

# Poglavje 14

## Konstanta lastne difuzije

### NALOGA:

Pri različnih gradientih magnetnega polja izmeri širino spinskega odmeva in odvisnost njegove amplitude od zakasnitve med sunkoma  $\pi/2$  in  $\pi$  za vodovodno vodo. Na podlagi meritev izračunaj difuzijsko konstanto lastne difuzije.

### 14.1 Spinski odmev v tekočinah

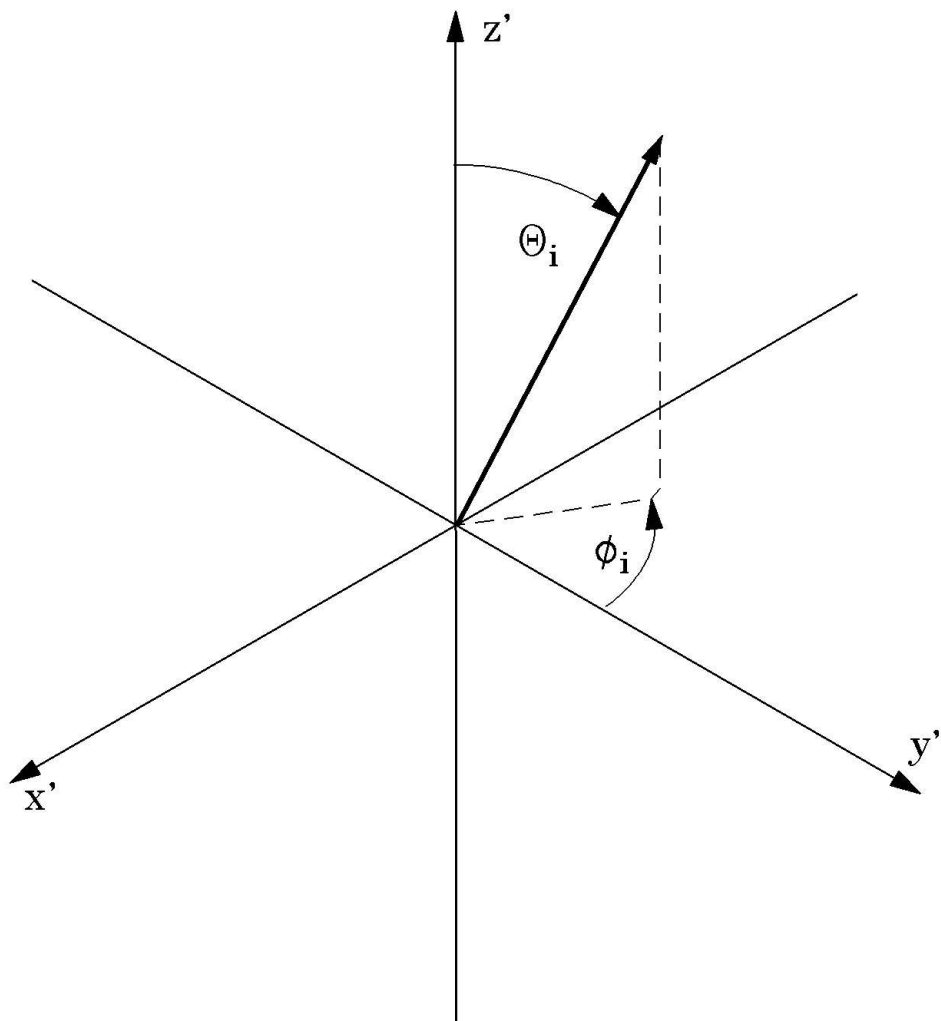
Pri merjenju amplitude spinskega odmeva kot funkcije zakasnitve  $\tau$  med sunkoma  $\pi/2$  in  $\pi$  v nehomogenem magnetnem polju v tekočinah opazimo odvisnost, ki ni eksponentno padajoča. Izkaže se, da je to posledica Brownovega gibanja molekul.

