
Optikai pumpálás

Alkalmazott fizikai módszerek

jegyzőkönyvet készítette:
Asztalos Bogdán (Fizikus MSc.)

mérés időpontja: 2019. 10. 24.

jegyzőkönyv leadásának időpontja: 2019. 11. 09.

mérőtársak: Boldizsár Bálint, Kurgyis Bálint

mérésvezető: Szabó Bálint

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Mérés elve és leírása	2
2.1. Karakterisztikus idők mérése	2
2.2. Magspin mérése	3
3. Időállandók mérése	4
4. Magspin mérése	6

1. Bevezetés

A mérés során az optikai pumpálással ismerkedtünk meg. Ez egy olyan folyamat, amiben egy adott kvantummechanikai rendszert gerjesztünk egy magasabb energiaszintre, majd erről egy harmadik, de az eredeti állapotnál még mindig magasabb energiájú állapotba bomlik el. Ha ezt a gerjesztést hosszú időn át fenntartjuk, akkor egy olyan egyensúlyi állapot alakul ki, amiben a magasabb energiaszinthez nagyobb jelenlét van, mint a gerjesztés nélkül.

Mérésünkben mi rubídium gőzben lévő atomokat gerjesztettük, és mértük az atom különböző energiaszintjeire jellemző legerjesztődés karakterisztikus idejét, valamint mágneses rezonancia segítségével megmértük a Rb két izotópjának magspinjét.

2. Mérés elve és leírása

A labor során elvégzett mérés részletes ismertetése megtalálható a mérésleírásban [1], itt csupán összefoglaljuk a mérési elrendezés és az elméleti háttér lényegi elemeit.

A mérés során Helmholtz-tekercek közé tett Rb atomok 3s pályáján lévő elektronját gerjesztettük 3p pályára. A mágneses tér miatt Zeeman-felhasadás történt, így mind az s, mind a p pálya két alnívóra hasadt fel, amelyek betöltöttsége alapállapotban nagyjából 50-50%. A gerjesztés azonban akkora energiával történt, hogy az s-pályán lévő $m_j = -1/2$ spinkomponensű elektronok $m_j = 1/2$ spinkomponenssel fognak rendelkezni a p-pályán, ahonnan már nem azonos valószínűséggel bomlanak el az s-pálya két alnívójára, hanem nagyobb valószínűséggel térnek vissza az $m_j = 1/2$ alnívóra, ahol így az egyensúlyi állapotnál nagyobb betöltöttség lesz. Innen persze bizonyos idő után továbbbomlanak, hogy az egyensúlyi állapotot elérjék, de a pumpálás fenntartásával a betöltöttség stabilizálható.

2.1. Karakterisztikus idők mérése

Tegyük fel, hogy a pumpálást hirtelen megszakítjuk! Ekkor a pumpálás által létrehozott makroszkopikus mágneses momentum nagysága exponenciálisan bomlik le:

$$M(t) = M_0 e^{-t/T_1} \quad (1)$$

ahol M_0 a pumpálással kialakított stabil mágneses momentum, T_1 pedig az elbomlásnak a karakterisztikus ideje. A pumpálási folyamatnak szintén exponenciális időfüggése van, ám erre egy másik, T_p időállandó jellemző, azaz ha nem lenne jelen a bomlás:

$$M(t) = M_p + (M_{es} - M_p) e^{-t/T_p} \quad (2)$$

ahol M_{es} a mágneses momentum értéke hőmérési egyensúlyban. A pumpálás hatásossága a két időállandó arányától függ. Bevezetve egy összevont időállandót:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_1} \quad (3)$$

A mérés során mi ezt a τ időállandót fogjuk kimérni oly módon, hogy a Helmholtz-tekercs által létrehozott mágneses tér irányát ide-oda cserélgetjük, így a pumpálás időről időre újraindul.

