

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

Edice PhD Thesis, sv. 403

ISSN 1213-4198

thesis
S
IS

Ing. Miloslav Steinbauer

**Měření magnetické susceptibility
technikami tomografie
magnetické rezonance**

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

Ing. Miloslav Steinbauer

**MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY
TECHNIKAMI TOMOGRAFIE
MAGNETICKÉ REZONANCE**

**MAGNETIC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENT
BY MEANS OF MRI TECHNIQUE**

Zkrácená verze Ph.D. Thesis

Obor: Teleinformatika
Školitel: doc. Ing. Karel Bartušek, DrSc.
Oponenti: prof. Ing. Ivan Frollo, DrSc.
Ing. Pavel Smrčka, Ph.D.
Datum obhajoby: 13. dubna 2006

Klíčová slova

Magnetická susceptibilita, magnetická rezonance, MR tomografie, MR zobrazování (MRI), sekvence gradientního echa (GE), metoda hraničních prvků (MHP), metoda konečných prvků (MKP).

Keywords

Magnetic susceptibility, magnetic resonance, MR tomography, MR imaging (MRI), gradient echo sequence (GE), boundary element method (BEM), finite element method (FEM)

Práce je k dispozici na Vědeckém oddělení děkanátu FEKT VUT v Brně,
Údolní 53, Brno, 602 00

Obsah

1 ÚVOD.....	5
2 CÍL DISERTAČNÍ PRÁCE.....	6
3 MAGNETICKÁ REZONANCE.....	6
3.1 Tomografie magnetické rezonance.....	7
3.1.1 Metoda Gradientního echa.....	7
3.1.2 Vliv magnetické susceptibility na MR obraz.....	8
3.2 MR techniky měření susceptibility.....	9
4 NAVRŽENÁ TECHNIKA MĚŘENÍ SUSCEPTIBILITY.....	9
4.1 Princip navržené metody.....	10
4.2 Analytické odvození 2D.....	12
4.3 Numerické řešení MHP.....	14
4.4 Numerické modelování MKP.....	15
4.5 Experimentální měření.....	19
4.5.1 Použitá MR technika.....	19
4.5.2 Zpracování experimentálních dat.....	19
4.5.3 Příprava vzorku.....	21
4.5.4 Citlivost metody.....	22
5 ZÁVĚR.....	22
LITERATURA.....	23
ŽIVOTOPIS.....	25
Vzdělání.....	25
Účast na řešení projektů.....	25
Další aktivity.....	25
ABSTRACT.....	26

1 ÚVOD

Princip nukleární magnetické rezonance (NMR, často jen MR) je v současné době hojně využíván v moderních spektroskopických a tomografických metodách. Intenzivní rozvoj těchto zobrazovacích systémů existuje především díky aplikaci v medicíně.

MR zobrazovací metody dovolují širokou škálu zobrazovaných veličin, které jsou dány použitou měřicí sekvencí: kontrast může být funkcí množství vodíkových jader, jejich relaxačními vlastnostmi, rychlostí pohybu či difúze. Díky zvyšování rozlišovací schopnosti získává v poslední době na významu lokalizovaná MR spektroskopie, která umožňuje měřit kupříkladu obsah různých látek či fyzikální aktivitu ve vymezených oblastech tkáně, např. lidského mozku.

Předpokladem úspěšného měření MR a získání dostatečně kvalitních obrazů s definovaným prostorovým umístěním je homogenní statické magnetické pole v pracovním prostoru supravodivého magnetu a definovaná gradientní magnetická pole. Základními vlastnostmi materiálů ovlivňujícími rozložení pole jsou magnetická susceptibilita a dále elektrická vodivost, která se uplatňuje u časově proměnných polí (včetně excitačních impulzů, impulzů gradientních magnetických polí). Přítomnost elektricky a magneticky vodivých látek v měřeném vzorku má proto značný vliv na deformaci pole.

V lékařské MR tomografii má zásadní význam přítomnost kovu v lidském těle, například zubní implantáty [11], inlaye, endoprotézy apod. Tyto materiály svou susceptibilitou natolik ovlivňují magnetické pole, že dochází ke zkreslení detailů a v extrémním případě ztrátě informace ze získaného obrazu. V elektrotechnice je znalost materiálových konstant důležitým předpokladem simulace elektromagnetických polí, např. při návrhu antén či obvodů s rozloženými parametry. Zde lze využít znalosti permeability materiálů získané měřením MR technikou.

Metod měření magnetické susceptibility existuje v současné době několik. Z fyzikálních metod založených na silovém účinku zmagnetovaného vzorku a vnějšího pole představují různé váhy. Metodu založenou na indukčním střídavém mostu, z jehož rozvážení měřeným vzorkem se vyhodnotí magnetická susceptibilita, vyvinula firma AGICO [9], [10]. Měření probíhá v poli s intenzitou 300 A/m při kmitočtu 1 kHz. Pro stanovení susceptibility vzorku z hodnoty změny indukce magnetického pole při vložení vzorku lze využít SQUID magnetometr. Tato technika je v současnosti nejcitlivější (citlivost 10^{-14} T je na hranici kvantování magnetického indukčního toku), ale vyžaduje použití speciální kryotechniky.

Jinou možností měření susceptibility je využití jevu magnetické rezonance. Stanovení neznámé magnetické susceptibility slabě magnetických látek je jednoduše možné u materiálů dávajících MR signál, např. získáním obrazu s kontrastem způsobeným změnou indukce magnetického pole, jak je popsáno např. v literatuře [18], [20] a [21]. Vhodnou zobrazovací metodou je použití sekvence gradientního

echa, viz dále kapitola 3.1.1. Obraz získaný touto metodou má fázově zakódovanou informaci o změně magnetické indukce.

U materiálů, které MR signál nedávají (například kovy), existuje možnost měření v MR spektrografu porovnáním s materiálem se známou hodnotou susceptibility (voda, aceton, benzen, ...) v MR spektrometru – viz např. [12].

2 CÍL DISERTAČNÍ PRÁCE

Cílem disertační práce je studium vlivu susceptibility slabě magnetických (para- a diamagnetických) materiálů na magnetické pole MR tomografu. Ze získaných poznatků pak bude navržena MR technika měření susceptibility různých materiálů používaných v MR tomografii, biologii, lékařství, stavebnictví a podobně.

Principem metody je stanovení rozložení magnetické indukce v okolí měřeného vzorku technikou MRI. Ověření je provedeno numerické modelování metodou konečných prvků (MKP) a metodou hraničních prvků (MHP) pro použité uspořádání experimentu. Modelováním je ověřen vliv různých faktorů, zejména rozměrů vzorku a velikosti magnetické susceptibility vzorku.

V experimentální části práce je metoda zhodnocena a navrženy postupy pro vedení experimentu (příprava vzorku, měřicí sekvence, zpracování obrazu a postup výpočtu magnetické susceptibility). Experimentálně je metoda ověřena na 200 MHz MR tomografu na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd České republiky v Brně (ÚPT AV ČR).

3 MAGNETICKÁ REZONANCE

Nukleární magnetická rezonance (NMR – často jen zkráceně MR) je fyzikální jev, při kterém jádra atomů některých látek umístěných ve statickém magnetickém poli reagují na aplikaci dalšího, oscilujícího magnetického pole a mění směr vektorů magnetizace. Tím vytvoří rotující, rychle slábnoucí signál odezvy jaderné magnetické rezonance (nazývaný signál FID), který lze detekovat. Schopnost látky reagovat zmíněným způsobem závisí na vlastnostech jejího atomového jádra. Magnetická rezonance je tedy založena na interakci vř elektromagnetického vlnění s jádry měřené látky umístěnými ve vnějším magnetickém poli. Základním předpokladem MR je existence nenulového jaderného magnetického momentu.

Většinu atomových jader se spinem $\pm 1/2$ lze považovat za elementární magnety rotující kolem své osy. Důsledkem nesymetrického rozložení náboje jádra a spinu vzniká magnetický moment jádra. Výklad NMR pomocí kvantové fyziky je velmi výstižný. NMR je vysvětlována jako rozštěpení energetických hladin atomového jádra vlivem okolního magnetického pole. Při změně magnetického pole jsou emitovány fotony s energií danou právě rozdílem těchto energetických hladin. Podrobně je vysvětlení včetně příslušných odvození a vztahů obsaženo například v [3]. Pro rezonanci vř pole a jádra nacházejícího se v externím magnetickém poli s indukcí B_0 lze odvodit Larmorovu podmínku

$$\omega_0 = \gamma B_0 \text{ . nebo } f_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \text{ .} \quad (3.1)$$

Magnetický moment jádra v homogenním statickém magnetickém poli vykonává tzv. Larmorovu precesi kolem směru magnetického pole s úhlovou rychlostí vyhovující (3.1). Je-li statické magnetické pole v souřadné soustavě ve směru \mathbf{u}_z , takže $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$, zachovává se z -ová složka magnetického momentu a ostatní dvě složky konají v rovině kolmé k ose z harmonické kmity s kmitočtem $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ a vzájemným fázovým posuvem $\pi/2$.