Imejmo močno statično nehomogeno magnetno polje  $\vec{B}_0(\vec{r}) = (0, 0, B_z(\vec{r}))$  v smeri osi  $z$ . Postavimo se zopet v vrteči se koordinatni sistem,<sup>1</sup> ki naj se vrti s povprečno Larmorjevo frekvenco  $\omega_L = \gamma \langle B_z \rangle$ , kjer povprečimo magnetno polje po mestih vseh jeder. V vrtečem se sistemu posamezen magnetni moment čuti poleg notranjih magnetnih polj še razliko med poljem na mestu magnetnega momenta in povprečnim magnetnim poljem ( $\Delta B_z(\vec{r}_i) = B_z(\vec{r}_i) - \langle B_z \rangle$ ), kjer je  $\vec{r}_i$  krajevni vektor za  $i$ -to jedro. Ta razlika povzroči precesijo posameznih magnetnih momentov v vrtečem se sistemu z različnimi frekvencami v različnih smereh okoli osi  $z'$ .

V tekočini se molekula, ki vsebuje jedro s spinom in magnetnim momentom, giblje v nehomogenem magnetnem polju. Zato se razlika  $\Delta B_z(\vec{r}_i)$  v

---

<sup>1</sup>Glej navodila *Sunkovna jedrska magnetna resonanca*



Slika 14.1: V vrtečem se koordinatnem sistemu označimo smer magnetnega momenta s polarnim kotom  $\phi_i$  in azimutom  $\Theta_i$

vrtečem se sistemu, ki se po prostoru giblje skupaj z molekulo, naključno spreminja s časom. Polarni kot med osjo  $y'$  in smerjo magnetnega momenta  $\phi_i$  je določen z integralom,

$$\phi_i = \int_0^t \gamma \Delta B_z(\vec{r}_i(t')) dt'. \quad (14.1)$$

Po času  $\tau$  obrnemo magnetne momente s sunkom  $\pi$  zato sledi za čase  $t > \tau$ ,

$$\phi_i(t) = \pi - \int_0^\tau \gamma \Delta B_z(\vec{r}_i(t')) dt' + \int_\tau^t \gamma \Delta B_z(\vec{r}_i(t')) dt'. \quad (14.2)$$

Vzemimo, da ima nehomogenost magnetnega polja obliko gradienta vzdolž osi  $z$ ,

$$\vec{B}_0(\vec{r}) = (0, 0, B_{0z} + zG), \quad (14.3)$$

kjer je  $(0, 0, G)$  gradient magnetnega polja. Gradient mora biti dovolj šibak, da ne pokvari fazne povezave med smermi magnetnih momentov že v času trajanja sunka  $\pi/2$ .

Vzorec naj bo postavljen simetrično glede na ravnino  $xy$ , pri čemer naj bo  $\rho(z)$  porazdelitev molekul po koordinati  $z$ . Povprečno polje je zaradi simetrije porazdelitve  $\rho(z)$  kar:  $\langle B_z \rangle = B_{0z}$  in razlika:  $\Delta B_z(\vec{r}) = zG$ . V enačbi (14.2) zaradi oblike polja (14.3) nastopa samo gradient,

$$\phi_i(t) = \pi - \gamma G \int_0^\tau z_i(t') dt' + \gamma G \int_\tau^t z_i(t') dt'. \quad (14.4)$$

Po času moramo integrirati slučajno spremenljivko  $z_i(t)$ , ki "uboga" difuzijsko enačbo. Verjetnostna gostota koordinate  $z_i$  kot funkcija časa je Gaussove oblike,

$$P(z_i, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(z_i - z_i(0))^2}{4Dt}\right). \quad (14.5)$$

