

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINEERING

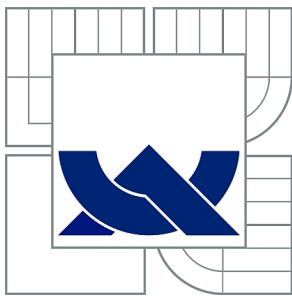
ANALÝZA VYBRANÝCH ARTEFAKTŮ V DIFUZNÍCH
MAGNETICKO-REZONANČNÍCH MĚŘENÍCH

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

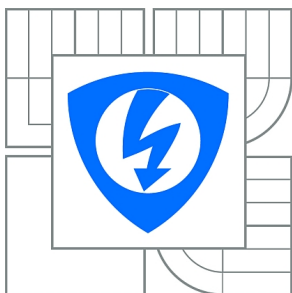
Ing. PETR MARCOŇ

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ
ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL
ELECTRICAL ENGINEERING

ANALÝZA VYBRANÝCH ARTEFAKTŮ V DIFUZNÍCH MAGNETICKO-REZONANČNÍCH MĚŘENÍCH

ANALYSIS OF SELECTED ARTEFACTS IN DIFFUSION-BASED MAGNETIC RESONANCE
MEASUREMENTS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. PETR MARCOŇ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. KAREL BARTUŠEK, DrSc.

BRNO 2013

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. Závěrem práce jsou uvedeny praktické aplikace, při kterých byly uplatněny navržené metody.

KLÍČOVÁ SLOVA

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

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. In the final sections of the thesis, practical application examples involving the designed methods are shown.

KEYWORDS

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

MARCOŇ, P. *Analýza vybraných artefaktů v difuzních magneticko-rezonančních měřeních*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2013. 78 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Karel Bartušek, DrSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou disertační práci na téma Analýza vybraných artefaktů v difuzních magneticko-rezonančních měřeních jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího disertační práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené disertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této disertační práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu disertační práce prof. Ing. Karlu Bartuškoví, DrSc. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé disertační práce. Rovněž děkuji své rodině za poskytnuté studijní zázemí, trpělivost a morální podporu. Dále děkuji všem ostatním, kteří ke vzniku práce přispěli.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Obsah

1	Úvod	12
2	Nukleární magnetická rezonance	13
2.1	Princip NMR.....	13
2.2	Difuze.....	16
3	MR metody měření difuze.....	19
3.1	Metoda spinového echa s gradientními impulzy	19
3.2	Metoda gradientního echa pro měření difuze	21
3.3	Měření difuze pomocí echoplanárního zobrazování.....	22
4	Difuzně vážené obrazy	24
4.1	Výpočet difuzně vážených obrazů	24
4.2	Výpočet obrazů vážených difuzním tenzorem.....	25
4.3	Traktografie vláken.....	27
4.4	Metoda HARDI.....	28
5	Cíle disertace	29
6	Artefakty v MRI	30
6.1	Vliv vířivých proudů.....	31
6.2	Vliv nehomogenity magnetického pole B_0 a susceptibility měřené tkáně.....	33
6.3	Šum	35
6.4	Pohybové artefakty	36
6.4.1	Artefakty vznikající při cyklických pohybech.....	36
6.4.2	Artefakty vznikající při náhodných pohybech	37
6.5	Vliv velikosti b -faktoru.....	37
6.6	Závislost difuzního koeficientu na teplotě.....	39
6.7	Chemický posun	40
6.8	Hardwarová omezení a vliv nepřesného nastavení difuzních gradientů.....	41
6.8.1	Omezený dynamický rozsah.....	41
6.8.2	Rozdíly mezi nastavenými a skutečnými parametry měřicí sekvence	42
7	Potlačení vlivu nehomogenity statického magnetického pole B_0	43
7.1.1	Současný stav v oblasti měření difuzně vážených obrazů.....	43
7.1.2	Měření difuzních konstant – metoda tří měření	44
7.1.3	Měření difuzních konstant – metoda aproximace	44
7.1.4	Porovnání metod měření DWI obrazů na základě experimentálního měření a vyhodnocení.....	45
7.1.5	Eliminace vlivu nehomogenity magnetického pole metodou tří měření.....	47
7.1.6	Příklad využití metody tří měření.....	47
8	Měření magnetické susceptibility	50
8.1	Současný stav měření magnetické susceptibility	50
8.2	Měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek	51
8.3	Experimentální měření magnetické susceptibility	55
8.4	Výsledky měření magnetické susceptibility	58
9	Experimentální aplikace	59
9.1	Multiparametrický sběr MRI dat ze vzorku zvířecí tkáně	59
9.1.1	Popis experimentu pro multiparametrický sběr dat.....	59
9.1.2	Multiparametrický sběr dat - vyhodnocení experimentu.....	60
9.1.3	Multiparametrický sběr dat - shrnutí	61

9.2	Identifikace tkání v oblasti mandibuly na základě statistických dat.....	62
9.2.1	Popis experimentu pro získání a vyhodnocování dat	62
9.2.2	Výsledky statistické analýzy zkoumaných dat	63
9.2.3	Praktické použití	64
10	Přínos disertace.....	65
	Závěr.....	66
	Literatura	68
	Vlastní publikace	73
	Seznam obrázků.....	76
	Seznam tabulek.....	78

