

Jiří English

Pulzní metoda jaderné magnetické rezonance a její užití v MR tomografii

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 40 (1995), No. 4, 198--207

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138435>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1995

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Vzájemné působení pohybů vodivé kapaliny a magnetického pole za příznivých okolností může, jak bylo teoreticky prokázáno, původní slabé pole zesilovat a udržovat. Protože geomagnetické pole existuje, a to již velmi dlouho, a protože jiného vysvětlení není, přijímá se představa zemského magnetického dynama. Vyhovuje po mnoha stránkách. Rovnice, kterými se pohyby i elektromagnetické pole v jádře řídí, připouštějí inverze pole, vysvětlují, proč je zemský dipól svým směrem blízký zemské rotační ose, a přijatelně se jimi dá vysvětlit i západní drift nedipólového pole.

#### L i t e r a t u r a

- [1] JACOBS, J. A.: *Reversals of the Earth's Magnetic Field*. Bristol, Adam Hilger 1984.
- [2] PARKINSON, W. D.: *Introduction to Geomagnetism*. Scottish Academic Press, Edinburgh and London, 1983.
- [3] CHAPMAN, S., BARTELS, J.: *Geomagnetism*. Oxford, Clarendon Press, 1940.

# Pulzní metoda jaderné magnetické rezonance a její užití v MR tomografii

*Jiří English, Praha*

## 1. Úvod

Metoda jaderné magnetické rezonance (NMR) je jednou z nejdůležitějších experimentálních metodik v oblasti radiofrekvenční spektroskopie kondenzovaných látek.

Pod pojmem spektroskopie rozumíme obvykle metody studia vlastností a struktury látek prostřednictvím jejich interakce s elektromagnetickým polem. Historicky nejstarší oblastí spektroskopie byla spektroskopie v oboru viditelného světla. S rozšiřováním okruhu zájmů moderních přírodních věd se rozšiřoval jak frekvenční rozsah užívaného elektromagnetického záření, tak i množina experimentálních metodik zařaditelných do kategorie spektroskopických metod. V současné době hovoříme například o spektroskopii jaderné, spektroskopii rentgenovské, spektroskopii v oblasti ultrafialového a viditelného záření, spektroskopii infračervené a spektroskopii radiofrekvenční.

---

Doc. RNDr. JIŘÍ ENGLISH, CSc. (1943), katedra fyziky nízkých teplot MFF UK Praha, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8.

Charakteristickým rysem studovaných spekter je v řadě případů jejich rezonanční charakter, což znamená, že v závislosti na frekvenci dochází k pozorovaným jevům pouze v okolí charakteristických (rezonančních) frekvencí. Tato skutečnost je důsledkem diskrétního charakteru energetických spekter excitovaných jaderných stavů (jaderná spektroskopie), vnitřních i valenčních elektronových stavů (spektroskopie rentgenovská a optická) a stavů elektronů a jader v externím magnetickém poli (spektroskopie radiofrekvenční).

V oblasti radiofrekvenční jsou nejdůležitějšími metodami elektronová paramagnetická rezonance (EPR) a metoda NMR. Rezonanční frekvencí je zde Larmorova kruhová frekvence  $\omega_0$  elektronu (jádra) v externím magnetickém poli  $B_0$ :  $\omega_0 = \gamma B_0$ , kde  $\gamma$  je elektronový (jaderný) gyromagnetický poměr. Elektronový gyromagnetický poměr je zhruba o tři řády větší než gyromagnetický poměr jaderný, a proto jsou také rezonanční frekvence EPR o tři řády vyšší než rezonanční frekvence NMR. V běžně dosažitelných magnetických polích jsou rezonanční frekvence EPR v oblasti mikrovlnné, zatímco v případě NMR se pohybujeme v oblasti velmi krátkých vln. Pro obvyklou metodiku NMR jsou využívána stabilní jádra s magnetickým momentem. Až na několik výjimek jsou to jádra s lichým hmotnostním číslem [1].

Hodnota rezonančního magnetického pole je v metodice NMR ovlivněna magnetickou interakcí jader s elektrony vlastního atomového obalu. Tuto interakci je možno formálně popsat dodatečným lokálním magnetickým polem, které se přičítá k externímu poli  $B_0$ . V kondenzovaných systémech, například v molekulách organických látek, nebo v krystalických strukturách klasických pevných látek, je lokální magnetické pole dále ovlivňováno interakcí s jádry a elektrony atomů okolních.

Rozdělení jader v daném vzorku podle jejich Larmorových frekvencí je možno popsat normovanou funkcí  $g(\omega_0)$ , která vztahem  $g(\omega_0) d\omega_0$  udává pravděpodobnost, že dané jádro má Larmorovu frekvenci v intervalu  $(\omega_0, \omega_0 + d\omega_0)$ . Tuto funkci nazýváme obvykle spektrem NMR. Jsou-li v dané látce atomy uspořádány v nějaké molekulární nebo atomární struktuře, existuje zde často omezený počet neekvivalentních atomárních poloh, a tím i omezený počet hodnot lokálního magnetického pole v experimentu NMR. Spektrum NMR má potom odpovídající počet rezonančních maxim, jejichž poloha ve frekvenční škále, šířka a relativní amplituda jednoznačně korespondují se strukturou zkoumané látky.

