

A10-B Nukleární magnetická rezonance (NMR)

(část nadstavbová)

Studium relaxací NMR v roztocích

Po absolvování základní části, úlohy A10-A, která má charakter spíše metodický, si mohou studenti zapsat i úlohu nadstavbovou A10-B, která má jasnou fyzikální náplň a představuje jednu z důležitých variant požití metody NMR v základním a aplikovaném výzkumu.

Pracovní úkol

A10-B) Studium relaxací NMR v roztocích

- 1) Měření spin-mřížkové relaxační doby T_1 signálu NMR ^1H v roztocích s proměnnou koncentrací CuSO_4 metodou $(\pi, \pi/2)$ pulzu („inversion recovery“)
- 2) Měření spin-spinové relaxační doby T_2 signálu NMR ^1H v roztocích s proměnnou koncentrací CuSO_4 metodou spinového echa

Základní poznatky o NMR relaxaci

Úloha A10-B navazuje na úvodní úlohu A10-A a **předpokládá její absolvování**. Text uvedený v této části proto neopakuje text úvodní úlohy a v případě potřeby se na něj pouze odvolává.

1. Úvod do teorie relaxace

Relaxační jevy jsou důsledkem **dynamických procesů** probíhajících ve spinovém systému a v jeho okolí (mřížce). Studium relaxačních konstant T_1 , T_2 proto může přinést cenné informace o molekulárních pohybech, o koncentraci a distribuci příměsí a řadu dalších cenných informací o struktuře studovaných látek.

V rámci zjednodušeného modelu je možno vysvětlit relaxační procesy jako důsledek náhodně fluktuujících lokálních magnetických polí, jimiž na izolovaný spin působí jeho okolí. V dalším uvedeme stručně hlavní výsledky, pro podrobnější výklad viz např. ([1]-[3]). Statistické vlastnosti náhodné, na čase závislé veličiny $b(t)$ (obecně komplexní, hvězdičkou značíme komplexně sdruženou veličinu) se zavádí tzv. **korelační (resp. autokorelační) funkce $K(\tau)$**

$$K(\tau) = \overline{b(t)b^*(t+\tau)} \quad , \quad (1)$$

kde pruhem označujeme časovou střední hodnotu, přičemž předpokládáme, že ji lze ve stacionárním stavu zaměnit střední hodnotou přes soubor. Veličinou $b(t)$ mohou být například složky zmíněného náhodně fluktuujícího magnetického pole v místě daného spinu. V nejjednodušších případech náhodných pohybů je průběh korelační funkce dobře vystižen exponenciální závislostí, použitou např. pro popis Brownova pohybu v kapalině

$$K(\tau) = \overline{b(t)b^*(t)} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_c}} \quad , \quad (2)$$

kde τ_c je t.zv. **korelační doba**, která vyjadřuje, zhruba řečeno, jak dlouho si náhodná veličina „pamatuje“ svou předchozí hodnotu. Jestliže nyní vyjdeme opět z pohybové rovnice jediného spinu a uvažíme vliv fluktuujícího vektorového pole $b(t)$:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma (\boldsymbol{\mu} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}(t))) \quad , \quad (3)$$

lze odvodit (podrobněji viz např. [1]) pro relaxační doby vztahy:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_1} &= \frac{\gamma^2}{2} (J_{xx}(\omega_0) + J_{yy}(\omega_0)) \\ \frac{1}{T_2} &= \frac{\gamma^2}{2} (J_{xx}(\omega_0) + J_{zz}(0)) \end{aligned} \quad , \quad (4)$$

kde $J_{xx}(\omega_0)$ a $J_{yy}(\omega_0)$ jsou amplitudy **spektrální hustoty korelační funkce** (1) složek lokálního pole b_x a b_y při frekvenci ω_0 a $J_{zz}(0)$ je amplituda spektrální hustoty korelační složky lokálního pole b_z při frekvenci nulové (statická). Spektrální hustota korelační funkce je definována jako její Fourierův obraz. Pro korelační funkci x -ové složky fluktuujícího lokálního pole je tedy:

$$J_{xx}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{xx}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{b_x(t) b_x^*(t+\tau)} e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (5)$$