Seznam použitých zkratk a symbolů

Zkratky

NMR	Nukleární magnetická rezonance
AIR	Nástroj pro automatickou registraci obrazů (Automated image registration)
BOLD	Blood oxygen level dependent
DTI	Obrazy vážené difuzním tenzorem (Diffusion Tensor Imaging)
DWI	Difuzně vážené obrazy/zobrazování (Diffusion-Weighted Imaging)
EPI	Echoplanární zobrazování (Single shot Echo Planar Imaging)
FFT	Rychlá Fourierova transformace
FLIRT	FMRIB's Linear Image Registration Tool
FOV	Oblast zájmu (Field of View)
FT	Fourierova transformace
GE	Metoda gradientního echa (Gradient Echo)
HARDI	Metoda pro vysoké rozlišení obrazů (High Angular Resolution Diffusion Imaging)
MR	Magnetická rezonance
MRI	Magneto-rezonanční zobrazování (Magnetic Resonance Imaging)
PD	Protonová hustota jader (Proton density)
PFGFE	Metoda gradientního echa s difuzními gradienty
PFGSE	Metoda spinového echa s gradientními pulzy
PFGSSE	Pulzní sekvence se stimulovaným echem
RF	Radiofrekvenční pole
SE	Metoda spinového echa (Spin Echo)
SNR	Poměr signál/šum (Signal to Noise Ratio)
SS-EPI	Jednorázové echoplanární zobrazování (Single Shot EPI)
STIR	Měřicí MR sekvence pro potlačení tuku (Short Inversion Recovery)
SWI	Susceptibilně vážené obrazy/zobrazování (Susceptibility-Weighted Imaging)

Symbols

γ	Gyromagnetická konstanta
δ	Délka gradientního pulzu
Δ	Vzdálenost mezi dvěma gradientními pulzy
$\Delta\varphi$	Změna fáze v obraze měřeného vzorku
$\Delta\tau$	Čas, za který urazí částice střední kvadratickou odchylku vzdálenosti
ΔB	Reakční pole
ε	Doba trvání náběžné/sestupné hrany gradientního pulzu
ε_v	Dostatečná vzdálenost od vzorku s ohledem na změny magnetické indukce
η	Viskozita
λ	Vlastní čísla
μ	Magnetický moment
Φ	Magnetický indukční tok
χ_Δ	Diferenciální hodnota magnetické susceptibility
χ_{Al}	Magnetická susceptibilita hliníku
χ_{Cu}	Magnetická susceptibilita mědi
χ_s	Magnetická susceptibilita vzorku
χ_v	Magnetická susceptibilita okolí
χ_w	Magnetická susceptibilita vody
ω_0	Úhlový rezonanční kmitočet
ADC	Zdánlivý difuzní koeficient (Apparent Diffusion Coefficient)
b	b -faktor
$\mathbf{b}$	Vektor skládající se z hodnot b -faktorů v jednotlivých souřadných směrech
B_0	Indukce statického magnetického pole
B_s	Střední hodnota tzv. reakčního magnetického pole
$B_z(x)$	Průběh magnetické indukce v ose z , měřené podél osy x
C	Koncentrace částic
D	Difuzní koeficient, difuzivita
$\mathbf{D}$	Difuzní tenzor
d	Průměr vzorku
f_0	Rezanční kmitočet
G	Velikost difuzního gradientu
H	Intenzita magnetického pole
$H_z(x)$	Průběh intenzity magnetického pole v ose z měřené podél osy x
$\mathbf{J}$	Vektor difuzního toku částic
k	Boltzmannova konstanta
$\mathbf{L}$	Moment hybnosti
l_s	Délka vzorku
$M_\perp$	Příčná velikost vektoru magnetizace
$\mathbf{M}_0$	Vektor magnetizace
M_0	Velikost vektoru magnetizace
M_{xy}	Velikost vektoru magnetizace v rovině xy
M_z	Velikost vektoru magnetizace v ose z

