VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

Ing. Petr Marcoň

ANALÝZA VYBRANÝCH ARTEFAKTŮ V DIFUZNÍCH MAGNETICKO-REZONANČNÍCH MĚŘENÍCH

ANALYSIS OF SELECTED ARTEFACTS IN DIFFUSION-BASED MAGNETIC RESONANCE MEASUREMENTS

ZKRÁCENÁ VERZE DISERTAČNÍ PRÁCE
ABRIDGED DOCTORAL THESIS

Obor: Teoretická elektrotechnika
Školitel: prof. Ing. Karel Bartušek, DrSc.

Rok obhajoby: 2013

KLÍČOVÁ SLOVA

Artefakt, difuzně vážený obraz, DWI, eliminace artefaktů, magnetická rezonance, magnetická susceptibilita, metoda tří měření, nehomogenita magnetického pole.

KEYWORDS

Artefact, diffusion-weighted imaging, DWI, artefact elimination, magnetic resonance imaging, magnetic susceptibility, three measurement method, magnetic field inhomogeneity.

Obsah

1 Úvod 4
1.1 Difuzně vážené obrazy 4
1.2 Výpočet obrazů vážených difuzním tenzorem 5
1.3 Traktografie vláken 7
1.4 Metoda HARDI 9
2 Cíle disertace 9
3 Artefakty v MRI 9
3.1 Vliv vířivých proudů 10
3.2 Vliv nehomogenity magnetického pole B_0 a susceptibility měřené tkáně 12
3.3 Šum 14
3.4 Závislost difuzního koeficientu na teplotě 15
4 Potlačení vlivu nehomogenity statického magnetického pole B_0 15
4.1.1 Současný stav v oblasti měření difuzně vážených obrazů 15
4.1.2 Měření difuzních konstant – metoda tří měření 16
4.1.3 Měření difuzních konstant – metoda aproximace 17
4.1.4 Porovnání metod měření DWI obrazů na základě experimentálního měření a vyhodnocení 17
4.1.5 Eliminace vlivu nehomogenity magnetického pole metodou tří měření 18
4.1.6 Příklad využití metody tří měření 19
5 Měření magnetické susceptibility 20
5.1 Současný stav měření magnetické susceptibility 21
5.2 Měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek 22
5.3 Experimentální měření magnetické susceptibility 26
5.4 Výsledky měření magnetické susceptibility 28
6 Přínos disertace 29
7 Závěr 30
8 Literatura 31
9 Vybrané Vlastní publikace 33

1 ÚVOD

Disertační práce pojednává o studiu artefaktů, které se vyskytují v difuzně vážených obrazech měřených magneto-rezonančním (MR) tomografem. Pořízené obrazy se využívají ve zdravotnictví zejména k zobrazení měkkých tkání. Podle snímané veličiny rozlišujeme obrazy vážené protonovou hustotou, relaxačním časem T_1, relaxačním časem T_2 a také difuzí. Přičemž difuzně vážené obrazy se velmi často používají pro zobrazování bílé a šedé hmoty mozkové [1], [2]. U těchto obrazů můžeme několikanásobným měřením a číslicovým zpracováním získat obraz vážený difuzním tenzorem a dalším zpracováním získat obraz, ve kterém jsou zvýrazněna nervová vlákna (např. studium a diagnostika Alzheimerovy choroby) [3].

Difuzní obrazy jsou velmi často zatíženy různými chybami, které se označují termínem artefakty [4]. Disertační práce je zaměřena na popis vzniku artefaktů v obrazech měřených MR tomografem a také na eliminaci jejich zdrojů. Artefakty představují různé chyby v obrazech a pro zlepšení jejich kvality je snahou tyto chyby, co možná nejvíce eliminovat. K tomu vedou dvě základní cesty, a to omezení artefaktů již před samotným měřením vhodným nastavením měřicí sekvence. Druhou cestou je „post-processingové“ zpracování obrazů [4]. Záměrem disertartační práce je popsat nově navrženou metodu pro eliminaci artefaktů v difuzně vážených obrazech zejména izotropních materiálů, charakterizovat nejčastěji se vyskytující artefakty při měření difuzně vážených obrazů a vysvětlit navrženou metodu měření magnetické susceptibility. V oblasti susceptibilních artefaktů bude navržen numerický model deformace magnetického pole, dále popsána metoda měření magnetické susceptibility látek. Na základě informací o velikosti magnetické susceptibility měřené látky je možné nastavit vhodné parametry měřicí sekvence, případně zvážit jinou metodu vyšetření.

1.1 Difuzně vážené obrazy

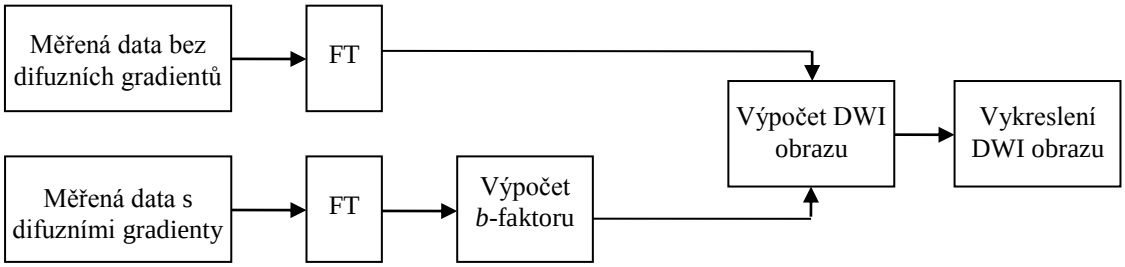
V difuzně vážených obrazech (DWI) představuje každý obrazový bod hodnotu difuzního koeficientu D v daném místě. Měření DWI obrazů je více citlivé na změny magnetického pole ve srovnání s obrazy váženými relaxačními časy T_1 a T_2. Pokud pro měření difuzního koeficientu aplikujeme nejčastěji používanou metodu PFGSE (popsanou v literatuře [5] a [6]), získáme vztah pro výpočet difuzního koeficientu:

$$D = -\frac{\ln\left(\frac{S_1}{S_0}\right)}{b}, \tag{1.1}$$

kde veličina S_1 popisuje intenzitu jednoho voxelu v obraze měřeném s gradientem v jedné ze souřadných os x, y, z, nebo kombinací těchto gradientů a veličina S_0 intenzitu jednoho voxelu v obraze měřeném bez použití gradientů [7], [8].

Jako příklad je zde uvedeno měření difuzně váženého obrazu biologických vzorků, které představovaly stonek kopru a cibule pórku. Postup pro zpracování DWI obrazu ukazuje blokový diagram na obr. 1.1. Metodou PFGSE, popsanou v literatuře [8] a [9], byla získána naměřená data v k-prostoru (fázový prostor). Po Fourierově transformaci byl získán výsledný obraz s rozlišením 64 x 64 pixelů. V dalším kroku následuje filtrace

získaných obrazů, odstranění pulzního šumu a výpočet samotného difuzně váženého obrazu dle vztahu (1.1). Na obr. 1.2 pak jsou naměřená data v *k*-prostoru a výsledný difuzně vážený obraz měřených vzorků pórku a kopru.



Obr. 1.1: Algoritmus zpracování měřených dat metodou PFGSE a zobrazení DWI obrazu.



Obr. 1.2: Vlevo: naměřený snímek metodou PFGSE v *k*-prostoru. Vpravo: DWI obraz vypočten dle algoritmu na obr. 1.1. Měření bylo provedeno na tomografu s B_0 = 4,7 T [10].

1.2 Výpočet obrazů vážených difuzním tenzorem

Zobrazení tenzorů difuze (Diffusion Tensor Imaging, DTI) je MR technika, která se v současné době používá pro zobrazení bližších strukturálních detailů bílé hmoty mozkové či srdečních svalových vláken [11]. Sofistikované softwarové zpracování základních dat umožňuje vizualizovat jednotlivé dráhy vláken nebo měřit číselné hodnoty parametrů DTI, které dle dosavadních publikací citlivě reagují na strukturální poškození bílé hmoty [2].

V DTI obrazech je každý voxel zobrazen prostřednictvím elipsoidu. Pro vytvoření DTI obrazu můžeme jako základ použít opět metodu PFGSE. Aby mohly být zobrazeny elipsoidy, musí se nejprve provést nejméně 7 měření a vyhodnocení DWI obrazů. Jeden obraz bude měřen bez difuzních gradientů - $\mathbf{S}_0$ a obrazy $\mathbf{S}_1$ až $\mathbf{S}_6$ budou měřeny s difuzními gradienty v různých směrech (nejčastěji přidáme ke gradientům v hlavních osách gradienty v ose *xy*, *yz* a *xz*). Poté můžeme vypočítat difuzní tenzor úpravou následujícího vztahu:

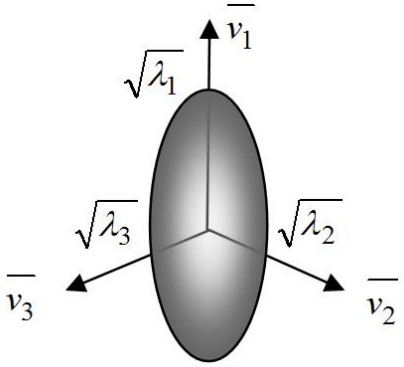
$$\frac{\mathbf{S}_1}{\mathbf{S}_0} = e^{-\mathbf{b}\cdot\mathbf{D}\cdot\mathbf{b}^T}, \tag{1.2}$$

kde **b** je vektor obsahující informaci nejen o velikosti gradientu, ale také o jeho orientaci. Matice **D** představuje symetrický tenzor obsahující difuzní koeficienty *D* vypočtené z měření podél šesti nezávislých souřadných směrů. Pro vykreslení elipsoidu je nutné znát

vlastní čísla λ *a* vlastní vektory **v**. Ty získáme z tenzoru **D** pomocí procesu „diagonalizace“ jak je vidět v rovnici (1.3).

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{bmatrix} \xrightarrow{\text{diagonalizace}} \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3. \tag{1.3}$$

Na obr. 1.3 je ukázka vykreslení elipsoidu na základě znalostí vlastních vektorů a vlastních čísel. Vlastní čísla nám určují velikost elipsoidu v jednotlivých směrech, které jsou dány vlastními vektory **v**.



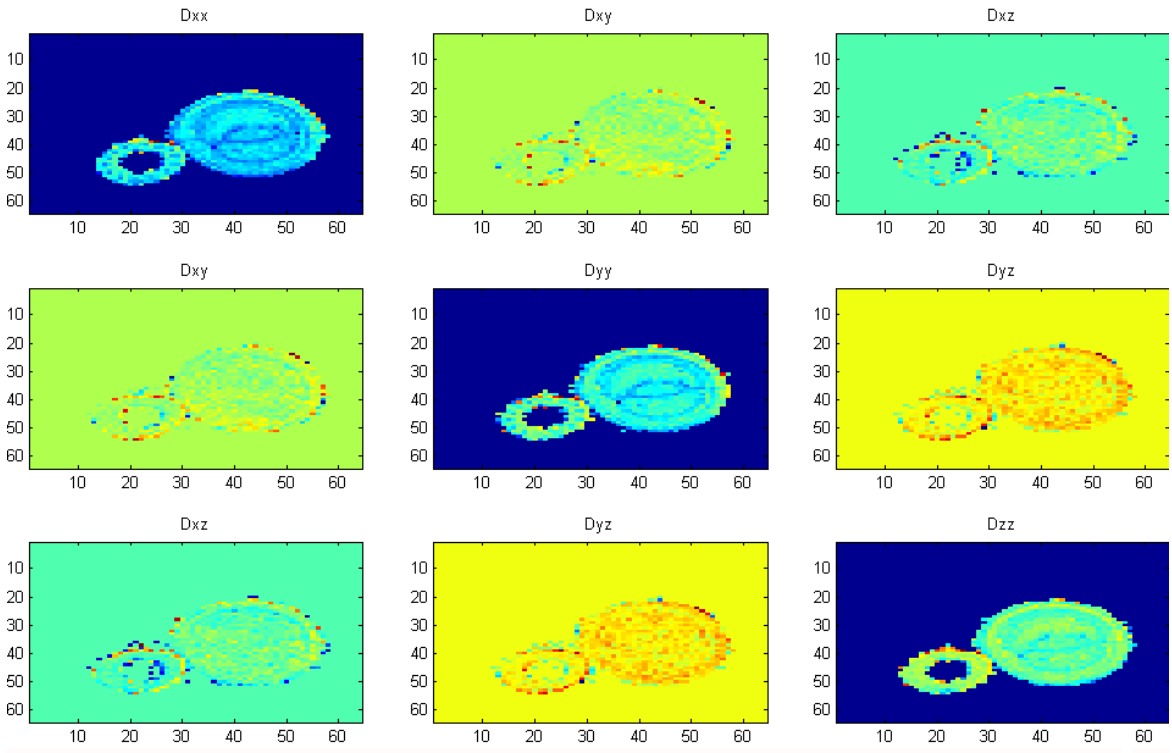
Obr. 1.3: Příklad elipsoidu, který využívá zobrazovací metoda DTI.

Úpravou vztahu (1.2) je možné získat následující výraz, který lze použít pro výpočet jednotlivých difuzních koeficientů:

$$\mathbf{b} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{b}^T = \left[\sqrt{b_x}, \sqrt{b_y}, \sqrt{b_z}\right] \cdot \begin{bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sqrt{b_x} \\ \sqrt{b_y} \\ \sqrt{b_z} \end{bmatrix}. \tag{1.4}$$

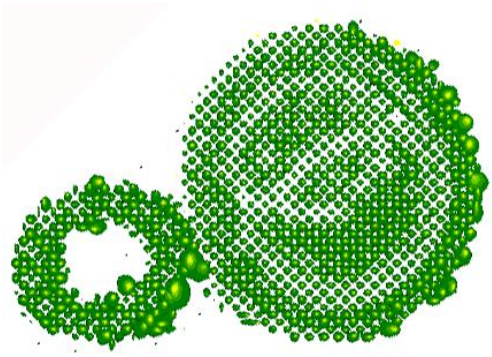
Jednou z možností zobrazení DTI obrazu je použití následující kombinaci gradientů: [0, 0, 0], [1, 0, 0], [0, 1, 0], [1, 0, 1], [$\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}$, 0], [$\frac{1}{\sqrt{2}}$, 0, $\frac{1}{\sqrt{2}}$], [0, $\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}$]. Velikost gradientů se nastaví tak, aby $b_x = b_y = b_z = \sqrt{b_x} \cdot \sqrt{b_y} = \sqrt{b_x} \cdot \sqrt{b_z} = \sqrt{b_y} \cdot \sqrt{b_z}$ (= 221.5 mm^2/s pro získání obr. 1.4). Tím se zjednoduší výpočet difuzních koeficientů *D*.