Kvalita informace, kterou je možno ze spektra NMR získat, je principiálně omezena šířkou čáry, která ve spektrech NMR závisí na druhu zkoumaných látek. Tak například v diamagnetických pevných látkách je možno rozlišit lokální změny magnetického pole  $\delta B_0$ , které převyšují rozšíření čáry NMR způsobené dipolární interakcí s okolními jádry. Jsou-li okolními jádry protony, dosahuje toto rozšíření velikosti  $\sim 10$  kHz [1], [2]. Na základní Larmorově frekvenci  $\sim 90$  MHz ( $B_0 \sim 2,1$  T) lze tedy ve spektrech NMR očekávat relativní rozlišení až do řádu  $10^{-5}$ . Speciálními metodami „vysokého rozlišení“ je možno relativní rozlišení ve spektrech NMR v diamagnetických pevných látkách o jeden až dva řády zlepšit [3]. V diamagnetických kapalinách, kde se přímá jaderná dipolární interakce při vzájemném pohybu molekul kapaliny středuje, je rozlišení omezeno nehomogenitou vnějšího magnetického pole. V moderních supravodivých solenoidech užívaných pro metodiku NMR v kapalinách se ve vzorcích reálných roz-

měří dosahuje relativní nehomogenity magnetického pole řádu  $10^{-9}$ . Tétož řádu je pak i relativní rozlišovací schopnost ve spektrech NMR. Díky této vysoké rozlišovací schopnosti a zmíněné korespondenci mezi spektrem a strukturou molekul kapaliny, se stala „spektroskopie NMR vysokého rozlišení v kapalinách“ jednou ze základních analytických metod v organické a anorganické chemii, biochemii a medicíně. Dokladem jejího významu je i udělení Nobelovy ceny za chemii fyzikovi, jednomu z průkopníků NMR spektroskopie, prof. R. R. Ernstovi v roce 1991.

Jednou z nejvýznamnějších praktických aplikací metody NMR, rozvinutých v posledních letech, je metoda prostorového rozlišení a její užití na vzorky in vivo. NMR prostorové zobrazení (NMR Imaging) se v kombinaci s NMR spektroskopii lokalizovaných oblastí v živých organizmech stává v poslední době jednou z nejvýznamnějších klinických vyšetřovacích metod.

Rozvoj praktických i vědeckých aplikací NMR byl umožněn rychlým rozvojem experimentální techniky a metodiky pulzní excitace a detekce signálu NMR s jeho následným zpracováním metodou Fourierovy transformace (FT).

Cílem tohoto článku je proto vyložit základní pojmy pulzní metodiky NMR, ukázat na možnosti, které poskytuje v oblasti NMR spektroskopie, a vyložit základní principy užití pulzní metodiky NMR pro prostorové zobrazení biologických objektů (MR tomografie).

## 2. Pulzní spektroskopie NMR

Pro popis jevu magnetické rezonance je obecně nutno použít metod kvantové statistiky [2], [4]. Formalismus kvantové statistiky (matice hustoty) je však poněkud komplikovaný, a proto se v úvodním výkladu často používá klasického vektorového modelu. Získané výsledky jsou pak názornější, jejich platnost je však omezena jen na některé typy látek. V dobrém přiblížení je možno použít vektorového modelu například v málo vazkých kapalinách, kde lze předpokládat slabé interakce (ve srovnání s energií  $\hbar\omega_0$ ) uvnitř souboru jaderných momentů (spin-spinové interakce) a slabé interakce s okolním prostředím (interakce spin-mřížková).

Systém jader ve statickém externím poli  $\mathbf{B}_0$  (obvykle volíme  $\mathbf{B}_0 \equiv (0, 0, B_0)$ ) popisujeme vektorem jaderné magnetizace  $\mathbf{m}_0$ , jehož velikost je ve stavu rovnováhy s mřížkou dána Curieovým zákonem:  $m_0 = \gamma^2 \hbar^2 I(I + 1) B_0 / 3\mu_0 kT$ . Zde jsou  $\gamma$  a  $I$  jaderný  $\gamma$ -faktor a jaderný spin,  $\hbar$  a  $k$  redukovaná Planckova ( $\hbar = h/2\pi$ ) a Boltzmannova konstanta,  $\mu_0$  je permeabilita vakua a  $T$  absolutní teplota. Vektor  $\mathbf{m}_0$  má ve stavu rovnováhy směr vnějšího magnetického pole. Při změně směru magnetického pole vykonává vektor  $\mathbf{m}_0$  Larmorovu precesi kolem nového směru pole. Současně s touto precesí postupně narůstá složka vektoru  $\mathbf{m}_0$  do směru magnetického pole, až opět dosáhne maximální hodnoty  $m_0$ . Tento proces odpovídá snižování energie jaderného systému ve vnějším poli a je spojen s odvodem energie na mřížku (spin-mřížková relaxace). Složky jaderné magnetizace kolmé ke směru magnetického pole (příčné složky) se naopak v průběhu Larmorovy precese snižují z maximální hodnoty k nule (spin-spinová relaxace). V přiblížení slabých interakcí jsou oba relaxační procesy exponenciální

s časovými konstantami  $T_1$  (spin-mřížková relaxační doba) a  $T_2$  (spin-spinová relaxační doba). Relaxační doby závisejí na charakteru relaxačních procesů a jsou obecně různé. Například v izotropních kapalinách je  $T_1 \sim T_2$ , zatímco v pevných látkách je často  $T_2 \ll T_1$ .