3.1 TOMOGRAFIE MAGNETICKÉ REZONANCE

MR spektrografie umožňuje získat informaci o kvalitativním i kvantitativním složení měřeného vzorku. Techniky tomografie magnetické rezonance (MRI) umožňují zobrazit 2D i 3D MR obrazy s kontrastem na žádanou veličinu (hustota vodíkových jader, difúze, susceptibilita apod.).

Získání 2D obrazu (řezu) vzorkem se děje excitací jen úzké předem vybrané vrstvy vzorku, nejčastěji v rovině kolmé k ose z . K tomuto výběru se využívá techniky výběru řezu pomocí vymezení gradientu a excitačních ν f impulzů s definovaným spektrem, jak bude popsáno dále.

Kódování zbylých dvou souřadnic x, y rezonujících jader v excitované vrstvě se provádí obdobně rovněž pomocí gradientních polí. Postupným snímáním 2D obrazů s posouváním jejich polohy ve směru z a následným skládáním lze získat 3D obraz měřeného vzorku, čehož se často využívá v lékařství.

3.1.1 Metoda Gradientního echa

Gradientní echo (GE, v literatuře též označovaná jak FE – Field Echo) je další ze základních, hojně využívaných zobrazovacích metod MR – [3]. Excitace jader probíhá ν f $\pi/2$ -impulzem, kdy dojde ke sklopení vektoru magnetizace \mathbf{M}_0 , jehož původní směr je shodný s vektorem magnetické indukce \mathbf{B}_0 základního pole, o 90° do transverzální roviny $x'y'$. Vlivem energie excitačního impulzu se sfázují všechny spiny jader, které v měřeném řezu vzorkem původně rotují s různou fází.

Během excitace je aktivní vymezení gradient G_S ve směru osy z , vymežující ve vzorku excitovanou vrstvu požadované tloušťky. Působením čtecího gradientu G_R ve směru osy x je prováděno kmitočtové kódování x -ové polohy jader, zároveň je pomocí fázovacího gradientu G_P ve směru osy y kódována y -ová poloha jader do fáze MR signálu.

Vlivem spin-spinové interakce i vlivem gradientů dochází k rozfázování jednotlivých vektorů magnetizace, proto se inverzí amplitudy čtecího gradientu G_R po skončení excitace provede sfázování spinů. Akvizice dat se provádí v čase T_E po vyslání excitačního impulzu.

3.1.2 Vliv magnetické susceptibility na MR obraz

Ve výše uvedeném matematickém popisu dosud nebyly nezahrnuty relaxační efekty, které mají vliv na kontrast v obraze, čímž se situace dále zkomplikuje. Během časového zpoždění mezi excitací a echem je magnetizace snížena faktorem $e^{-(T_E/T_2)}$. Za předpokladu, že T_E je srovnatelné s T_2 , vzniká váhování obrazu spin-spinovým relaxačním časem T_2 . Podobně spin-mřížkový relaxační čas T_1 způsobuje váhování obrazu za předpokladu $T_R \approx T_1$.

Pro transversální magnetizaci v čase T_E po excitaci jader platí vztah

$$\mathbf{M}_\perp(T_E) = \mathbf{M}_0 \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right) e^{-\frac{T_E}{T_2}} \quad (3.2)$$

Je zřejmé, že při $T_1 \ll T_R$ a $T_2 \ll T_E$ se rovnice (3.2) redukuje na tvar $\mathbf{M}_\perp = \mathbf{M}_0$, kdy velikost přijatého signálu závisí pouze na protonové hustotě, která je vyjádřena magnetizací \mathbf{M}_0 .

Jednou z vlastností metody GE popsané v 3.1.1 je její citlivost na nehomogenity základního magnetického pole a nehomogenity vyvolané lokální změnou susceptibility excitovaného objemu materiálu. Ve výsledných obrazech se díky tomu objevují artefakty. Změny v obraze mohou být v rozsahu lokálního zkreslení v místě a blízkém okolí nehomogenity až po úplnou ztrátu části obrazu, která vznikne lokálním rozfázováním magnetických momentů jader v důsledku silnější nehomogenity magnetického pole. Tyto efekty, nazývané také mimorezonanční, jsou důsledkem poklesu relaxačního času T_2 (kombinované efekty popisuje pokles T_2^* [3]). Z rovnice (3.2) vyplývá, že při použití sekvence GE musíme pracovat s krátkým echo časem T_E . Citlivost GE na rozfázování má tedy za následek zkreslení v reálném obraze, v praxi se používají vždy obrazy modulů.

Pro další účely zavedeme rozdílové pole s indukcí $\Delta\mathbf{B}$, pro kterou platí

$$\Delta\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}(x, y, z) - \mathbf{B}_0 \quad (3.3)$$

Základní artefakty v obraze vznikají díky efektům jako je T_2 relaxace a rezonanční ofset (vliv nehomogenity pole), protože relaxaci T_2 nelze zabránit a je taktéž nemožné vytvořit čistě homogenní pole v magnetu konečné délky. Namísto ideálních hodnot celkové transversální magnetizace proto měřením získáme

$$\mathbf{M}'_\perp(T_E) = \mathbf{M}_\perp(T_E) e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} e^{-j\gamma\Delta\mathbf{B}T_E}, \quad (3.4)$$

kde exponenciální člen $e^{-\frac{T_E}{T_2^*}}$ popisuje pokles magnetizace daný rozfázováním magnetických momentů jader vlivem kombinovaného relaxačního času T_2^* a člen $\Delta\mathbf{B}$ zohledňuje odchylky magnetického pole od základního pole.

Rovnice pro distribuci transversální magnetizace při metodě GE je

$$\mathbf{m}(x, y) = \frac{1}{2\pi} e^{-j\gamma\Delta\mathbf{B}T_E} \iint_{k_x, k_y} \left(\mathbf{M}_\perp(k_x, k_y) e^{j(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} \right) dk_x dk_y. \quad (3.5)$$

Člen $e^{-j\gamma\Delta BT_E}$ v rovnici (3.5) vyjadřuje fázovou modulaci MR obrazu způsobenou rozdílovým polem s indukcí $\Delta\mathbf{B}$. Vyhodnocením signálu získaného metodou GE dostaneme MR obraz, v jehož fázi

$$\Delta\psi = \gamma\Delta BT_E \quad (3.6)$$

je zakódováno prostorové rozložení reakčního magnetického pole vzorku. Pokud je reakční pole $\Delta\mathbf{B}$ vyvoláno magnetickou susceptibilitou vzorku, lze při vhodném uspořádání experimentu vyhodnotit velikost magnetické susceptibility neznámého materiálu.

3.2 MR TECHNIKY MĚŘENÍ SUSCEPTIBILITY

MR techniky měření susceptibility vycházejí z měření deformace původně homogenního pole tomografu vlivem magnetizace měřeného vzorku.

Metody pracující na principu zobrazení deformace pole přímo MR technikou jsou zajímavé pro svou velkou citlivost. Jsou založeny na principu lineární závislosti (3.1) kmitočtu rezonujících jader na indukci magnetického pole, ve kterém se jádra nacházejí. Konstantou úměrnosti je gyromagnetický poměr jader γ , jehož velikost je stanovena jinými fyzikálními metodami s přesností 10^{-5} . Přesnost absolutního měření indukce magnetického pole proto nemůže být vyšší. Běžně se však MR technik využívá k relativnímu měření magnetického pole, jehož přesnost může být lepší o několik řádů. MR metody jsou přístrojově náročné a v nehomogenních magnetických polích klesá citlivost měření.

Nejjednodušší metodu měření nehomogenity indukce magnetického pole nabízí přímá aplikace Larmorovy rovnice (3.1). Pomocí vhodné MR techniky je možné změřit distribuci kmitočtu rezonujících jader ve vzorku a z rovnice určit lokální hodnoty magnetické indukce pole. Protože však změny způsobené slabě magnetickými materiály (se susceptibilitou řádově 10^{-6} až 10^{-4}) jsou vzhledem k indukci základního pole nižší o 4 až 6 řádů a navíc nelze zaručit ideálně homogenní základní pole, je přímé využití Larmorovy rovnice problematické. Navíc dochází k deformaci a překrývání obrazu vlivem dekodování ofsetu indukce magnetického pole do prostorových souřadnic - [5], [19], [11].

Lepší aplikační možnost nabízí srovnávací metoda měření, kdy je na základě rezonančního kmitočtu porovnávána hodnota indukce v měřeném vzorku a referenčním prostředí se známou hodnotou susceptibility. Nutnou podmínkou je, aby referenční i měřený vzorek dávaly MR signál – viz např. [12], [17].