Na obr. 1.4 je uvedeno devět difuzně vážených obrazů transversálního řezu měřených vzorků cibule a kopru. Tyto obrazy odpovídají jednotlivým prvkům v matici tenzoru **D**. Výraznější strukturu snímků pozorujeme na hlavní diagonále, kdy bylo provedeno měření s gradientem ve směru jedné z hlavních souřadných os. Při použití gradientů ve dvou osách pak dostáváme slabší signály (na obr. 1.4 - mimo hlavní diagonálu), zde je již struktura rostliny méně znatelná.



Obr. 1.4: Vypočtené DWI obrazy, které odpovídají jednotlivým prvkům v tenzoru **D**.

Výsledný DTI obraz byl počítán v programu Matlab za použití vztahu (1.4). Obr. 1.5 znázorňuje měřený vzorek kopru s cibulí v transverzálním řezu metodou DTI. Je vidět, že obrázek v tomto 2D řezu je složen z elipsoidů, které určují nejen směr difuze částic, ale také její velikost.

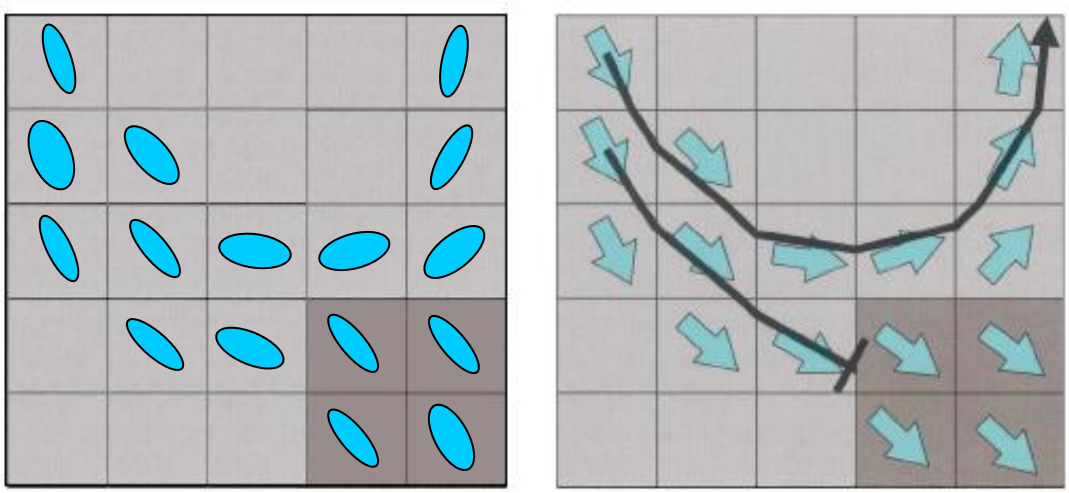


Obr. 1.5: Zobrazení měřeného vzorku kopru s cibulí pomocí metody DTI.

1.3 Traktografie vláken

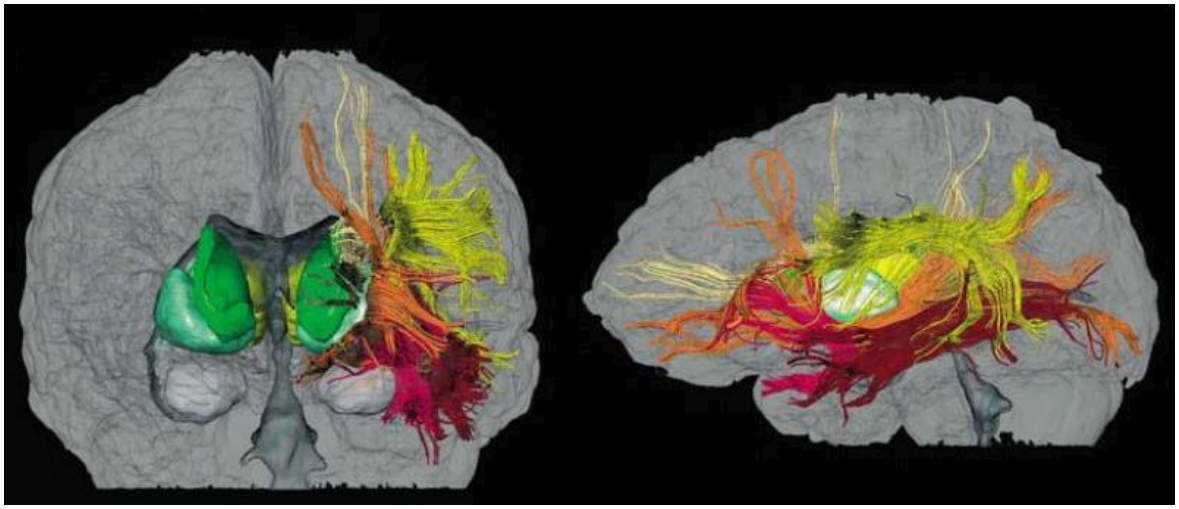
Traktografie vláken je zobrazovací metoda, která se nejčastěji používá pro vykreslení nervových drah v mozku. Základní princip traktografie spočívá v korelaci mezi difuzí vody a strukturou mozku umožňující zobrazení nervových drah bílé hmoty mozkové. Bílá hmota je uspořádána z velkého množství nervových vláken, která se navzájem spojují do axonů. Traktografie sleduje dráhy bílé hmoty mozkové z voxelu na voxel, přičemž směr dráhy závisí na směru výsledného vektoru tenzoru difuze [12]. V každém voxelu se tedy vypočítají vlastní vektory tenzoru a úhel natočení elipsoidu, který převládá, udává směr

průchodu vlákna daným voxelem, viz obr. 1.6. Jedná se o softwarově nejnáročnější 3D výpočetní úlohy, které skrývají několik překážek, jako např. souběh a křížení vláken [13].



Obr. 1.6: Znázornění principu traktografie vláken. Vlevo: jednotlivé elipsoidy vypočtené metodou DTI, vpravo: pomocí traktografie vláken je odhadováno propojení vláken jednotlivých voxelů na základě dominantního směru vlastního vektoru.

Praktickou ukázku metody traktografie vláken, pomocí které byly odhadnuty barevně odlišené svazky nervových vláken, představuje obr. 1.7 [11].



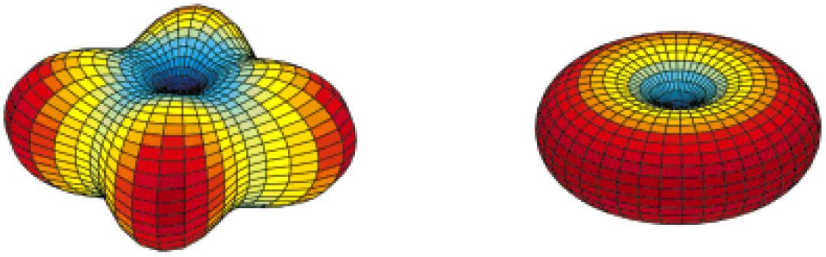
Obr. 1.7: Traktografie nervových vláken v bílé hmotě mozkové, převzato z [11].

MR traktografie vláken se využívá při výzkumu a diagnostice tumorů, náhlých změnách mozku, epilepsie a při demyelinizačních a dysmyelinizačních nemocech. Je velkým přínosem v neurochirurgické praxi v předoperačním vyšetření pacienta [12].

Existuje několik nevýhod této metody, mezi které patří: softwarová i hardwarová náročnost pro výpočet odhadu nervových vláken, nároky na velký poměr signál/šum (souvisí s přesností odhadu vláken), limitace prostorového rozlišení, křížení nervových vláken. Tyto problémy eliminují nové techniky zobrazování jako například HARDI (High Angular Resolution Diffusion Imaging).

1.4 Metoda HARDI

HARDI je měřicí protokol, který slouží pro zobrazování voxelů v difuzním obraze pomocí složitějších útvarů, než jsou elipsoidy, jako tomu bylo u metody DTI zobrazování. Na obr. 1.8 jsou uvedeny příklady tvarů, které mohou u protokolu HARDI představovat jeden obrazový bod. Při měření DTI nám stačí sedm měření (jedno měření bez gradientu a dalších šest měření s gradienty v různých souřadných směrech). U metody HARDI používáme desítky až stovky měření s difuzními gradienty v různých souřadných směrech. Lépe tak charakterizujeme měřené struktury. Problémem metody HARDI je velmi malý poměr signál/šum difuzního obrazu i při vysokých hodnotách *b*-faktoru. Je proto nutné použít složitější zpracování dat. Více o metodě HARDI se můžeme dozvědět například v literatuře [14].



Obr. 1.8: Příklady útvarů, které využívá metoda HARDI pro vykreslování DWI obrazů [14].

2 CÍLE DISERTACE

Cíle disertace jsou:

1) Vytvoření stručného přehledu artefaktů vznikajících při měření na magnetickorezonančním tomografu a popis možností eliminace těchto zdrojů artefaktů.
2) Navržení a experimentální ověření metody potlačení vlivu nehomogenity statického magnetického pole při měření difuze pomocí magnetickorezonančního zobrazování (řešení viz kapitola 4).
3) Navržení a experimentální ověření měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek (řešení viz kapitola 5).

3 ARTEFAKTY V MRI

Artefakt v MRI obraze znamená určitý druh změny či chyby způsobené mnoha příčinami. Mezi potenciální zdroje artefaktů můžeme zařadit přístrojové vlastnosti použitého tomografického systému, vlastnosti a chování měřených tkání, nevhodnou volbu parametrů měření nebo pulzních sekvencí a použití nevhodných algoritmů pro zpracování dat.

V případě MRI obrazů můžeme nalézt mnoho artefaktů, které znesnadňuji diagnostiku tkání lékařům. Některé z artefaktů mají vliv pouze na vizuální kvalitu obrazu, zatímco jiné mohou způsobit v obraze takové změny, kvůli kterým může být zaměněna

diagnóza zdravé tkáně za patologickou [3]. Například změny v magnetizaci nebo magnetické susceptibilitě některých materiálů vedou ke vzniku artefaktů, které se projevují posunem, rozmazáváním a výpadkem signálu. Rozdíly vyvolané okysličováním hemoglobinu jsou založeny na hladině kyslíku v krvi při použití takzvané funkční MRI [15]. Setkáme se i s artefakty, které nemají na diagnostiku patologické tkáně vliv. Jejich příkladem jsou techniky fázového kontrastu. Dodatečné podmínky pro generování fáze signálu v závislosti na toku krve mohou způsobit obrazové artefakty, ale také poskytují možnosti pro měření rychlosti toku.

Existuje celá řada artefaktů vznikajících v MRI obrazech. Při měření difuzně vážených obrazů je důležité získat v obrazech co nejlepší odstup signál/šum, tedy co největší hodnotu SNR. Toho můžeme docílit tak, že budeme měřit silnější vrstvu vzorku, ale v anizotropním prostředí nám může vzniknout problém při zobrazování struktur s různými difuzními koeficienty. Proto je nutné volit kompromis. Správnost měření difuzních koeficientů značně ovlivňuje teplota, vířivé proudy, nehomogenita statického magnetického pole B_0 a nehomogenita magnetického pole vlivem různých velikostí susceptibility měřených vzorků. I přes veškerou snahu o měření bez chyb, vznikají v obrazech artefakty.

Artefakty nejčastěji se vyskytující v MRI obrazech lze rozdělit do skupin podle jejich původu:

- vliv vířivých proudů,
- vliv nehomogenity statického magnetického pole (B_0) a suceptibility měřené tkáně,
- účinky šumu,
- pohybové artefakty,
- vliv velikosti *b*-faktoru,
- vliv teploty,
- hardwarová omezení.

Doposud bylo popsáno mnoho artefaktů. V roce 2006 Denis Le Bihan a kol. vydali přehledový článek, který popisuje nejčastěji se vyskytující artefakty v MRI obrazech [16]. V roce 2009 vydal P. J. Basser a S. Pajevič článek, který je zaměřen na význam šumu pro vznik artefaktů v DTI obrazech [17]. Na článek Denise Le Bihana navazuje v roce 2012 Derek Johnes, který shrnul známé typy artefaktů a popsal možnosti jejich korekce [4].

Eliminaci artefaktů lze rozdělit do dvou základních skupin. První způsob představuje pečlivý návrh měřicího protokolu (optimalizace pulzní sekvence, optimalizace parametrů skenování a také využití výkonného hardwaru), kterým lze částečně zabránit vzniku artefaktů. Nějaké artefakty ale přesto vznikají. Druhý způsob eliminace artefaktů je založen na použití algoritmů pro zpracování naměřených dat, tzv. „post-processingových korekčních metod“ [18] - [20].

3.1 Vliv vířivých proudů

Během pulzní sekvence se vytváří v gradientních cívkách silné rychle se měnící magnetické pole, při němž dochází v elektricky vodivých částech tomografického systému k indukci vířivých proudů. Tyto proudy pak vyvolávají nežádoucí přídavné rychlé magnetické pole, které se pomalu rozpadá.

V klasickém MR zobrazení (obrazy vážené relaxačními časy T_1, T_2, či protonovou hustotou), tyto vířivé proudy obvykle nepředstavují problém, protože gradienty jsou většinou aplikovány velmi krátce, vířivé proudy indukované na vzestupné a sestupné hraně gradientního impulzu mají tendenci se vzájemně vyrušit. V difuzně vážených obrazech nutně potřebujeme pro dosažení požadované velikosti *b*-faktoru přenést energii gradientního impulzu i ve formě délky impulzu. Velikost gradientu G je omezena i konstrukcí tomografického systému. Tímto omezením dochází při zobrazování difuzně vážených obrazů k tomu, že časový interval působení gradientů trvá mnohem delší dobu na to, aby se vířivé proudy vyrušily. Nejběžnějším typem sekvence pro měření DTI obrazů je metoda PFGSE s EPI čtením. Při tomto způsobu měření dat je šířka pásma ve fázově kódovacím směru malá a vznikají tak artefakty v obraze. To má za následek dva nežádoucí účinky:

- Skutečná velikost difuzního gradientu se liší od nastavené hodnoty obsluhou tomografu, vzikne tak rozdíl mezi skutečnou a požadovanou maticí *b*-faktorů.
- Pomalu se rozpadající magnetické pole během čtení obrazových dat způsobí geometrické zkreslení DWI obrazů. Tyto artefakty mohou mít nepříznivý vliv na zobrazování difuze, protože difuzní koeficient D nebo difuzní tenzor $\mathbf{D}$ se počítá v každém voxelu z většího množství DWI obrazů za předpokladu, že jsou skutečné velikosti gradientů aplikované na tkáně stejné jako předpokládané velikosti gradientů.

Pro účinné odstranění artefaktů způsobených indukovanými vířivými proudy bylo vyvinuto několik různých přístupů. Prvotní přístupy byly zaměřeny na problematiku narušeného snímání dat v *k*-prostoru indukovanými vířivými proudy. Vlivem vířivých proudů nastávají při snímání obrazu v jednotlivých řezech časové posuny ve fázově kódovacím směru a tím dojde k získání jednotlivých řezů v různých časech. Proto byly navrženy metody pro individuální časovou korekci jednotlivých řezů [21], [22]. Tyto metody jsou založeny na korelačních funkcích. Nevýhodou však je předpoklad, aby během akvizice nedocházelo k pohybům měřeného objektu, aby při čtení nedocházelo k pomalému rozpadu vířivých proudů. Tím dojde k zisku pouze užitečných obrazových informací.