Polarni kot  $\phi_i(t)$  lahko zapišemo kot vsoto treh členov:

$$\phi_i(t) = \pi - \gamma G z_i(0)(2\tau - t) + \phi_{i_D}. \quad (14.6)$$

Prva dva popisujeta precesijo magnetnega momenta kot bi miroval v točki  $z_i(0)$ , tretji ( $\phi_{i_D}$ ) pa dodaten fazni premik zaradi Brownovega gibanja molekule. Ker je Brownovo gibanje naključen proces, lahko izračunamo samo verjetnostno gostoto  $P(\phi_{i_D}, t)$ . Po nekoliko daljšem računu (glej dodatek) dobimo,

$$P(\phi_{i_D}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma(t)}} \exp\left(-\frac{\phi_{i_D}^2}{2\sigma(t)^2}\right), \quad (14.7)$$

in

$$\sigma(t)^2 = 2D\gamma^2 G^2 (2\tau^3 + \frac{t^3}{3} - 2\tau^2 t). \quad (14.8)$$

Magnetizacija v vzorcu je vsota magnetnih momentov vseh molekul. Ker so časi, ki nas zanimajo mnogo krajši od  $T_1$  prideta v upoštevanje samo komponenti magnetizacije v ravnini  $x'y'$ ,

$$M_{y'} = \frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \sum_i \cos(\pi - \gamma G z_i(0)(2\tau - t) + \phi_{i_D}) \quad (14.9)$$

in

$$M_{x'} = -\frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \sum_i \sin(\pi - \gamma G z_i(0)(2\tau - t) + \phi_{i_D}). \quad (14.10)$$

Ker v izpeljavi nismo upoštevali fluktuiranja notranjih polj, smo dodali eksponentni faktor  $\exp(-\frac{t}{T_2})$ ,  $m$  pa smo označili velikost posameznega magnetnega momenta. V argumentih sinusa in kosinusa nastopata začetna lega molekule  $z_i(0)$  in kot zaradi difuzije  $\phi_{i_D}$  v različnih členih. Oba člena sta slučajni spremenljivki, ki sta statistično neodvisni, zato lahko najprej povprečimo po  $\phi_{i_D}$ . Vsoto po molekulah nato prevedemo v integral in projekciji magnetizacije na osi  $y'$  in  $x'$  zapišemo z dvojnima integraloma,

$$M_{y'} = \frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \int [\rho(z) dz \times \int P(\phi_D, t) \cos(\pi - \gamma G z(2\tau - t) + \phi_D) d\phi_D], \quad (14.11)$$

in

$$M_{x'} = -\frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \int [\rho(z) dz \times \int P(\phi_D, t) \sin(\pi - \gamma G z(2\tau - t) + \phi_D) d\phi_D]. \quad (14.12)$$

Prvi integral v (14.11) in (14.12) predstavlja seštevanje po začetnih legah vseh molekul. Diskretno spremenljivko  $z_i(0)$  smo nadomestili z zvezno spremenljivko  $z$  in upoštevali, da je porazdelitev molekul po začetnih legah kar

enaka porazdelitvi molekul  $\rho(z)$ . Drugi integral predstavlja povprečevanje po kotu zaradi difuzije  $\phi_D$ , kjer smo ravno tako prešli na zvezno spremenljivko  $\phi_D$ . Izračunajmo najprej projekcijo magnetizacije na os  $y'$ ,

$$\begin{aligned} M'_y &= \frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \\ &\times \int \rho(z) dz \int P(\phi_D) [\cos(\pi) \cos(\gamma G z (2\tau - t)) \cos(\phi_D) + \\ &+ \cos(\pi) \sin(\gamma G z (2\tau - t)) \sin(\phi_D)] d\phi_D, \end{aligned} \quad (14.13)$$

V drugem členu pod integralom nastopa sinus kota  $\phi_D$ . Ker je sinus liha funkcija in je verjetnostna gostota  $P(\phi_D)$  soda funkcija kota  $\phi_D$ , drugi člen ne prispeva ničesar. Podobno velja za projekcijo  $M_{x'}$ , le da tam tudi v prvem členu nastopa faktor  $\sin(\gamma G z (2\tau - t))$ . Ker smo predpostavili, da je porazdelitev  $\rho(z)$  simetrična glede na  $z = 0$ , je poleg drugega člena tudi integral prvega člena enak 0 iz česar sledi  $M_{x'} = 0$ .