px	Pixel
r_s	Efektivní poloměr molekuly
S	Plocha
S_-	Obraz měřený se záporným difuzním gradientním pulzem
S^*	Plocha uvažovaného okolí vzorku
S_+	Obraz měřený s kladným difuzním gradientním pulzem
S_0	Popisuje intenzitu jednoho voxelu v obraze měřeném bez gradientu
S_0	Obraz měřený bez difuzních gradientů
S_1	Popisuje intenzitu jednoho voxelu v obraze měřeném s gradientem
$S_1...S_6$	Obrazy měřené s difuzními gradienty
$S_{x-}, S_{xy-},$ $S_{z-}, S_{xz-},$ S_{y-}, S_{yz-}	Obrazy vyhodnocené metodou dvou měření při použití záporného difuzního gradientu v ose uvedené v indexu S
$S_x, S_{xy}, S_z,$ S_{xz}, S_y, S_{yz}	Obrazy vyhodnocené metodou tří měření při použití kladného i záporného difuzního gradientu v osách uvedených v indexu S
$S_{x+}, S_{xy+},$ $S_{z+}, S_{xz+},$ S_{y+}, S_{yz+}	Obrazy vyhodnocené metodou dvou měření při použití kladného difuzního gradientu v ose uvedené v indexu S
$S_{x-aprox},$ $S_{y-aprox},$ $S_{z-aprox}$	Obrazy vyhodnocené metodou aproximace při použití kladného i záporného difuzního gradientu v osách uvedených v indexu S
S_z	Plocha průřezu vzorku
T	Absolutní teplota
T_1	T_1 relaxační čas, spin-mřížková relaxace
T_2	T_2 relaxační čas, spin-spinová relaxace
T_2^*	Efektivní relaxační čas T_2
T_E	Čas echa
T_R	Čas opakování mezi jednotlivými sekvencemi
$\mathbf{v}$	Vlastní vektory
v_x, v_y, v_z	Složky vlastního vektoru elipsoidu
x, y, z	Osy souřadného systému
x', y'	Osy rotují s Larmorovou frekvencí kolem osy z
xy	Rovina xy
$\langle x^2 \rangle$	Střední kvadratická odchylka

1 ÚVOD

Disertační práce pojednává o studiu artefaktů, které se vyskytují v difuzně vážených obrazech měřených magneto-rezonančním (MR) tomografem. Pořízené obrazy nacházejí uplatnění 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. 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 disertační 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. Cíle disertační práce jsou podrobněji popsány v kapitole 5.

Než bude specifikován samotný vznik artefaktů, je nutné se stručně seznámit se základními pojmy a principy. Kapitola 2 uvádí základní princip jevu MR a také vysvětluje pojem difuze po chemické stránce. Způsoby měření difuze pomocí MR tomografu a volba vhodných sekvencí je popsána v kapitole 3. Po získání naměřených dat, je dalším krokem jejich následné zpracování (v anglické literatuře se setkáváme s pojmem „post-processing“). Kapitola 4 objasňuje zpracování a výpočet difuzně vážených obrazů (DWI), obrazů vážených difuzním tenzorem (DTI) a traktografií vláken.

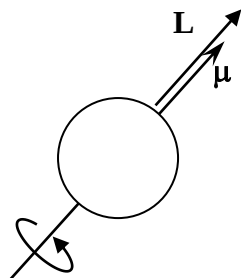
V kapitole 6 jsou uvedeny nejčastější zdroje artefaktů v MR obrazech a je popsán současný stav řešení eliminace těchto artefaktů. Kapitoly 7 a 8 seznamují čtenáře s hlavním přínosem disertační práce, a to s navrženou metodou tří měření, jejíž výhodou je eliminace artefaktů způsobených nehomogenitou magnetického pole; a navrženou metodou měření magnetické susceptibility. Kapitola 9 ukazuje možnosti uplatnění obou navržených metod v praxi, kdy je zapotřebí získat difuzně vážené obrazy minimálně ovlivněné nežádoucími artefakty.

2 NUKLEÁRNÍ MAGNETICKÁ REZONANCE

2.1 Princip NMR

V literatuře se můžeme setkat s pojmem magnetická rezonance nebo také nukleární magnetická rezonance (NMR). Pro pochopení principu jevu NMR a chování spinového systému při aplikování různých měřicích sekvencí v NMR experimentech je vhodné znát excitaci spinů, jejich precesi a relaxaci na základě vektorového popisu pomocí Blochových rovnic [5]. Vektorový popis platí buď pro jediný spin v magnetickém poli, nebo pro společné chování spinů nacházejících se ve stejném magnetickém poli. V případě velkého souboru spinů se pro popis jejich chování vektorů magnetizace zavádí makroskopický vektor magnetizace $\mathbf{M}$, který je součtem mikroskopických vektorů magnetizace všech spinů [5].

Jaderný magnetismus spinového systému je vytvořen dílčími mikroskopickými magnetickými poli pocházejícími od spinů jader atomů a elektronů a orbitálních pohybů elektronů v chemických látkách a biologických vzorcích. Vnitřní mikroskopická struktura látek je velmi složitá. Například jádra mají konečný rozměr $\sim 10^{-14}$ m a konečnou hmotnost $\sim 10^{-27}$ kg. Předpokladem vzniku magnetického pole jader je elektrický náboj jader (proton s nábojem $\sim 10^{-19}$ C) a jeho rotace kolem vlastní osy (má-li nenulový spin). Rotující jádro má moment hybnosti $\mathbf{L}$, často nazývaný spin. Jak ukazuje obr. 2.1, rotací náboje jádra kolem vlastní osy je generováno magnetické pole charakterizované jaderným magnetickým dipólovým momentem nebo magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}$.



Obr. 2.1: Jádro s úhlovým momentem hybnosti $\mathbf{L}$ a nenulovým magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}$.