Použijeme-li nyní korelační funkci ve tvaru (2), je možno spočítat:

$$J_{xx}(\omega) = \overline{b_x(t) b_x^*(t)} \frac{2\tau_c}{1 + \omega^2 \tau_c^2} = \overline{b_x^2} \frac{2\tau_c}{1 + \omega^2 \tau_c^2}, \quad (6)$$

kde $\overline{b_x^2}$ je vystředovaný čtverec amplitudy x -ové složky fluktuujícího lokálního pole. Pro složky y a z jsou výrazy (5) a (6) pro spektrální hustoty korelační funkce analogické.

Výrazy (4) pro relaxační doby mají fyzikálně názorný význam. Spin mřížkovou relaxaci, tedy změnu orientace magnetizace vůči externímu poli, mohou zajistit pouze fluktuační příčné složky lokálního pole a to jejich spektrální složky při Larmorově frekvenci. Jejich působení na magnetizaci je obdobné působení rf pole. V případě relaxace spin-spinové odpovídá spektrální hustota korelační funkce příčné složky fluktuujícího pole při Larmorově frekvenci výše zmíněnému podílu procesu spin-mřížkové relaxace a spektrální hustota korelační funkce podélné složky fluktuujícího pole při nulové frekvenci příspěvků „statické“ nehomogenity lokálního pole. S využitím (6) je možno výrazy pro relaxační doby přepsat do tvaru:

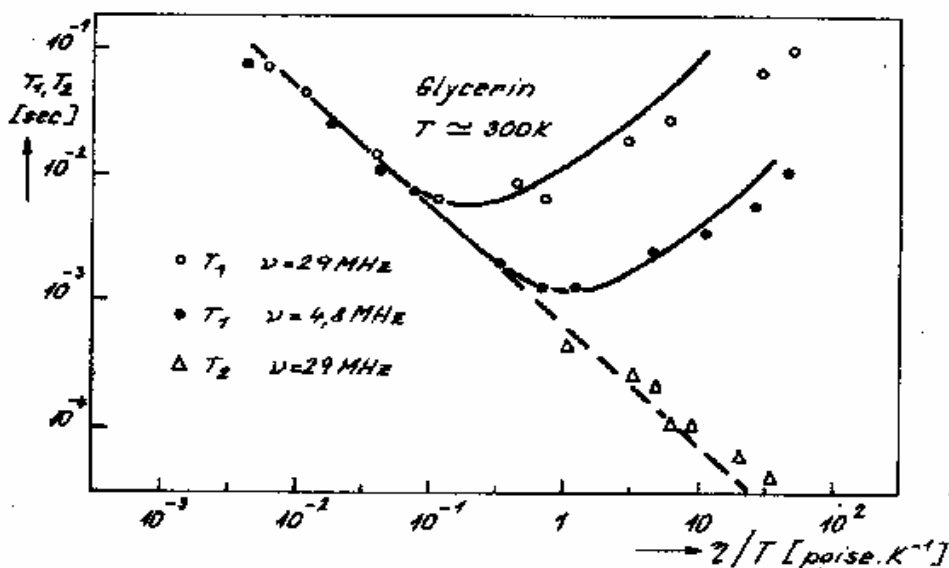
$$\begin{aligned} \frac{1}{T_1} &= \frac{\gamma^2}{2} (\overline{b_x^2} + \overline{b_y^2}) \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} \\ \frac{1}{T_2} &= \frac{\gamma^2}{2} (\overline{b_x^2} \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} + \overline{b_z^2} \tau_c) \end{aligned} \quad (7)$$