V experimentech NMR působí na jádra kromě lokálního statického pole též vysokofrekvenční pole  $\mathbf{b}_1(t)$  orientované ve směru kolmém k poli  $\mathbf{B}_0$ . Toto pole realizujeme obvykle lineárně polarizovaným polem radiofrekvenční cívky (například:  $\mathbf{b}_1(t) \equiv \equiv (0, 2B_1 \cos(\omega t), 0)$ ). Lineárně polarizované pole  $\mathbf{b}_1$  lze rozložit na dvě kruhově polarizované složky o velikosti  $B_1$ , které se otáčejí v rovině  $(x, y)$  v navzájem opačném smyslu úhlovou rychlostí  $\omega$ . Další vyšetřování jevu magnetické rezonance je výhodné provádět v novém (rotujícím) systému souřadném  $(x', y', z')$ , jehož osa  $z'$  je totožná s osou  $z$  systému stacionárního a osy  $x'$  a  $y'$  se vůči stacionárnímu systému otáčejí úhlovou rychlostí  $\omega$  ve stejném smyslu jako Larmorova precese. V takto rotujícím systému souřadném je zřejmě jedna ze složek kruhově polarizovaného pole stacionární, zatímco složka druhá, s opačným smyslem rotace, má úhlovou rychlost  $2\omega$ . Při standardním experimentu NMR je  $B_1 \ll B_0$  a  $(\omega - \omega_0)/\omega_0 \ll 1$ . Za těchto podmínek působí na jadernou magnetizaci pouze stacionární složka  $B_1$  a vliv druhé (rotující) složky se středuje. Transformujeme-li dále do rotujícího systému souřadného pohybovou rovnicí jaderné magnetizace ve stacionárním poli  $\mathbf{B}_0$ , lze snadno ukázat ([1], [3], [5]), že v tomto systému působí na jadernou magnetizaci efektivní magnetické pole  $\mathbf{B}_{\text{ef}} \equiv (0, 0, B_0 - \omega/\gamma)$ . Celkové magnetické pole má potom tvar:

$$\mathbf{B}_r \equiv \left( 0, B_1, B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right). \quad (1)$$

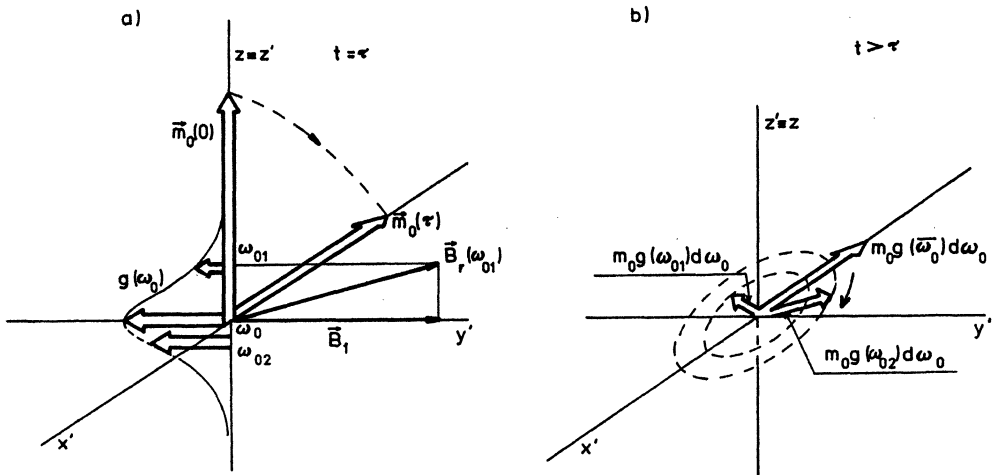
Pro zjednodušení dalšího výkladu je zde ztotožněna osa  $y'$  rotujícího souřadného systému se směrem složky radiofrekvenčního pole  $B_1$ . To má význam nastavení fáze radiofrekvenčního (rf) pole a není na újmu obecnosti dalšího výkladu.