Alternativní přístupy zahrnují snímání a korekci fázové mapy pole, která je založena na vytvoření modelu účinků vířivých proudů [23] a na mapování vířivých proudů, které indukují pole přímo při zobrazování fantomu v odlišném experimentu [24]. Tento druhý přístup velmi závisí na velikosti gradientu a ne na jeho změnách. Nesmí však docházet ke změnám homogenity statického magnetického pole mezi fází bezprostředně po kalibraci a snímáním měřeného subjektu.

Všechny doposud uvedené přístupy vedoucí ke zmírnění artefaktů implicitně předpokládají, že chybná registrace obrazů vzniká v důsledku působení vířivých proudů pouze podél fázově kódovacího směru. Nicméně při skenování pacientů vzniká další problémem, a to pohyb hmoty. Je překvapivé, že teprve nedávno byla zahrnuta korelace pohybu do „post-processingových“ korelačních schémat [1]. Aktuálně převládá přístup založený na registraci všech nedifuzně vážených obrazů pomocí softwarových balíčků jako je AIR (Automated Image Registration, nástroj pro automatickou registraci obrazů [27]) a FLIRT (FMRIB's Linear Image Registration Tool) – plně automatický robustní a přesný nástroj nejen pro registraci snímků mozkové tkáně využívající lineární afinní transformaci

[27]. Ačkoliv jsou tyto postupy v současné době velmi populární, nejsou zcela optimální, protože předpokládají, že zkreslení vlivem indukovaných vířivých proudů je jednotné ve všech řezech v celém snímaném objemu.

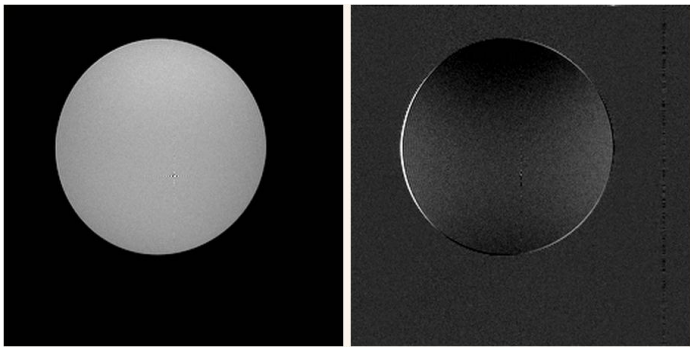
Robustnější přístup představuje použití modelu, který popisuje, jak se vyvíjejí vířivé proudy v prostoru a čase, spolu s předmětem pohybu a následná korekce využívající optimalizačních procedur [28], [29].

3.2 Vliv nehomogenity magnetického pole B_0 a susceptibility měřené tkáně

Před každým měřením uvnitř pracovního prostoru MR tomografu je nezbytné minimalizovat nelinearity statického magnetického pole B_0. I přesto může nehomogenita magnetického pole ovlivnit výsledný obraz. Velmi náchylné na artefakty vznikající vlivem nehomogenit magnetického pole B_0 jsou především MR metody založené na rychlém snímání, tzv. echo-planární zobrazování – EPI.

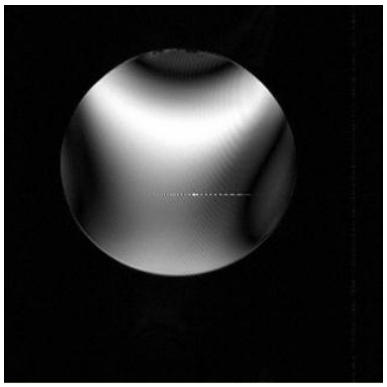
Vliv nehomogenity magnetického pole závisí na použité zobrazovací technice. Na obr. 3.1 vlevo je vidět příklad špatně vykompenzovaného statického magnetického pole B_0 při měření fantomu metodou PFGSE. Vpravo na obr. 3.1 je vidět rozdíl mezi obrazem s artefaktem a obrazem referenčním. Vznikla deformace obrazu o velikosti přibližně dva pixely.

Snímky na obr. 3.1 a obr. 3.2 byly pořízeny Beckman MRI systémem s rezonančním kmitočtem jader vodíku 170.029470 MHz [30]. Měřený fantom tvořila plastová lahvička o objemu 125 ml naplněná 5mM $CuSO_4$ rozpuštěného ve vodě. Relaxační časy měřeného vzorku jsou $T_1 \sim 300$ ms a $T_2 \sim 270$ ms. Nastavené parametry měřicí sekvence: $T_R = 400$ ms, T_E, = 20 ms.



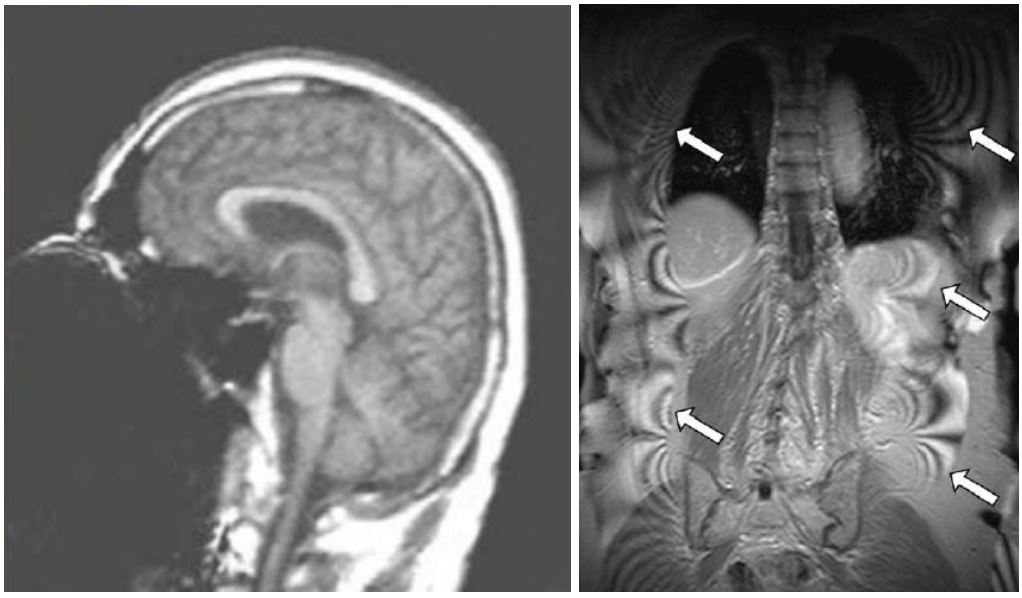
Obr. 3.1: Vlevo: měřený fantom užitím metody PFGSE s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity mag. Pole B_0, vpravo: rozdíl mezi obrazem s artefaktem a referenčním obrazem [30].

Mnohem citlivější na nehomogenity magnetického pole je měření obrazů aplikací metody PFGFE. Touto metodou byl pořízen obr. 3.2 s použitím podobných parametrů měření jako u předchozího snímku na obr. 3.1. U metody PFGFE vyvolá nelinearita statického magnetického pole B_0 mnohem větší artefakty, než je tomu u metody PFGSE [5].



Obr. 3.2: Obraz fantomu s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity magnetického pole B_0 [30].

Artefakty vzniklé vlivem magnetické susceptibility se objevují jako výsledek mikroskopických přechodů nebo změn v magnetickém poli, které se vyskytuje v blízkosti rozhraní látek s různou hodnotou magnetické susceptibility. Velké susceptibilní artefakty, které obyčejně vidíme kolem feromagnetických materiálů a uvnitř diamagnetických objektů (např. lidské tělo), způsobují rozfázování spinů a posun rezonančního kmitočtu v okolních tkáních. Důsledkem toho pozorujeme jasné a tmavé plochy s prostorovým narušením v okolí. Popsané artefakty jsou nejpatrnější při použití dlouhých echo časů T_E a při použití sekvence gradientního echa PFGFE. Na obr. 3.3 jsou ukázány příklady susceptibilních artefaktů; vlevo vidíme ztrátu signálu vlivem velké susceptibility kovového materiálu v čelisti, vpravo pak několik susceptibilních artefaktů, které vznikají na rozhranních různých tkání.



Obr. 3.3: Obrazy narušené susceptibilními artefakty. Vlevo: artefakt, který se projevil ztrátou signálu vlivem susceptibilního artefaktu kovových zubních náhrad [32]. Vpravo: artefakty vzniklé na přechodech tkání při nevhodně zvolených parametrech měřicí sekvence [33].

Velké nespojitosti v objemu s odlišnou magnetickou susceptibilitou vyskytující se v tkáních (rozhraní tkáň/vzduchové prostředí), vytvářejí lokální změny magnetického pole, které mohou značně zhoršit a deformovat difuzně vážené obrazy. Kromě zkreslení obrazu, změna susceptibility tkání např. uvnitř mozku, nepříznivě ovlivňuje difuzně vážené obrazy, protože další lokální gradienty se chovají jako difuzní gradienty způsobující vychýlení směrů *b*-faktorů. Uvedený susceptibilní artefakt je částečně kompenzován

použitím logaritmu poměru difuzně vážené intenzity obrazu s nedifuzně váženou intenzitou.

Susceptibilní artefakty činí problém hlavně při zobrazování mozkové tkáně a sousedních oblastí v okolí různých dutin. Artefakty jsou výraznější u měřicích systémů pracujících s vyšší indukcí statického magnetického pole B_0, kde se využívá všech korekčních strategií používaných v systémech s menšími poli B_0. Snížit dopady susceptibilních artefaktů je možné využitím zobrazovacích metod, účinně zvyšujících šířku pásma ve fázově kódovacím směru v porovnání se standardními PFGSE EPI akvizicemi.

Využití zobrazovacích metod, které účinně zvyšují šířku pásma ve fázově kódovacím směru v porovnání se standardními PFGSE EPI akvizicemi, může pomoci snížit dopady susceptibility gradientů. Zde je možné připomenout jednu techniku kombinující speciální akvizici a „post-processingové“ zpracování ve srovnání s konvenční EPI akvizicí. Jedná se o tzv. metodu „s reverzním gradientem“. Ve zvoleném objemu (FOV) jsou provedeny dvě akvizice EPI. První, ve které se *k*-prostor rastruje směrem zdola nahoru a druhá, ve které se *k*-prostor rastruje směrem shora dolů. Výsledkem je dvojice obrazů, v nichž jsou deformace v obráceném směru. Specifickým zpracováním těchto obrazů se zkreslení účinně potlačí a pomocí techniky EPI se získají nezkreslené difuzně vážené obrazy [35] - [37].

Obecné možnosti eliminace susceptibilních artefaktů:

- Zkrácení času echa (T_E).
- Použití rychlých sekvencí spinového echa.
- Použití velké šířky pásma.
- Zmenšení tloušťky vrstvy snímané při jednom snímku.
- Použití tomografu s malým statickým magnetickým polem.

3.3 Šum

Při měření difuze se vychází z poklesu intenzity difuzně vážených obrazů. Logaritmus útlumu signálu vlivem difuze částic se s rostoucí hodnotou *b*-faktoru lineárně snižuje. Na všech MRI obrazech dochází k superponování šumu. Při velkých hodnotách *b*-faktoru je poměr signál/šum výrazně menší. Protože se většinou zpracovávají absolutní hodnoty komplexních obrazů, má šum charakter tzv. Ricián šumu [38], a to způsobuje větší intenzity v difuzně vážených obrazech a menší hodnoty difuzních koeficientů.

Šum v difuzně vážených obrazech může představovat významné zkreslení v odhadech vlastních čísel difuzního tenzoru, což se projeví tak, že se izotropní média zobrazí jako anizotropní a anizotropní média se zobrazí ještě s větší anizotropií [40].

Radiofrekvenční RF šum a zkreslení průměru a rozptylu vlastních vektorů tenzoru vede k rozvoji strategií pro snížení takového zkreslení [41]. Účinky šumu mohou být také částečně zmírněny tím, že se budou jednotlivé difuzní obrazy prokládat a budou vytvářet model alternativního difuzního tenzoru. Jednoduché izotropní vyhlazení by mohlo rozostřit okraje, které poskytují informace o anizotropii. Proto byly vyvinuty alternativní strategie

jako např. použití anizotropního vyhlazování pomocí Perona–Malik filtru [42] či Weickert filtru [43]. Dále lze použít postupy minimalizace standardního (normálního) rozptylu a strukturálně vyhlazovací přístupy [44], [45].

3.4 Závislost difuzního koeficientu na teplotě

Podstatou difuze je tepelný pohyb molekul. Naměřená hodnota intenzity difuzně váženého obrazu je tedy výrazně závislá na teplotě. Tuto závislost vyjadřuje Einstein-Stokesova rovnice [1]:

$$D = \frac{kT}{2 \cdot \pi \eta r_s}, \tag{3.1}$$

kde je k [JK^{-1}] – Boltzmannova konstanta, T [K] – absolutní teplota vzorku, η [$kg.m^{-1}s^{-1}$] – viskozita vzorku a r_s [m] – efektivní poloměr molekuly.

Pro zjištění teplotních závislostí difuzního koeficientu D zkoumaných látek, bylo provedeno experimentální měření pro několik vzorků na 4,7 T tomografu. Prvním vzorkem byla deionizovaná voda, druhým a třetím vzorkem byla deionizovaná voda s různou koncentrací síranu nikelnatého ($NiSO_4$). Z experimentu vyplynulo, že pro eliminaci chyb při měření difuzně vážených obrazů vlivem teploty je nutné zabudovat v měřicím prostoru tomografu teplotní systém, který bude udržovat teplotu na konstantní hodnotě. Experimentálně bylo zjištěno, že při požadavku na přesné měření s chybou nepřesahující 5 %, by se teplota neměla změnit více než o 0,1 °C.

4 POTLAČENÍ VLIVU NEHOMOGENITY STATICKÉHO MAGNETICKÉHO POLE B_0

Vlivem nehomogenit statického magnetického pole B_0 dochází k chybám měření difuzních koeficientů. V kapitole 3.2 byly tyto vlivy na měření a vyhodnocení difuzně vážených obrazů jednak vysvětleny a také byl popsán současný stav možností eliminace nehomogenit magnetického pole.

Pokud artefakty vzniklé nehomogenitou magnetického pole neznehodnotí vizuální stránku obrazu, většinou se dají zanedbat. Problém nastane tehdy, když se vypočítá difuzní konstanta v každém pixelu a s touto konstantou se nadále pracuje. Příkladem je např. nanímání difuzně vážených dat, statistické zpracování hodnot difuzních koeficientů, ze kterých se vytvoří databáze sloužící pro identifikaci tkání. V takovém případě potřebujeme nutně znát přesnou hodnotu difuzního koeficientu v ms^{-2}. Takto získaná hodnota by neměla mít vliv na typ použitého MR tomografu.

