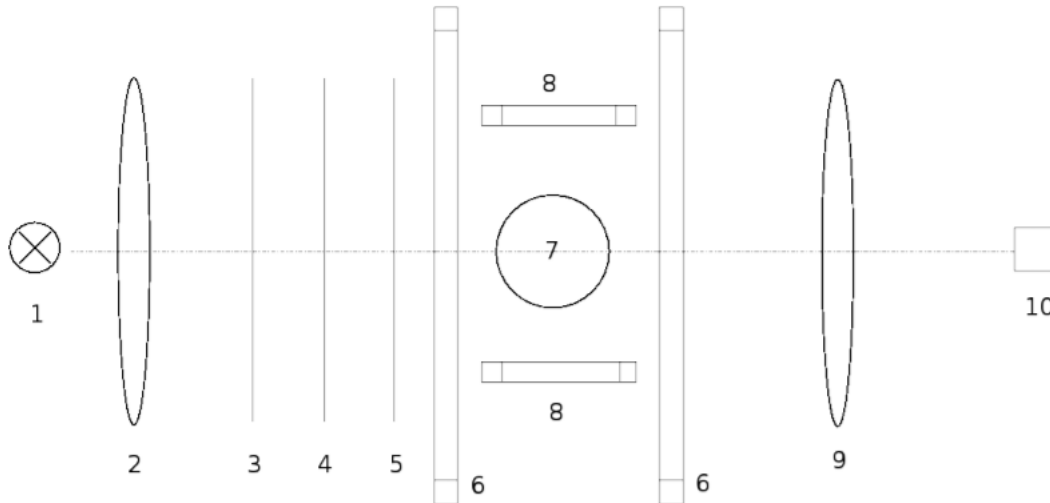
ahol ν a besugárzó elektromágneses tér frekvenciája, μ_B a Bohr-magneton, g_F a g-faktor és B_0 a sztatikus feszítő tér, az alnívók kialakításához. A mérés során nem sztatikus teret használtunk, hanem egy sztatikus és egy szinuszos jel szuperpozícióját alakítottuk ki egy Helmholtz-tekercspár segítségével. Ennek lényege, hogy az rezonanciához szükséges mágneses teret periodikusan alakítjuk ki, így az oszcilloszkópon több abszorpciót is látunk majd periodikusan. Amikor az egyes abszorpciók egymástól időben azonos távolságra vannak, az esetben pontosan a rezonanciához szükséges mágneses teret állítottuk be. Ezen értéket feljegyezve, majd a polaritást megfordítva megmérjük ugyanígy a rezonanciához szükséges tér nagyságát, akkor más értéket fogunk kapni, a Föld mágneses tere miatt. Ezen két mérésből már meg tudjuk állapítani a Föld mágneses terének nagyságát, illetve a rezonanciához szükséges sztatikus tér nagyságát is, az alábbi módon:

$$B_{\text{Föld}} = \frac{B_0^+ - B_0^-}{2} \quad B_0 = \frac{B_0^+ + B_0^-}{2}$$

ahol a B_0^+ és a B_0^- az egyes polaritások mellett mért mágneses indukciók értékeit jelölik.

3. Mérés menete

A mérés első részében a relaxációs idők mérését végeztük el. A mérési összeállítás az alábbi volt:



2. ábra. A kísérleti berendezés vázlata. 1. Nagyfrekvenciás kisülési cső; 2. és 9. Gyűjtőlencse; 3. Interferenciszűrő; 4. és 5. Polarizációs szűrő és $\lambda/4$ -es lemez cirkulárisan polarizált fény kialakításához; 6. Helmholtz-tekerespár; 7. Abszorpciós cső, melyben az optikai pumpálás történik; 8. Tekercspár rádiófrekvenciás tér létrehozására; 10. Fotodióda

A fotodiódát egy oszcilloszkópra kötöttük, melyet egy USB-kábellel a mérőhelyen lévő számítógépre csatlakoztattunk, mellyel elmentettük az oszcilloszkóp által mutatott képet. Két mérést végeztünk, az egyikben úgy állítottuk be a mágneses teret, hogy az átmenetek telítésbe menjenek, ezzel az összevont időállandót tudtuk mérni, másodszor olyan mágneses teret állítottunk be, hogy az egyik polaritásnál pont ellentétes legyen a Föld mágneses terével, azaz az eredő tér nulla lett, így a T_2 relaxációs időt tudtuk megmérni.