Projekcija magnetizacije na ravnino  $x'y'$  je torej podana z izrazom,

$$\begin{aligned} M_{y'} &= -\frac{m}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \times \\ &\times \exp\left[-D\gamma^2 G^2 \left(\frac{t^3}{3} - 2\tau^2(t - \tau)\right)\right] \times \\ &\times \int \rho(z) \cos(\gamma G z (2\tau - t)) dz \end{aligned} \quad (14.14)$$

Povprečili smo že po kotu  $\phi_D$ , integracije po  $z$  pa še nismo izvršili. Vidimo, da le ta predstavlja kosinusno Fourierovo transformacijo porazdelitve  $\rho(z)$ . Oblika spinskega odmeva je torej Fourierova transformiranka porazdelitve magnetnih momentov. Enako velja tudi za signal proste precesije, kar s pridom uporabljamo pri slikanju z jedrsko magnetno resonanco.

Izberimo enostavno enakomerno porazdelitev molekul po  $z$  koordinati,

$$\rho(z) = \begin{cases} \frac{N}{r}, & -r < z < r \\ 0, & \text{sicer} \end{cases}, \quad (14.15)$$

kjer  $N$  predstavlja število vseh molekul. Vstavimo jo v (14.14) in dobimo,

$$\begin{aligned} M_{y'} &= -\frac{Nm}{V} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \exp\left[-D\gamma^2 G^2 \left(\frac{t^3}{3} - 2\tau^2(t - \tau)\right)\right] \times \\ &\times \frac{\sin(\gamma G (2\tau - t)r)}{\gamma G (2\tau - t)r}. \end{aligned} \quad (14.16)$$

Od tod takoj vidimo, da bo vrh spinskega odmeva ob času  $t \simeq 2\tau$ . Postavimo  $\tau = t/2$  in za amplitudo spinskega odmeva dobimo,

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{D\gamma^2 G^2 t^3}{12} - \frac{t}{T_2}\right). \quad (14.17)$$

Da lahko iz časovne odvisnosti amplitude spinskega odmeva izračunamo konstanto lastne difuzije  $D$ , mora biti  $T_2$ , ki ga ne poznamo, dovolj velik, da lahko drugi člen v eksponentu zanemarimo. V kolikor ta pogoj ni izpolnjen bi morali uporabiti nelinearno prilagajanje izraza (14.17) na izmerjeno odvisnost amplitude.

Na srečo se da izmeriti  $T_2$  tudi neposredno z uporabo posebnega zaporedja sunkov. Recimo, da v času  $\tau$  po spinskem odmevu ( $3\tau$  po sunku  $\pi/2$ ) spet delujemo na vzorec s sunkom  $\pi$ . Pojavi se dodaten spinski odmev ob času  $t = 4\tau$  z amplitudo ,

$$\frac{A(4\tau)}{A_0} = A(2\tau) \exp\left(-\frac{D\gamma^2 G^2 (2\tau)^3}{12} - \frac{2\tau}{T_2}\right) = \left(\frac{A(2\tau)}{A_0}\right)^2. \quad (14.18)$$