A pumpálás által kialakított stabil állapot úgy is megszűnik, ha a külső mágneses teret kikapcsoljuk, és ezáltal a két alnívó egybeolvad. Ekkor a karakterisztikus idő az előbbieknél sokkal rövidebb, T_2 lesz. A mérés során ezt úgy mérhetjük meg, ha a Helmholtz-tekercs által kialakított tér nagyságát fokozatosan csökkentjük, majd amikor elérjük a Föld mágneses terének értékét, akkor ha ellentétes irányba áll vele, az atomok által érzékelhető tér pont 0 lesz. A mérés során megkeressük azt az áramot, ami esetén a betöltöttségi szám az egyik félperiódusban állandó, és megmértük az ehhez tartozó exponenciális lecsengés karakterisztikus idejét.

2.2. Magspin mérése

A magspint a rezonancia átmenetek vizsgálatával tudjuk meghatározni. Tegyük fel, hogy a pumpált rendszer olyan ν frekvenciájú elektromágneses térrel sugározzuk, amelynek energiája a két Zeeman-alnívó energiakülönbsége:

$$h\nu = \mu_B g_F B \quad (4)$$

akkor a tér is átmeneteket hozhat létre. A képletben μ_B a Bohr-magneton, g_F pedig a giromágneses faktor:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (5)$$

Mivel a vizsgált állapotban $J = S = 1/2$, valamint $L = 0$, ezért $g_J = 2$, valamint a fenti képlet az alábbival helyettesíthető:

$$g_F \left(F = I \pm \frac{1}{2} \right) = \frac{g_J}{2I+1} \quad (6)$$

A mérésben a rendszert adott rádiófrekvenciás sugárzással sugároztuk, és megkeresük hozzájuk a rezonanciafrekvenciát mindkét irányba (hiszen a Föld mágneses tere miatt az ellentétes irányba álló mágneses terek hatása nem lesz azonos). A kapott eredményből meghatározható lesz a rubídium atom két izotópjának a magspinje.

Felfutás	A [mV]	B [mV]	τ [ms]
1.	$-0,067 \pm 0,015$	$2,71 \pm 0,09$	$4,10 \pm 0,21$
2.	$-0,733 \pm 0,081$	$2,99 \pm 0,11$	$4,52 \pm 0,23$
3.	$-4,62 \pm 0,06$	$2,61 \pm 0,09$	$3,95 \pm 0,19$
4.	$57,7 \pm 6,1$	$2,60 \pm 0,07$	$3,52 \pm 0,15$

1. táblázat. τ illesztésének paraméterei

3. Időállandók mérése

Az időállandók méréséhez negyszögjel alakú függvényt kapcsoltunk a Helmholtz-tekerésre, így a minta körül időben változó irányú tér jött létre. A minta közelébe egy fotodiódát tettünk, amely az abszorpció csövön átmenő fény intenziátását mérte, ezáltal információt kaptunk a pumpálás során történő átmenetek időbeli gyakorságáról. Egyensúly akkor állt be, amikor a mért feszültség stabilizálódik.

Az első esetben τ időállandót mértük meg, ehhez a tekercsekben a Föld mágneses terénél sokkal nagyobb teret hoztunk létre. Ekkor a fotodiódán mért áram az idő függvényében az 1. ábrán látható. A mért feszültség az átmenetek számával arányos, amik száma szintén a τ karakterisztikus idővel változik. Az 1. ábrán látható, hogy a mágneses tér minden irányváltoztatása után új felfutás kezdődik, amelyre exponenciális görbét illesztve, megmérhető τ értéke. A négy felfutó ágra négyszer illesztettük meg a