V rotujícím systému souřadném působí na jadernou magnetizaci stacionární pole (1) a magnetizace koná Larmorovu precesi kolem jeho směru. V případě rezonance ( $\omega = \omega_0$ ) je jediným stacionárním polem pole  $B_1$ , takže magnetizace nyní preceduje kolem jeho směru, tedy v rovině  $(x', z')$ , s úhlovou rychlostí  $\omega_1 = \gamma B_1 \ll \omega_0$ . Aplikujeme-li za těchto okolností rf pole ve tvaru pulzu délky  $\tau$  a vyjdeme-li ze stavu rovnováhy, je úhel  $\varphi$ , který svírá magnetizace se směrem osy  $z \equiv z'$  po skončení pulzu roven:  $\varphi = \gamma B_1 \tau$ . Je-li v tomto případě součin amplitudy rf pole  $B_1$  a délky pulzu  $\tau$  takový, že  $\varphi = \pi/2$ , hovoříme o  $\pi/2$ -pulzu v rezonanci.

Při dosavadním rozboru jsme zanedbali vliv relaxačních procesů. Toto zanedbání je oprávněné pouze tehdy, je-li délka pulzu  $\tau \ll T_1, T_2$ . Pro splnění tohoto požadavku se v praxi používá rf pulzů délky  $\tau \sim (1-10) \mu\text{sec}$ . Pro dosažení odpovídající amplitudy rf pole je potom zapotřebí pulzního výkonu  $\sim 100 \text{ W}$ . Příčná složka magnetizace se po skončení  $\pi/2$ -pulzu v rezonanci vůči rotujícímu systému souřadném nepohybuje. V systému stacionárním však preceduje s úhlovou rychlostí  $\omega = \omega_0$  a vyvolává v rf cívce proměnný indukční tok. Na cívce pak naměříme rf napětí řádu  $10 \mu\text{V}$ , které nazýváme signálem volné precese (FID). Amplituda signálu se s časem zmenšuje, protože příčná

složka jaderné magnetizace zaniká. Jednou z možných příčin tohoto procesu je zřejmě spin-spinová relaxace.

Další podstatnou příčinou zániku příčné složky jaderné magnetizace je ztráta uspořádanosti (koherence) spinového systému způsobená distribucí Larmorových frekvencí. Předpokládejme, že distribuční funkce  $g(\omega_0)$  je symetrická vůči střední hodnotě  $\bar{\omega}_0$ , a označme  $\delta\omega_0$  její šířku. Je-li úhlová frekvence excitačního rf pulzu  $\omega = \bar{\omega}_0$  a platí-li pro jeho amplitudu podmínka  $\delta\omega_0 \ll \gamma B_1$  (podmínka homogenní excitace), otáčejí se prakticky všechny magnetické momenty kolem směrů  $B_r$  blízkých ose  $y$  a po skončení  $\pi/2$ -pulzu je prakticky veškerá magnetizace opět ve směru osy  $-x'$  (obr. 1a).



Obr. 1. Schéma pohybu jaderné magnetizace v rotujícím souřadném systému. a)  $\pi/2$ -pulz, b) signál FID.

Po skončení pulzu, v čase  $t > \tau$ , se však vůči rotujícímu systému souřadnému nepohybuje pouze skupina spinů v blízkém okolí excitační frekvence  $\bar{\omega}_0$ . Ostatní skupiny spinů s frekvencemi  $\omega_0$  vyššími nebo nižšími než centrální frekvence  $\bar{\omega}_0$  precedují vůči rotujícímu systému souřadnému s úhlovou frekvencí  $\delta\omega = (\omega_0 - \bar{\omega}_0)$ . K výsledné příčné složce magnetizace (v tomto speciálním případě stále ve směru osy  $-x'$ ) přispívají složkou  $m_{x'} \sim \cos(\delta\omega t') \cdot g(\omega_0) d\omega_0$ , kde  $t' = t - \tau$  je čas po skončení rf pulzu (obr. 1b). V obecném případě excitace mimo maximum distribuce  $g(\omega_0)$  a při jejím nesymetrickém tvaru přispívají k celkovému signálu i složky úměrné  $\sim \sin(\delta\omega t') g(\omega_0) d\omega_0$ . Celkově je pak možno vyjádřit příčnou složku jaderné magnetizace jako komplexní vektor ve tvaru:

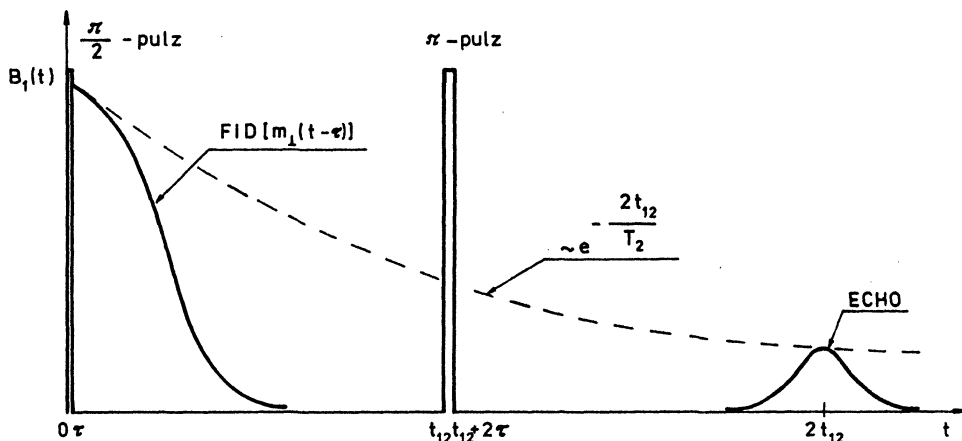
$$m_{\perp}(t') = m_{x'} + im_{y'} \sim m_0 e^{-t'/T_2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega_0 t'} g(\omega_0) d\omega_0. \quad (2)$$