V částicové fyzice jsou vektory momentu hybnosti a magnetického momentu závislé podle vztahu

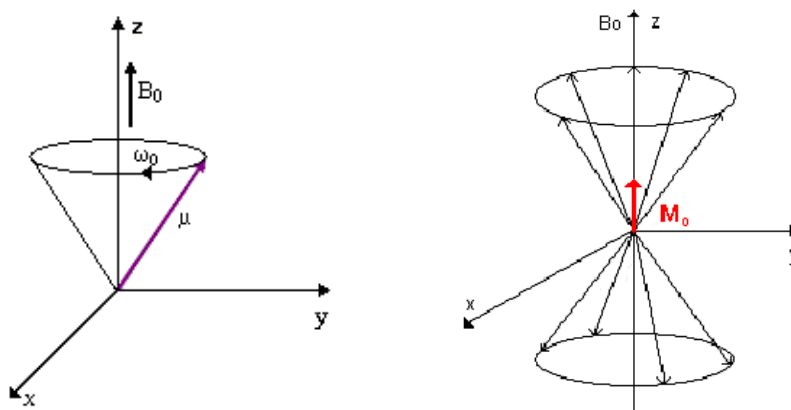
$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{L}, \quad (2.1)$$

kde γ představuje fyzikální konstantu nazývanou gyromagnetický poměr. Její rozměr je $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$. Nutno zdůraznit, že gyromagnetický poměr závisí na velikosti jádra a počtu protonů, tj. na typu jádra. Například jádro vodíku má jeden proton a gyromagnetický poměr $\gamma = 2,675 \cdot 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$. Ostatní jádra mají gyromagnetický poměr menší, např. jádro izotopu sodíku ^{23}Na má $\gamma = 0,707 \cdot 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$.

Budeme-li mít skupinu protonů bez působení vnějšího magnetického pole, orientace rotačních os jednotlivých protonů bude zcela náhodná. Celek navenek nevykazuje žádné magnetické vlastnosti. Po vložení jader do magnetického pole budou protony kromě spinu rotovat kolem směru vnějšího magnetického pole, tj. budou vykonávat tzv. precesní pohyb, který si lze představit jako pohyb vektoru magnetizace po plášti pomyslného kužele (viz obr. 2.2 vlevo). V běžné praxi je názornou ukázkou dětská „káča“, která po roztočení provádí oba dva pohyby, tedy spin i precesní. Úhlová frekvence precesního pohybu se označuje jako Larmorova a je lineárně závislá na poli o indukci B_0 podle vztahu

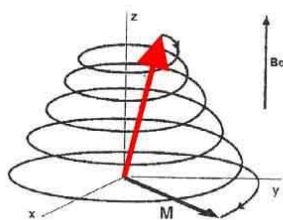
$$\omega_0 = \gamma \cdot B_0 \quad , \quad f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_0 . \quad (2.2)$$

Vektory magnetizace jader (viz obr. 2.2 vlevo) precesují ve směru vnějšího magnetického pole B_0 (energeticky méně náročný stav) a proti směru B_0 (energeticky náročnější stav). Makroskopický vektor magnetizace $\mathbf{M}_0$ bude součtem vektorů magnetizace jednotlivých jader a bude mít jen složku v ose z, čímž přispívá k jeho nepatrnému zesílení (viz obr. 2.2 vpravo).



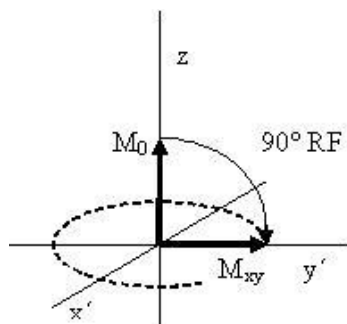
Obr. 2.2: Vlevo: precesní pohyb magnetického momentu, vpravo: vznik magnetického vektoru $\mathbf{M}_0$ [6].

Výsledný makroskopický vektor magnetizace $\mathbf{M}_0$ má tedy směr totožný se směrem vektoru vnějšího magnetického pole o velikosti B_0 . K tomu, abychom jej mohli využít k indukci energie v přijímací cívice, je nutné vychýlit $\mathbf{M}_0$ ze směru osy z do roviny xy (v této transverzální rovině je umístěný detektor – přijímací cívka). Takové otočení makroskopického vektoru magnetizace lze provést pomocí vnějšího magnetického pole B_1 rotujícího ve směru kolmém k vektoru B_0 . Bude-li úhlový kmitočet radiofrekvenčního (RF) pole B_1 shodný s Larmorovou frekvencí jader, bude makroskopický vektor magnetizace $\mathbf{M}_0$ (tzn. oba vějíře vektorů magnetizace jednotlivých jader) vykonávat precesní pohyb kolem směru B_1 pole a v transverzální rovině vznikne střídavé magnetické pole, které bude v přijímací cívice indukovat napětí – viz obr. 2.3.



Obr. 2.3: Precese vektoru magnetizace $\mathbf{M}_0$ kolem směru pole B_1 [6].

Pro zjednodušení lze použít nového souřadného systému, jehož osa z se shoduje s osou původní a osy x' , y' rotují s Larmorovou frekvencí kolem osy z (viz obr. 2.4). Výsledný pohyb vektoru magnetizace $\mathbf{M}_0$ se pak jeví jako "sklápění" do roviny $x'y'$, přičemž úhel sklopení závisí na velikosti RF indukce magnetického pole a délce jeho trvání.