V kapitole 4.1.2 je popsána nově navržená metoda tří měření a v kapitole 4.1.3 metoda aproximace prezentována v článku [1]. Výsledky porovnání obou těchto metod byly publikovány v impaktovaném časopise Measurement Science Review [31].

4.1.1 Současný stav v oblasti měření difuzně vážených obrazů

V současné době se k běžnému měření difuzně vážených obrazů používá technika „dvou měření“, kterou publikovali Stejskal a Tanner v roce 1965 [8]. Použili dvou stejných

impulzů gradientního magnetického pole aplikovaných ve vhodných časových okamžicích v pulzní sekvenci PFGSE. Metoda spočívá v tom, že se změří dva obrazy. Jeden obraz bez difuzních gradientů a druhý obraz s difuzním gradientem ve zvoleném souřadném směru. Poté se vypočítá difuzně vážený obraz dle vztahu (1.1). Nevýhodou však jsou velké odchylky od skutečných hodnot difuzních koeficientů v jednotlivých voxelech. Proto je vhodné tuto metodu použít zejména pro izotropní materiály tehdy, kdy není kladen požadavek na přesné velikosti difuzních koeficientů v obraze, ale pouze na rozdíly kontrastů v obraze. Další možností je použití metody aproximace popsané v literatuře [1], kdy se měří několik obrazů s různými hodnotami *b*-faktorů a poté se aproximují exponenciální křivkou, ze které se pak určí hodnota difuzního koeficientu.

Při měření anizotropních tkání se musí měřit difuzní koeficient v několika směrech, získáme tak několik difuzně vážených obrazů. Snahou je měřit difuzní koeficienty co možná nejpřesněji. Po vyhodnocení difuzně vážených obrazů lze spočítat tenzor a následně pomocí metody zpracování signálů zvané traktografie, zobrazit vlákna (nejčastěji nervová vlákna v bílé hmotě mozkové). Pro anizotropní tkáň můžeme s výhodou použít měřicí sekvenci s difuzními gradienty v několika směrech. Z takto naměřených dat lze vypočítat DWI a DTI obrazy. Další možnost měření představuje použití HARDI metody, kdy se měří data ve stovkách směrů a následně se data průměrují. Zde jsou kladeny vysoké nároky na hardwarové vybavení.

V další kapitole je uvedena navržená metoda tří měření, která využívá vlastnosti metody dvou měření, ale je přesnější a na rozdíl od metody HARDI je méně časově i hardwarově náročná.

4.1.2 Měření difuzních konstant – metoda tří měření

Měření desítek až stovek obrazů se stává hardwarově náročné a často, zejména při měření izotropních vzorků, zbytečné. Z tohoto důvodu byla navržena dosud nepublikovaná metoda měření difuzně vážených obrazů kompenzující nehomogenity magnetického pole, která bude dále popisována jako metoda tří měření.

Metoda vychází z původní myšlenky měření dle metody dvou měření. Rozdíl spočívá v tom, že u „metody tří měření“ měříme tři obrazy a dostáváme přesnější výsledky. První obraz se měří bez použití difuzních gradientů, druhý obraz s kladným difuzním gradientním impulzem a třetí obraz se záporným difuzním gradientním impulzem. Tím dojde ke kompenzaci nehomogenit magnetického pole, které vznikly vlivem kladného a záporného difuzního gradientu. Použitím vztahu (4.1) vypočítáme difuzní koeficient, kde budou vyrušeny nehomogenity a nelinearity magnetického pole.

$$D = \frac{1}{b} \cdot \ln\left(\frac{\mathbf{S}_+ \cdot \mathbf{S}_-}{\mathbf{S}_0^2} \right), \tag{4.1}$$

kde jsou: $\boldsymbol{S}_0$…DWI obraz měřený bez gradientního impulzu,
$\boldsymbol{S}_+$…DWI měřená data s kladným difuzním gradientním impulzem,
$\boldsymbol{S}_-$…DWI měřený obraz se záporným difuzním gradientním impulzem.

4.1.3 Měření difuzních konstant – metoda aproximace

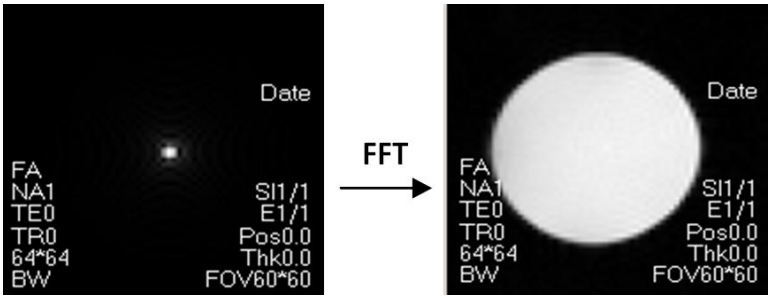
Metoda aproximace pro eliminaci nehomogenity magnetického pole byla uvedena v literatuře [1]. Vychází z toho, že libovolným způsobem, ať už metodou dvou či tří měření, získáme difuzně vážené obrazy měřené při různých hodnotách *b*-faktoru. Dle základních vlastností difuze by měla být závislost exponenciální. Zdrojová data každého voxelu budou tedy tvořit několik hodnot z této exponenciály. Jejich aproximací dle vztahu (1.1) získáme přesnější hodnotu difuzního koeficientu. Přesnost metody bude diskutována v následující kapitole jako výsledek experimentálního měření.

4.1.4 Porovnání metod měření DWI obrazů na základě experimentálního měření a vyhodnocení

Experimentální měření bylo realizováno MR tomografem umístěném na ÚPT AV ČR s indukcí statického magnetického pole $B_0 = 4.7$ T a rezonančním kmitočtem jader ^{1}H ~ 200 MHz. Pro měření byl použit vzorek deionizované vody. Teplota měřeného vzorku byla po celou dobu měření udržována na stálé hodnotě 20 °C.

K ověření metody tří měření jsme nastavili hodnotu *b*-faktoru na $b = 250 \cdot 10^6$ s.m^{-2}. Známá hodnota difuzního koeficientu *D* deionizované vody pro teplotu měření 20 °C je $2.369 \cdot 10^{-9}$ m^2/s.

Použitím měřicí metody PFGSE jsme obdrželi tři obrazy v *k*-prostoru uvedené na obr. 4.1. Dva obrazy byly měřeny s difuzním gradientem. Jeden z nich s kladným a druhý se záporným difuzním gradientem v jednotlivých osách *x*, *y* a *z*. Třetí obraz byl měřen bez gradientu. Pro výpočet DWI obrazů metodou dvou měření byl použit výraz (1.1) a pro metodu tří měření výraz (4.1).



Obr. 4.1: Obraz deionizované vody měřený bez difuzních gradientů. Vlevo: *k*-prostor, vpravo: obrazová oblast.

Takto vypočtené obrazy byly zobrazeny v programu Marevisi vyvinutém na ÚPT AV ČR. Pomocí výběrových prvků byla vyznačena oblast zájmu uvnitř vzorku deionizované vody a z této oblasti byly vypočteny statistické údaje jako maximum, minimum, střední hodnota, medián, směrodatná odchylka.

Výsledky měřených difuzních koeficientů jsou prezentovány v následujícím pořadí:

1) Vyhodnocení ze dvou měřených obrazů, a to konkrétně z jednoho obrazu bez difuzního gradientu a ze druhého obrazu s kladným difuzním gradientem; ($\mathbf{S}_{x+}$, $\mathbf{S}_{xy+}$, $\mathbf{S}_{z+}$, $\mathbf{S}_{xz+}$, $\mathbf{S}_{y+}$, $\mathbf{S}_{yz+}$).

2) Vyhodnocení ze dvou měřených obrazů, a to konkrétně z jednoho obrazu bez gradientu a druhého obrazu se záporným difuzním gradientem; ($\mathbf{S}_{x-}$, $\mathbf{S}_{xy-}$, $\mathbf{S}_{z-}$, $\mathbf{S}_{xz-}$, $\mathbf{S}_{y-}$, $\mathbf{S}_{yz-}$).

3) Vyhodnocení ze tří obrazů podle vztahu (4.1); ($\mathbf{S}_{x}$, $\mathbf{S}_{xy}$, $\mathbf{S}_{z}$, $\mathbf{S}_{xz}$, $\mathbf{S}_{y}$, $\mathbf{S}_{yz}$).

4) Vyhodnocena série 11 obrazů (5 kladných a 5 záporných gradientních impulzů) s různými *b*-faktory. Tyto obrazy byly zpracovány metodou tří měření a následně byla aplikována metoda aproximace, popsána v kapitole 4.1.3; ($\mathbf{S}_{x\text{-aprox}}$, $\mathbf{S}_{y\text{-aprox}}$, $\mathbf{S}_{z\text{-aprox}}$).

Výsledky v tab. 4.1 ukazují výrazný vliv nehomogenity statického magnetického pole B_0 na velikost relativní chyby δ_D a zároveň účinky eliminace vzniklých artefaktů metodou tří měření a metodou aproximace. V lékařské praxi se nejčastěji používá měření difuzního koeficientu s difuzními gradienty v ose *z*. V tomto případě získáváme u metody dvou obrazů $\mathbf{S}_{z+}$ a $\mathbf{S}_{z-}$ relativní chyby od -19,09 % do 28,12 %. Použitím metody tří měření byla relativní chyba redukována na hodnotu 4,36 % a následnou aproximací dokonce na hodnotu 0,54 %. Obdobné zlepšení nastalo i při použití difuzních gradientů v ostatních osách. Metoda dvou měření je rychlá, snadná na zpracování a dá se použít tehdy, když není kladen důraz na přesnost difuzního koeficientu, ale stačí nám přibližná obrazová informace reprezentující změny kontrastu v obraze. Metoda tří měření je jen nepatrně náročnější na měření a zpracování (měří se a zpracovává pouze o jeden obraz více), přičemž se dá použít i pro aplikace, kde klademe důraz na přesnost difuzního koeficientu. Aplikováním metody transformace získáme sice nejpřesnější hodnoty difuzního koeficientu, ale za cenu měření několika obrazů a následného použití algoritmu pro aproximaci. Proto další část práce bude zaměřena na navrženou metodu tří měření.

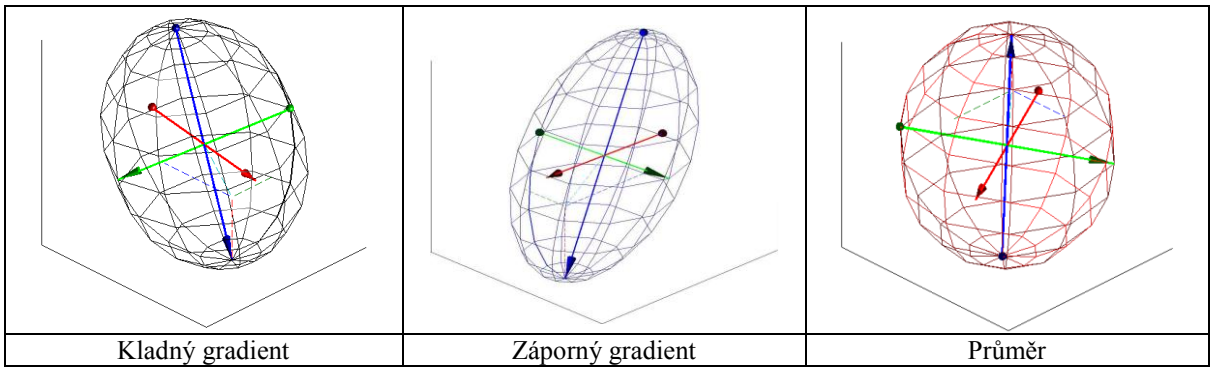
Tab. 4.1: Vlevo: difuzní koeficienty v hlavních souřadných směrech, vpravo: difuzní koeficienty v osách mezi jednotlivými hlavními osami.

Obraz	D [m^2/s]	δ_D [%]		Obraz	D [m^2/s]	δ_D [%]
$\mathbf{S}_{x+}$	2.49E-09	5.11		$\mathbf{S}_{xy+}$	2.40E-09	1.24
$\mathbf{S}_{x-}$	2.32E-09	-1.93		$\mathbf{S}_{xy-}$	2.14E-09	-9.46
$\mathbf{S}_{xp}$	2.40E-09	1.52		$\mathbf{S}_{xyp}$	2.27E-09	-4.34
$\mathbf{S}_{x\text{-aprox}}$	2.40E-09	1.52				
$\mathbf{S}_{z+}$	3.04E-09	28.12		$\mathbf{S}_{xz+}$	2.60E-09	9.75
$\mathbf{S}_{z-}$	1.92E-09	-19.09		$\mathbf{S}_{xz-}$	1.99E-09	-15.88
$\mathbf{S}_{zp}$	2.47E-09	4.36		$\mathbf{S}_{xzp}$	2.29E-09	-3.12
$\mathbf{S}_{z\text{-aprox}}$	2.38E-09	0,54				
$\mathbf{S}_{y+}$	2.37E-09	-0.02		$\mathbf{S}_{yz+}$	2.94E-09	23.98
$\mathbf{S}_{y-}$	2.22E-09	-6.21		$\mathbf{S}_{yz}$-	1.95E-09	-17.50
$\mathbf{S}_{yp}$	2.29E-09	-3.34		$\mathbf{S}_{yzp}$	2.45E-09	3.38
$\mathbf{S}_{y\text{-aprox}}$	2.35E-09	-0.88				

4.1.5 Eliminace vlivu nehomogenity magnetického pole metodou tří měření

Tato kapitola vizuálně ukazuje účinek metody tří měření na eliminaci vlivu nehomogenity magnetického pole. Bylo provedeno měření vzorku s izotropními vlastnostmi. Měřená data byla zpracovaná metodou tří měření. Byly vypočítány DWI obrazy a následně DTI obraz. Měřený vzorek měl izotropní vlastnosti, dalo by se tedy

očekávat, že se DTI obraz bude skládat z elipsoidů, který má všechny poloosy stejné, tedy z koulí. Pro demonstraci byl vybrán jeden voxel v obraze, tedy jeden elipsoid. Při použití kladného difuzního gradientu se ale elipsoid v prostoru natáčí na jednu stranu a při aplikaci záporného difuzního gradientu se elipsoid naopak natáčí na stranu druhou, jak ukazuje obr. 4.2. Aplikací metody tří měření se tyto odchylky odečtou a získáváme tak přibližně očekávaný tvar koule. Na obr. 4.2 představují šipky vlastní vektory elipsoidu odpovídající jeho osám: modrá – v_x, zelená – v_y, červená – v_z.



Kladný gradient	Záporný gradient	Průměr

Obr. 4.2: Porovnání difuzního tenzoru izotropního materiálu. Vlevo: měřeno s kladným difuzním gradientem, uprostřed: měřeno se záporným difuzním gradientem, vpravo: vyhodnocený tenzor užitím metody tří měření.