Pokles velikosti příčné magnetizace  $m_{\perp}(t')$  je nyní určen nejen procesem spin-spinové relaxace s časovou konstantou ( $T_2$ ), ale též procesem ztráty koherence jednotlivých skupin magnetických momentů popsaným v rovnici (2) komplexním integrálem. Tento

integrál je Fourierovým obrazem funkce  $g(\omega_0)$ . Proces ztráty uspořádanosti v systému jaderných momentů je možno charakterizovat veličinou („časovou konstantou“)  $\delta\omega_0^{-1}$ , kterou je nutno zahrnout k podmínkám omezujícím délku excitačního pulzu:  $\tau \ll T_1, T_2, \delta\omega_0^{-1}$ . Ve většině praktických případů je šířka spektra  $\delta\omega_0 \gg T_2^{-1}$ . Potom je možno relaxační člen ve vztahu (2) aproximovat jedničkou a měřený časový průběh příčné složky magnetizace je přímo úměrný Fourierovu obrazu tvaru spektra  $g(\omega_0)$ . Zpětnou Fourierovou transformací naměřené časové závislosti je možno získat tvar funkce  $g(\omega_0)$  — spektrum NMR. Toto je základní princip pulzní spektroskopie NMR.

Při dosavadním rozboru jsme vždy předpokládali, že excitační  $\pi/2$ -pulz je aplikován na jadernou magnetizaci, která je v rovnováze s mřížkou. V konkrétním experimentu však provádíme excitaci jaderné magnetizace opakovaně s opakovací dobou  $T_{op}$ . Důvodem opakovaných excitací je například potřeba zlepšení poměru signál/šum (koherentní střádání signálu [1]). Při opakovaných excitacích je podmínka rovnováhy jaderné magnetizace s mřížkou splněna tehdy, platí-li:  $T_{op} \gg T_1$ . Porušíme-li tento požadavek, je amplituda kolmé složky jaderné magnetizace (2) závislá na hodnotě z-ové složky v okamžiku aplikace daného rf pulzu. Amplituda FID je pak funkcí obou relaxačních dob. V poměrně častém případě, že  $T_2 \ll T_1$ , závisí amplituda FID na opakovací době rf pulzů podle vztahu:

$$m_{\perp} \sim 1 - \exp(-T_{op}/T_1). \quad (3)$$



Obr. 2. Schéma vzniku signálu spinového echa.

Aplikujeme-li na vzorek dvojici excitačních rf pulzů ve vzdálenosti  $t_{12}$  (např.  $(\pi/2, t_{12}, \pi)$ ), lze snadno ukázat, že ve vzdálenosti  $t_{12}$  po skončení druhého pulzu dojde k obnově uspořádanosti (koherence) v systému jaderných spinů, vytvoří se příčná složka jaderné magnetizace a vznikne tzv. signál spinového echa. Tento nestacionární signál NMR (obr. 2.) má tu významnou vlastnost, že jeho amplituda závisí na odstupu excitačních rf pulzů podle vztahu [1], [3], [5]:

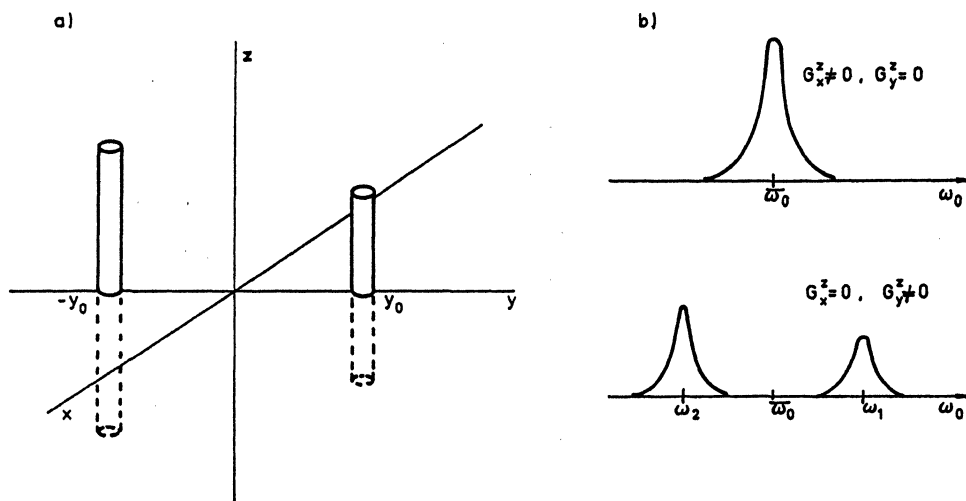
$$m_{\perp} \sim \exp(-2t_{12}/T_2). \quad (4)$$

Časový průběh signálu spinového echa odpovídá průběhu signálu FID a jeho zpracováním metodou FT opět získáme spektrum NMR.