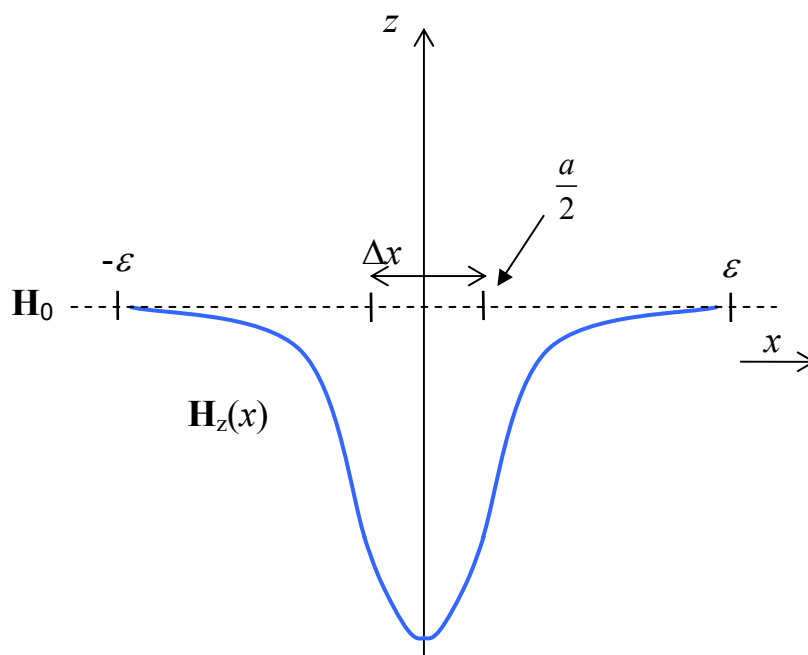
4 NAVRŽENÁ TECHNIKA MĚŘENÍ SUSCEPTIBILITY

Pomocí vhodné zobrazovací MR techniky je možné stanovit změny indukce magnetického pole (reakční pole), které způsobí měřený materiál ve svém okolí. Z prostorového rozložení reakčního magnetického pole v okolí měřeného vzorku je možné vypočítat indukci magnetického pole uvnitř měřeného vzorku i přes to, že nedává MR signál. Z hodnoty indukce ve vzorku a známé indukce základního statického pole lze pak určit magnetickou susceptibilitu měřeného vzorku.

4.1 PRINCIP NAVRŽENÉ METODY

Navržená metoda umožňuje měřit susceptibilitu materiálů nedávajících MR signál. Metoda vychází z konstantního magnetického toku v pracovním prostoru supravodivého MR magnetu. Vložení materiálu s odlišnou magnetickou susceptibilitou způsobí lokální deformaci homogenního pole.

Aby bylo možné měřit susceptibilitu materiálů neposkytujících MR signál, bude pro experimentální měření vzorek obklopen vodou jako referenčním prostředím. Průběh magnetické indukce v okolí vzorku bude změřen technikou gradientního echa a s použitím známé hodnoty susceptibility vody bude vypočtena susceptibilita vzorku.



obr. 4.1 Deformace pole způsobená vložení paramagnetického vzorku tloušťky a : H_0 je indukce základního pole, křivka $H_z(x)$ znázorňuje průběh intenzity v okolí a uvnitř vzorku (idealizovaný průběh k ilustraci principu)

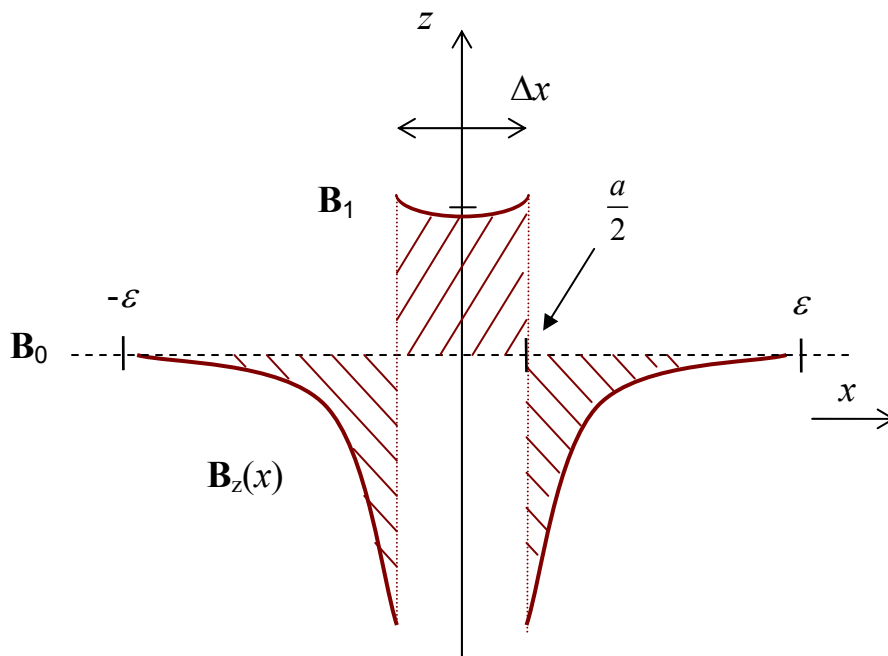
Idealizovaný příklad této deformace pro paramagnetický materiál vzorku je uveden na obr. 4.2 (průběh intenzity reakčního pole) a obr. 4.1 (průběh indukce reakčního pole). Předpokládáme, že vzorek je dostatečně rozměrný ve směru y , takže úlohu lze považovat za 2D. V příkladu zobrazeném na obr. 4.2 je do původně homogenního pole s indukcí \mathbf{B}_0 orientovanou ve směru \mathbf{u}_z vložen paramagnetický vzorek tloušťky a se susceptibilitou χ_{m1} . Indukce ve vzorku dosáhne hodnoty \mathbf{B}_1 (pro malou tloušťku a lze mírné zakřivení průběhu indukce uvnitř vzorku zanedbat)

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_0(1 + \chi_{m1}) . \quad (4.1)$$

Magnetický indukční tok Φ plochou S_z s normálou ve směru osy z je v pracovním prostoru magnetu konstantní

$$\Phi = \iint_{S_z} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = konst. , \quad (4.2)$$

proto dojde v okolí vzorku ke snížení hodnoty indukce, viz. obr. 4.2. Je zřejmé, že v okolí vzorku i uvnitř něj dochází k prostorovému zakřivení indukce pole, které lze chápat jako důsledek superpozice homogenního pole \mathbf{B}_0 a reakčního pole $\Delta\mathbf{B}$ (3.3).



obr. 4.2 Deformace pole způsobená vložením stejného vzorku jako v obr. 4.1: B_0 je indukce základního pole, křivka $B_z(x)$ znázorňuje průběh indukce v okolí a uvnitř vzorku (idealizovaný průběh k ilustraci principu)

V případě, že vzorek nedává měřitelný MR signál, nelze přímo zjistit hodnotu \mathbf{B}_1 a využít pro výpočet susceptibility vztahu (4.1). Je možné použít nepřímé stanovení této hodnoty. V řezu z - x podle obr. 4.2 (vyznačeno šrafováním) platí

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \Delta\mathbf{B}(x) dx \cong 0 , \quad (4.3)$$

kde ε je dostatečně vzdálený bod, ve kterém považujeme reakční pole (3.3) za prakticky nulové. Hodnota indukce magnetického pole uvnitř vzorku je kromě magnetické susceptibility vzorku úměrná i jeho geometrickým rozměrům. Pokud je vzorek umístěn v prostředí, ve kterém lze pomocí MR tomografie stanovit průběh $B_z(x)$, lze ze známé hodnoty B_0 pomocí vztahu (4.3) stanovit hodnotu B_1 a následně aplikací (4.1) i hodnotu susceptibility χ_{m1}

$$\int_{-\varepsilon}^{-a/2} \Delta B_z dx + \int_{a/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx \cong a(B_0 - B_1) , \quad (4.4)$$

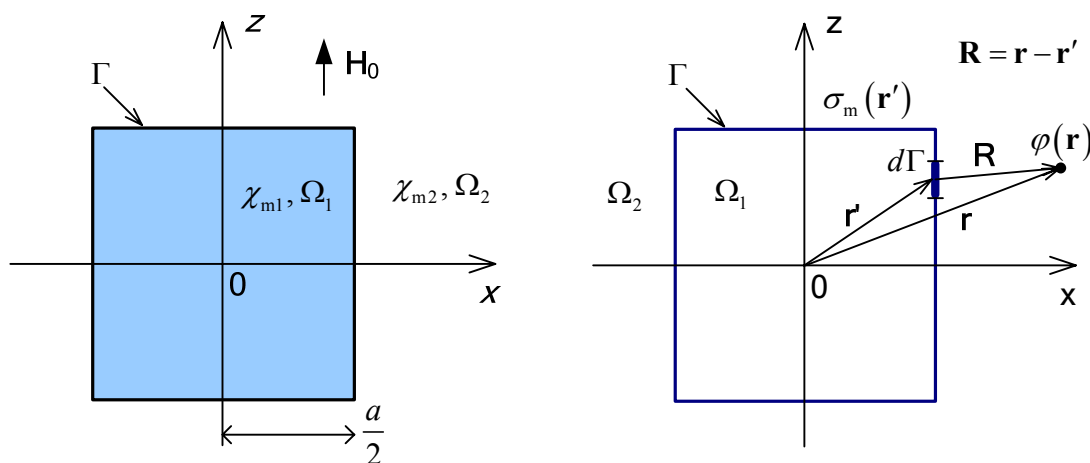
$$\chi_{m1} \cong -\frac{\int_{-a/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx + \int_{a/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx}{a \mathbf{B}_0} . \quad (4.5)$$

4.2 ANALYTICKÉ ODVOZENÍ 2D

Uvažujme vzorek s magnetickou susceptibilitou χ_{m1} obklopený okolím se susceptibilitou χ_{m2} , umístěný ve statickém základním poli s vektorem intenzity \mathbf{H}_0 orientovaném ve směru \mathbf{u}_z . Je potřeba určit intenzitu magnetického pole \mathbf{H} , která vznikne superpozicí původního pole a pole \mathbf{H}_r vyvolaného magnetizací vzorku (reakčního pole).