Vztahy (7) dovolují v některých případech kvalitativně posoudit vzájemné velikosti relaxačních dob T_1 a T_2 . Tak například v isotropních kapalinách, kde lze předpokládat

$$\overline{b_x^2} = \overline{b_y^2} = \overline{b_z^2},$$

je pro případ nízké viskozity a tedy krátké τ_c obvykle splněna podmínka $\omega_0 \tau_c \ll 1$ a pro relaxační doby je tedy možno podle (7) očekávat $T_1 \cong T_2$. Na druhé straně pro kapaliny s vysokou viskozitou, nebo pro pevné látky, kde je naopak $\omega_0 \tau_c \gg 1$, je podle (7) dominantním vliv členu $\overline{b_z^2} \tau_c$ a relaxační doba $T_2 \ll T_1$. Uvedené úvahy je možno dále ilustrovat klasickým experimentem s teplotní závislostí relaxačních dob NMR protonů v glycerinu (obr. 1). Korelační doba τ_c je v kapalinách přímo úměrná viskozitě a nepřímo úměrná teplotě (viz např. [1]). Vzhledem k tomu, že viskozita glycerinu se s teplotou mění podstatně rychleji než lineárně, je možno změnou teploty dosáhnout výrazných změn

oměru viskozity a teploty, a tedy korelační doby. V případě glycerinu je možno v použitelném rozsahu teplot a s nepříliš vysokou použitou frekvencí signálu NMR postihnout celou potřebnou oblast hodnot τ_c od $\omega_0 \tau_c \ll 1$ až po $\omega_0 \tau_c \gg 1$. Současná měření relaxačních dob T_1 a T_2 pak skutečně ukazují očekávanou shodu obou hodnot v oblasti $\omega_0 \tau_c \ll 1$ a naopak $T_2 \ll T_1$ v oblasti delších korelačních dob při nižších teplotách (viz. obr. 1). Navíc je z tohoto experimentu (podle očekávání) zřejmé, že se snížením Larmorovy frekvence se oblast hodnot $\omega_0 \tau_c \approx 1$ posune k vyšším korelačním dobám.



Obr. 1. Závislost relaxačních dob glycerinu na viskozitě

2. Vliv paramagnetických příměsí

Experimentálně bylo stanoveno, že již malé koncentrace paramagnetických příměsí v diamagnetických kapalinách významně zkracují obě relaxační doby T_1 , T_2 . Pro kvalitativní objasnění tohoto poznatku je pro zjednodušení vhodné uvažovat izotropní kapalinu s nepříliš vysokou viskositou při „vysokých“ teplotách, kdy je $\omega_0 \tau_c \ll 1$, tzv. „vysokoteplotní“ přiblížení. Obecné rovnice (7) se pak redukují na:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{\gamma^2}{2} \tau_c (\overline{b_x^2} + \overline{b_y^2}) \quad (8)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\gamma^2}{2} \tau_c (\overline{b_x^2} + \overline{b_z^2})$$

Pro další výpočet konkrétního tvaru relaxačních rychlostí je třeba blíže specifikovat zdroj fluktuujících lokálních magnetických polí. V případě diamagnetických kapalin je často

dominantním zdrojem dipól-dipólová interakce daného jádra s okolními jadernými magnetickými momenty.

V případě vody se při výpočtu relaxační rychlosti uvažuje nejprve interakce mezi jádry v dané molekule vody, tzv. část rotační, a poté vliv jader v molekulách okolních, tzv. část translační. V případě rotační části se vzdálenost interagujících jader nemění a ve výrazech pro složky lokálního pole (8) se středuji pouze závislosti úhlové. Rotační pohyb molekuly se aproximuje pohybem koule o poloměru molekuly (a) ve viskózní kapalině (η). Označíme-li dále vzdálenost interagujících jader symbolem b , dostaneme konkrétním výpočtem (viz např. [1], vyjádřeno v SI):

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{rot} = \left(\frac{1}{T_2}\right)_{rot} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)^2 \frac{12}{10} \gamma_H^2 \tau_c \frac{\mu_H^2}{b^6}, \quad (9)$$

kde τ_c je výše zavedená korelační doba pro rotační pohyb molekuly. S využitím Stokesovy formule pro relaxační čas elektrického dipólového momentu v polárních kapalinách [1]:

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{3kT}$$

je možno odhadnout korelační dobu pro rotační pohyb molekuly vody $\tau_c = 0,35 \cdot 10^{-11} \text{ s}$. Vztah (9) má potom tvar:

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{rot} = \left(\frac{1}{T_2}\right)_{rot} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)^2 \frac{8\pi\eta a^3}{5kT} \gamma_H^2 \frac{\mu_H^2}{b^6}. \quad (10)$$

Příspěvek okolních molekul vody je v práci [1] diskutován modelovou představou o vzájemném isotropním pohybu molekul vody. Středování je potom zapotřebí provést nejen přes úhlové závislosti, ale též pro proměnnou vzájemnou vzdálenost molekul. Konkrétní výpočet potom dává vztah:

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{tr} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right)^2 \frac{2\pi}{5} \frac{\gamma_H^2 N_0}{aD} \mu_H^2, \quad (11)$$

kde N_0 a D je počet molekul v jednotce objemu a difúzní konstanta. S využitím Stokesovy formule

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta a}$$

je možno vztah (10) přepsat do někdy používaného tvaru

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{tr} = \mu_0^2 \frac{3\eta N_0}{20kT} \gamma_H^2 \mu_H^2. \quad (12)$$

S využitím principu aditivnosti relaxačních rychlostí potom máme:

$$\left(\frac{1}{T_1} \right) = \left(\frac{1}{T_1} \right)_{rot} + \left(\frac{1}{T_1} \right)_{tr} \quad . \quad (13)$$

Z formulí (10) a (12) je vidět několik základních obecnějších poznatků:

- A) relaxační rychlosti jsou úměrné čtverci velikosti magnetického momentu, který je zdrojem lokálního fluktuujícího magnetického pole;
- B) relaxační rychlosti jsou úměrné viskozitě kapaliny

Po dosazení do vztahů (10), (12) a (13) dostaneme v čisté vodě relaxační doby řádu sekund, což je ve vyhovujícím souladu s experimentem.

Pokud jsou však ve vodě také paramagnetické částice (ionty nebo molekuly) s elektronovým magnetickým momentem (např. ionty Cu^{2+} , Fe^{3+} či radikály), vytvářejí lokální pole asi o šest řádů silnější, než momenty jaderné. To je dáno právě poměrem čtverců jaderného a elektronového magnetického momentu. Velikost jaderného momentu se měří v jaderných magnetonech. Jaderný magneton má velikost $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$, zatímco pro jednotku elektronového momentu, Bohrov magneton je: $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$. Lze tedy očekávat, že vliv paramagnetických příměsí, bude i v malých koncentracích pro relaxaci protonů ve vodě dominantním relaxačním mechanismem. Konkrétní vztah pro relaxační rychlosti (opět ve vysokoteplotním přiblížení) byl odvozen modifikací formule (12), která byla opět provedena v klasické práci [1]:

$$\frac{1}{T_1} = \mu_0^2 \frac{6\eta N_{\text{Cu}^{2+}}}{40kT} \gamma_H^2 \mu_{ef}^2 \quad . \quad (14)$$

Vztah (14) udává příspěvek k relaxační rychlosti daný okolními paramagnetickými částicemi s efektivním elektronovým magnetickým momentem μ_{ef}^2 . V použitém modelu se nečiní rozdíl mezi velikostí a pohyblivostí molekuly vody a příslušné paramagnetické částice (např. iontu Cu^{2+}). $N_{\text{Cu}^{2+}}$ udává počet paramagnetických iontů v jednotce objemu a ve vztahu (14) má význam pravděpodobnosti, se kterou se paramagnetický iont vyskytuje na místě molekuly vody. Při měření závislosti relaxačních rychlostí na koncentraci paramagnetického iontu ve vodě tedy očekáváme, zejména v oblasti nízkých koncentrací paramagnetických iontů, závislost lineární.