A mérés következő részében a g-faktor meghatározásához szükséges mérést végeztük el. Négy különböző frekvenciájú mágneses tér esetén végeztük el az abszorpció vizsgálatát, azonban a frekvenciaértékeket nem tudtuk. Ennek meghatározására egy vezetőhurkot tettünk a mérőberendezésbe, melynek két végét az oszcilloszkópra kötöttünk, és így vizsgáltuk a kialakuló jelet, melyből a frekvenciát már meg tudtuk határozni.

Az elméleti részben leírtakkal összhangban vizsgáltuk az abszorpciót a négy különböző frekvenciaérték esetén, mindkét polaritással. A mérés során csak a Helmutz-tekercekre juttatott áramerősség értékét tudtuk feljegyezni, de mivel a Helmutz-tekercs jól meghatározott, közel homogén mágneses teret hoz létre egy adott áramerősség esetén, így a tekercs sugarának és menetszámának ismeretében egyértelműen meg tudtuk határozni a mágneses indukció értékeit.

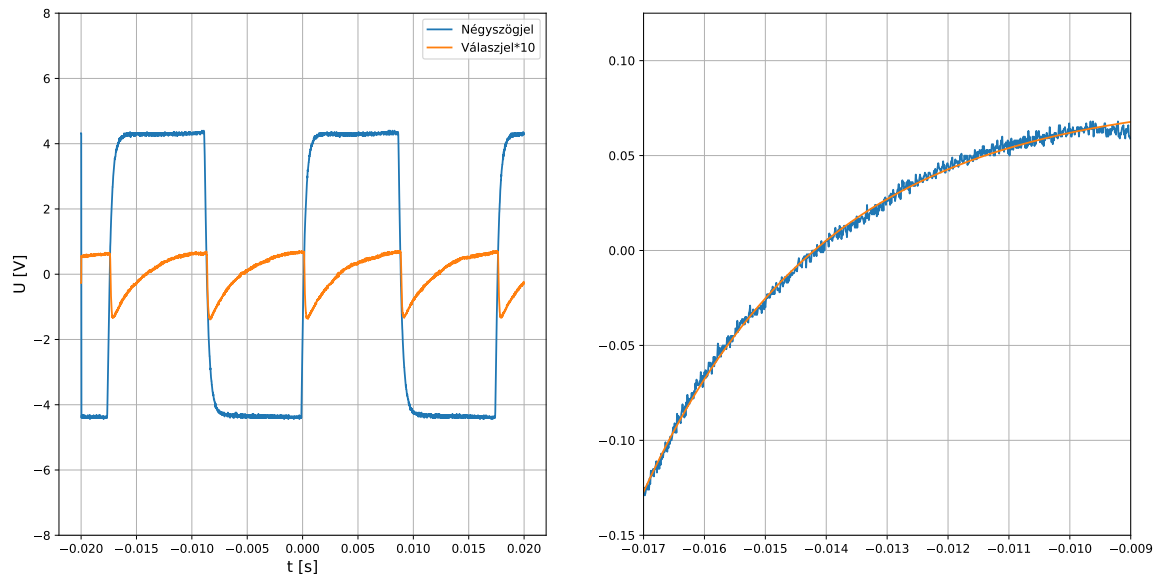
4. Kiértékelés

4.1. Relaxációs idők mérése

A műszer bekapcsolása után négyszögjelet kapcsoltunk a mérőkörre; a négyszögjel váltakozó, abszolút értékben állandó, de periodikusan váltakozó előjelű mágneses teret keltett. Az előjelváltáskor a mintában a Zeeman-nívók helyet cserélnek, valamint az addig felépített polarizáció is elvész egy relaxációs folyamat során. Ennek a relaxációnak (exponenciális felfutásnak) az időállandóját (az összesített időállandót) egyszerűen a válaszjel illesztésével kaphatjuk meg. Az illesztéshez használt függvény alakja

$$f(x) = a \cdot \exp(-b \cdot (x - c)) + d \quad (2)$$

volt. A kapott jel és az illesztése látható a 3. ábrán.