V celé oblasti neexistují budící proudy, platí tedy $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ a pole je nevírové. Proto můžeme použít skalární magnetický potenciál φ_m , pro který platí [24]

$$\mathbf{H} = -\text{grad } \varphi_m . \quad (4.6)$$



obr. 4.3 Vzorek v magnetickém poli a jeho náhrada analytickým modelem (vliv magnetizace je nahrazen účinkem plošného magnetického náboje σ_m)

Potenciál budícího statického pole s intenzitou \mathbf{H}_0 je použitím (4.6)

$$\varphi_{m0} = -\int \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{u}_z dz = -H_0 z . \quad (4.7)$$

Lze zavést následující představu (obr. 4.3 vpravo): příspěvek magnetizace objemu vzorku na magnetické pole se nahradí polem plošného magnetického náboje σ_m na rozhraní oblastí Ω_1 a Ω_2 , přičemž susceptibilita obou oblastí bude nulová.

Nejprve je třeba určit rozložení plošného náboje na rozhraní oblastí a z něj následně intenzitu reakčního magnetického pole $\Delta \mathbf{H} = \mathbf{H} - \mathbf{H}_0$

$$\Delta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \sigma_m(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{u}_r}{R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} d\Gamma . \quad (4.8)$$

Pro skalární magnetický potenciál vyvolaný plošným nábojem lze podle [23] psát

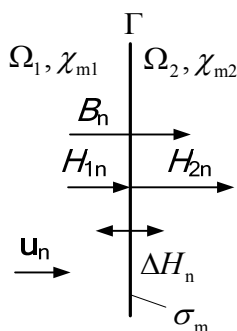
$$\varphi_{mr}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \sigma_m(\mathbf{r}') \ln R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Gamma . \quad (4.9)$$

Celkový skalární magnetický potenciál v místě \mathbf{r} je superpozicí potenciálu od statického základního pole (4.7) a příspěvku od nabitého rozhraní (4.9)

$$\varphi_m(\mathbf{r}) = \varphi_{m0} + \varphi_{mr}(\mathbf{r}) = -Hz - \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \sigma_m(\mathbf{r}') \ln R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Gamma . \quad (4.10)$$

Integrační rovnici pro plošnou hustotu magnetického náboje získáme z podmínky spojitosti normálové složky vektoru magnetické indukce $\mathbf{B}_n = B_n \mathbf{u}_n$ na rozhraní Γ (viz obr. 4.4)

$$B_n = \mu_0(1 + \chi_{m1})H_{1n} = \mu_0(1 + \chi_{m2})H_{2n} . \quad (4.11)$$



obr. 4.4 K odvození plošného náboje z podmínky spojitosti normálové složky magnetické indukce v bodě A na rozhraní Γ

Uvažujme bod A na hranici Γ , pro nějž platí podmínka (4.11). V analogii s elektrostatickým polem [24] podle Gaussovy věty vytvoří plošný náboj s hustotou σ_m v bodě A pole s intenzitou

$$\Delta H_n = \pm \frac{\sigma_m(\text{A})}{2} . \quad (4.12)$$

Pro hodnoty normálových složek intenzity magnetického pole v bodě A (obr. 4.4) lze s pomocí (4.10) a (4.6) odvodit

$$H_{1n} = H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_n + \frac{1}{2\pi} \text{grad} \oint_{\Gamma, \mathbf{r}' \in \Omega_1} \sigma_m(\mathbf{r}') \ln R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Gamma \cdot \mathbf{u}_n , \quad (4.13)$$

$$H_{2n} = H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_n + \frac{1}{2\pi} \text{grad} \oint_{\Gamma, \mathbf{r}' \in \Omega_2} \sigma_m(\mathbf{r}') \ln R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Gamma \cdot \mathbf{u}_n . \quad (4.14)$$

Protože $A \in \Gamma$ a tedy $\mathbf{r} \in \Gamma$, je integrál v rovnicích (4.13) a (4.14) nevlastní se singularitou v bodě A (kde $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$). Singularitu lze odstranit vynecháním bodu $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ z integrace a nahrazením příspěvku tohoto bodu podle (4.12). Potom při náhradě

$$\text{grad } \ln R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \mathbf{u}_R \text{ platí} \quad (4.15)$$

$$H_{1n} = H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_n + \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \sigma_m(\mathbf{r}') \frac{1}{R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} d\Gamma \mathbf{u}_R \cdot \mathbf{u}_n - \frac{\sigma_m(A)}{2}, \quad (4.16)$$

$$H_{2n} = H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_n + \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \sigma_m(\mathbf{r}') \frac{1}{R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} d\Gamma \mathbf{u}_R \cdot \mathbf{u}_n + \frac{\sigma_m(A)}{2}. \quad (4.17)$$

Dosazením (4.16) a (4.17) do (4.11) dostaneme

$$\begin{aligned} & \frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{2\pi(\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2)} \oint_{\Gamma} \frac{\sigma_m(\mathbf{r}')}{R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} d\Gamma \mathbf{u}_R \cdot \mathbf{u}_n + \frac{\sigma_m(\mathbf{r})}{2} = \\ & = -\frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2} H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_n \end{aligned} \quad (4.18)$$

což je Fredholmova rovnice 2. druhu.

4.3 NUMERICKÉ ŘEŠENÍ MHP

Analytické řešení integrální rovnice (4.18) není možné, proto je rovnice řešena numericky metodou hraničních prvků (MHP). Z možných variant byla použita nejjednodušší - kolokační metoda. Rozdělíme hranici Γ na N úseků stejné délky Δ_l , s konstantní hustotou plošného magnetického náboje $\sigma_m(i)$ v i -tém úseku a diskretizujeme (4.18). Pro i -tý úsek platí

$$\begin{aligned} & \frac{\sigma_m(i)}{2} + \frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{2\pi(\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2)} \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{\sigma_m(j) \Delta_l}{R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)} \mathbf{u}_R \cdot \mathbf{u}_{ni} = \\ & = -\frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2} H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_{ni} \end{aligned} \quad (4.19)$$

kde je \mathbf{u}_{ni} jednotkový normálový vektor i -tého úseku. Lze napsat maticovou soustavu rovnic

$$\mathbf{K} \mathbf{q} = \mathbf{h}, \quad (4.20)$$

kde \mathbf{K} je čtvercová matice s prvky

$$k_{ij} = \frac{1}{2} \delta(i, j) + \frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{2\pi(\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2)} \frac{\Delta_l \mathbf{u}_R \cdot \mathbf{u}_{ni}}{R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)} (1 - \delta(i, j)), \quad (4.21)$$

kde $\delta(i, j)$ je Kroneckerův operátor

$$\delta(i, j) = \begin{cases} 1 & \text{pro } i = j \\ 0 & \text{pro } i \neq j \end{cases}, \quad (4.22)$$