3. Měření relaxačních dob

Základní možnost pro měření spin-spinové relaxační doby T_2 poskytuje studium závislosti amplitudy signálu spinového echa A_e na odstupu excitačních pulzů t_w :

$$A_e \approx e^{-\frac{2t_w}{T_2}} \quad (A15)$$

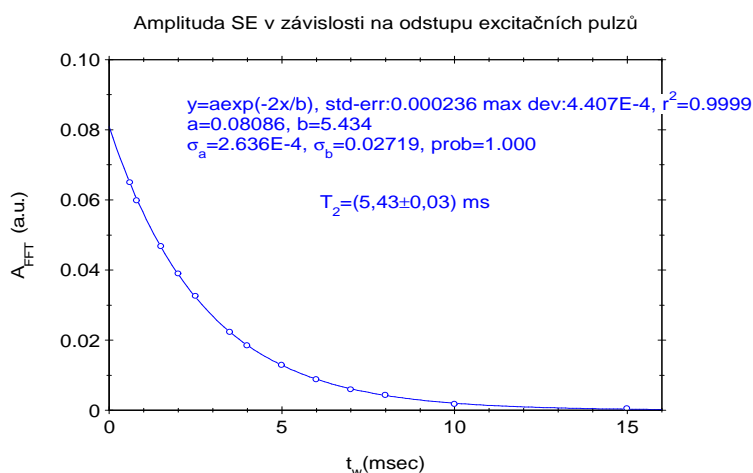
Vztah (A15) předpokládá, že v průběhu tvorby signálu spinového echa, tedy v čase $(0, 2t_w)$, se pro danou („isofrekvenční“) skupinu jader, která má v okamžiku počátku pulzni sekvence v čase $t=0$ rezonanční frekvenci v intervalu $(\omega_0, \omega_0 + d\omega_0)$, tato hodnota rezonanční frekvence nemění. V případě delších relaxačních časů a málo viskózních kapalin však tato podmínka nemusí být splněna. Molekuly kapaliny se díky difúzi posunou za čas $(0, 2t_w)$ do jiného místa vzorku a mají tak v průběhu tvorby signálu postupně jinou hodnotu rezonanční frekvence. Tento proces vede k rychlejšímu poklesu amplitudy signálu spinového echa (v závislosti na $2t_w$), než udává vztah (A15). Podrobnějším rozbořem je možno ukázat [5, 6] že vztah (A15) je nutno modifikovat dodatečnou časovou závislostí a výsledný tvar je potom

$$A_e \approx e^{-\frac{2t_w}{T_2}} e^{-\frac{8}{3}kt_w^3} \quad (15)$$

Ve vztahu (15) je konstanta k dána vztahem:

$$k = (\gamma G)^2 D \quad (16)$$

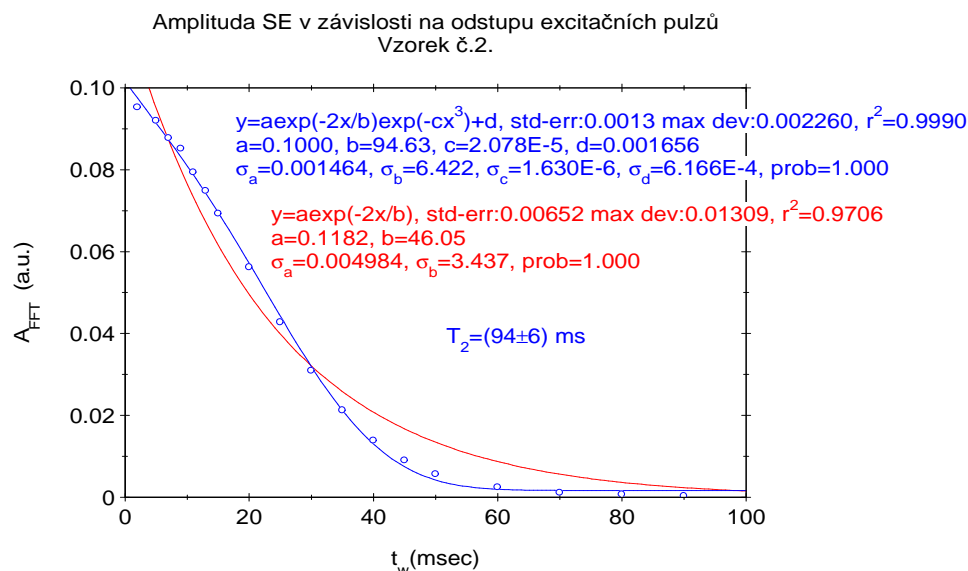
kde γ je gyromagnetický poměr jader, D je viskozita kapaliny a $G = dB_0 / d\ell$ je předpokládaný konstantní gradient magnetického pole v místě vzorku. Význam korekce je možno nahlédnout z následujících dvou příkladů měření právě na vzorcích s proměnnou koncentrací