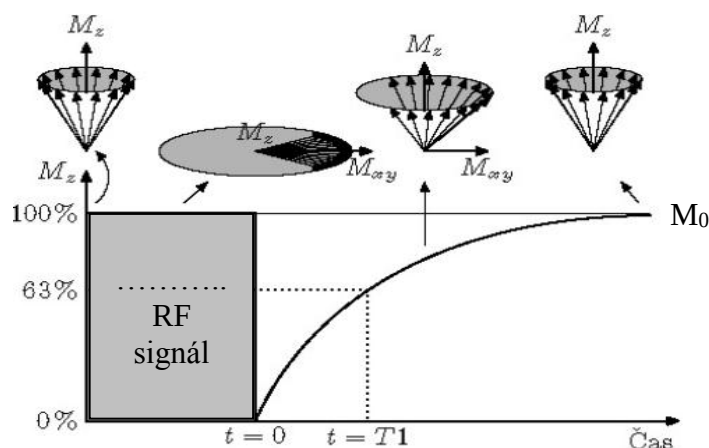


Obr. 2.4: Sklápění vektoru magnetizace $\mathbf{M}_0$ po aplikaci 90° RF pulzu do roviny xy [6].

Po ukončení excitace jader pomocí RF impulsu se budou jádra vracet zpět do teplotní rovnováhy, budou relaxovat. Relaxace lze rozdělit na návrat vektoru magnetizace v ose z – tzv. spin-mřížková relaxace T_1 a spin-spinová relaxace T_2 , kdy velikost vektoru magnetizace v transverzální rovině klesá k nule. Časový průběh nárůstu M_z v čase má charakter exponenciály podle vztahu

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (2.3)$$

a můžeme jej znázornit tzv. T_1 křivkou, kde konstanta T_1 udává čas, za jaký dojde k obnovení velikosti M_0 na 63 % své původní velikosti (viz obr. 2.5).



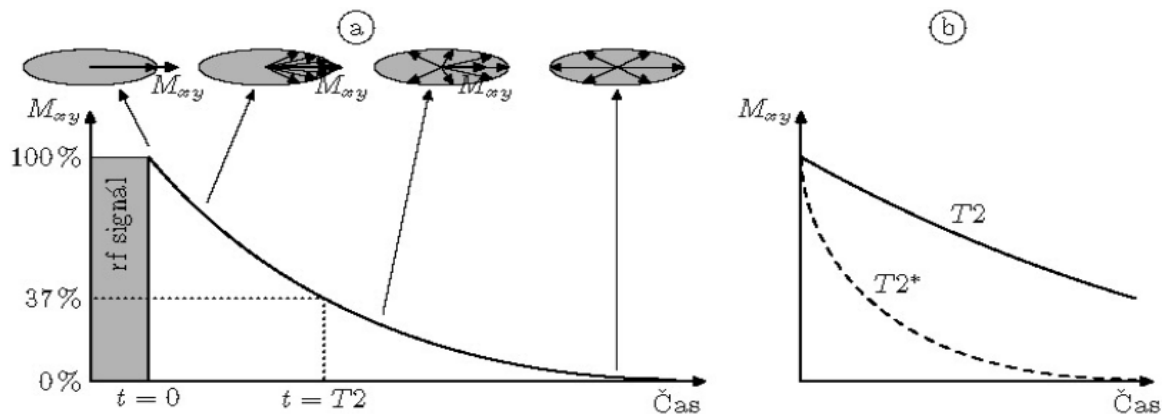
Obr. 2.5: Průběh relaxace vektoru magnetizace $\mathbf{M}_z$ po aplikaci 90° RF impulsu do termodynamické rovnováhy [7].

Relaxace v transverzální rovině vedou k rozfázování dílčích vektorů magnetizace a k poklesu transverzální složky M_{xy} k nule. Rozfázování je způsobeno rozdílnými kmitočty dílčích vektorů magnetizace a ty jsou způsobeny vzájemnými změnami lokálních magnetických polí mezi jednotlivými jádry ve vzorku (přirozená relaxace T_2) nebo nehomogenitou statického magnetického pole B_0 v měřeném objemu (efektivní relaxační

doba T_2^*). Časovou změnu velikosti M_{xy} popisuje T_2 křivka (viz obr. 2.5), která má charakter exponenciály a je ji možné vyjádřit vztahem

$$M_{xy} = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}}. \quad (2.4)$$

Relaxační konstanta T_2^* pak udává čas, za který dojde k poklesu velikosti M_{xy} na 37 % svého maxima.



Obr. 2.6: a) Časový průběh vektoru magnetizace $\mathbf{M}_{xy}$ po aplikaci 90° RF impulzu spolu s Blochovým makroskopickým modelem jevu ztráty fázové koherence při T_2 relaxaci. b) Změna průběhu velikosti M_{xy} vlivem relaxace T_2^* b) [7].

Princip NMR je velmi často využíván pro tomografické zobrazování. Velké uplatnění, kromě jiných oborů lidské činnosti, nalezlo magneticko-rezonanční (MR) zobrazování v medicíně. Je to proto, že oproti jiným neinvazivním tomografickým technikám využívá interakce atomových jader se statickým a RF magnetickým polem. Doposud nebyly shledány škodlivé účinky této interakce na lidský organizmus. Dalším důležitým faktorem je vysoký kontrast MR obrazu v měkkých tkáních, např. v mozku, svalech apod.