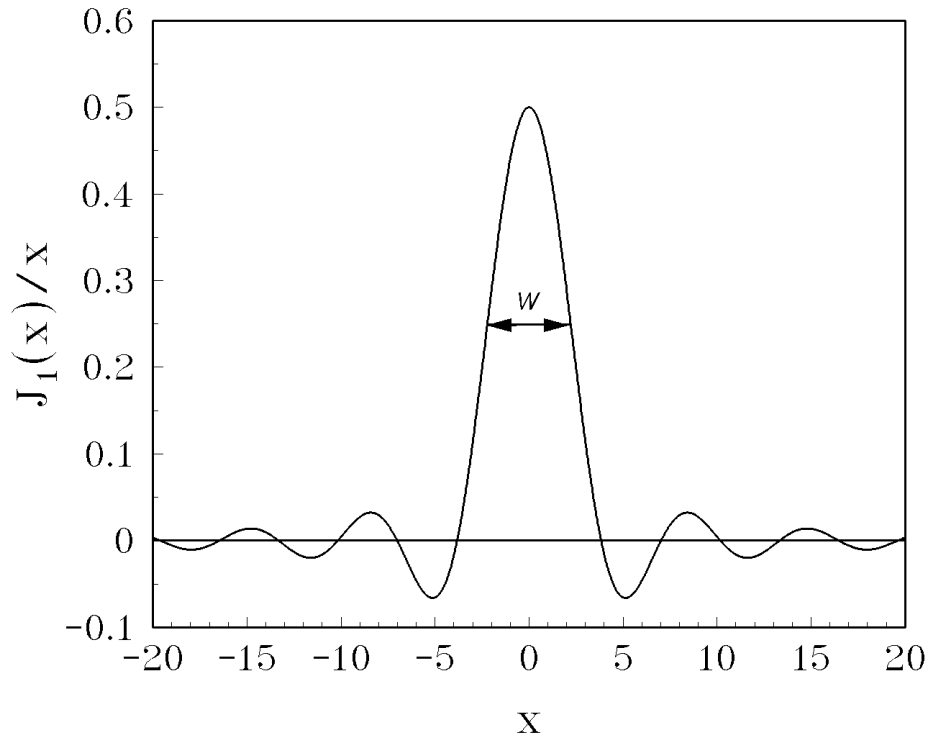
Upoštevali smo, da je orientacija magnetnih momentov ob času  $t = 2\tau$  (vrh spinskega odmeva) podobna kot ob času  $t = 0$  (takoj po sunku  $\pi/2$ ), le nekaj spinov je že izgubilo fazno povezavo zaradi fluktuacij notranjih magnetnih polj in difuzije. Ponovimo sunek  $\pi$   $n$ -krat ob časih  $\tau, 3\tau, 5\tau, \dots$  in  $(2n-1)\tau$  po sunku  $\pi/2$ . Takšno zaporedje sunkov je po avtorjih dobilo ime zaporedje Carr-Purcell<sup>1</sup>. Amplituda  $j$ -tega spinskega odmeva ob času  $t_j = 2j\tau$  bo,

$$\begin{aligned} \frac{A(t_j)}{A_0} &= \left(\frac{A(2\tau)}{A_0}\right)^j = \exp\left(-\frac{D\gamma^2 G^2 j(2\tau)^3}{12} - \frac{2j\tau}{T_2}\right) = \\ &= \exp\left(-\frac{D\gamma^2 G^2 \tau^2 t_j}{3} - \frac{t_j}{T_2}\right). \end{aligned} \quad (14.19)$$

Če vzamemo primerno majhen čas  $\tau$  med sunki, lahko prvi člen v eksponentu (14.19) zelo zmanjšamo, kar omogoča neposredno merjenje spinsko-spinskega relaksacijskega časa  $T_2$  tudi v magnetu z nehomogenim magnetnim poljem.

Pomudimo se še za hip pri obliki signala spinskega odmeva. Iz (14.16) vidimo, da pri dani porazdelitvi (14.15) molekul po koordinati  $z$  dobimo zvonasto funkcijo z nižjimi stranskimi vrhovi. Širina vrha na polovični višini  $w$  je obratno sorazmerna z gradientom in dimenzijo vzorca. V primeru porazdelitve (14.15) velja,

$$w = \frac{3.8}{\gamma Gr}. \quad (14.20)$$



Slika 14.2: Oblika amplitude signala spinskega odmeva za valjast vzorec katerega os leži v ravnini  $xy$ . Kadar pri dejanski meritvi uporabljaš diodno detekcijo, opazuješ samo absolutno vrednost amplitude, zato ne opaziš negativnih vrednosti.

V našem primeru je vzorec v epruveti, z radijem  $R$ . Epruveta je vstavljena v magnet tako, da njena os leži v ravnini  $xy$ . Signal spinskega odmeva ima zato obliko funkcije:  $\frac{J_1(\gamma G(2\tau-t))}{\gamma G(2\tau-t)}$ , kjer je  $J_1(x)$  Besslova funkcija (Slika (14.2)). Širina spinskega odmeva na polovični višini je v tem primeru podana z,

$$w = \frac{4.4}{\gamma GR}. \quad (14.21)$$

Na podlagi te zveze lahko umeriš gradient magnetnega polja.