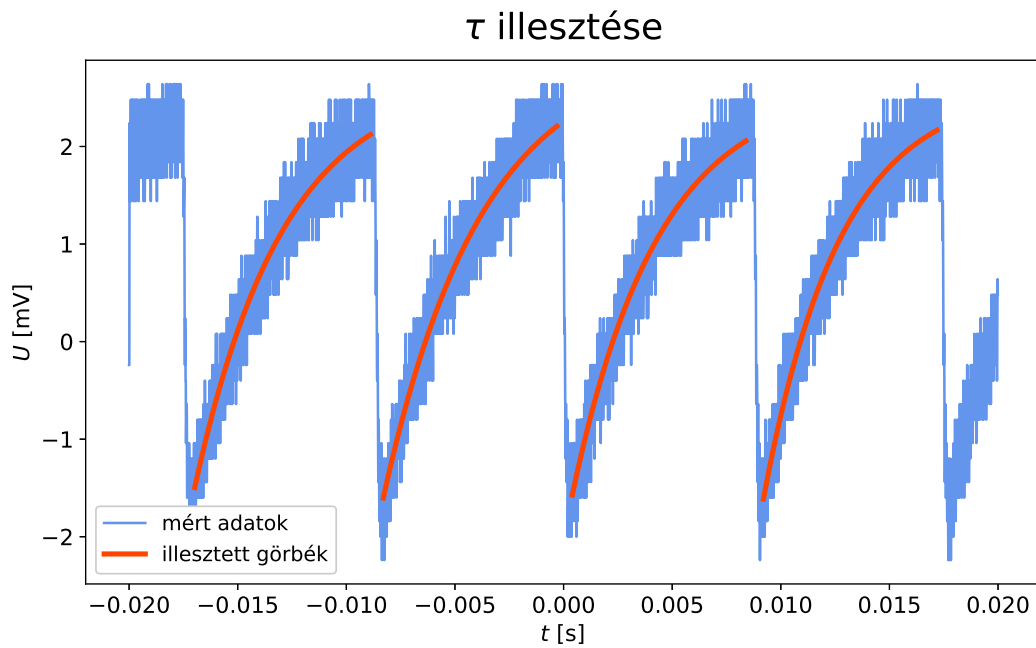
$$U(t) = Ae^{-t/\tau} + B \quad (7)$$

függvényt. Az illesztés paraméterei az 1. táblázatban láthatók. Ezek alapján a jellemző időállandó:

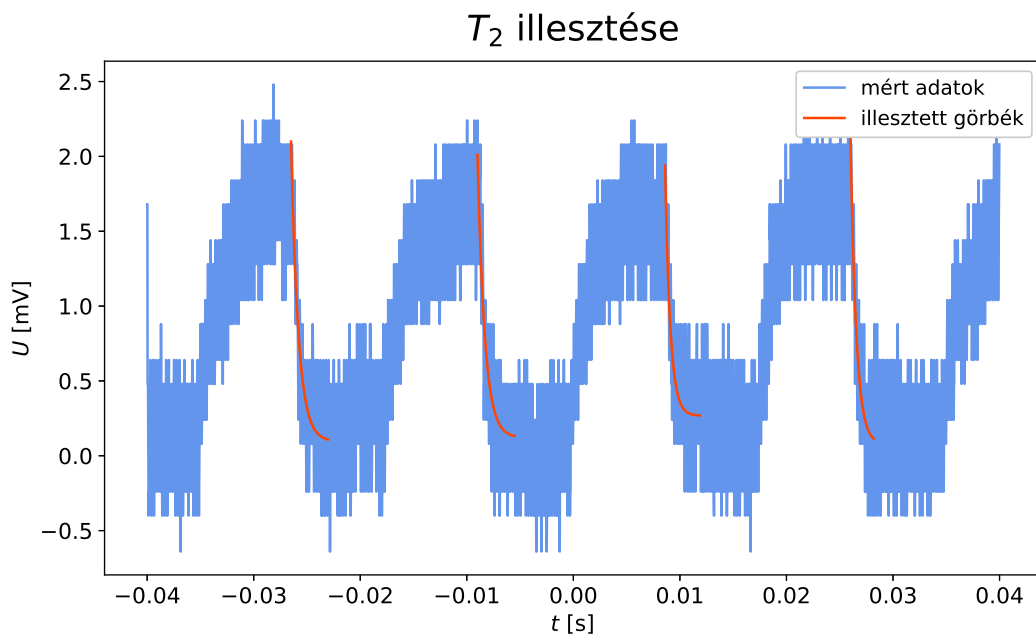
$$\tau = 4,02 \text{ ms} \pm 0,20 \text{ ms} \quad (8)$$