4.1.6 Příklad využití metody tří měření

Tab. 4.1 obsahuje všechny proměnné jak pro výpočet DWI obrazů, tak i pro výpočet DTI obrazů. Aby se ověřila platnost metody tří měření u vzorků s různými vlastnostmi, jsou porovnávány dva vzorky. První vzorek představuje deionizovaná voda, u té se ideálně předpokládá, že jeden voxel bude reprezentovat koule). Druhý vzorek představuje kousek zelí.

Obrazy vážené difuzními koeficienty D_{xx}, D_{yy}, D_{zz} (difuzní gradienty v hlavních souřadných směrech), D'_{xy}, D'_{xz} a D'_{yz} (difuzní gradienty v osách hlavních souřadných směrů) byly počítány dle vztahu (1.1). Do matice tenzoru **D** je ovšem nutné zadat obrazy vážené koeficienty D_{xy}, D_{yz}, D_{yz}. Pro získání těchto koeficientů byly ze vztahu (1.4). odvozeny výrazy (4.2) – (4.4).

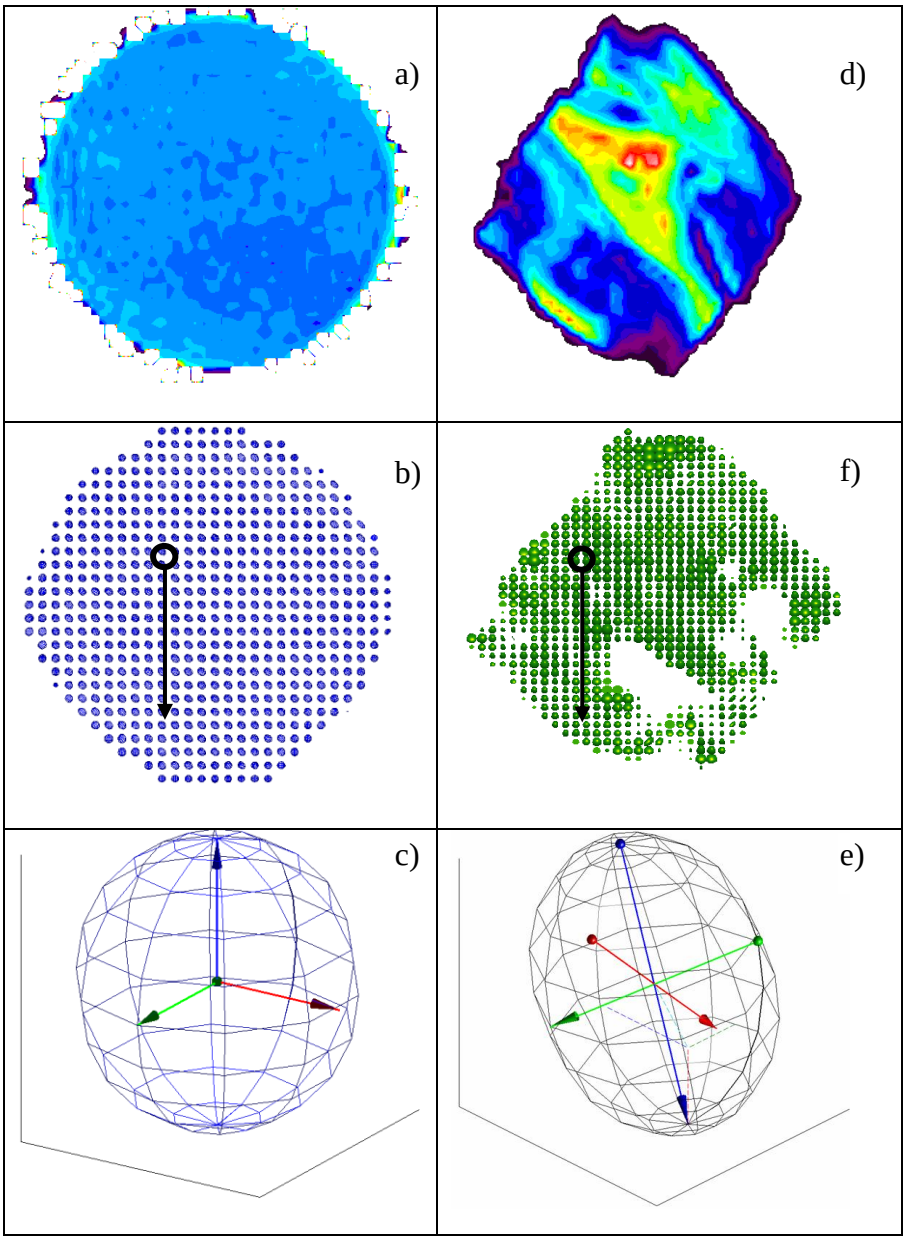
$$D_{xy} = D'_{xy} - 0.5 \cdot D_{xx} - 0.5 \cdot D_{yy}, \tag{4.2}$$

$$D_{xz} = D'_{xz} - 0.5 \cdot D_{xx} - 0.5 \cdot D_{zz}, \tag{4.3}$$

$$D_{yz} = D'_{yz} - 0.5 \cdot D_{yz} - 0.5 \cdot D_{yz}. \tag{4.4}$$

Jak již bylo zmíněno výše, deionizovanou vodu lze považovat za izotropní prostředí, a proto by tenzor měl být vyjádřen sférickým tělesem, které dokonale kopíruje tvar ideální koule. Obr. 4.3 vlevo představuje měření izotropního materiálu, a) DWI obraz, b) DTI obraz, c) vykreslení jednoho vybraného voxelu izotropního materiálu, ze kterého je patrné, že ideálnímu tvaru koule se díky relativní odchylce pouze přibližujeme. Vpravo na obr. 4.3 vidíme výsledky měření vzorku zelí: d) DWI obraz, e) DTI obraz, f) výběr jednoho elipsoidu ztvárňující jeden voxel. U vzorku zelí se dalo předpokládat, že jednotlivé tenzory budou díky vláknovým strukturám vykreslovány formou elipsoidů libovolných tvarů.

Jednotlivé elipsoidy by v ideálním případě měly být natočeny ve směru výživových vláken.



Obr. 4.3: Vlevo: obraz izotropního vzorku deionizované vody, vpravo obraz anizotropního vzorku zelí (obrazy: DWI a),d); DTI b),e); vybrané a zvětšené jednotlivé voxely, které jsou určeny velikostí – vlastní čísla a směrem – vlastní vektory: e)f)).

5 MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY

Jak bylo popsáno v kapitole 3.2, na rozhraní dvou látek o různé susceptibilitě (tkáň/vzduch) může docházet k vytvoření lokálních deformací magnetického pole, které vážně narušuje DWI zobrazení měřených vzorků. Popsaný problém nastává zejména při echo-planárních zobrazení (EPI). Vzniklé nehomogenity magnetického pole můžeme částečně kompenzovat použitím logaritmu poměru obrazu měřeného bez difuzního gradientu a s difuzním gradientem.

Nehomogenity statického magnetického pole B_0 v pracovním prostoru supravodivého magnetu jsou při zobrazování různých oblastí lidského těla v řádu několika jednotek až desítek ppm. Takto malé nehomogenity často značně narušují obrazová data a ztěžují účinnou korekci nehomogenit magnetického pole při chemických posunech. Proto jsou chemický posun a vliv magnetické susceptibility důležitým zdrojem artefaktů v RF polích při MR zobrazování. Existují tři hlavní parametry, které mají zásadní vliv na artefakty vznikající vlivem nehomogenity magnetického pole v difuzních měřeních: nehomogenita statického magnetického pole. Tu korigujeme navrženou metodou tří měření popsanou v kapitole 4.1.2. Chemický posuv a zkreslení vlivem magnetické susceptibility.

Znalost magnetické susceptibility tkání či různých implantátů nám může pomoci minimalizovat vliv magnetické susceptibility v MRI obrazech modifikací pulzních sekvencí. Můžeme tím omezit vznik artefaktů a následně dalším zpracováním obrazů je dále korigovat. Susceptibilní artefakty se projeví ztrátou signálu a vzniknou artefakty v okolí rozhraní různých tkání, například při funkčním zobrazování mozku metodou PFGFE, které je založeno na efektu závislosti susceptibility okysličené krve (BOLD) [49].

Byla navržena MRI metoda měření magnetické susceptibility pro vzorky ve tvaru tyče libovolného průřezu z magneticky nekompatibilního materiálu, a tedy nevytvářejícího MR signál. Navržená metoda je založena na měření 2D mapy reakčního pole v okolí vzorku. 2D integrací reakčního pole lze získat velikost magnetické susceptibility vzorku. Navržená metoda je využitelná pro nepravidelný průřez vzorku a není nutné používat matematické simulování distribuce magnetického pole. Metoda byla publikována v časopise Measurement Science and Technology [50].

5.1 Současný stav měření magnetické susceptibility

V současnosti jsou známy tři přístupy pro měření magnetické susceptibility využitím MR technik.

Prvním přístup popsal Wang [51], který využívá k MR měření magnetické susceptibility nespojitosti rezonančního kmitočtu na rozhraní mezi dvěma materiály, z nichž každý má zřetelný MR signál. Rozdíl magnetické susceptibility mezi těmito dvěma materiály lze získat na základě údajů získaných z okolí rozhraní bez znalosti detailů geometrie měřeného vzorku.

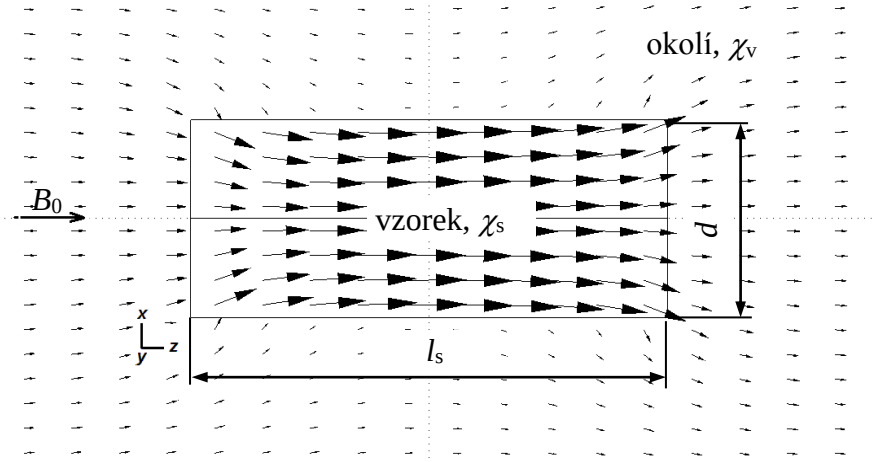
Druhý přístup je založen na požadavku znalosti mapy magnetického pole uvnitř vzorku, což omezuje použití metody pouze pro materiály magneticky kompatibilní (vytvářející MR signál). Metody založené na tomto přístupu předpokládají rovnoměrné rozložení magnetické susceptibility nebo vyžadují podrobně definovaný geometrický tvar měřeného vzorku [52], [53]. Metoda vyžaduje inverzi hodnot na bázi voxelů a také dostatečný počet měřených bodů [54]. Nevýhodou metody však je to, že je výpočetně náročná a žádná experimentální práce nebyla k dnešnímu dni publikována. Proto se numerickým potížím vyhýbáme přepracováním problematiky na řešení inverzní úlohy. Takto získané řešení může být ovšem zatíženo chybou až 50 % [55]. Pro korekci obrazu lze také použít interpolovanou mapu magnetického pole (Sumanaweera [56]). Inverzní úloha je dále komplikovaná tím, že díky relaxačnímu času T_2^* vznikají v místech s vyšší hodnotovou magnetické susceptibility oblasti s vyšším šumem.

Třetím, velmi zajímavým, přístupem je měření magnetické susceptibility, které je popsáno v literatuře [57], [58]. Autoři zde zkoumají výpočet magnetické susceptibility magneticky nekompatibilních materiálů. Vzorek slabě magnetického materiálu vložený do magnetického pole způsobuje zkreslení statického magnetického pole. Susceptibilita vzorku se počítá z tvaru reakčního pole (rozdíl indukovaného pole v okolí vzorku a statického magnetického pole) v okolí vzorku. Na rozdíl od metod popsaných výše, je to způsob jak měřit susceptibilitu materiálů, které neposkytují žádný MR signál. V literatuře [57] je popsán analytický výpočet reakčního pole, který je odvozen pomocí numerického modelu využívající metody hraničních prvků. Susceptibilita vzorku se určuje z vypočteného reakčního pole. Výpočet magnetické susceptibility je omezen na výpočet nekonečně velké roviny vzorku, susceptibilita může být počítána pouze z 1D křivky reakčního pole a tak její výpočet nelze použít na libovolný tvar měřeného objektu. Článek [58] se zabývá modelem reakčního pole pomocí metody konečných prvků. Autoři v článku nedostatečně popisují proces měření magnetické susceptibility, není zřejmé, zda k výpočtu susceptibility využívají reakční pole získané modelováním nebo měřením.

Navržená metoda měření magnetické susceptibility je založena na měření 2D mapy reakčního pole v okolí měřeného vzorku. Měření je jednoduché a rychlé. Metoda může být aplikována na vzorky ve tvaru tyče s libovolným průřezem a není nutné používat simulace rušení magnetického pole.

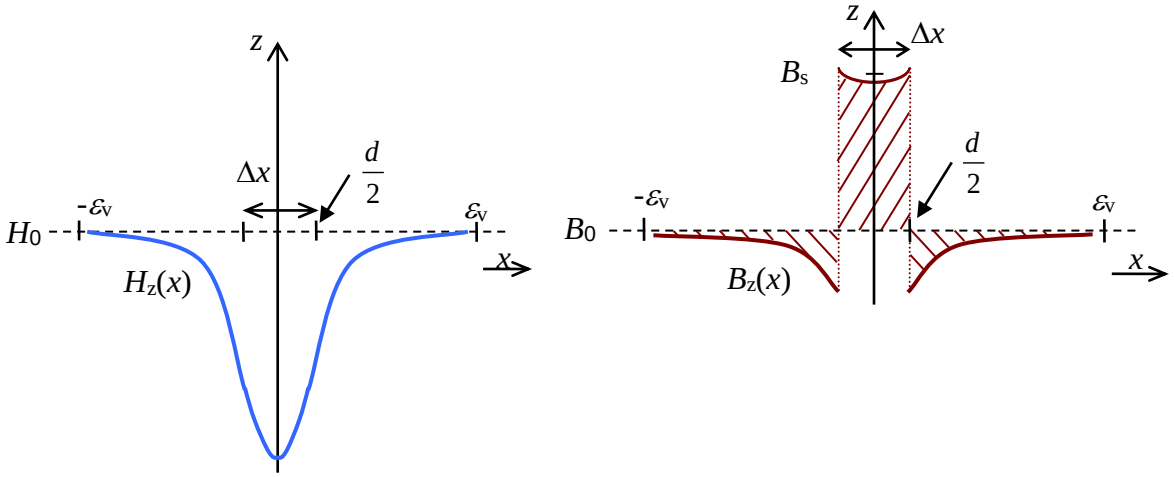
5.2 Měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek

Navržená metoda měření magnetické susceptibility neferomagnetických a MR nekompatibilních (nevytvářejících MR signál) materiálů je založena na předpokladu konstantní magnetické indukce v supravodivém magnetu. Vložením vzorku s magnetickou susceptibilitou χ_s se vytvoří lokální deformace původně homogenního magnetického pole (tento děj je znázorněn na obr. 5.1. Velikost deformací závisí na rozdílu magnetických susceptibilit vzorku χ_s a jeho okolí χ_v, na objemu a tvaru vzorku a na velikosti indukce základního pole B_0.