V biologických systémech a v systémech *in vivo*, které obsahují vysoké procento vody, je ve spektrech NMR protonů ( $^1\text{H}$ ) dominantní složkou spektrum molekuly vody. Spektra protonů jiných molekul, jejichž struktura je obvykle předmětem zájmu, jsou spektrem protonů vody překryta nebo ovlivněna. Pro spektroskopii NMR protonů v biologických systémech je proto jedním z hlavních metodických problémů otázka potlačení signálu protonů vody (blíže o těchto problémech viz např. [1], str. 571).

### 3. Principy prostorového zobrazení

Pro zobrazení prostorové struktury biologického objektu se používá spektra NMR protonů bez korekcí na signál vody, tedy prosté funkce  $g(\omega_0)$  získané provedením FT (například signálu FID). Představme si nejprve pro jednoduchost vzorek kapaliny ve dvou kapilárách stejného průměru orientovaných ve směru osy  $z$ . Kapiláry nemají stejnou délku a jsou umístěny v místech o souřadnicích  $(0, \pm y_0)$  laboratorního souřadného systému (obr. 3). Spektrum NMR protonů (funkce  $g(\omega_0)$ ) bude mít v tomto případě



Obr. 3. a) Prostorové umístění zjednodušeného vzorku. b) Spektrum NMR při různých hodnotách gradientů magnetického pole.

tvar jediného maxima na frekvenci  $\bar{\omega}_0 = \gamma B_0$ . Šířka spektra  $\delta\omega_0$  bude dána například slabou nehomogenitou pole  $B_0$  ( $\delta B_0$ ). Přeložme nyní přes pole  $B_0$  další stacionární pole (tzv. gradientové —  $B_z^{\text{gr}}$ ), jehož  $z$ -ová složka se mění lineárně ve směru osy  $y$  podle vztahu:  $B_z^{\text{gr}}(y) = G_y^z y$ . Toto pole se přičte k hodnotě  $B_0$  a spektrum NMR se změní ve dvě maxima na frekvencích  $\omega_{1,2} = \bar{\omega}_0 \pm \gamma G_y^z y_0$ . Amplitudy těchto maxim budou úměrné délce kapilár. Maxima budou dobře rozlišena, pokud je  $\delta B_0 \ll G_y^z \cdot y_0$ . Vytvo-



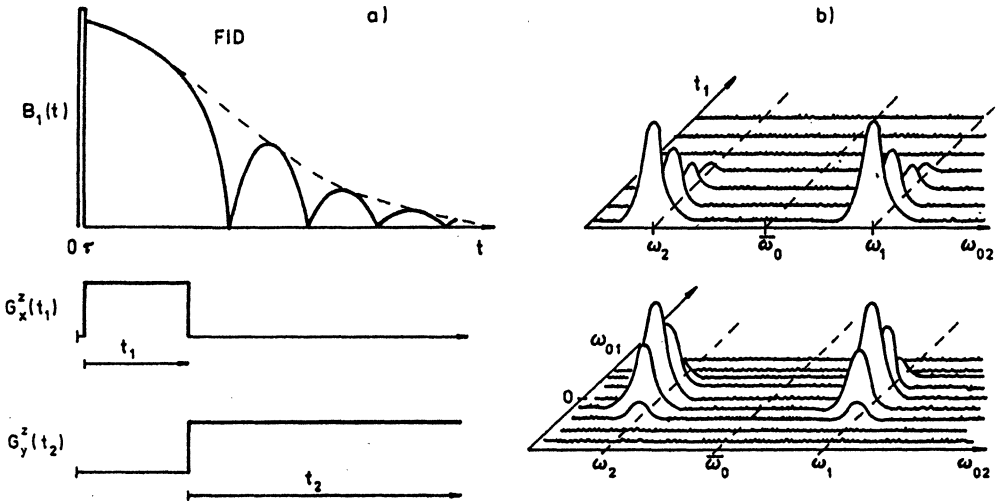
říme-li naopak analogický gradient ve směru osy  $x$ :  $B_x^g(x) = G_x^z \cdot x$ , bude mít spektrum NMR tvar původního jediného maxima, protože celková velikost stacionárního pole v místě kapilár se nezmění ( $x = 0$ ). Je tedy zřejmé, že v tomto zjednodušeném případě vystačí spektra sejmutá při dvou kolmých orientacích gradientového pole a znalost hodnot  $G_x^z$  a  $G_y^z$  k úplné informaci o prostorovém rozložení vzorku (pomocí hodnot  $\omega_{1,2}$  a  $G_{x,y}^z$  stanovíme hodnotu  $y_0$ ). Vynezení vrstvy rovnoběžné s rovinou  $(x, y)$  se obvykle provádí užitím dalšího gradientu ve směru osy  $z$  ( $B_z^g(z) = G_z^z \cdot z$ ) v kombinaci s nastavením potřebné excitační frekvence  $\omega_{\text{ex}}$  (v malém okolí  $\omega_0$ ). Například jádra ve vrstvě ve vzdálenosti  $z_0$  od roviny  $(x, y)$  se podílejí na tvorbě signálu NMR pouze tehdy, když frekvence excitace má hodnotu  $\omega_{\text{ex}} = \omega_0 + G_z^z \cdot z_0$ . Šířka excitované vrstvy je dána šířkou frekvenčního spektra excitačního pulzu a velikostí gradientu  $G_z^z$ . Při nastavení excitační frekvence  $\omega_{\text{ex}} = \omega_0$  a šířce excitované vrstvy menší než délka kapilár budou mít rozlišená maxima ve spektru našeho hypotetického vzorku (obr. 3.) shodné amplitudy. Pro vytvoření prostorového zobrazení se bodům o dané souřadnici přiřazují obvykle odstupňované tóny šedi podle amplitudy ve spektru NMR (analogicky s RTG snímky). V našem příkladu zobrazení v rovině  $(x, y)$  by tedy vznikl světlý snímek se dvěma tmavými body o souřadnicích  $(0, \pm y_0)$ .