A második mérési feladatunk T_2 meghatározása volt. Ehhez lecsökkentettük a Helmholtz-tekerés áramát annyira, hogy a tér nagysága egyenlő legyen a Föld mágneses terének nagyságával. Ezt úgy találtuk meg, hogy a diódán mért $U - t$ görbén minden második félperiódus során konstans legyen a feszültség értéke, hiszen amikor a mágneses tér eltűnik, akkor a Zeeman-felhasadás is megszűnik. Az ezekhez tartozó lefutásokra illesztettünk megint a (7) egyenletű exponenciális görbéket. A mérés eredménye a 2. ábrán látható, míg az illesztett értékek a 2. táblázatban találhatóak. Ezek alapján a jellemző időállandó

$$T_2 = 0,596 \text{ ms} \pm 72 \text{ ms} \quad (9)$$



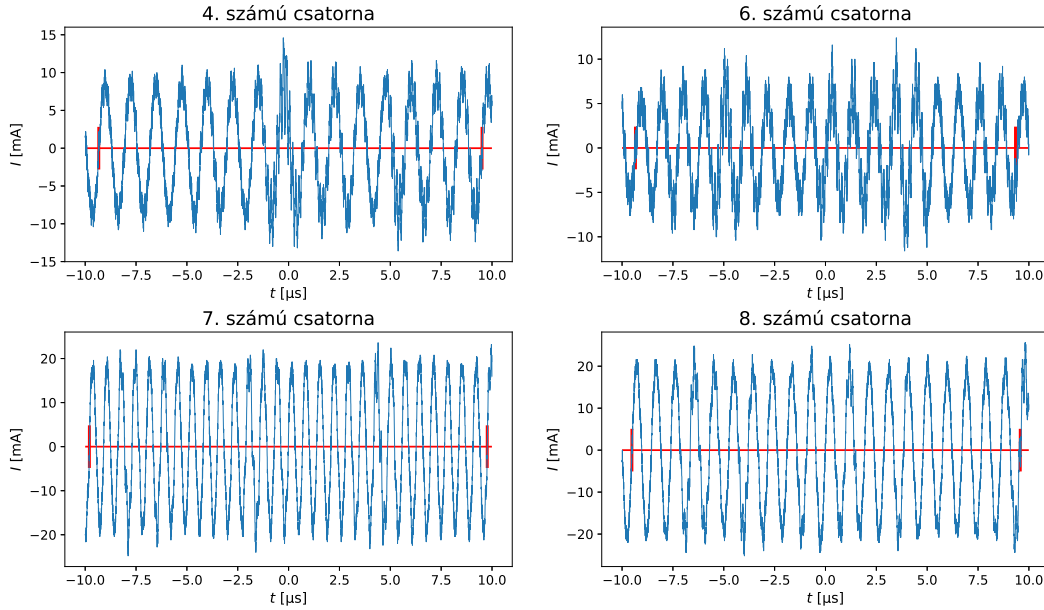
1. ábra. A fotodióda feszültségének időfüggése abban az esetben, amikor a Helmholtz-tekerics tere sokkal nagyobb a mágneses térnél. Ekkor az exponenciális felfutások nagyjából egyenlők, karakterisztikus idejük pedig τ -val egyenlő, így erre illesztve τ értéke is meghatározható.



2. ábra. A fotodióda feszültségének időfüggése abban az esetben, amikor a Helmholtz-tekerics tere egyenlő a Föld terével. Ekkor minden második félperiódusban a feszültség konstans, karakterisztikus idejük pedig T_2 -vel egyenlő, így erre illesztve értéke is meghatározható.