Obr. 5.1: Deformace homogenního magnetického pole vložením paramagnetického vzorku.

Statické magnetické pole v ose z můžeme popsat magnetickou intenzitou H_0 a magnetickou indukcí B_0 [59]. Předpokládejme, že vzorek ve tvaru válečku průměru d a délky l_s ($l_s >> d$) vložíme do magnetického pole paralelně se směrem vektoru statického magnetického pole $\mathbf{B}_0$. Průběh velikosti intenzity magnetického pole $H_z(x)$ a magnetické indukce $B_z(x)$ na přímce v poloze $y = 0$ a $z = 0$ je znázorněn na obr. 5.2.



Obr. 5.2: Idealizovaný průběh magnetické intenzity H_z(x) (vlevo) a magnetické indukce B_z(x) (vpravo) v paramagnetickém vzorku a v jeho okolí. H_0 značí velikost magnetické intenzity a B_0 určuje velikost magnetické indukce statického magnetického pole.

Jak můžeme vidět, samotný vzorek ovlivňuje nejen magnetické pole uvnitř vzorku, ale také ve svém okolí. Magnetickou indukci uvnitř vzorku můžeme vypočítat dle následujícího vztahu:

$$B_s = B_0\left(1+\chi_s\right). \tag{5.1}$$

Předpokládáme, že magnetický tok Φ procházející plochou S_z je konstantní:

$$\Phi = \iint_{S_z} B\cdot \mathrm{d}S = \text{konst.} \tag{5.2}$$

Magnetická indukce v okolí vzorku je dána superpozicí homogenního statického magnetického pole B_0 a reakčního pole ΔB, které je dáno použitým materiálem.

Pokud nemůžeme určit střední hodnotu magnetické indukce B_s přímo uvnitř vzorku (např. u MR nekompatibilních materiálů), nelze (5.1) použít pro výpočet magnetické susceptibility vzorku. Proto je nutné použít nepřímou metodu měření. Pro 1D řez středem osy x byl v literatuře [57] odvozen vztah:

$$\int_{-\varepsilon_v}^{\varepsilon_v} \Delta B(x)\mathrm{d}x \cong 0\,, \tag{5.3}$$

což znamená, že suma ploch ohraničených křivkou na obr. 5.2 je s ohledem na základní hodnotu magnetické indukce B_0 nulová pro dostatečnou vzdálenost ε_v od vzorku. Je vhodné zdůraznit, že vztah (5.3) platí pro vzorek ve tvaru desky dostatečně velkých rozměrů a tloušťky d. Průběh změny reakčního pole $\Delta B(x)$ lze určit pomocí vhodné MRI techniky a referenční látky vytvářející MR signál v okolí měřeného vzorku. Velikost diferenciální magnetické susceptibility χ_Δ lze vypočítat podle vztahu, který je uveden v literatuře [57] i [58]:

$$\chi_{\Delta} \cong -\frac{\int_{-\varepsilon}^{-d/2} \Delta B_z \mathrm{d}x + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z \mathrm{d}x}{d \cdot B_0}. \tag{5.4}$$

Vztah (5.4) předpokládá, že integrál reakčního pole v okolí vzorku je roven integrálu reakčního pole uvnitř vzorku:

$$\int_{-\varepsilon}^{-d/2} \Delta B_z \mathrm{d}x + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z \mathrm{d}x = \int_{-d/2}^{d/2} \Delta B_s \mathrm{d}x. \tag{5.5}$$

Uvedený vztah (5.4) platí pro deskový vzorek délky l_s malé tloušťky d ($l_s >> d$), symetrické uspořádání experimentu a měření rozložení magnetické indukce $\Delta B_z(x)$ v rovině $z = 0$.

Za podmínky (5.5) a s využitím vztahů (5.2), (5.3) a (5.4) lze pro výpočet magnetické susceptibility odvodit vztah

$$\chi_{\Delta} = \frac{\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} |\Delta B_z| \mathrm{d}x}{2 \cdot d \cdot B_0}. \tag{5.6}$$

Vztahy (5.4) a (5.6) platí pro 1D symetrické měření a MR kompatibilní materiál. Platnost vztahu (5.5) byla testována simulačním výpočtem známé konfigurace a experimentálně ověřena měřením. Pro 2D uspořádání měření se musí integrovat reakční magnetické pole v ose symetrie vzorku ($z = 0$) přes celou rovinu xy, poté je magnetická susceptibilita pro MR kompatibilní materiál dána vztahem:

$$\chi_{\Delta} = \pm \frac{\int_{S} |\Delta B_z(x, y)| \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{2 \cdot S_z \cdot B_0}, \tag{5.7}$$

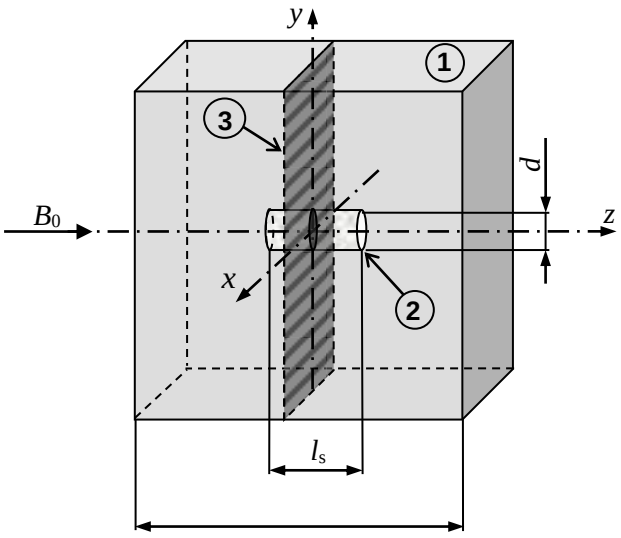
kde pro paramagnetickou látku použijeme před zlomkem znaménko plus a pro diamagnetickou látku znaménko mínus. Typ materiálu snadno zjistíme z grafického průběhu reakčního pole. Magnetickou susceptibilitu pro MR nekompatibilní materiál určíme ze vztahu:

$$\chi_{\Delta} = \frac{\int_{S^*} \Delta B_z(x, y) \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{S_z \cdot B_0}, \tag{5.8}$$

kde S je plocha uvažovaného okolí měřeného vzorku i se vzorkem, S^* je plocha uvažovaného okolí vzorku bez vzorku a S_z je plocha průřezu vzorku. V případě MR nekompatibilního měřeného materiálu je třeba v obraze vynulovat oblast v místě vzorku a tím odstranit šum, který může vytvořit velkou chybu měření. Plochu S_z je možné stanovit přímo z MR obrazu, nebo pro MR nekompatibilní a vodivý materiál pomocí 2D skeneru.

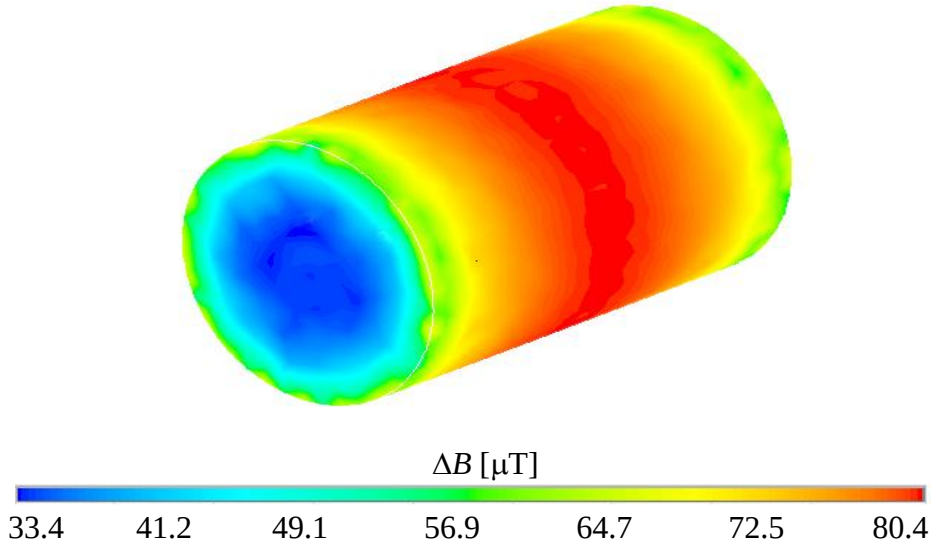
Pro ověření výpočtu magnetické susceptibility podle vztahů (5.7) a (5.8) byla provedena simulace měřeného uspořádání. V programu ANSYS byl vytvořen model válečku z hliníku (paramagnetická látka) o průměru 3 mm a délky 10 mm a pro druhou simulaci váleček z mědi (diamagnetická látka) stejných rozměrů jako u hliníku. Na obr. 5.3 je nakresleno geometrické uspořádání modelované soustavy. Okolí kovového vzorku tvoří krychle o velikosti 40 x 40 x 40 mm. Tato krychle je vyplněná deionizovanou vodou (část 1 na obr. 5.3) o susceptibilitě $\chi_w = -9{,}0 \cdot 10^{-6}$. Vzorky jsou umístěny uprostřed krychle

paralelně s polem B_0. Pro hliníkový váleček (část 2 na obr. 5.3) byla zvolena teoretická hodnota magnetické susceptibility $\chi_{Al} = 22 \cdot 10^{-6}$ a pro měděný váleček hodnota $\chi_{Cu} = -9{,}6 \cdot 10^{-6}$.



Obr. 5.3: Konfigurace modelované soustavy - okolí se vzorkem.

Modelovaný vzorek je umístěn v homogenním magnetickém poli o velikosti indukce $B_0 = 4{,}7$ T. Pro vysíťování vzorku byl v programu ANSYS zvolen element SOLID96. Pro kovový vzorek byla velikost elementu 0,05 mm a velikost elementu krychle byla zvolena 0,8 mm. Na obr. 5.4 je zobrazeno rozložení magnetické indukce na povrchu hliníkového válečku.



Obr. 5.4: Rozložení reakčního pole ΔB na povrchu hliníkového válečku.

Za pomocí vztahu (5.7) byl vypočten integrál změny magnetické indukce reakčního pole $\Delta B_z(x,y)$ v rovině xy, $z = 0$. Z tohoto integrálu je dále vypočtena tzv. diferenciální hodnota magnetické susceptibility χ_Δ. Z diferenciální hodnoty magnetické susceptibility lze podle vztahu (5.9) vypočítat magnetickou susceptibilitu modelovaného vzorku χ_s.

$$\chi_\Delta = \frac{\chi_s - \chi_v}{\chi_s + \chi_v + 2}, \tag{5.9}$$

kde χ_v je magnetická susceptibilita vody v okolí válečku.

Po korekci diferenciální magnetické susceptibility jsme získali výsledné hodnoty magnetické susceptibility: pro hliníkový váleček $\chi_{Al} = 2{,}19 \cdot 10^{-5}$ a pro měděný váleček $\chi_{Cu} = -9 \cdot 46.10^{-6}$. Rozdíl mezi skutečnou a vypočtenou hodnotou magnetické susceptibility je menší než 2 % a je dán chybou numerického modelování. Čímž jsme potvrdili funkčnost navržené metody.

5.3 Experimentální měření magnetické susceptibility

Navržená metoda byla experimentálně ověřena na několika vzorcích v tomografu o velikosti indukce statického magnetického pole 4,7 T (^{1}H ≈ 200 MHz). Měřené vzorky z různých materiálů ve tvaru válečků o průměru 3 mm a délky 10 mm (číslo 2 na obr. 5.3) byly vloženy do skleněné nádoby ve tvaru krychle o rozměrech 40 x 40 x 40 mm (číslo 1 na obr. 5.3) naplněné roztokem deionizované vody s 1 mol $NiSO_4$ a NaCl pro zkrácení relaxačních časů na $T_1 = T_2 = 130$ ms. Magnetická susceptibilita tohoto roztoku byla $\chi_v = -13{,}0 \cdot 10^{-6}$.

Pro měření byla použita metoda PFGFE, která je velmi citlivá na nehomogenity statického magnetického pole, což je užitečné právě pro měření susceptibility. Pro měření byly použity následující parametry definující časové relace v metodě gradientního echa: echo čas $T_E = 17$ ms, doba opakování $T_R = 5$ s.