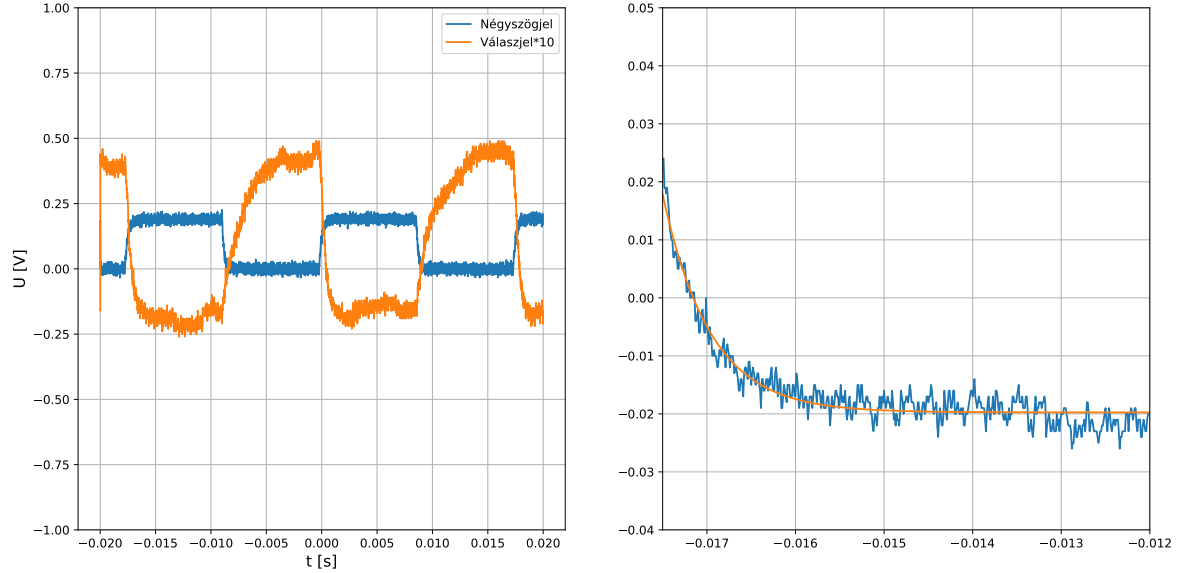


3. ábra. Az összesített időállandó meghatározása

Négy egymás utáni relaxációs folyamatot rögzítettünk, ezek mindegyikét megillesztettem, majd a kapott időállandók átlagát vettem végleges értéknek. Az illesztésből kapott összesített időállandó értéke:

$$\tau = (0.182 \pm 3.704 \cdot 10^{-3}) \text{ ms.}$$

Hasonló módon elvégeztem a Föld mágneses terének kioltása után felvett adatsort is, melyből a T_2 relaxációs időt tudtam meghatározni. A mért jel és az illesztés 4. ábrán látható.



4. ábra. A T_2 időállandó meghatározása

Az illesztésből kapott relaxációs idő:

$$T_2 = (0.536 \pm 0.014) \text{ ms.}$$

4.2. Rezonanciaátmenetek megfigyelése, g-faktorok meghatározása

A rubídiumizotópok g-faktorainak meghatározásához végzett mérés során az egyes rezonanciákhoz tartozó Helmholtz-tekerésre kapcsolt áramot mértük meg. A mért értékek az alábbi táblázatban láthatók:

Frekvencia	ν_4		ν_6		ν_7		ν_8	
Polaritás	+	-	+	-	+	-	+	-
I_1 [mA]	164	130	195	160	284	250	212	179
I_2 [mA]	239	205	284	250	415	382	308	276

1. táblázat. Az egyes izotópok rezonanciáihoz tartozó áramerősség értékek. A + és - polaritás a Föld mérőberendezéssel párhuzamos terével egyirányú, illetve azzal ellentétes tereket jelöl. A mérés során az egyes gerjesztő elektromágneses tér frekvenciákat nem ismertük, így az egyes frekvenciaértékeket a mérőberendezésen látottak szerint indexeltem.