\mathbf{q} je vektor neznámých

$$\mathbf{q} = [\sigma_m(1), \dots, \sigma_m(N)]^T, \quad (4.23)$$

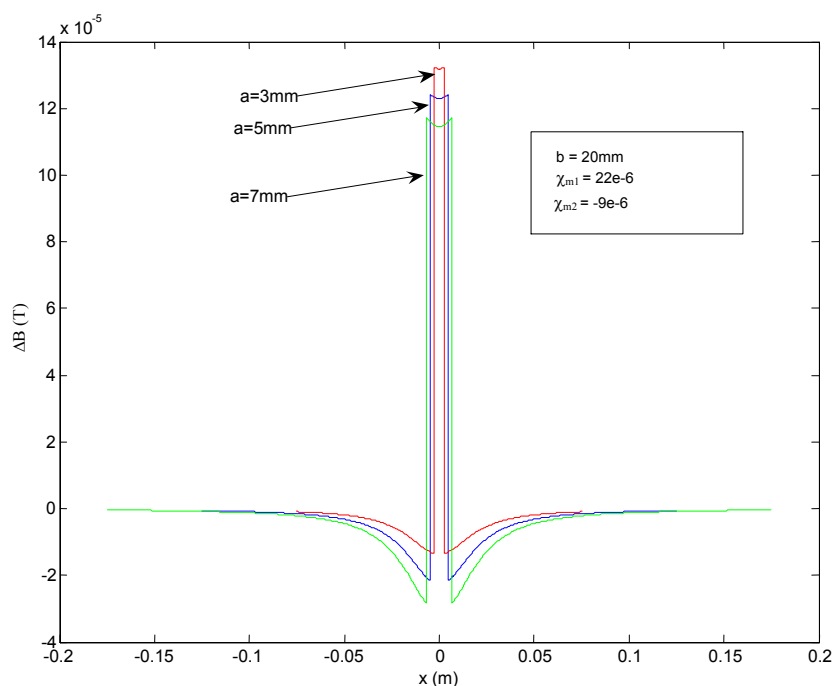
\mathbf{h} je sloupcový vektor s prvky

$$h_i = -\frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2} H_0 \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_{ni}. \quad (4.24)$$

Soustava (4.20) byla řešena v Matlabu, přičemž byl vyčíslen plošný náboj (4.23). Následně byla pomocí diskretního tvaru rovnice (4.8)

$$\Delta \mathbf{H}(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \sigma_m(j) \frac{\mathbf{u}_r}{R(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)} \quad (4.25)$$

stanovena hodnota intenzity reakčního magnetického pole v okolí a uvnitř vzorku. Odpovídající průběh indukce reakčního pole na obr. 4.5 odpovídá tvarem teoretické hodnotě.



obr. 4.5 Průběh indukce reakčního magnetického pole ve vzorku a jeho okolí pro různé tloušťky vzorků a . Výpočet byl proveden kolokační metodou popsanou výše v Matlabu verze 7. Vzorek výšky $b=20\text{mm}$ a délky 3, 5 a 7 mm z materiálu Al ($\chi_{m1} = 22 \cdot 10^{-6}$) je obklopen referenčním prostředím - vodou ($\chi_{m2} = -9 \cdot 10^{-6}$)

4.4 NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ MKP

Pro numerické modelování bylo použito také metody konečných prvků (MKP). K výpočtům byl použit program Ansys 8.1. Byl počítán skalární magnetický potenciál φ_m řešením Laplaceovy rovnice

$$\Delta \varphi_m = \operatorname{div} \mu (-\operatorname{grad} \varphi_m) = 0, \quad (4.26)$$

s Dirichletovými hraničními podmínkami

$$\varphi_m = \textit{konst.} \text{ na plochách } \Gamma_1 \text{ a } \Gamma_2 \quad (4.27)$$

a Neumannovou hraniční podmínkou

$$\mathbf{u}_n \cdot \operatorname{grad} \varphi_m = 0 \text{ na plochách } \Gamma_3 \text{ a } \Gamma_4. \quad (4.28)$$

Spojitosť tečných složek intenzity magnetického pole na rozhraní oblasti vzorku je vyjádřena výrazem

$$\mathbf{u}_n \times \operatorname{grad} \varphi_m = 0. \quad (4.29)$$

Popis MKP statického modelu vychází z Maxwellových rovnic redukováných pro případ statického magnetického nevírového pole

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0, \quad (4.30)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (4.31)$$

Materiálové vztahy jsou reprezentovány rovnicí

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \text{ kde } \mu_r \text{ je relativní permeabilita materiálu.} \quad (4.32)$$

Uzavřená oblast Ω , na které budou rovnice (4.30) a (4.31) řešeny, je rozdělena na oblast vzorku Ω_1 a oblast okolí Ω_2 . Platí pro ně $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$. Pro intenzitu magnetického pole \mathbf{H} v oblasti Ω platí vztah (4.6).

Oblast Ω se diskretizuje sítí konečných prvků, v jejichž vrcholech se počítá magnetický potenciál. Diskretizaci rovnice (4.26) lze provést pomocí aproximace skalárního magnetického potenciálu

$$\varphi_m = \sum_{j=1}^{NN} \varphi_j W_j(x, y, z) \text{ pro } \forall (x, y, z) \in \Omega, \quad (4.33)$$

kde je φ_j hodnota skalárního magnetického potenciálu v j -tém uzlu,
 W_j aproximační funkce,
 NN počet uzlů diskretizační sítě.

Aplikací aproximace (4.33) do vztahu (4.26) a minimalizací reziduí podle Galerkinovy metody [24] se získá semidiskrétní řešení

$$\sum_{j=1}^{NN} \varphi_j \int_{\Omega} \mu \operatorname{grad} W_i \cdot \operatorname{grad} W_j d\Omega = 0, \quad i = 1, \dots, NN. \quad (4.34)$$

Soustavu rovnic (4.34) lze zkráceně zapsat

$$[k_{ij}] \cdot [\varphi_i]^T = 0, \quad i, j \in \{1, \dots, NN\}. \quad (4.35)$$

Soustavu (4.35) lze rozdělit na

$$\mathbf{K} \begin{bmatrix} \mathbf{U}_I \\ \mathbf{U}_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad (4.36)$$

kde $\mathbf{U}_I = [\varphi_1, \dots, \varphi_{NI}]^T$ je vektor neznámých vnitřních uzlů oblasti Ω včetně bodů na plochách Γ_3 a Γ_4 . $\mathbf{U}_D = [\varphi_1, \dots, \varphi_{ND}]^T$ je vektor známých potenciálů na plochách Γ_1 a Γ_2 (Dirichletovy hraniční podmínky). NI v indexu značí počet vnitřních uzlů diskretizační sítě, ND je počet hraničních uzlů sítě.

Soustavu pak můžeme rozepsat na 4 submatice

$$\begin{bmatrix} \mathbf{k}_{11} & \mathbf{k}_{12} \\ \mathbf{k}_{21} & \mathbf{k}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U}_I \\ \mathbf{U}_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}, \quad (4.37)$$

a dostáváme soustavu se zavedenými hraničními podmínkami, která se v MKP řeší

$$\mathbf{k}_{11} \mathbf{U}_I + \mathbf{k}_{12} \mathbf{U}_D = \mathbf{0}. \quad (4.38)$$

Koeficienty k_{ij} submatice \mathbf{k} jsou nenulové jen pokud element sítě obsahuje oba uzly i a j . Příspěvek prvku e ke koeficientu k_{ij} je

$$k_{ij}^e = \int_{\Omega^e} \mu^e \text{grad} W_i^e \cdot \text{grad} W_j^e d\Omega, \quad e = 1, \dots, NE, \quad (4.39)$$

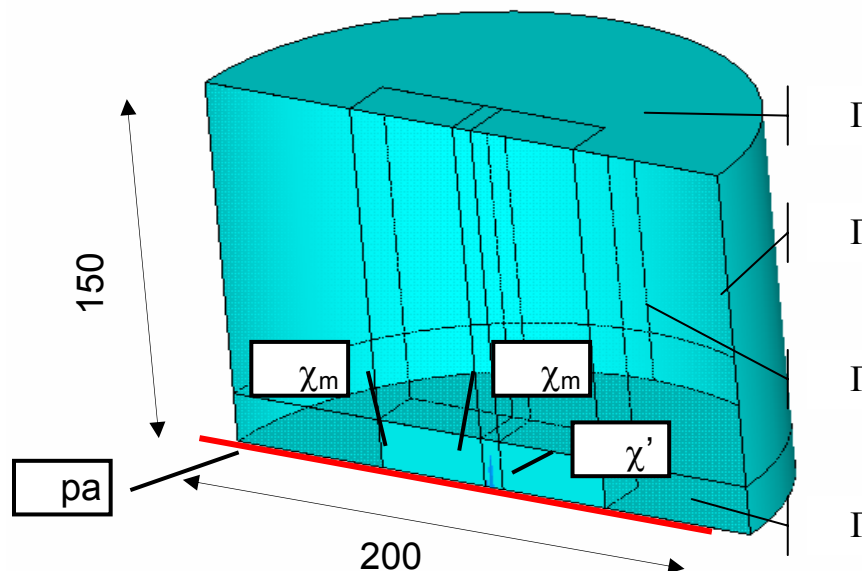
kde je Ω^e oblast elementu diskretizační sítě,

μ^e permeabilita prostředí zvoleného elementu,

NE počet elementů diskretizační sítě.