Je-li vzorek složitější, je zřejmé, že při dané orientaci gradientu pole je amplituda spektra při každé frekvenci úměrná integrálu protonové hustoty v dané vrstvě ve směru kolmém na směr gradientu. Pro rekonstrukci prostorové struktury pak nestačí dvě spektra jako ve výše uvedeném případě. Dá se ukázat (viz např. [6]), že pro zobrazení v matici ( $N \times N$ ) bodů je v dané rovině zapotřebí  $N/2$  spekter s rozdílnou orientací gradientu pole. Metoda zobrazení používající otáčivého gradientu pole je analogická metodě rentgenovské tomografie (v lékařské terminologii CT). Metoda NMR však, na rozdíl od metody rentgenovské, nezatěžuje organismus škodlivými dávkami záření  $\gamma$ .

Díky malým rozdílům v obsahu protonů (vody) v různých biologických tkáních má obraz vzniklý metodou FT signálu FID (tzv.  $\rho$ -vážený obraz) malý kontrast, protože změna amplitudy spektra NMR (hustoty protonů) je při přechodu mezi tkáněmi různého druhu malá. Proto se v metodice NMR tomografie často používá signálu spinového echa, jehož amplituda závisí na hodnotě spin-spinové relaxační doby  $T_2$ . Relaxační doba  $T_2$  se při přechodu od kapalné k pevné fázi (např. tělní tekutiny – kosti) zkracuje o několik řádů a též rozdíl v hodnotách  $T_2$  zdravých a poškozených měkkých tkání je značný. Při dané hodnotě časového odstupu pulzů  $t_{12}$  se ve výsledném signálu spinového echa uplatní příspěvky různých skupin protonů (při různých frekvencích) s různými hodnotami  $T_2$  podle exponenciálního zákona (4). Ve spektru získaném metodou FT signálu spinového echa bude amplituda při dané frekvenci závislá nejen na hustotě protonů v daném místě vzorku, ale též na hodnotě příslušné relaxační doby. Nechť je jedna z kapilár našeho jednoduchého vzorku (např. v místě  $(0, y_0)$ , viz obr. 3.) nahrazena tenkým a dlouhým vzorkem pevné tkáně (např. kostní). Měříme ve vrstvě v okolí hodnoty  $z = 0$  a spektrum získáme užitím FT signálu spinového echa s gradientem ve směru osy  $y$ . Potom budou mít složky rozlišeného spektra při frekvencích  $\omega_1$  a  $\omega_2$  poměr amplitud odpovídající příslušným hustotám protonů ( $\rho^{\text{kap}}$ ,  $\rho^{\text{pf}}$ ), vážený faktorem odpovídajícím relaxačním dobám v kapalině ( $T_2^{\text{kap}}$ ) a pevné fázi ( $T_2^{\text{pf}}$ ) podle vztahu (4). Konkrétně je-li  $t_{12} \sim 500 \mu\text{sec}$ ,  $T_2^{\text{kap}} \sim 1 \text{ sec}$  a  $T_2^{\text{pf}} \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ , je poměr

amplitud obou linií daný vztahem:  $A^{\text{kap}}/A^{\text{Pf}} \sim 7,4(\rho^{\text{kap}}/\rho^{\text{Pf}})$ . Obraz se zvýšeným kontrastem v pulzní sekvenci spinového echa se nazývá  $T_2$ -váženým obrazem.