Ezen áramerősségek a Helmholtz-tekererspár külső tagjára jutottak, a belső, szinuszos mágneses tér kialakításáért felelős tekercs bemenetén nem változtattunk. A további számolásokhoz ezen áramerősség értékeit át kellett számolni mágneses indukcióba, melyet Helmholtz-tekercek esetén a következő képlet segítségével tehetünk meg [2]:

$$B(R/2) = \left(\frac{8}{5\sqrt{5}} \right) \frac{\mu_0 n I}{R}, \quad (3)$$

ahol n a tekercs menetszáma (jelen esetben 80), R pedig a sugara (a külső Helmholtz-tekercsé 19.3 cm volt). Mivel az így kialakított tér a Helmholtz-tekercsen belül jó közelítéssel homogén, ezért a tekercsen belül mért tér meg fog egyezni ezen értékkel minden pontban. Az így kiszámolt mágneses terek tehát:

Frekvencia	ν_4		ν_6		ν_7		ν_8	
Polaritás	+	-	+	-	+	-	+	-
B_1 [mT]	0.1223	0.0969	0.1454	0.1193	0.2117	0.1864	0.1580	0.1334
B_2 [mT]	0.1782	0.1528	0.2117	0.1864	0.3094	0.2848	0.2296	0.2057

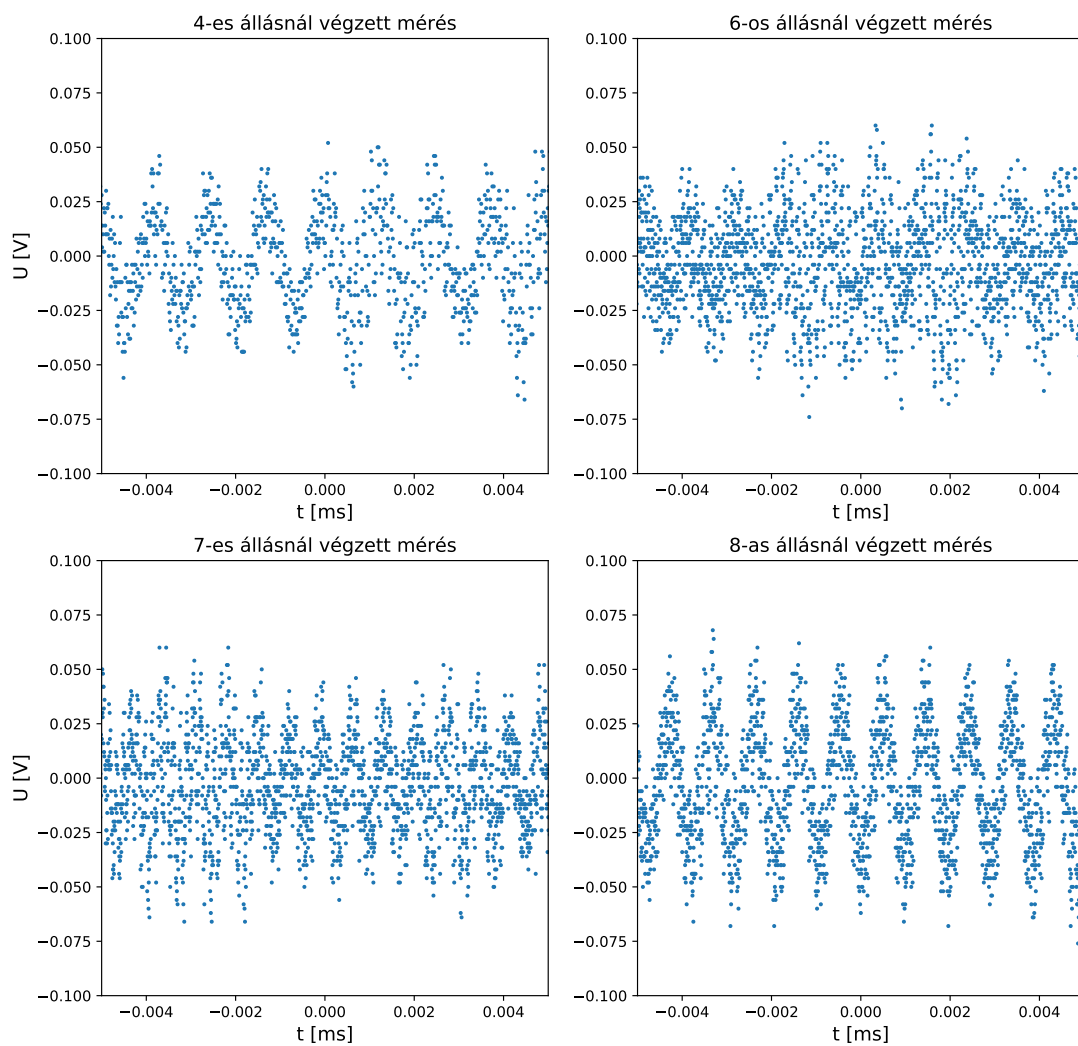