Důležitou vlastností MR tomografie je možnost zobrazit nejenom prostorovou distribuci spinů ve vybrané vrstvě, ale také získat obrazy vážené jinými parametry např. relaxačními časy T_1 a T_2 , rychlostí proudění kapaliny, difuzními vlastnostmi spinů nebo chemickým posuvem apod. Tato zobrazení mají nové diagnostické možnosti.

Zajímavými aplikacemi MR tomografie jsou funkční zobrazování, lokalizovaná spektroskopie a spektroskopické zobrazování [8], [9]. Funkční zobrazování ukazuje místa na mozku měnící aktivitu při příslušném dráždění nervového systému. Lokalizovaná spektroskopie umožní změřit NMR spektrum ve vymezené oblasti mozku. Spektroskopické zobrazování na rozdíl od lokalizované spektroskopie dovoluje změřit rozmístění vybraných chemických látek v mozku.

2.2 Difuze

Difuze je jedním z transportních mechanismů v přírodě, jehož následkem dochází k mísení molekul nebo částic bez nutnosti pohybu větších objemů hmoty. Difuzi není možno slučovat s konvekcí nebo disperzí jako dalšími transportními procesy, u kterých je nutný pohyb většího objemu částic z jednoho místa do místa druhého. Difuzní proces můžeme pozorovat na jednoduchém příkladu. Máme sklenici s vodou v klidném stavu

za konstantní teploty a tlaku. Do vody vložíme kapku barviva a po čase zjistíme, že se barvivo rozptýlilo do celého objemu bez míchání vody s barvivem ve sklenici. Toto difuzní míšení je důsledkem kolizí mezi molekulami v kapalinách případně v plynech.

Jev difuze popsal již v roce 1885 německý fyzik Fick rovnicí, která je dnes označována jako 1. Fickův zákon (2.5) [10], [11].

$$\mathbf{J} = -D\nabla C, \quad (2.5)$$

kde představuje $\mathbf{J}$ – vektor difuzního toku částic, C – koncentrace částic a D – difuzní koeficient (látkové množství difundující složky, které projde jednotkovou plochou za jednotku času při jednotkovém koncentračním gradientu). Rovnice (2.5) popisuje vyrovnávání koncentrací v soustavách s koncentračním gradientem v důsledku translačního pohybu částic. Difuze tedy probíhá i v teplotní rovnováze a částice se pohybují z místa vyšší koncentrace do místa s koncentrací nižší nebo při rozdílné teplotě z místa s vyšší teplotou do místa s teplotou nižší. Jestliže bude chybět teplotní nebo koncentrační gradient, difuzní tok bude nulový.

V roce 1828 skotský fyzik Robert Brown popsal svůj pokus, kterým zjistil při sledování pylových zrn pod mikroskopem, že k pohybu částic dochází náhodně, bez zjevné příčiny [12]. Na počátku 20. století nevědomě pozoroval Brownův pohyb německý fyzik Albert Einstein při hledání důkazů, které by nepochybně znamenaly existenci atomů. Dospěl k závěru, že mikroskopické útvary suspendují v kapalině a provádějí přesuny v takovém rozsahu, že mohou být snadno pozorovány pod mikroskopem. Einstein použil pro popis pohybu částic teorii pravděpodobnosti [13]. Odvodil vztah (2.6) mezi střední kvadratickou odchylkou charakterizující Brownův pohyb a difuzním koeficient D uvedeným v rovnici 1. Fickova zákona.

$$\langle x^2 \rangle = 2D\Delta\tau, \quad (2.6)$$

kde $\langle x^2 \rangle$ je střední kvadratická odchylka vzdálenosti, kterou difundující částice urazí v jednom směru za čas $\Delta\tau$. Další poznatky o difuzi rozšířil přibližně ve stejné době polský fyzik Smoluchowski. Rovnice (2.6) platí pouze pro izotropní prostředí a jeden pozorovaný směr difuze. Více nás ale zajímá difuze v prostoru, pak má Einsteinova rovnice tvar:

$$\langle x^2 \rangle = 6D\Delta\tau, \quad (2.7)$$

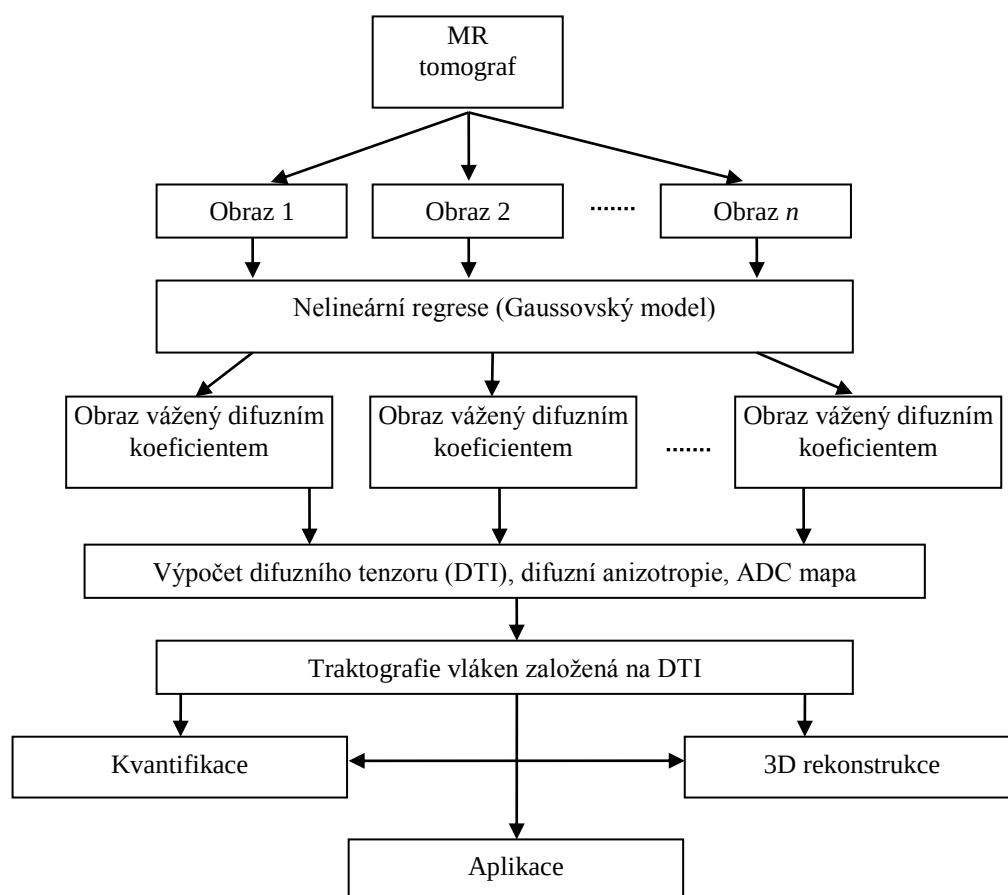
kde $\langle x^2 \rangle$ nyní vyjadřuje střední kvadratickou odchylku vzdálenosti ve všech třech směrech.

Během času $\Delta\tau$ mohou molekuly procházet oblastmi s různými koeficienty D , čímž vzniká časová závislost koeficientu. Pro tyto případy byl zaveden pojem zdánlivý difuzní koeficient - *Apparent Diffusion Coefficient ADC* (Le Bihan 1986 [14]), který vyjadřuje efektivní hodnotu D a je časově nezávislý. Difuze je často anizotropní veličina (hodnota D se liší v závislosti na směru) a z koeficientu D se tedy stává tenzor $\mathbf{D}$, k jehož získání potřebujeme provést měření minimálně v šesti nezávislých směrech [3], [16]. Podrobněji bude popsán difuzní tenzor a jeho využití v kapitole 4.2.

Difuze představuje změnu polohy částic, a proto nelze difuzně vážený obraz získat pouze z jednoho obrazu měřeného v konkrétním čase. Abychom zachytili změnu polohy

částic, musíme měřit nejméně dva difuzně vážené obrazy s různými vlastnostmi (podrobněji popsáno v kapitole 3 a 4). Jednou z možností je měření jednoho obrazu bez kódování jader gradientním pulzem; poté měření druhého obrazu, kde jsou v jednom časovém okamžiku určitá označená jádra rozfázována a ve druhém časovém okamžiku opět sfázována. Pokud jádra změni svou polohu, nedojde k opětovnému sfázování a výsledný MR obraz bude mít intenzitu váženou velikostí difuzního koeficientu D . Tyto obrazy se mohou dále zpracovávat podle obr. 2.7 [14].

Z několika difuzně vážených obrazů můžeme získat také obraz, který bude vážen difuzním tenzorem (DTI), kdy nezískáme pouze informaci o velikosti difuze, ale také o směru, ve kterém se částice pohybují (jsou seskupeny do vláken). Z difuzního tenzoru lze stanovit difuzní anizotropii, která má v medicíně velký význam pro diagnostiku nemocí. Z difuzně vážených obrazů lze dále získat obrazy různých svalových a nervových vláken za pomoci takzvané traktografie vláken [15].



Obr. 2.7: Postup získávání difuzně váženého obrazu a další možnosti jeho zpracování.

3 MR METODY MĚŘENÍ DIFUZE

Magnetická rezonance nám umožňuje neinvazivně měřit difuzi široké škály vzorků [16]. V roce 1950 Hahn poprvé popsal citlivost spinového echa v difuzních procesech [17]. Ukázal, že v silně nehomogenním magnetickém poli výrazně klesá velikost signálu spinového echa za přítomnosti difuze.