Felfutás	$\ln(A \cdot 1 \text{ V}^{-1})$	B [mV]	τ [ms]
1.	$-44,9 \pm 4,1$	$0,096 \pm 0,043$	$0,685 \pm 0,073$
2.	$-19,6 \pm 1,5$	$0,121 \pm 0,044$	$0,674 \pm 0,079$
3.	$11,4 \pm 2,3$	$0,167 \pm 0,036$	$0,484 \pm 0,063$
4.	$41,9 \pm 6,5$	$0,077 \pm 0,069$	$0,541 \pm 0,073$

2. táblázat. T_2 illesztésének paraméterei



3. ábra. A négyféle frekvencia jele.

4. Magspin mérése

A magspin méréséhez különböző rádiófrekvenciás jelekkel sugároztuk a mintát a mérési berendezésben található kapcsoló segítségével. A rezonanciát a kapcsoló 4 állása mellett kerestük meg, ezekhez különböző frekvenciák tartoztak. A különböző frekvenciájú jeleket a 3. ábra ábrázolja. A különböző csatornákhöz tartozó frekvenciát az alapján mértük meg, hogy megszámoltuk adott idő alatti periódusok számát, amit elosztottunk az idővel:

$$\nu = \frac{N}{t_2 - t_1} \quad (10)$$

A mérés eredményeit a 3. táblázat tartalmazza.

Amit mértünk adott frekvencia esetén, hogy a tér egyik, illetve másik irányába való állása esetén mekkora áramot szükséges a Helmholtz-tekercsen átfolytatni, hogy a rezonanciát megtaláljuk. Mivel ismerjük, hogy a Helmholtz-tekercs közepén a mágneses tér értéke

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 n I}{R} \quad (11)$$

Csatorna	t_1 [μs]	t_2 [μs]	N	ν [MHz]	$h\nu$ [10^{-28} J]
4	-9,332	9,510	15	0,965	5,28
6	-9,342	9,342	18	0,963	6,39
7	-9,794	9,765	28	1,432	9,49
8	-9,516	9,576	20	1,048	6,95

3. táblázat. A kapcsoló különböző állásaihoz tartozó frekvenciaértékek

Csatorna	I_- [mA]	I_+ [mA]	B_- [μT]	B_+ [μT]	$B_{\text{átl}}$ [μT]	$\mu_B B_{\text{átl}}$ [10^{-28} J]
4	131	164	97,65	122,25	109,95	10,20
6	164	195	122,25	145,36	113,80	12,41
7	256	286	190,83	213,19	202,01	18,73
8	179	214	133,43	159,53	146,48	13,58

4. táblázat. A rezonanciához szükséges áramerősségek, és az ezekől kiszámolható egyéb mennyiségek az egyik Rb izotóp esetén

ezért ezekből kiszámítható a mágneses tér értéke. Mivel azonban a Föld mágneses tere a két esetben ugyanolyan irányú, ezért a valódi, rezonanciához szükséges B -érték a kettő eset átlaga, különbségük fele pedig a Föld mágneses terének értéke. Mivel a rubídium atomnak kétféle izotópja van (85-ös tömegszámú és 87-es tömegszámú), ezért kétféle rezonanciát is találtunk. A mért áramokat, és a belőlük kiszámolt fontos mennyiségeket a 4. és 5. táblázatban találjuk. A nyolc eset alapján a Föld mágneses terének nagysága