MR obrazy získané pomocí GE techniky jsou fázově modulované změnou magnetické indukce a za předpokladu správného uspořádání experimentu můžeme obdržet obraz rozložení magnetického pole v okolí měřeného vzorku. Z takto změřeného magnetického pole vypočteme reakční pole ΔB, dle následujícího vztahu:

$$\Delta B = B - B_0, \tag{5.10}$$

který je způsoben vlastnostmi materiálu. Příčná velikost vektoru magnetizace $M_\perp$ je pro GE metodu popsána rovnicí:

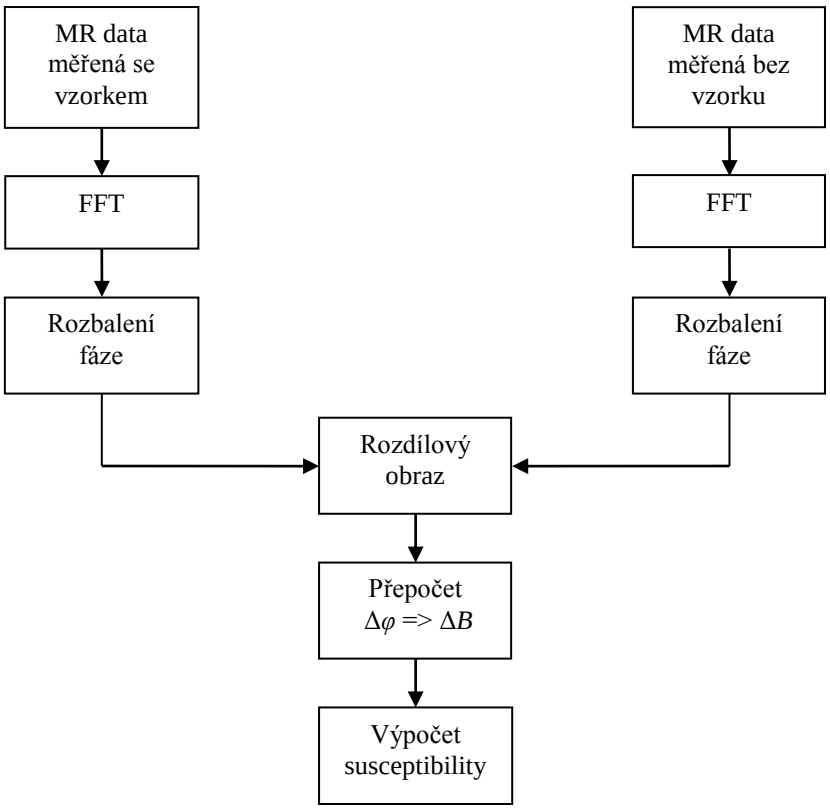
$$M_\perp(T_E) = M_0(T_E)\, e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} e^{-j\gamma \Delta B T_E}, \tag{5.11}$$

kde M_0 je transverzální magnetizace bezprostředně po excitaci jader a v čase exponenciálně klesá e^{-T_E/T_2^*}. Relaxační čas T_2^* je efektivní relaxační čas. Výraz $e^{-j\gamma \Delta B T_E}$ popisuje fázově modulovanou magnetizaci indukovanou reakčním polem ΔB. Je evidentní, že z fáze naměřeného komplexního obrazu můžeme vypočítat prostorové rozložení reakčního pole dle následujícího vztahu:

$$\Delta B = \frac{\Delta\varphi}{\gamma \cdot T_E}, \tag{5.12}$$

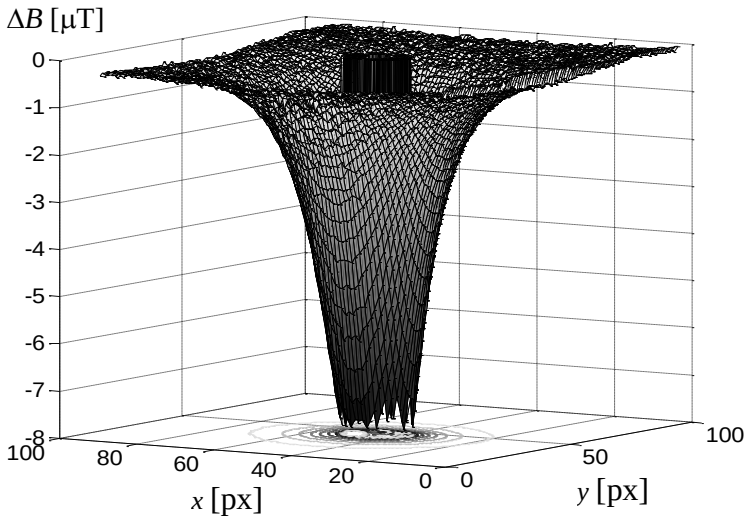
kde γ je gyromagnetická konstanta závislá na měřených jádrech, $\Delta\varphi$ představuje měřený fázový obraz a čas T_E je čas gradientního echa. V rovnici (5.12) můžeme vidět dva protikladné požadavky na echo čas: s delším časem echa T_E je měření mnohem citlivější na reakční pole, ale díky efektivnímu relaxačnímu času T_2^* je nižší poměr signál/šum.

Z 2D dat měřených uprostřed vzorku (bod 3 na obr. 5.3) pomocí tomografického systému byla získána matice o velikosti 128 × 128 komplexních bodů. Tato data byla dále zpracována programem Marevisi a programem Matlab. Pro odstranění vlivu nehomogenit pozadí magnetického pole jsme použili dvě měření – měření magnetického pole se vzorkem a měření magnetického pole bez vzorku. Postup zpracování dat z obou měření je naznačen na obr. 5.5. Obě měřené obrazové matice jsou transformovány pomocí FT v programu Marevisi. Další zpracování probíhá ve vytvořeném algoritmu v programu Matlab. Z 2D komplexních dat byl proveden „unwraping“ (rozbalení fáze), protože fázové obrazy byly periodicky zabaleny v rozsahu hodnot $-\pi$ a π. Rozdílem obou měřených obrazů (obraz měřený se vzorkem a bez vzorku) získáme diferenciální fázový obraz, ze kterého pomocí vztahu (5.12) získáme obraz reakčního pole.



Obr. 5.5: Algoritmus pro zpracování fázových obrazů obdržených metodou GE. Vstupní data jsou tvořena 2D maticí komplexních čísel, která tvoří měřený obraz.

Na obr. 5.6 je graficky znázorněno rozložení reakčního magnetické pole ΔB v řezu měřeným vzorkem (řez odpovídá bodu 3 na obr. 5.3).



Obr. 5.6: Rozložení reakčního magnetického pole Δ*B* v řezu rovinnou *xy* uprostřed měřeného hliníkového válečku.

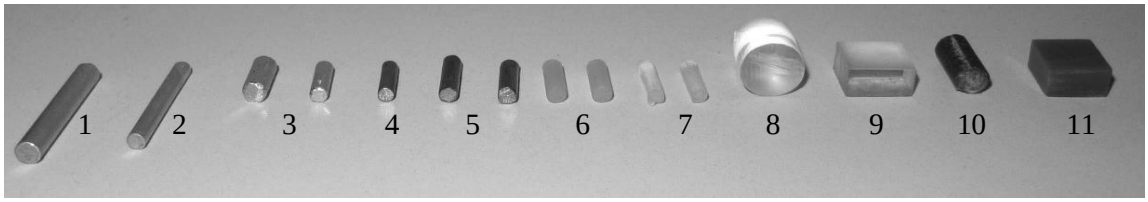
Posledním krokem je výpočet magnetické susceptibility. Úpravou vzorce (5.8) pro diskrétní zpracování měřených dat získáme rovnici (5.13). Z ní vypočítáme diferenciální magnetickou susceptibilitu. Pro získání magnetické susceptibility vzorku χ_S dosadíme hodnotu χ_Δ do rovnice (5.9).

$$\chi_\Delta = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{x=1}^{M} \sum_{y=1}^{N} \Delta B_{xy} = \frac{1}{|S_z|} \sum_{S_z} \Delta B \,, \tag{5.13}$$

kde S_z je plocha měřeného vzorku ve 2D obraze.

5.4 Výsledky měření magnetické susceptibility

Navrženou metodou byly změřeny hodnoty magnetické susceptibility různých konstrukčních materiálů v magnetickém poli o indukci B_0 = 4,7 T. Vzorky byly válcové o průměru d a délky l_s nebo obdélníkového průřezu d x h a délky l_s. Pro ověření vlivu vnějšího tvaru průřezu zkoumaného vzorku byly měřeny dva válcové vzorky umístěné paralelně těsně vedle sebe s osami ve směru vektoru magnetické indukce $\boldsymbol{B}_0$ (silon) nebo vzorek stejného materiálu (Cu, plexisklo) s průřezem válcovým a obdélníkovým. Přehled měřených vzorků ukazuje obr. 5.7. Výsledné hodnoty měření magnetické susceptibility jsou souhrnně uvedeny v tab. 8.1. Hodnoty susceptibility pro obdélníkový a válcový průřez se liší o 0,9 % pro Cu, 0,3 % pro plexisklo a pro jeden a dva najednou měřené válcové vzorky se hodnoty susceptibility liší o 2,3 %.



Obr. 5.7: Reálné vzorky, u kterých byla měřena magnetická susceptibilita. Zleva: 1-3 – hliník, 4 – měď, 5 – mosaz, 6 – silon, 7 – silikon, 8-9 – plexisklo, 10 – sklotextit, 11 – novodur.

Tab. 5.1: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.

Materiál	Tvar	Rozměry [mm]	χ $[\cdot 10^{-6}]$
Hliník	Válcová tyč	d = 4,00; l_s = 10,00	22,71
Měď	Válcová tyč	d = 2,70; l_s = 10.05	-9,72
Měď	Kvádr	1,90 x 7,00 x 13,00	-9,63
Mosaz	Dvě válcové tyče	d = 3,00; l_s = 11,90 d = 3,00; l_s = 11,00	-5,75
Novodur	Kvádr	5,00 x 9,35 x 10,65	-9,23
Plexisklo	Kvádr	5,10 x 9,90 x 10,40	-12,11
Plexisklo	Válcová tyč	d = 9,90; l_s = 10,40	-12,15
Silon	Válcová tyč	d = 3,00; l_s = 10,20	-8,13
Silon	Dvě válcové tyče	d =3,15; l_s = 10,25 d =3.15; l_s = 10,20	-8,32
Silikon	Dvě válcové tyče	d = 2,50; l_s = 11,00 d = 2,50; l_s = 11,00	-7,45
Sklotextit	Válcová tyč	d = 5,20; l_s = 13.00	-1,98

6 PŘÍNOS DISERTACE

Vlivem nehomogenity statického magnetického pole dochází k chybám měření difuzních koeficientů. Pro eliminaci artefaktů, které vznikly nehomogenitou magnetického pole a působením vířivých proudů byla navržena metoda tří měření, která byla publikována v časopise Measurement Science Review s IF(2011)=0,418. Metoda nalezne praktické uplatnění zejména při měření difuzního koeficientu izotropních materiálů. Výhodou metody je dobrý poměr mezi přesností měřeného difuzního koeficientu a rychlostí jak z hlediska měření, tak zpracování dat. Metodou byly zpracovávány všechny difuzně vážené obrazy prezentované v této práci.

Největším přínosem disertační práce je navržení MR metody měření magnetické susceptibility vzorků magneticky nekompatibilního materiálu, a tedy nevytvářejícího MR signál. Navržená metoda je založena na měření 2D mapy reakčního pole v okolí zkoumaného vzorku. Může být aplikována také na tyčové vzorky nepravidelného průřezu a není nutné používat matematické simulování distribuce magnetického pole. Metoda byla publikována v časopise Measurement Science and Technology s IF(2012)=1,494 [50]. Měření a vyhodnocování dat je jednoduché a rychlé.

7 ZÁVĚR

V práci jsou teoreticky popsány principy DWI zobrazování a stručněji také zobrazování DTI pomocí elipsoidů a dále pomocí složitějších útvarů metodou HARDI. Při popisu artefaktů, které se vyskytují u snímání a zobrazovaní difuzních obrazů, jsem se zaměřil na artefakty vznikající vlivem vířivých proudů a na možnosti jejich eliminace. Chyby při měření difuzních koeficientů může způsobit rovněž kolísající teplota uvnitř tomografu. Pro eliminaci chyb při měření difuzně vážených obrazů vlivem teploty byl v měřicím prostoru tomografu zabudován teplotní systém, který udržoval teplotu na konstantní hodnotě. Experimentálně bylo zjištěno, že při požadavku na přesné měření s chybou nepřesahující 5 %, by se teplota neměla změnit více než o 0,1 °C.

Artefakty, které vznikají nehomogenitami statického magnetického pole a vířivými proudy, můžeme částečně zmenšit použitím navržené metody tří měření. Princip této metody byl publikován v časopise Measurement Science Review s IF(2011) = 0,418 [31]. Metoda nalezne praktické uplatnění zejména při měření difuzního koeficientu izotropních materiálů. Metoda představuje dobrý kompromis mezi přesností měření difuzního koeficientu a rychlosti jak z hlediska měření, tak zpracování dat. Navrženou metodou byly zpracovávány všechny difuzně vážené obrazy uvedené v této práci.

Nehomogenity statického magnetického pole mohou způsobit vzorky vložené do pracovního prostoru tomografu vlivem své susceptibility. Na rozhraní dvou materiálů může v důsledku různých hodnot susceptibility dojít k nehomogenitám magnetického pole a dokonce až k úplné ztrátě signálu. Aby bylo možné zamezit vzniku těchto artefaktů, je nutné vybrat a nastavit správné měřicí sekvence a také je nezbytné znát alespoň přibližně magnetickou susceptibilitu měřených vzorků. Z tohoto důvodu jsem se podrobněji věnoval měření magnetické susceptibility neferomagnetických vzorků. Této problematice se věnuje celá kapitola 5, kde je popsána navržená MR metoda měření magnetické susceptibility vzorků magneticky nekompatibilních materiálů, a tedy nevytvářející MR signál. Navržená metoda je založena na měření 2D mapy reakčního pole v okolí vzorku. Může být využita pro tyčové vzorky s nepravidelným průřezem a není nutné používat žádné matematické simulování distribuce magnetického pole. Metoda byla publikována v časopise Measurement Science and Technology s IF(2012) = 1,494 [50]. Měření a vyhodnocování je jednoduché a rychlé. Navržená metoda měření magnetické susceptibility byla experimentálně ověřena na vzorcích různých tvarů a také různých diamagnetických a paramagnetických materiálů.

Navržená metoda tří měření pro získání difuzně vážených obrazů byla využita v řadě konkrétních měření a vyhodnocení dat za různými účely. Jednou z důležitých oblastí, kde jsme požadovali co možná nejpřesnější hodnotu difuzního koeficientu, je identifikace tkání. Zde na základě určené hodnoty difuzního koeficientu můžeme stanovit, o jakou tkáň se jedná. Případně, zda je zkoumaná tkáň patologická, či ne. Metoda tří měření byla aplikována i při výpočtu DTI obrazů a vizualizaci výživových rostlinných vláken.

8 LITERATURA

[1] JOHASEN-BERG, H.; BEHRENS, T.E.J. *Diffusion MRI: From quantitative measurement to in vivo neuroanatomy*, China: Elsevier, 2009.

[2] KERKOVSKY, M.; SPRLAKOVA-PUKOVA, A. a kol. Diffusion tensor imaging – současné možnosti MR zobrazení bílé hmoty mozku. *Cesk. Slov. Neurol.* 2010. 73(106), s. 136-142.

[3] MORI, S. *Introduction to Diffusion Tensor Imaging*. China: Elsevier, 2009.

[4] JONES, D.; Cercignani, M. Twenty-five pitfalls in the analysis of diffusion MRI data. *NMR Biomed. 2010*. 23(7), s. 803-820.

[5] VLAARDINGERBROEK, M. T.; Den Boer, J. A, *Magnetic Rezonance Imaging*. Berlin: Springer-Verlag. 1999, ISBN 3-540-64877-1.

[6] BASSER P.J.; MATTIELLO J.; LE BIHAN D. Estimation of the effective self-diffusion tensor from the NMR spin echo. *J Magn Reson, B.* 1994. 103(3), s. 247-254.

[7] BARTUŠEK, K. *Speciální metody měření difuzních koeficientů metodami nukleární rezonance*. Brno: VUTIUM. 2007. ISBN 978-80-214-3379-3.

[8] STEJSKAL, E.O.; TANNER, J.E. Spin diffusion measurements: spin echoes in the presence of time-dependent field gradient. J*ournal of Chemical Physics*. 1965, (42), s. 288-292.

[9] BASSER P.J.; MATIELLO, J.; LEBIHAN, D. MR diffusion tensor spectroscopyand imaging. *Biophys J*. 1994. (66). s. 259-267.

[10] MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K. Visualization of Plant Fibres via Diffusion Tensor Imaging. *Piers online*. 2011. 7(6). s. 543 - 546. ISSN 1931-7360.