2. táblázat. A számolt B értékek

Mivel a kapott értékekre egyszer hozzáadódik, egyszer pedig levonódik a Föld mágneses tere, így az azonos frekvenciákhoz, de eltérő polarításokhoz tartozó értékeket kiátlagolva kiejthetjük a Föld mágneses terének járulékát. Az így kapott értékek az alábbi táblázatban láthatók:

Frekvencia	ν_4	ν_6	ν_7	ν_8
B_1 [mT]	0.1096	0.1324	0.1991	0.1457
B_2 [mT]	0.1655	0.1991	0.2971	0.2177

3. táblázat. Kiátlagolt B értékek

Meg kellett továbbá állapítanom a ν_i frekvenciákat is, mivel ezek nem voltak adottak. Egy vezetőhurokot a mágneses térbe helyezve rögzítettük a jelet egy oszcilloszkóp segítségével (5. ábra), majd a kapott adatsort Fourier analízis segítségével megillesztettem a periódusidő kinyeréséhez (6. ábra).

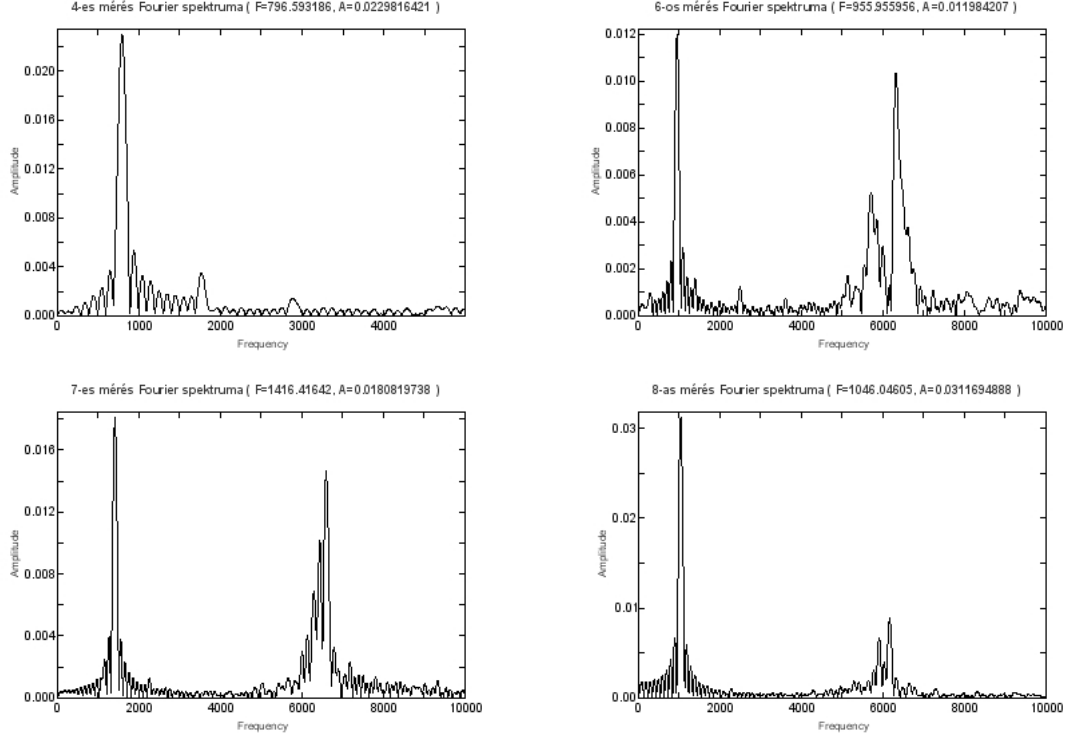


5. ábra. A vezetőhurok segítségével rögzített jelek

A Fourier analízis eredményeképp előálló frekvenciákat az alábbi táblázat tartalmazza:

Kapcsoló állása	ν (Hz)
4	$7.966 \cdot 10^5$
6	$9.560 \cdot 10^5$
7	$1.418 \cdot 10^6$
8	$1.046 \cdot 10^6$

4. táblázat. A frekvenciák

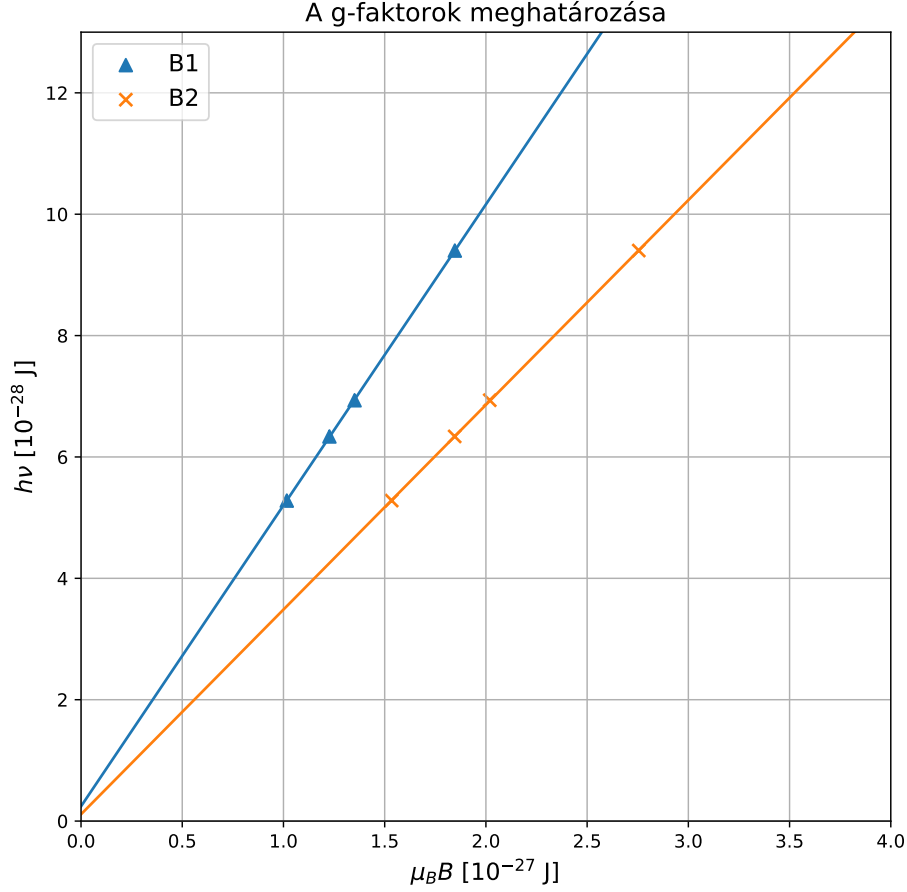


6. ábra. Az egyes mérések Fourier spektrumai. A vízszintes tengelyen a frekvenciaértékek ms-ban értendők

Ezután a g-faktorok meghatározásához a $h\nu - \mu_B B$ arányosságot kell vizsgálnunk a rezonanciafeltételnek megfelelően. Ennek értelmében a számolt adatokra egyenest illesztettem, melynek meredeksége megadta a keresett g-faktorok értékét.

$h\nu$ [J]	$5.281 \cdot 10^{-28}$	$6.338 \cdot 10^{-28}$	$9.401 \cdot 10^{-28}$	$6.935 \cdot 10^{-28}$
$\mu_B B_1$ [J]	$1.016 \cdot 10^{-27}$	$1.226 \cdot 10^{-27}$	$1.846 \cdot 10^{-27}$	$1.351 \cdot 10^{-27}$
$\mu_B B_2$ [J]	$1.535 \cdot 10^{-27}$	$1.846 \cdot 10^{-27}$	$2.755 \cdot 10^{-27}$	$2.019 \cdot 10^{-27}$