Prvky matice \mathbf{k} jsou pak součty příspěvků jednotlivých elementů

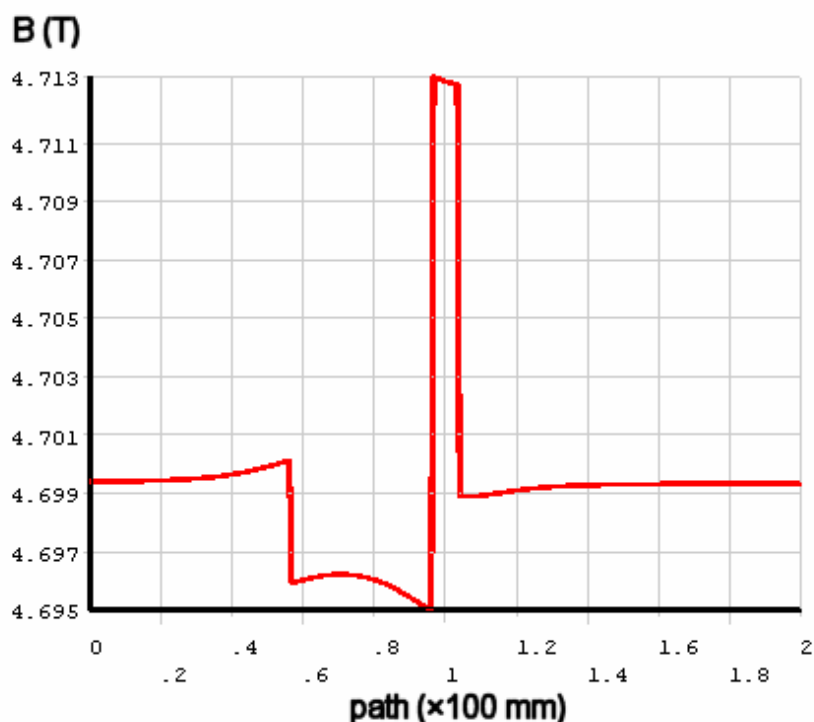
$$k_{ij} = \sum_{e=1}^{NE} k_{ij}^e. \quad (4.40)$$



obr. 4.6 Geometrický model použitý pro numerické výpočty v programu Ansys

Soustavu rovnic (4.35) lze řešit pomocí standardních algoritmů. Z hodnoty skalárního magnetického potenciálu se pak stanoví intenzita magnetického pole podle (4.6).

Pro návrh experimentu bylo zvoleno následující uspořádání. Vzorek je obklopen z obou stran referenčním prostředím. V reálném experimentu bude touto referencí voda, která je pro získání MR signálu ideální. Aby bylo možné ověřit i uspořádání s referenční vodou pouze z jedné strany vzorku, byly ve 3D modelu definovány tři objemy s různou susceptibilitou.



obr. 4.7 Průběh magnetické indukce řezem vzorku pro uspořádání podle obr. 4.6:
 $\chi_{m2} = -9 \cdot 10^{-4}$, $\chi_{m1} = 3 \cdot 10^{-3}$, $\chi'_{m2} = 0$

Pro experiment v MR tomografu byl vytvořen geometrický model - obr. 4.6. Okrajové podmínky (4.27) byly voleny tak, aby hodnota indukce statického základního pole byla $B_0 = 4,7$ T ve směru souřadnice z (osa válce) – odpovídá reálnému experimentu na MR tomografu ÚPT AV ČR Brno popsanému v kapitole 4.5.

Výsledky numerického řešení byly poté použity k zobrazení modulu magnetické indukce B podél cesty „path“ vyznačené v obr. 4.6. Grafy na obr. 4.7 odpovídají dvěma různým uspořádáním experimentu – referenční materiál z jedné nebo z obou stran vzorku.

Pro ověření podmínek reálného experimentu, kdy vzorek bude umístěn v kyvetě s vodou a ta bude obklopena vzduchem, bylo provedeno několik dalších simulací.

4.5 EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ

Experimentální měření proběhlo na MR tomografu ÚPT AV ČR. Základní pole tomografu $B_0 = 4,7$ T je generováno supravodivým solenoidálním horizontálním magnetem firmy Magnex Scientific. Odpovídající rezonanční kmitočet pro jádra ^1H je 200 MHz.

4.5.1 Použitá MR technika

Referenčním vzorkem byla nádobka čtvercového průřezu naplněná vodou ($\chi_{\text{H}_2\text{O}} = -9,04 \cdot 10^{-6}$), na které byl vzorek položen, případně do ní ponořen. Pravoúhlé uspořádání průřezu bylo zvoleno pro jednodušší vyhodnocování průběhu indukce pole.

Kvůli zrychlení měření zkrácením relaxačního času byl do vody přidán 1 mol síranu nikelnatého NiSO_4 a chloridu sodného NaCl . Původní relaxační čas vody $T_2 \cong 900$ ms se těmito přísadami zkrátil na 175 ms. Vliv příměsi se projevil i na susceptibilitě roztoku, která se změnila na $\chi_{\text{O}} = -13 \cdot 10^{-6}$.

Pro získání MR obrazu s kontrastem odpovídajícím nehomogenitě magnetického pole byla použita metoda gradientního echa (viz 3.1.1). Data naměřená touto metodou mají fázově zakódovanou změnu indukce magnetického pole, viz (3.6).

V navrhované metodě je použita GE sekvence s parametry T_E v rozsahu 4 až 10 ms a opakovací periodou jednotlivých skenů $T_R = 1,02$ s.

4.5.2 Zpracování experimentálních dat

Naměřená data z tomografu byla předupravena v programu Marevisi ÚPT, kde byla provedena Fourierova transformace (FFT) čtvercové matice 256×256 bodů naměřených dat. Z takto získaného komplexního obrazu byl dále ke zpracování uložen fázový obraz (fázová složka komplexního obrazu).

Fázový obraz byl zpracován v prostředí Matlab programem sestaveným k tomu účelu. Funkci programu ilustruje diagram na obr. 4.8.

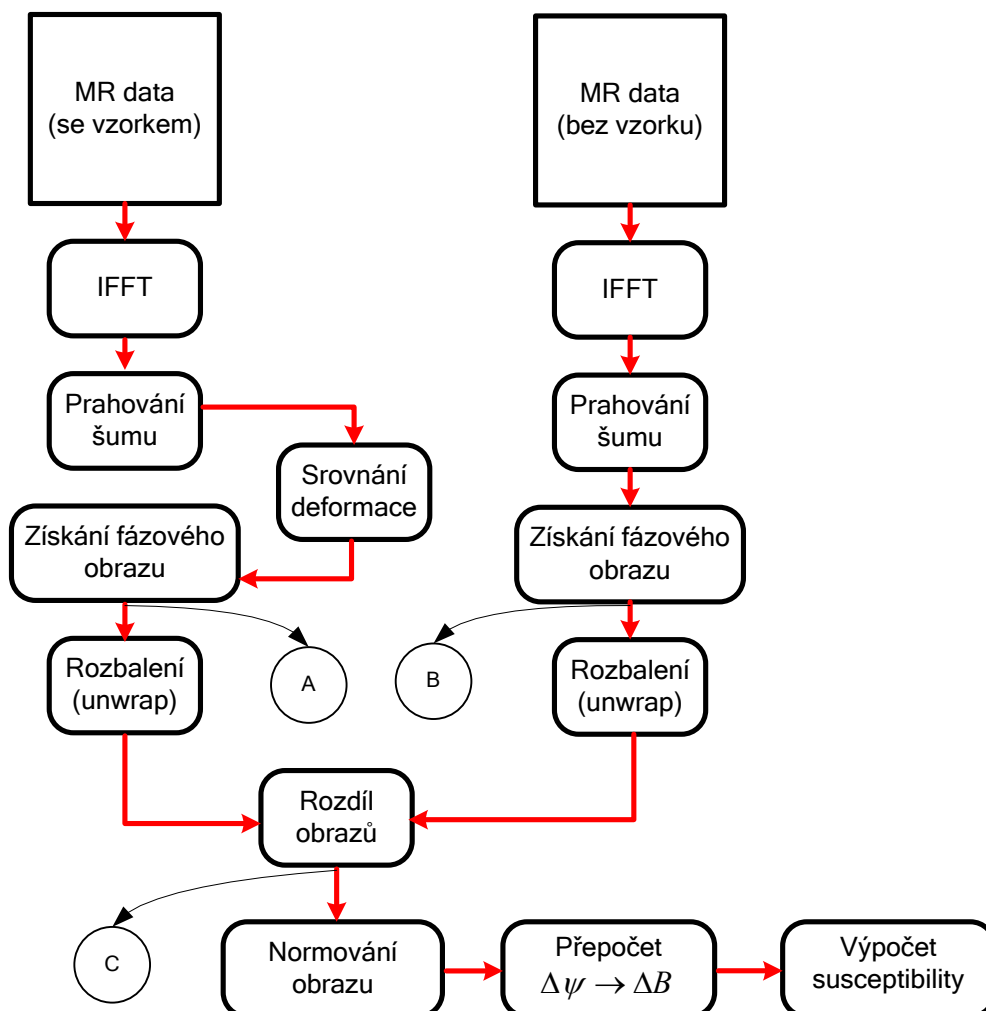
Vstupní data představují komplexní obraz řezu vzorkem a jeho okolím. Nejprve je provedena úprava formátu vstupních dat a inverzní FFT, následuje odstranění šumu prahováním signálu.