## 14.2 Potek dela

Natančnejša navodila o delovanju NMR spektrometra si ogledaj v knjižici, ki je priložena spektrometru.

Najprej odpri vodo za hlajenje magneta. Prižgi spektrometer in osciloskop. Gumb 1 (slika 14.3) postavi v položaj FID. S tem si izbral program, ki vsebuje en sam sunek  $\pi/2$ . Zmanjšaj periodo ponavljanja zaporedja sunkov na minimum (gumb 4). Nastavi dolžino sunka (gumb 7) na polovico maksimalne dolžine. S stikalom 14 izberi fazno detekcijo. Na ta način boš lažje nastavil velikost statičnega magnetnega polja in s tem precesijsko frekvenco protonskih magnetnih momentov v vodi na frekvenco RF motnje. V principu bi lahko spreminjal frekvenco motnje, vendar je to praktično težje izvedljivo, ker je potrebno sprejemno-oddajno tuljavico vedno ponovno uglasti.

V merilno glavo spektrometra vstavi epruveto, ki vsebuje vodo z dodanimi paramagnetnimi ioni. Potenciometer za regulacijo toka na napajalniku magneta zavrti na minimum. Prižgi napajalnik. Polagoma zvišuj tok magneta in opazuj osciloskop. Ko doseže velikost magnetnega polja tolikšno vrednost, da se Larmorjeva frekvenca jeder ujema s frekvenco RF oscilatorja v spektrometru, opaziš na osciloskopu takoj za sunkom  $\pi/2$  signal proste precesije. Daljša perioda signala pomeni boljše ujemanje frekvenc. Z gumbom za fino regulacijo toka nastavi najdaljšo možno periodo. Preklopi stikalo 14 na diodno detekcijo in spreminjanjem dolžine sunka  $\pi/2$  maksimiziraj amplitudo signala proste precesije.

Poskrbi, da je gradient magnetnega polja izklopljen (gumb 13). S premikanjem glave z vzorcem poišči območje v magnetu kjer je polje najbolj homogeno (signal proste precesije najpočasneje pada).

Vstavi v merilno glavo spektrometra epruveto z navadno vodovodno vodo. Povečaj periodo ponavljanja zaporedja sunkov na maksimum (gumb 4). Izberi program spinski odmev (SE) z gumbom 1. Z gumboma 9 in 8 nastavi najkrajši razmik med sunkoma. Nastavi dolžino drugega sunka na  $\pi$  (amplituda spinskega odmeva doseže maksimalno vrednost). Pri različnih gradientih (gumb 13) izmeri širino spinskega odmeva na polovični višini in odvisnost amplitude spinskega odmeva od razdalje med sunkoma. S pomočjo zaporedja sunkov Carr-Purcell (programa CP in CPS na gumbu 1) izmeri še spinsko-spinski relaksacijski čas  $T_2$ .

Nariši logaritem amplitude spinskega odmeva v diagram, v katerem na ordinato naneseš  $t^3$ . Pri večjih gradientih magnetnega polja je vpliv spinsko-spinske relaksacije zanemarljiv zato točke ležijo približno na premici. Iz str-



mine premice in velikosti gradienta magnetnega polja, ki ga izračunaš iz širine spinskega odmeva določi konstanto lastne difuzije  $D$ . Izračunaj  $D$  tudi za manjše gradientne magnetnega polja z upoštevanjem izmerjene vrednosti  $T_2$  ter primerjaj vrednosti.

## 14.3 Dodatna vprašanja

Razmisli, ali pri danem spinsko-spinskem relaksacijskem času  $T_2$  lahko izmerimo poljubno majhno konstanto lastne difuzije  $D$ ?