Obr. 2. Monoexponenciální pokles amplitudy signálu spinového echa

paramagnetických iontů. V prvním případě, kdy je koncentrace vyšší, je relaxační doba kratší, difúze se neprojeví a fit s využitím (A15) je vyhovující (obr. 2).

Ve druhém případě je koncentrace paramagnetických příměsí nízká a relaxační doba delší. Měřená závislost evidentně není jednoduchou exponenciálou (obr. 3).



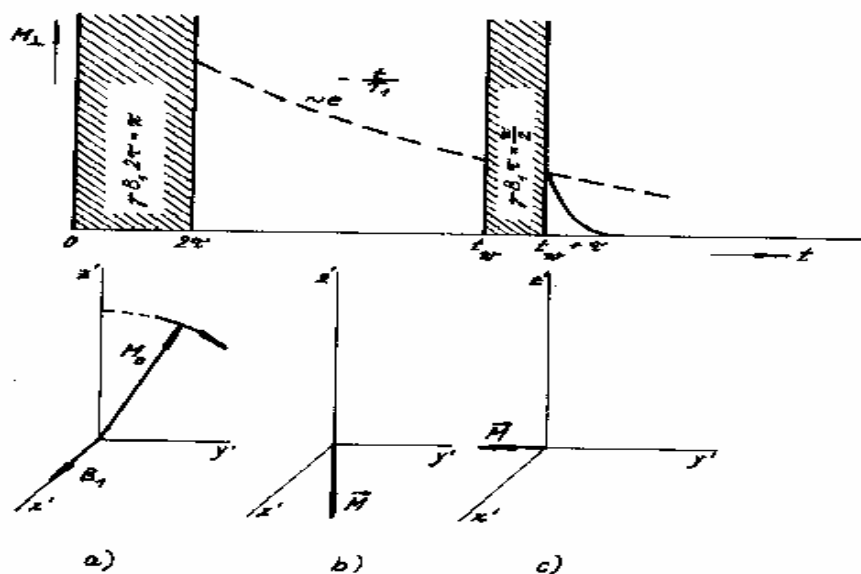
Obr. 3. Nutnost korekce poklesu amplitudy signálu spinového echa na probíhající difúzi

Pokus o fit podle (A15) také zřejmě nesedí (viz červenou křivku). S použitím korekce na difúzi podle vztahu (15) však přináší rozumný souhlas s experimentem.

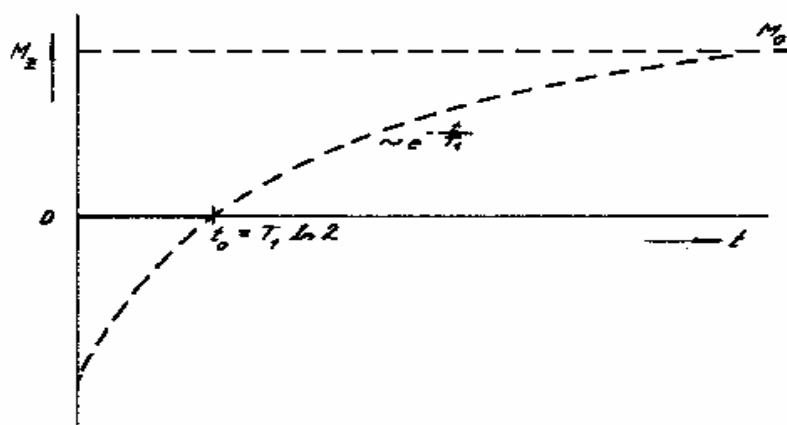
Dvouimpulzové pulzní sekvence je možno dále též využít ke **stanovení spin-mřížkové relaxační doby T_1** . Z řady možných variant (blíže viz např. [1, 2]) popíšeme podrobněji metodu $(\pi, \frac{\pi}{2})$, která se někdy nazývá metodou „inversion recovery“ (IR). Prvý (excitační) π -pulz, otočí magnetizaci do směru osy $-z'$ (viz A10-A). Po jeho skončení nastává relaxace podle vztahu (A8). Řešením diferenciální rovnice (A12) pro z -složku magnetizace s počáteční podmínkou: $M_z(0) = -M_0$ vede na časovou závislost:

$$M_z(t) = M_0 (1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (17)$$

Aplikujeme-li po čase t měřicí $\pi/2$ -pulz, je maximální amplituda signálu FID po skončení měřicího pulzu (A_{FID} , obr. 4) úměrná z -ové složce magnetizace podle (17). Proměřením závislosti $M_z(t)$ s následným fitem podle (17) je možno nalézt relaxační konstantu T_1 (obr. 5).



Obr. 4. Princip měření spin-mřížkové relaxační doby T_1 metodou inversion recovery



Obr. 5. Závislost podélné složky magnetizace M_z na době t mezi pulzy v inversion recovery

Měříme-li však po skončení měřicího pulzu pouze amplitudu signálu FID (A_{FID} , tj. jeho absolutní hodnotu) jako v případě naší praktické úlohy, nalezneme závislost, která odpovídá vztahu:

$$A_{FID}(t) \approx Abs(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (18)$$

Jinou možností měření je nalezení odstuhy měřicího a excitačního pulzu t_0 , při níž je v této sekvenci (IR) amplituda signálu FID po měřicím pulzu nulová. Z rovnice (17) okamžitě plyne, že:

$$T_1 = \frac{t_0}{\ln 2} \quad (19)$$

Literatura

- [1] J.Englich, J.Pilař, B.Sedlák, Experimentální metody biofyziky, Skriptum MFF UK, SPN Praha 1983
- [2] V.Prosser a kol., Experimentální metody bifyziky, kap. 7 - Magnetická rezonance, ACADEMIA PRAHA, 1989
- [3] B.Sedlák, R.N.Kuzmin, Jaderné rezonanční metody ve fyzice pevných látek, Skriptum MFF UK, SPN Praha 1978
- [4] J.Englich, Úvod do praktické fyziky I, **matfyzpress**, Praha 2006
- [5] C.P.Slichter, Principles of Magnetic Resonance, Springer-Verlag, Berlin 1978
- [6] E.L.Hahn, Phys.Rev. 80 (1950), 580

A10-B

Měření NMR relaxací v roztocích s paramagnetickými ionty – postup měření

B1) Měření spin-mřížkové relaxační doby signálu ^1H v roztocích s proměnnou koncentrací CuSO_4 metodou $(\pi, \pi/2)$ pulzu