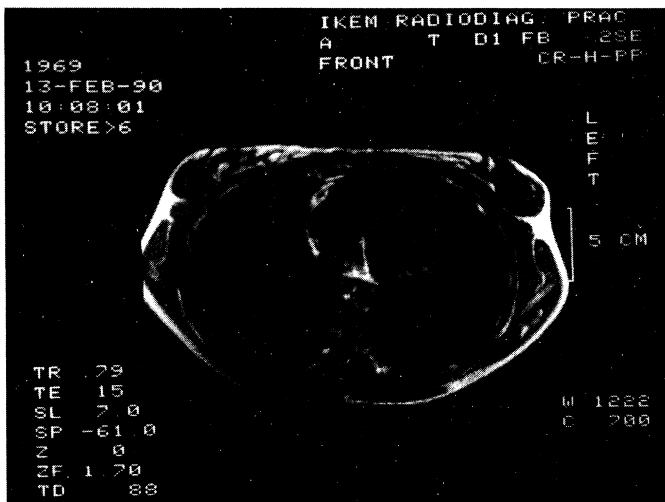
Zvýšení kontrastu je možno v některých případech dosáhnout též využitím rozdílů v relaxačních dobách  $T_1$ . Metodicky nejjednodušším způsobem je nastavení opakovací doby excitačního pulzu, nebo sekvence spinového echa, do oblasti  $T_{\text{op}} \sim T_1^{\text{min}}$ , kde  $T_1^{\text{min}}$  je nejkratší relaxační doba, která je v daném vzorku k dispozici. Příspěvky skupin spinů s různými relaxačními dobami se uplatní ve výsledném signálu a spektru podle vztahu (3). Zlepšení kontrastu tedy opět závisí na rozdílu příslušných relaxačních dob.



Obr. 4. a) Schéma sekvence excitačního a gradientových pulzů. b) Rekonstrukce obrazu metodou (2D) spektroskopie.

Modernější metody zobrazení používají metod dvoudimenzionální (2D) NMR spektroskopie (viz. např. [1]). Na vzorek jsou po každé excitaci FID postupně aplikovány dva kolmé gradienty. Jeden z gradientů, například  $G_x^z$ , nechť je nenulový po dobu  $t_1$  po skončení excitačního pulzu, zatímco druhý ( $G_y^z$ ) je nenulový v době  $t_2$  po skončení prvního gradientu (obr. 4). V době trvání druhého gradientu se provádí obvyklá FT. Amplituda FID (obr. 4a) má v době aplikace gradientu  $G_y^z$  charakter zánějů dvou signálů na blízkých frekvencích ( $\omega_1, \omega_2$ ). Spektra získaná pomocí FT v časové doméně  $t_2$  závisí na době trvání prvního gradientu ( $g(t_1, \omega_{02})$ , obr. 4b nahoře). Provedením druhé FT v proměnné  $t_1$  získáme dvojrozměrnou mapu spinové hustoty  $g(\omega_{01}, \omega_{02})$  (obr. 4b, dole), která je s prostorovou hustotou spojena hodnotami gradientů  $G_x^z$  a  $G_y^z$ . I zde se používají metody zlepšování kontrastu vážením podle  $T_2$  nebo  $T_1$ .

Metodika NMR tomografie prodělala v posledním desetiletí významný rozvoj. V zájmu zlepšení rozlišovací schopnosti byly rozpracovány nové sekvence excitačních a gradientových pulzů [7], zkracuje se doba expozice, aby bylo možno sledovat i nestacionární obrazy (např. srdeční činnost nebo střešní peristaltiku) [8] apod. Jako příklad momentální úrovně servisního zobrazení uvádíme na obr. 5 příčný řez hrudníkem



Obr. 5. Příčný řez hrudníkem v oblasti srdce.

v oblasti srdce. Na obrázku je možno rozlišit obě srdeční komory, srdeční sval a obratle páteře. Obrázek, který byl zhotoven na tomografu Magnetom Siemens 1.5T v oddělení MR tomografie Institutu klinické a experimentální medicíny (IKEM) v Praze v Krči, laskavě poskytl ing. M. Hájek, DrSc.

#### L i t e r a t u r a

- [1] SEDLÁK, B., ENGLISH, J., BALGAVÝ, P.: *Magnetická rezonance*. In: PROSSER, V. a kol.: *Experimentální metody biofyziky*. Praha, Academia 1989, kap. 7.
- [2] ABRAGAM, A.: *The Principles of Magnetic Resonance*. London, Oxford University Press 1961.
- [3] HAEBERLEN, U.: *High Resolution NMR in Solids*. New York, London, Academic Press 1976.
- [4] SLICHTER, C. P.: *Principles of Magnetic Resonance*. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag 1990.
- [5] RÁKOŠ, M.: *Rádio-spektroskopické metody*. Bratislava, ALFA 1988.
- [6] FULLERTON, G. D.: *Basic Concepts for Nuclear Magnetic Resonance Imaging*. Magn. Res. Imag. 1 (1982), 39.
- [7] ORTENDAHL, D. A., KAUFMAN, L., CROOKS, E.: *A Comparison of Projection Reconstruction and Two-dimensional Fourier Transformation in NMR Imaging*. TEEE Trans. Nucl. Sci. 30 (1983), 692.
- [8] HAASE, A., FRAHM, J., MATHACI, D. ET AL.: *FLASH Imaging. Rapid NMR Imaging Using Low Flip-Angle Pulses*. Jour. Magn. Res. 67 (1986), 258.