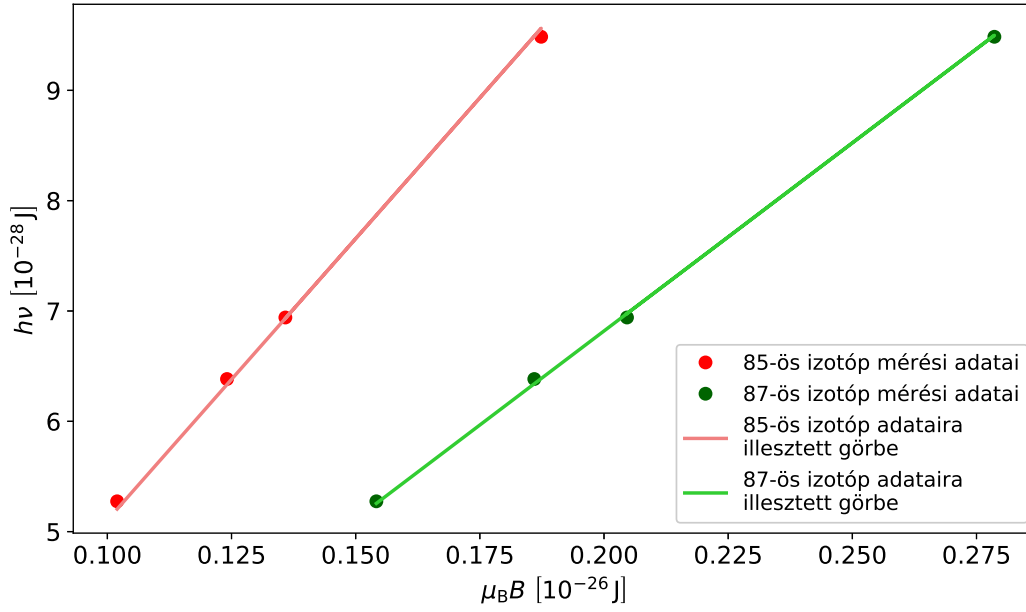
$$B_F = \frac{B_+ - B_-}{2} = 11,79 \text{ mT} \pm 0,87 \text{ mT} \quad (12)$$

A (4) egyenlet alapján $h\nu$ arányos $\mu_B B_{\text{átl}}$ mennyiséggel, ahol az arányossági tényező g_F . Ezt a kapcsolatot grafikusán is ábrázoltuk a 4. ábrán. A két mérési sorozatra az origón átmenő egyenest illesztettünk. Az illesztési paraméter az egyenes meredeksége volt,

Csatorna	I_- [mA]	I_+ [mA]	B_- [μT]	B_+ [μT]	$B_{\text{átl}}$ [μT]	$\mu_B B_{\text{átl}}$ [10^{-28} J]
4	209	237	155,80	176,67	166,23	15,42
6	252	286	187,85	213,19	200,52	18,60
7	387	419	288,48	312,34	300,41	27,86
8	281	311	209,47	231,83	220,65	20,46

5. táblázat. A rezonanciához szükséges áramerősségek, és az ezekől kiszámolható egyéb mennyiségek az másik Rb izotóp esetén

Giromágneses faktor illesztése



4. ábra. A gerjesztés $h\nu$ energiája a rezonanciához szükséges $\mu_B B$ mágneses tér függvényében

aminek fizikai jelentése g_F . Az illesztés eredménye:

$$g_{F\ 1} = 0,5104 \pm 0,0029 \quad (13a)$$

$$g_{F\ 2} = 0,3409 \pm 0,0010 \quad (13b)$$

Ebből már a (6) egyenlet alapján kiszámolható az I magspin:

$$I_1 = 1,459 \pm 0,011 \quad (14a)$$

$$I_2 = 2,433 \pm 0,009 \quad (14b)$$

A rubidium izotópok magspinjeinek értékei [3]:

$$I_{85} = \frac{5}{2} \quad (15a)$$

$$I_{87} = \frac{3}{2} \quad (15b)$$

Ezek – bár kívül esnek a mérési hibán – elég közel vannak a kapott értékekhez, hogy megállapítsuk az első izotóp a 87-es tömegszámú, a második a 85-ös.

Hivatkozások

[1] Szabó Bálint. *Optikai pumpálás* 2013. [link](#)

[2] Kürti Jenő. *Atomspektroszkópia* 2013. [link](#)

[3] Rubídium izotópjainak Wikipédia-oldala [link](#)