- *Nastavte pulzní sekvenci $(\pi, \pi/2)$ pulzů (IR) na základním vzorku č. 1 (roztok 0,02 M, což je 0,02 mol/l CuSO_4 ve vodě). Využijte výsledků pracovního úkolu A2) a nastavte pulz „A“ jako π pulz a pulz „B“ jako $\pi/2$. Počáteční zpoždění pulzu „B“ nastavte na hodnotu 300 μs . Zpoždění pulzu „A“ nastavte na 10 μs . Zpoždění synchronizačního pulzu „C“ nastavte na 70 μs , aby při synchronizaci pulzem „C“ nebyla snímaná část signálu FID ovlivněná mrtvou dobou přijímače.*
- *Nastavte opakovací dobu pulzní sekvence $T_{\text{TRIG}} \gg T_1$. U vzorku č. 1 zvolte $T_{\text{TRIG}} = 300$ ms. V dalším postupu měření uvažte, že se relaxační doba T_1 s klesající koncentrací CuSO_4 prodlužuje, a opakovací dobu podle potřeby prodlužujte, tak aby bylo splněno nejméně ($T_{\text{TRIG}} \geq 5T_1$). Pro měření spektra využívejte synchronizaci pulzem „C“. Sejměte obrázek základní pulzní sekvence („hard copy“).*
- *Měřte závislost amplitudy spektra signálu FID (A_{FFT}) po druhém (měřícím) pulzu na vzdálenosti excitačních pulzů t_{12} s počáteční hodnotou $t_{12} = 100$ μs v potřebném intervalu hodnot t_{12} od hodnoty počáteční až po nasycení (viz (17)). Krok změny t_{12} volte podle potřeby s ohledem na optimální dobu měření (potřebný počet experimentálních bodů). Naměřenou závislost fitujte teoretickou závislostí (viz vztah (18)). Stanovte relaxační dobu T_1 .*
- *Nalezněte vzdálenost excitačního a měřícího pulzu t_0 , pro kterou je signál FID po druhém (měřícím) pulzu „B“ nulový. Pro tuto hodnotu platí (19). Ověřte tento teoretický vztah u vzorku č. 1.*
- *Změřte relaxační doby T_1 u ostatních roztoků CuSO_4 (s klesající koncentrací paramagnetických iontů – viz tab. 1) měřením závislosti $A_{\text{FFT}}(t_{12})$. Pro stanovení T_1 použijte vždy fitování podle vztahu (18).*

Tabulka 1. Koncentrace CuSO_4 v připravených vodných roztocích. $C_0 = 0,02$ M

Vzorek	1	2	3	4	5	6
Koncentrace	C_0	$C_0/2$	$C_0/4$	$C_0/8$	$C_0/16$	$C_0/32$

- *Koncentrační závislost* relaxační doby zpracujte graficky ve formě závislosti $R1 \equiv \frac{1}{T_1}(c)$ a diskutujte ji s ohledem na teoretickou předpověď (viz výše).

B2) Měření spin-spinové relaxační doby signálu 1H v roztocích s proměnnou koncentrací $CuSO_4$ metodou spinového echa

- Na vzorku č. 1 naleznete signál spinového echa (SE) a nastavte optimální excitační podmínky pro $(\pi/2, \pi)$ echo. Využijte výsledků úkolu A3. Základní vzdálenost excitačních pulzů nastavte $t_{12} = 300 \mu s$. Ostatní parametry volte jako v úkolu A3. Přesvědčte se, že zpoždění maxima signálu spinového echa oproti druhému excitačnímu pulzu je posunuto o délku druhého excitačního pulzu ($11 \mu s$). Sejměte obrázek sekvence spinového echa u vzorku č.1 („hard copy“).
- Proměřte závislost amplitudy spektra signálu FID (A_{FFT}) na odstupu t_{12} excitačních pulzů „A“, „B“ v potřebném intervalu hodnot t_{12} s ohledem na dostatek experimentálních bodů a optimalizaci doby měření. Počáteční hodnotu t_{12} u vzorku č. 1 volte $t_{12} = 100 \mu s$. Nastavte opakovací dobu pulzní sekvence $T_{TRIG} \gg T_1$. U vzorku č. 1 zvolte $T_{TRIG} = 300 ms$. Při měření dalších vzorků postupujte při nastavení opakovací doby sekvence obdobně jako v předcházejícím měření ad B1). Zpoždění synchronizačního pulzu C nastavte na hodnotu $t_{12} + 11 \mu s$. Amplitudu spektra A_{FFT} měřte z poloviny signálu SE při synchronizaci pulzem C. Experimentální závislost $A_{FFT}(t_{12})$ fitujte podle potřeby, s ohledem na vliv difúze, vztahem (A15) nebo (15) a stanovte relaxační dobu T_2 . Měření provedte pro celou sérii vzorků $C_0 - C_6$ (tab. 1).
- Srovnajte výsledky úkolů B1 a B2.