## 14.4 Dodatek

Ker nastopa v verjetnostni gostoti razlika  $z_i - z_i(0)$ , je koristno tudi v enačbi (14.4) integrale zapisati z enako spremenljivko,

$$\begin{aligned}
 \phi_i(t) &= \pi - \gamma G \int_0^\tau z_i(0) dt' + \gamma G \int_\tau^t z_i(0) dt' - \\
 &\quad - \gamma G \int_0^\tau (z_i(t') - z_i(0)) dt' + \\
 &\quad + \gamma G \int_\tau^t (z_i(t') - z_i(0)) dt' = \\
 &= \pi - \gamma G z_i(0)(2\tau - t) - \\
 &\quad - \gamma G \int_0^\tau (z_i(t') - z_i(0)) dt' + \\
 &\quad + \gamma G \int_\tau^t (z_i(t') - z_i(0)) dt'. \tag{14.22}
 \end{aligned}$$

Da poenostavimo pisavo, vpeljimo novo spremenljivko  $z(t) = z_i(t) - z_i(0)$  in izračunajmo najprej samo razliko integralov v (14.22), ki jo označimo s  $\phi_{iD}$ ,

$$\phi_{iD} = \gamma G \int_\tau^t z(t') dt' - \gamma G \int_0^\tau z(t') dt'. \tag{14.23}$$

Zapišimo integrala z vsotama,

$$\phi_{iD} = \sum_{j=n'}^n \gamma G z(j\Delta t) \Delta t - \sum_{j=1}^{n'} \gamma G z(j\Delta t) \Delta t, \tag{14.24}$$

kjer je,

$$\begin{aligned} n &= \frac{t}{\Delta t}, \\ n' &= \frac{\tau}{\Delta t}. \end{aligned}$$

Časovna intervala  $[0, t]$  in  $[0, \tau]$  smo razdelili na  $n$  in  $n'$  intervalov dolgih  $\Delta t$ . V izrazu (14.24) smo uporabili kar znak enakosti saj vsoti preideta v integrale ko pošljemo  $\Delta t$  proti 0.

Molekula naredi v časovnem intervalu  $\Delta t$  pot  $\Delta z_k$ . Lega molekule po času  $j\Delta t$  je vsota posameznih poti,  $z(j\Delta t) = \sum_{k=1}^j \Delta z_k$  zato sledi,

$$\begin{aligned} \phi_{i_D} &= \sum_{j=n'}^n \gamma G \Delta t \sum_{k=1}^j \Delta z_k - \sum_{j=1}^{n'} \gamma G \Delta t \sum_{k=1}^j \Delta z_k = \\ &= \sum_{j=n'}^n \gamma G \Delta t (n+1-j) \Delta z_j - \\ &\quad - \sum_{j=1}^{n'} \gamma G \Delta t (2n' - n + 1 - j) \Delta z_j. \end{aligned} \quad (14.25)$$

Dobili smo razliko vsot statistično neodvisnih slučajnih spremenljivk

$$u_j = \begin{cases} \gamma G \Delta t (n+1-j) \Delta z_j, & j > n' \\ \gamma G \Delta t (2n' - n + 1 - j) \Delta z_j, & j < n' \end{cases}. \quad (14.26)$$

Verjetnostna gostota vsote  $\phi_{i_D}$  je konvolucija verjetnostnih gostot posameznih členov,

$$\begin{aligned} P(u_j) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \exp\left(-\frac{(u_j)^2}{2\sigma_j^2}\right), \\ \sigma_j^2 &= \begin{cases} 2D\gamma^2 G^2 (\Delta t)^3 (n+1-j)^2, & j > n' \\ 2D\gamma^2 G^2 (\Delta t)^3 (2n' - n + 1 - j)^2, & j < n' \end{cases}, \end{aligned} \quad (14.27)$$

kjer smo upoštevali verjetnostno gostoto

$$P(\Delta z_i) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D \Delta t}} \exp\left(-\frac{(\Delta z_i)^2}{4D \Delta t}\right). \quad (14.28)$$