U dat se vzorkem dochází vlivem magnetické susceptibility vzorku k prostorovému posunu obrazu (viz např. [4], [7]), který je nutno kompenzovat. Takto upravené obrazy jsou na obr. 4.9 A (se vzorkem) a B (bez vzorku). V části obrázku A je naznačena pozice vzorku, který neposkytoval žádný MR signál.

Pro eliminaci vlivu nehomogenity základního pole se oba fázové obrazy obr. 4.9 A, B odečtou a vznikne obraz reakčního pole C (zatím ještě kódovaný do fáze). Vhodně zvoleným řezem je získán průběh změny fáze $\Delta\psi$ v blízkosti vzorku - obr. 4.9 D. U použité měřicí techniky GE platí vztah (3.6), proto je hodnota reakčního pole získána transformací

$$\Delta B = \frac{\Delta \psi}{\gamma T_E}, \quad (4.41)$$

kde γ je gyromagnetický poměr vody. Ze známé tloušťky vzorku a a z plochy vymezené křivkou průběhu reakční indukce je s využitím vztahu (4.5) vypočtena susceptibilita vzorku.



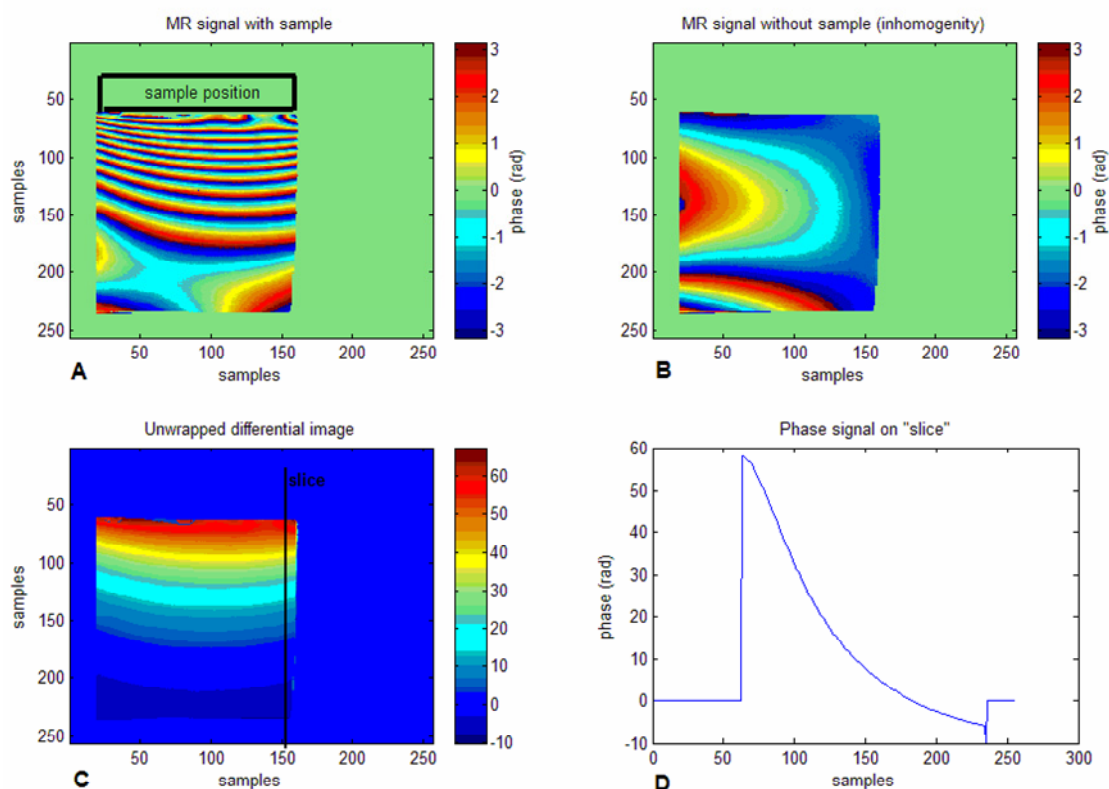
obr. 4.8 Funkce programu v Matlabu pro zpracování dat měřených GE metodou. Vstupní data tvoří dva soubory naměřených obrazů z tomografu (bez a se vzorkem) a údaje o měřicí metodě a rozměrech vzorku. Výstupem jsou grafy (obr. 4.9, odkazy A, B, C) a hodnota susceptibility vzorku

V praxi je vzorek umístěn v referenčním prostředí poskytujícím MR signál (a majícím susceptibilitu χ_{m2}) a proto je ve vztazích (4.1) a (4.5) potřeba uvažovat namísto susceptibility χ_{m1} diferenční susceptibilitu vzorku viz (4.18)

$$\chi_{\Delta} = \frac{\chi_{m1} - \chi_{m2}}{\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2}. \quad (4.42)$$

Pro měření různých vzorků byl nejčastěji použit jako referenční materiál vodný roztok síranu nikelnatého se susceptibilitou $\chi_{ml} = -13 \cdot 10^{-6}$. Protože získaný obraz je funkcí rozdílové susceptibility (4.42), je nutné v případě, že měřený vzorek má susceptibilitu přibližně shodnou, volit odlišný referenční materiál. Při experimentech byl vyzkoušen pro měření susceptibility mědi aceton.

Jako příklad dat zpracovaných podle postupu znázorněného v diagramu na obr. 4.8 slouží obr. 4.9. Byl měřen vzorek jílu tloušťky 7 mm technikou GE s parametry $T_E = 5,56$ ms a $T_R = 1,02$ s. Hodnota susceptibility jílu zjištěná výpočtem popsáním výše byla $1,28 \cdot 10^{-6}$. V obrázku je dobře vidět účinné potlačení nehomogenity základního magnetického pole tomografu (obr. 4.9B) ve výsledném obraze (obr. 4.9C).



obr. 4.9 Experimentální měření na MR tomografu. Vzorek jílu tloušťky 7 mm byl umístěn na kyvetě s vodou s rozměry řezu 40×35 mm

4.5.3 Příprava vzorku

Měřeným vzorkem může být diamagnetický nebo paramagnetický materiál. Rozměry vzorku (stanovené s ohledem na užitečný průměr pracovního prostoru použitého MR tomografu) by měly být přibližně 40×40 mm (v rovině y - z) a tloušťka vzorku musí být volena s ohledem na diferenciální susceptibilitu vzorku a referenčního materiálu (4.42) tak, aby vzniklé reakční pole na okrajích referenčního materiálu bylo prakticky zanedbatelné (viz příklad obr. 4.5).

4.5.4 Citlivost metody

Rozlišení fázového obrazu je dáno vztahem (4.41). Pro použité parametry experimentální impulzní sekvence GE ($T_E = 5,56$ ms) odpovídá fázovému rozdílu 2π v MR obrazech (např. obr. 4.9) indukce reakčního pole $\Delta B = 4,22 \mu\text{T}$.

Data získaná z tomografu měřením popsanou metodou mají rozlišení 1 % v reálné a imaginární části. Tomu odpovídá po zpracování IFFT rozlišení dvou sousedních bodů ve fázovém obrazu 0,01 rad, tedy v souladu (4.41) řádově 10^{-8} T. Vzdálenost dvou sousedních bodů fázového obrazu odpovídá v reálu 0,25 mm, nejmenší měřitelný gradient je proto $G_z \approx 400 \mu\text{T}$.

Podle výsledků provedených simulací a z uvedeného rozlišení lze odhadnout, že uvedenou MR technikou lze měřit susceptibilitu materiálů s rozlišením v řádech 10^{-7} .

5 ZÁVĚR

V práci je proveden návrh a experimentální ověření nové metody měření magnetické susceptibility (v nasyceném stavu) vzorků s využitím techniky MR tomografie. Navržená technika měření umožní stanovit magnetickou susceptibilitu i u materiálů nedávajících MR signál. Minimální měřená hodnota magnetické susceptibility je limitována velikostí šumu ve fázovém obraze a je $1 \cdot 10^{-7}$, avšak může být zvýšena aplikací filtrace MR signálu. Po optimalizaci může být metoda použita pro stanovení vlastností materiálů používaných v elektrotechnice, ve stavebnictví a v lékařské MR tomografii při studiu vlastností biologických tkání ovlivňujících kvalitu MR obrazů. Získané poznatky o vlivu slabě magnetických materiálů na změny pole MR tomografu pak lze využít k návrhu metodiky eliminace artefaktů v MR obrazech vzniklých v důsledku lokálních změn susceptibility v měřeném vzorku.

Metoda je principiálně vhodná i pro měření anizotropie susceptibility. K tomu je nutné měřit vzorek tvaru krychle celkem třikrát, přičemž snímány budou tři navzájem kolmé roviny řezu procházející středem krychle.

Závěry práce přispějí k dalšímu vývoji nových MR technik, které svým uspořádáním částečně kompenzují vliv magnetické susceptibility na deformaci MR obrazu a které eliminují různé přístrojové artefakty. Navržené metody umožní měřit MR obraz váhovaný magnetickou susceptibilitou.