5. táblázat. A g-faktorok számolásához ábrázolandó mennyiségek



7. ábra. A kapott adatokra illesztett egyenesek

Az illesztett egyenesek egyenlete:

$$y_{B1}(x) = (4.9595 \pm 0.0164) \cdot x + 0.2428 \pm 0.0228,$$

$$y_{B2}(x) = (3.3736 \pm 0.0120) \cdot x + 0.1116 \pm 0.0250.$$

Mivel már az illesztés során figyelembe vettük h és μ_B mennyiségeket, így a g faktorok közvetlenül a meredekségből következnek (az illesztésnél használt eltérő nagyságrendek miatt a kapott egyenes meredekségeik tizede lesz):

$$g_{F1} = 0.496, \quad \delta g_{F1} = 0.3\%$$

$$g_{F2} = 0.337, \quad \delta g_{F2} = 0.4\%$$

Mivel $g_{F1} \approx \frac{1}{2}$, ezért ez a 87-es tömegszámú Rb izotóphoz, valamint mivel $g_{F2} \approx \frac{1}{3}$, így ez a 85-es tömegszámú Rb izotóphoz tartozik.

4.3. Magspin meghatározása

A méréshez használt [3] függelékben található képlet alapján az egyes alnívók közötti energiakülönbség és a magspin kapcsolata az alábbi:

$$\Delta E = \mu_B B \frac{g_J}{2I + 1}$$

ahol I az általunk keresett magspin. Tehát az illesztésből kapott g_F értékek és a g_J értékek között az alábbi kapcsolat áll fenn:

$$g_F = \frac{g_J}{2I + 1}.$$

Az egyes g_J értékeket a Landé-formula alapján számolhatjuk, melyből azt kapjuk, hogy mind a két izotóp esetére $g_J = 2$. Ez alapján tehát a keresett magspin a két izotóp esetére:

$$I_{85Rb} = \frac{1}{2} \left(\frac{g_J}{g_{F2}} - 1 \right) = 2.464 \pm 0.009$$

$$I_{87Rb} = \frac{1}{2} \left(\frac{g_J}{g_{F1}} - 1 \right) = 1.516 \pm 0.005$$

Ezen értékek közel megegyeznek a [3] függelékben található értékekkel, melyek $I_{85Rb} = \frac{5}{2}$ és $I_{87Rb} = \frac{3}{2}$.

4.4. A Föld mágneses tere

A számolt B értékekből meg tudjuk állapítani a Föld mágneses indukciójának a mérési összeállítás-irányú vetületét is, ha nem átlagolunk, hanem a különbség felét képezzük:

$$B_{\text{Föld}} = \frac{B_0^+ - B_0^-}{2}$$

Frekvencia	ν_4	ν_6	ν_7	ν_8
$B_{\text{Föld}_1}$ [mT]	0.0127	0.0131	0.0127	0.0123
$B_{\text{Föld}_2}$ [mT]	0.0127	0.0127	0.0123	0.0120

6. táblázat. A számolt B értékek a Föld mágneses terére

Az összes kapott értéket kiátlagolva megkapjuk a Föld mágneses terének mérési elrendezésre vetített nagyságát:

$$B_{\text{Föld}} = 12.549 \pm 1.301 \text{ } \mu T$$

A Föld mágneses tere körülbelül $30 - 60 \text{ } \mu T$ nagyságrendbe esik, ennek csak töredékét kaptuk mérésünk alapján, mely annak köszönhető, hogy a mérési elrendezés Kelet-Nyugati irányban állt.

5. Diskusszió

Mérésünk során sikerült meghatároznunk a rubídiumizotópok g-faktorait, majd ezen értékekből az egyes izotópokhoz tartozó magspineket is, továbbá megmértük az optikai pumpálás folyamatához tartozó relaxációs folyamatok időállandóit és nem utolsón sorban meghatároztuk a Föld mágneses terének a mérés tengelyével megegyező irányú vetületét.

Hivatkozások

- [1] *Kiadott jegyzet:*
<http://metal.elte.hu/oktatas/alkfizlab/meresleirasok/optpump.pdf>
- [2] *A Helmholtz-tekercs terének levezetése:*
<https://www.didaktik.physik.uni-muenchen.de/elektronenbahnen/en/b-feld/B-Feld/Helmholtzspulenpaar.php>
- [3] *A magspinek irodalmi értékei:*
<http://metal.elte.hu/oktatas/alkfizlab/meresleirasok/Afuggelek.pdf>