Ker je konvolucija Gaussovih funkcij zopet Gaussova funkcija, je verjetnostna gostota za vsoto  $\phi_{i_D}$ ,

$$P(\phi_{i_D}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \exp\left(-\frac{\phi_{i_D}^2}{2\sigma(t)^2}\right), \quad (14.29)$$

s širino,

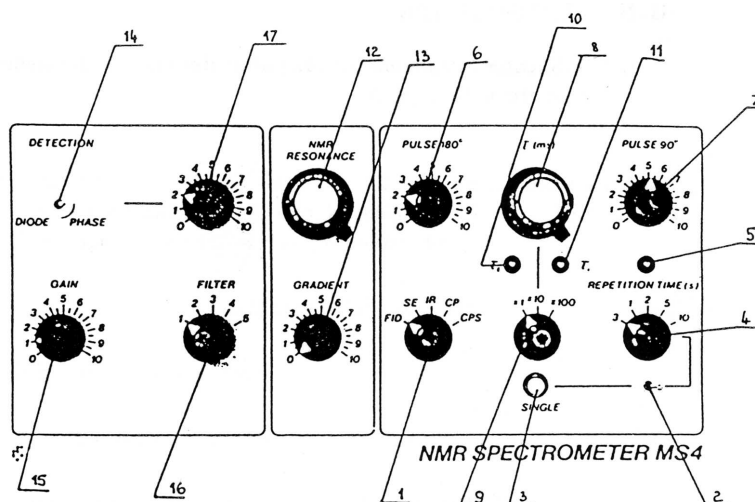
$$\begin{aligned}
\sigma(t)^2 &= \sum_{j=1}^n \sigma_j^2 = \\
&= \sum_{j=1}^{n'} 2D\gamma^2 G^2(\Delta t)^3 (2n' - n + 1 - j)^2 + \\
&\quad + \sum_{j=n'}^n 2D\gamma^2 G^2(\Delta t)^3 (n + 1 - j)^2 \approx \\
&\approx 2D\gamma^2 G^2(\Delta t)^3 (2n'^3 + \frac{n^3}{3} - 2n'^2 n) = \\
&= 2D\gamma^2 G^2(2\tau^3 + \frac{t^3}{3} - 2\tau^2 t). \tag{14.30}
\end{aligned}$$

Upoštevali smo, da sta  $n$  in  $n'$  zelo velika, zato lahko zanemarimo nižje potence  $n$  in  $n'$  v primerjavi z  $n^{3-m}n'^m$ . Velja tudi:  $n\Delta t = t$ . in  $n'\Delta t = \tau$ , kar smo upoštevali pri zadnjem enačaju.

Iz porazdelitve (14.27) vidimo, da je povprečna vrednost slučajnih spremenljivk  $\langle u_i \rangle = 0$ , zato je tudi povprečna vrednost vsote  $\langle \phi_{i_D} \rangle = 0$ .

## 14.5 Literatura

1. H.Y. Carr, E.M. Purcell, *Phys. Rev.* **94**, 630 (1954).
2. C.P. Slichter (*Principles of Magnetic Resonance*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1990).



- 1 - Izbira programa
- 2 - Izbira ročnega ali avtomatskega proženja programa
- 3 - Tipka za ročno proženje
- 4 - Izbira časa ponavljanja programa
- 5 - LED indikator proženja
- 6 - Nastavitev dolžine sunka  $\pi$
- 7 - Nastavitev dolžine sunka  $\pi/2$
- 8 - , 9 - Nastavitev razmika med sunkom  $\pi/2$  in  $\pi$
- 10 - LED indikator zakasnitve sunka  $\pi$
- 11 - LED indikator zakasnitve sunka  $\pi/2$
- 12 - Fina regulacija frekvence RF oscilatorja
- 13 - Regulacija gradienta magnetnega polja
- 14 - Izbira načina detekcije RF signala
- 15 - Nastavitev ojačanja vhodnega ojačevalnika
- 16 - Nastavitev pasovne širine izhodnega ojačevalnika
- 17 - Nastavitev faze referenčnega signala pri fazni detekciji

Slika 14.3: Kontrolna plošča NMR spektrometra.