Dílní výsledky dosavadní práce se staly součástí řešení grantů GAČR 103/03/Z048 „*Studium emise nízkofrekvenčních elektromagnetických polí od různých typů vedení VN při extrémních klimatických podmínkách*“ a GAAV IAA2065201 „*Generace a měření gradientních magnetických polí pro in vivo MR lokalizovanou spektroskopii*“.

LITERATURA

- [1] BLUMLICH, B. *NMR imaging of materials*. Oxford (England): Clarenton Press, 2000. ISBN 0-19-850683-X.
- [2] ERNST, R. R., BODENHAUSEN, G., WOKAUN, A. *Principles of NMR in one and two dimensions*. Oxford (England): Oxford Science Publishing, 1987. ISBN 0-198-55647-0.
- [3] VLAARDINGERBROEK, M. T., DEN BOER, J. A. 1999. *Magnetic resonance imaging*. Heidelberg (Germany): Springer-Verlag, 1999. ISBN 3-540-64877-1.
- [4] SLICHTER, C. P. *Principles of magnetic resonance*. Second revised and expanded edition, corrected second printing. Berlin (Germany): Springer-Verlag, 1980.
- [5] LEVITT, M. H. *Spin Dynamics: Basics of nuclear magnetic resonance*. John Wiley & Sons, 2001. ISBN 0-471-48921-2.
- [6] LIANG, Z., LAUTERBUR, P.C. *Principles of magnetic resonance imaging – a signal processing perspective*. New York (USA): IEEE Press, 2000. ISBN 0-7803-4723-4.
- [7] HAACKE, E. M., BROWN, R. W., THOMPSON, M. R., VENKATESAN, R. *Magnetic resonance imaging – physical principles and sequence design*. John Wiley & Sons, 2001. ISBN 0-471-48921-2.
- [8] MORRIS, P.G. *Nuclear magnetic resonance imaging in medicine and biology*. Oxford (England): Oxford University Press, 1986.
- [9] HROUDA, F. A determination of the symmetry of the ferromagnetic mineral fabric in rocks on the basis of the magnetic susceptibility anisotropy measurements. *Gerlands Beitrage zur Geophysik*. 1973, vol. 82, p. 390-396. ISSN 0016-8696.
- [10] HROUDA, F. Magnetocrystalline anisotropy of rocks and massive ores: a mathematical model study and its fabric implications. *Journal of Structural Geology*. 1980, vol. 2, p. 459-462. ISSN 0191-8141.
- [11] STARČUK jr., Z. Možnost vyhodnocování NMR-kompatibility dentálních slitin. Brno: Ústav přístrojové techniky Akademie věd ČR, interní zpráva, 2003.
- [12] ZEMAN, V. *Měření magnetické susceptivity pomocí NMR*. Brno: Tesla Brno, interní zpráva, 1981.
- [13] BEISER, A. *Úvod do moderní fyziky*. Praha: Academia Praha, 1975.
- [14] SELEZNĚV, J.A., JAVORSKIJ, B.M. *Přehled elementární fyziky*. Praha: SNTL Praha, 1989. ISBN 80-03-00184-6.

- [15] ŠINDELÁŘ, Z. *Magnetochemické studium stereochemie koordinačních sloučenin prvků triády železa a mědi s některými N-, S-, O- a P-ligandy*. Habilitační práce 2003, Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého, Olomouc.
- [16] J.R. ZIMMERMANN, J.R., FOSTER, M.R. Standardization of N.M.R. high resolution spektra. *Journal of Physical Chemistry*, 1957, vol. 61, p. 282. ISSN 1090-7807.
- [17] WANG, Z.J., LI, S., HASELGROVE, J. C. Magnetic resonance imaging measurement of volume magnetic susceptibility using a boundary condition. *Journal of Magnetic Resonance*. 1999, vol. 142, p. 477-481. ISSN 1090-7807.
- [18] STEPIŠNIK, J. Measurement of susceptibility magnetic field in a porous media by modulated gradient spin echo. In *Proceedings of the 15th European Experimental NMR Conference EENC 2000*. University of Leipzig, Germany, 2001.
- [19] DUH, A., STEPIŠNIK, J., SERŠA, I. The elimination of magnetic susceptibility artifacts in the micro-image of liquid–solid interfaces: internal gradient modulation by the CPMG RF train. *Journal of Magnetic Resonance*. 2003, vol. 160, p. 47-51. ISSN 1090-7807.
- [20] SEPÚLVEDA, N.G., THOMAS, I.M., WIKSWO jr., J.P. Magnetic Susceptibility Tomography for Three-Dimensional Imaging of Diamagnetic and Paramagnetic Objects. *IEEE Transaction on Magnetics*. 1994, vol. 30, No. 6, p. 5062-5069.
- [21] HWANG, S.N., WEHRLI, F.W. Experimental Evaluation of Surface Charge Method for Computing the Induced Magnetic Field in Trabecular Bone. *Journal of Magnetic Resonance*. 1999, vol. 139, p. 35-45. ISSN 1090-7807.
- [22] KETCHEN, M.B., KOPLEY, T., LING, H. Miniature SQUID susceptometer. *Applied Physics Letters*. 1984, vol. 44, issue 10, p. 1008-1010. ISSN 0003-6951
- [23] STRATTON, J. A. *Teorie elektromagnetického pole*. SNTL Praha, 1961.
- [24] DĚDEK, L. – DĚDKOVÁ, J. *Elektromagnetismus*. VUTIUM Brno, 2000. ISBN 80-214-1548-7
- [25] BARTUŠEK, K. *Generace a měření gradientů magnetického pole pro nukleární magnetickou rezonanci*. Doktorská disertační práce, Ústav přístrojové techniky AV České republiky, 1998.
- [26] GESCHIEDTOVÁ, E. *Speciální metody měření indukce magnetického pole s využitím nukleární magnetické rezonance*. Habilitační práce, Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky FEKT VUT v Brně, 2005.

ŽIVOTOPIS

Jméno: Ing. Miloslav Steinbauer, Ph.D.

Narozen: 19. března 1972

Kontakt: e-mail: steinbau@feec.vutbr.cz, tel.: +420 541 149 521

VZDĚLÁNÍ

- 2006 ukončeno postgraduální studium na Fakultě Elektrotechniky VUT v Brně, obor teleinformatika
- 1995 ukončeno studium na Fakultě Elektrotechniky VUT v Brně, obor mikroelektronika,
- 1986-1990 gymnázium Karviná

ÚČAST NA ŘEŠENÍ PROJEKTŮ

Účastnil se výzkumného záměru „Výzkum elektronických komunikačních systémů a technologií“ (2000-2002), zaměřeného na moderní elektronické obvody pro komunikační systémy, účastní se výzkumného záměru „Elektronické komunikační systémy a technologie nových generací“ (2005-2011). Řešitel grantu FRVŠ 1962/2002 Multimediální výuka základů elektrotechniky, spoluřešitel grantů FRVŠ 0183/2001 Bezpečnost elektrických zařízení, FRVŠ 2114/2003 Bezpečná a bezpečně provozovaná elektrická zařízení, FRVŠ 1588/2004 Multimediální podpora výuky předmětu Měření v elektrotechnice. Řešitel grantu GAAV „Measurement and simulation of material susceptibility and conductivity influences in MR tomography“ (2006-2008).

DALŠÍ AKTIVITY

V období 1996-2000 prováděl základní výzkum v oblasti simulace odrazů, přeslechů a zkreslení na vícevodičových vedeních pod vedením Prof. Ing. Juraje Valsy, CSc.

Zabývá se automatizací laboratorních měření, vytvořil poloautomatická pracoviště pro kontrolu měřicích přístrojů (1996), měření velmi malých odporů (1998) a automatizované měření (2003). V pedagogické oblasti se podílí na výuce kurzů Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky v předmětech Teoretická elektrotechnika, Teorie obvodů, Elektrická měření, Elektromagnetismus, Elektrotechnika. Je autorem a spoluautorem řady učebních textů.

ABSTRACT

This work deals with methodology of saturation magnetic susceptibility measurement based on nuclear magnetic resonance techniques. New technique of magnetic susceptibility determination for weakly magnetic materials by mean of magnetic resonance imaging is designed and experimentally verified. Innovatively, materials giving no MR signal can be measured.

Principle of this technique lays on determination of magnetic flux density distribution in vicinity of measured sample by mean of MRI. This distribution is obtained after computer processing of complex MR signal measured due gradient echo sequence. Using sample geometry and image of magnetic flux density distribution the sample susceptibility is computed.

Described technique is semi analytically derived by help of boundary element method and finite element method and verified by experimental measurement.

After an optimization this method will be suitable for material properties measurement in electrical engineering, civil engineering and medical MR tomography. This technique was experimentally verified and published. The technique offers to exploit MR tomography for susceptibility measurement.