[11] MORI, S. et al. *MRI Atlas of Human White Matter*. Amsterdam: Elservier , 2005. ISBN 0-444-51741-3.

[12] POLÁKOVÁ-MIŠTINOVÁ, J.; BIBLICKÝ, J. Vybrané kapitoly z radiologie. Bratislava, 2013. ISBN 978-80-223-3376-4

[13] MORI, S.; van ZIJL, P.C. Fiber tracking: principles and strategies - a technical review. *NMR Biomed*. 2002. 15(7-8), s. 468-480.

[14] FRANK, L. Anisotropy in High Angular Resolution Diffusion-Weighted MRI. *Magnetic Rezonance in Medicine*. 2001. 45(6). s. 935-939.

[15] DEICHMANN R.; JOSEPHS, O.; HUTTON, D.; CORFILED, D.R,; TURNER, R. Compensation of susceptibility- induced BOLD sensitivity losses in echo-planar fMRI imaging. *Neuroimage*. 2002. 15(1). s. 120-135.

[16] BIHAN, L.D.; POUPON, C.; AMADON, A.; LETHIMONNIER, F. Artifacts and Pitfalls in Diffusion MRI. *Journal of magnetic rezonance paging*. 2006. 24(3). s. 478-488.

[17] BASSER, P.J.; PAJEVIC, S. Statistical Artifacts in Diffusion Tensor MRI (DT_MRI) Caused by Background Noise. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2000. 44(1). s. 41-50.

[18] SMITH, T.B.; NAYAK, K.S. MRI artifacts and correction strategies. *Imaging Med*. 2010. 2(4), s. 445-457. ISSN 1755-5191.

[19] JEZZARD, S. Characterization of and Correction for Eddy Current Artifacts in Echo Planar Diffusion Imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1998. 39(5). s. 801- 812.

[20] ANDERSSON, J.L.; SKARE, S. A Model-Based Method for Retrospective Correction of Geometric Distortions in Diffusion-Weighted EPI, *Neuroimage*. 2002. 16(1). s. 177-199. ISSN 1053-8119.

[21] HASELGROVE, J.C.; MOORE, J.R. Correction for Distortion of Echo-Planar Images Used to Calculate the Apparent Diffusion Coefficient. *Magnetic Rezonance in Medicine*. 1996. 36(6). s. 960-964.

[22] ARMITAGE, P.A.; BASTIN M.E. Utilising the diffusion-to-noise ratioto optimize magnetic rezonance diffusion tensor acquisition strategies for improving measurements of diffusion anisotropy. *Magn Reson Med*. 2001. 45(6). s. 1056-1065.

[23] JEZZARD, P.; BARNETT, A.S.; PIERPAOLI, C. Characterization of and correction for eddy current artifacts in echo planar diffusion imaging. *Magn Reson Med*. 1998, 39(5). s. 801-812.

[24] HORSFIELD, M.A. Mapping eddy current induced fields for the correction of diffusion-weighted echo planar images. *Magn Reson Paging*. 1999. 17(9). s. 1335-1345.

[25] JONES, D.K.; HORSFIELD, M.A.; SIMMONS, A. Optimal strategies for measuring diffusion in anisotropic systems by magnetic rezonance imaging. *Magn Reson Med*. 1999. 42(3). s. 515-525.

[26] WOODS, R.P.; MAZZIOTTA, J.C.; CHERRY, S.R. Rapid automated algorithm for aligning and reslicing PET images. *J Comput Assisted Tomogr*. 1992. 16(4), s. 620-633.

[27] JENKINSON, M.; SMITH S. A global optimisation method for robust affine registration of brain images, *Medical Image Analysis*. 2001. 5(2). s. 143-156. ISSN 1361-8415.

[28] SKARE, S; ANDERSSON, J.L. On the effects of gating in diffusion imaging of the brain using single shot EPI. *Magn Reson Paging.* 2001. 19(8). s. 1125-1128.

[29] ROHDE, G.K.; BARNETT, A.S.; BASSER, P.J.; MARENCO, S.; PIERPAOLI, C. Comprehensive approach for correction of motion and distortion in diffusion-weighted MRI. *Magn Reson Med.* 2004. 51(1). s. 103-114.

[30] *Carl's Roost: MRI Artifact Gallery* [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <http://chickscope.beckman.uiuc.edu/roosts/carl/artifacts.html>.

[31] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; GESCHEIDTOVÁ, E.; DOKOUPIL, Z. Diffusion MRI: magnetic field inhomogeneities mitigation. *Measurement Science Review.* 2012. 12(5). s. 205-212. ISSN 1335-8871. (IF(2011)=0,418).

[32] BARTUŠEK, K.; FIALA, P.; MIKULKA, J. Numerical Modeling of Magnetic Field Deformation as Related to Susceptibility Measured with an MR System. Radioengineering. 2008. 17(4), s. 113-118. ISSN: 1210-2512.

[33] STADLER, A.; SCHIMA, W.; BA-SSALAMAH, A.; KETTENBACH, J.; EISENHUBER, E. Artifacts in body MR imaging: their appearance and how to eliminate them. *Eur Radiol*. 2006. 17(5). s. 1242-1255.

[34] *MRI artifacts*, [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <http://www.mritutor.org/mritutor/artifact.htm>.

[35] ANDERSSON, J.L.; SKARE, S.; ASHBURNER, J. How to correct susceptibility distortions in spin-echo echo-planar images: application to diffusion tensor imaging. *Neuroimage*. 2003. 20(2). s. 870-888.

[36] MORGAN, P.S.; BOWTELL, R.W.; MCINTYRE, D.J.; WORTHINGTON, B.S. Correction of spatial distortion in EPI due to inhomogeneous static magnetic fields using the reversed gradient method. *J Magn Reson Imaging.* 2004. 19(4). s. 499-507.

[37] CHANG, H.; FITZPATRICK, J.M. A technique for accurate magnetic rezonance imaging in the presence of field inhomogeneities. *IEEE Trans Med Paging.* 1992, 11(3). s. 319-329.

[38] EDELSTEIN, W.A.;, BOTTOMLEY, P.A.; PFEIFER, L.M.; A signal-to-noise calibration procedure for NMR imaging systems. *Med Phys.* 1984. 11(2). s. 180-185.

[39] JONES, D.K.; BASSER, P.J. "Squashing peanuts and smashing pumpkins": how noise distorts diffusion-weighted MR data. *Magn Reson Med*. 2004. 52(5). s. 979-993.

[40] BASSER, P.J.; PIERPAOLI, C. Microstructural and physiological features of tissue elucidated by quantitative-diffusion tensor MRI. *J Magn Reson, B.* 1996. 111(3), s. 209-219.

[41] BASSER, P.J.; PAJEVIC, S. Statistical artifacts in diffusion tensor MRI (DT-MRI) caused by background noise. *Magn Reson Med*. 2000. 44(1). s. 41-50.

[42] PERONA, P.; MALIK, J. Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion. *IEEE Trans Pattern Anal Mach Intell*. 1990. (12). s. 629-639.

[43] WEICKERT, J.Coherence-enhancing diffusion filtering. *Int J Comput Vis*. 1999. (31). s. 111-127.

[44] MCGRAW, T.; VEMURI, B.C.; CHEN, Y.; RAO, M.; MARECI, T. DT-MRI denoising and neuronal fiber tracking. *Med Image Anal*. 2004. 8(2). s. 95-111.

[45] TABELOW, K.; POLZEHL, J.; SPOKOINY, V.; VOSS, H.U.Diffusion tensor imaging: structural adaptive smoothing. *Neuroimage*. 2008. 39(4). s. 1763-1773.

[46] PONCELET, B.P.; WEDEEN, V.J.; WEISSKOFF, R.M.; COHEN, MS.Brain parenchyma motion: measurement with cine echo-planar MR imaging. *Radiology*. 1992. 185(3). s. 645-651.

[47] CHIEN, D.; BUXTON, R.B.; KWONG, K.K.; BRADY, TJ.; ROSEN, B.R. MR diffusion imaging of the human brain. *J Comput Assist Tomogr*. 1990. (14). s. 514-520.

[48] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK. K. Errors in Diffusion Coefficients Measurement. In *PIERS 2010 Cambridge, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings.* 2010. s. 1035-1039.

[49] OGAWA, S.; LEE, T.M.; NAYAK, A.S.; GLYNN, P. Oxygenation-sensitive contrast in magnetic rezonance imaging of rodent brain at high magnetic fields. *Magn. Reson. Med*. 1990. 14(1), s. 68-78.

[50] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; POKLUDOVÁ, M.; DOKOUPIL, Z. Magnetic susceptibility measurement using 2D magnetic rezonance imaging. *Measurement Science and Technology.* 2011. (22). s. 1 - 8. ISSN 0957-0233.

[51] WANG, Z.J.; LI, S.; HASELGROVE, J.C. Magnetic rezonance imaging measurement of volume magnetic susceptibility using a boundary condition. *J. Mag. Res.* 1999. 140(2). s. 477-81.

[52] TIAN, L.; SPINCEMAILLE, P.; ROCHEFORT, L.; KRESSSLER, B.; WANG, Y. Calculation of Susceptibility Through Multiple Orientation Sambpling (COSMOS): a Method for Conditioning the Inverse Problem From Measured Magnetic Field Map to Susceptibility Source Image in MRI. *Magn. Reson. Med*. 2009. 61(1), s. 196-204.

[53] BEUF, O.; BRIQUET, A.; LISSAC, M.; DAVIS, R. Magnetic rezonance imaging for the determination of magnetic susceptibility of materials. *J. Magn. Reson., Series B.* 1996. 112(2). s. 111-118.

[54] Li, L. Magnetic susceptibility quantification for arbitrarily shaped objects in inhomogeneous fields. *Magnetic Rezonance in Medicine*. 2001. 46(5). s. 907-916.

[55] MORGAN, J.; IRARRAZAVAL, P. Efficient solving for arbitrary susceptibility distributions using residual difference fields. *In: Proceedings of the 15th Annual Meeting of ISMRM*. 2007. Berlin, Germany.

[56] SUMANAWEERA, T.S.; GLOVER, G.H.; BINFORD, T.O.; ADLER, J.R. MR Susceptibility Misregistration Correction. *IEEE Transactions on Medical Imaging*. 1993. 12(2). s. 251-259.

[57] STEINBAUER, M.; BARTUŠEK, K. Magnetic susceptibility measurement using magnetic resonance tomography. *Acta Technica ČSAV.* 2008, 53(1). s. 45-63. ISSN: 0001- 7043.

[58] BARTUŠEK, K.; FIALA, P.; MIKULKA, J. Numerical Modeling of Magnetic Field Deformation as Related to Susceptibility Measured with an MR System. *Radioengineering.* 2008. 17(4). s. 113-118. ISSN: 1210- 2512.

[59] MULAY, L.N. *Magnetic susceptibility*. New York: John Wiley & Sons; 1963. s. 1751–1883.

9 VYBRANÉ VLASTNÍ PUBLIKACE

Kategorie: A102 – Článek v impaktovaném časopise podle Web of Science

1. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; POKLUDOVÁ, M.; DOKOUPIL, Z. Magnetic susceptibility measurement using 2D magnetic rezonance imaging. *Measurement Science and Technology.* 2011. 2011(22). s. 1 - 8. ISSN 0957-0233. (IF=1,494).
2. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; GESCHEIDTOVÁ, E.; DOKOUPIL, Z. Diffusion MRI: magnetic field inhomogeneities mitigation. *Measurement Science Review.* 2012. 12(5). s. 205 - 212. ISSN 1335-8871. (IF(2011)=0,418).

Kategorie: A103 – Článek v recenzovaném časopise uvedeném v některé ze světově uznávaných databází SCOPUS nebo ERIH

3. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Limits to the Measurement of the Magnetic Susceptibility Using NMR Method. *Progress In Electromagnetics.* 2011. 2011(2011). s. 76 - 79. ISSN 1559-9450.
4. MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K. Visualization of plant fibres via diffusion tensor imaging. *Progress In Electromagnetics.* 2011. 2011(2011). s. 1013 - 1016. ISSN 1559-9450.

ABSTRAKT

Disertační práce pojednává o artefaktech vyskytujících se v difuzně vážených obrazech. V medicínské praxi mohou artefakty způsobovat problémy při diagnostice patologických tkání, proto je cílem jejich eliminace. V práci je nejprve provedena analýza nejčastěji se vyskytujících artefaktů v difuzně vážených obrazech, jsou popsány známé metody eliminace jednotlivých artefaktů. Pro omezení artefaktů způsobených nehomogenitou statického magnetického pole a vlivem vířivých proudů je popsána nově navržená metoda tří měření. Metoda nalezne praktické uplatnění zejména při měření difuzního koeficientu izotropních materiálů. Mezi významné a velmi často se vyskytující artefakty řadíme také magnetickou susceptibilitu. Vlivem rozdílných hodnot magnetické susceptibility na rozhraní dvou materiálů může dojít k nehomogenitám magnetického pole a dokonce až k úplné ztrátě signálu. Proto byla navržena nová metoda měření magnetické susceptibility vzorků magneticky nekompatibilních materiálů, a tedy nevytvářejících MR signál. Navržená metoda měření magnetické susceptibility byla experimentálně ověřena na vzorcích různých tvarů a také různých diamagnetických a paramagnetických materiálů. Dále jsou v práci popsány artefakty jako šum, pohybové artefakty, hardwarová omezení, chemický posuv a závislost difuzního koeficientu na teplotě. Pro přesné měření difuzního koeficientu byl doporučen teplotní systém. Experimentálně bylo zjištěno, že při požadavku na přesné měření s chybou nepřesahující 5 %, by se teplota neměla změnit více než o 0,1 °C.

ABSTRACT

The presented dissertation thesis analyses artefacts in diffusion-weighted images. In medical practice, the artefacts can impede the diagnostics of pathological tissues and, therefore, need to be eliminated. As the first step within the thesis, an analysis of the most frequent artefacts in diffusion-weighted images is performed, and the hitherto known approaches to artefact elimination are described. In order to facilitate the reduction of artefacts caused by the inhomogeneity of the static magnetic field and induced by eddy currents, a novel three-measurement method is shown. This technique will find application especially in measuring the diffusion coefficient of isotropic materials. At this point, it is important to note that a significant and commonly found problem is the magnetic susceptibility artefact; different magnetic susceptibility values at the boundary between two materials can cause magnetic field inhomogeneities and even complete loss of the signal. Therefore, we designed a novel method for the measurement of magnetic susceptibility in various samples of magnetically incompatible materials, which do not produce any MR signal. The technique was experimentally verified using a set of differently shaped diamagnetic and paramagnetic samples. In addition to the magnetic susceptibility problem, the thesis presents artefacts such as noise, motion-induced items, hardware limitations, chemical shift, and the dependence of the diffusion coefficient on the temperature. To enable precise measurement of the diffusion coefficient, we proposed a thermal system; in the experiment, it was determined that when the measurement error does not exceed 5 %, the temperature change should not be higher than 0,1 °C.