Princip měření difuze (obecně jakéhokoliv pohybu spinů) spočívá ve vhodné aplikaci gradientů magnetického pole (prostorově závislého magnetického pole) do NMR měřicí sekvence. Využívá se skutečnosti, že spiny jsou v jednom časovém okamžiku vlivem gradientního magnetického pole rozfázovány a ve druhém časovém okamžiku stejným gradientním pulzem opět sfázovány. Vlivem pohybu spinů se změní poloha spinů v době sfázování a velikost měřeného signálu bude menší. Pokles MR signálu je úměrný difuznímu koeficientu měřených spinů. Na tomto principu jsou založeny MR metody měření difuzních koeficientů využívající gradientních magnetických polí. Hahn studoval vliv difuze ve statickém magnetickém poli. Carr a Purcell (1954) [18] využili Hahnova echa k přímému měření difuzních koeficientů za přítomnosti statického gradientu magnetického pole. Později v roce 1965 Stejskal a Tanner [19] použili dvou stejných pulzů gradientního magnetického pole aplikovaných ve vhodných časových okamžicích v pulzní sekvenci. Tato pulzní sekvence se označuje PFGSE a je pro měření difuzních koeficientů často používána.

3.1 Metoda spinového echa s gradientními impulzy

Nejčastěji se pro měření difuze používá 6-pulzní metoda Pulsed Field Gradient Spin Echo – PFGSE [19]. Tato sekvence, znázorněná na obr. 3.1, nejčastěji využívá gradientní impulzy obdélníkového tvaru. Po aplikaci 90° impulzu dojde ke sklopení vektoru magnetizace $\mathbf{M}$ do transversální roviny a k postupné relaxaci jader s časem T_2^* . Aplikací 180° impulzu dojde k otočení směru precese jader, čímž se jádra začnou sfázovávat. Výsledkem procesu sfázování je vznik spinového echa v čase T_E , jehož hodnota klesá s relaxačním časem T_2 podle vztahu uvedeném v literatuře [20]:

$$M = M_0 \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}}, \quad (3.1)$$

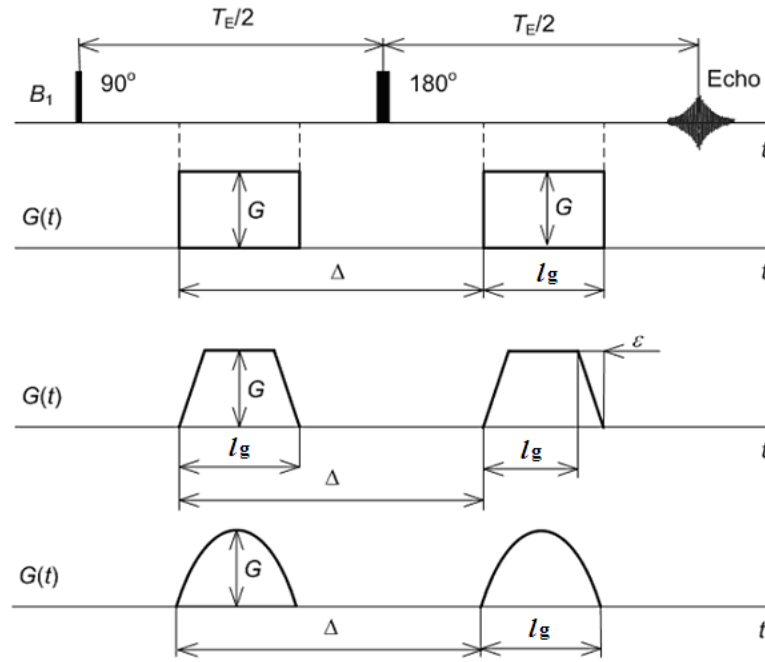
kde M je velikost vektoru magnetizace v čase T_E a M_0 je počáteční velikost vektoru magnetizace v ose z .

Aplikujeme-li difuzní gradienty symetricky kolem 180° impulzu, bude pro nehybná jádra platit totéž co u sekvence bez gradientů. Bude-li však jádro v jiné pozici, aplikací gradientu i v jiném magnetickém poli, před a po 180° impulzu, nedojde ke sfázování dílčích vektorů magnetizace jednotlivých jader. Tím pozorovaný signál spinového echa nedosáhne hodnoty měřené sekvencí bez gradientů.

Pokles pozorovaného signálu je možné vyjádřit vztahem:

$$M = M_0 \cdot e^{-bD} \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}}, \quad (3.2)$$

kde veličina b je takzvaný b -faktor, jehož velikost závisí na vlastnostech použitých difuzních gradientů a veličina D je difuzní koeficient (někdy také označován jako difuzivita) [20]. Difuzní koeficient D je závislý na teplotě, na homogenitě statického magnetického pole B_0 a také na vlastnostech gradientních impulzů. Pro popis časových intervalů a velikosti gradientních impulzů se zavádí veličina b -faktor. Difuzní gradienty nemusejí mít obdélníkový tvar. V některých zdůvodněných případech mohou být použity např. lichoběžníkový tvar nebo gradienty s půl-sinusovým průběhem. Jedním z důvodů volby těchto tvarů gradientních impulzů je výrazné zmenšení strmosti náběžných a doběžných hran, vznik menších vířivých proudů v okolních vodivých materiálech a výrazné snížení deformací impulzů gradientů magnetického pole. Pulzní sekvence pro tři různé tvary difuzních gradientů a vztahy pro výpočet b -faktorů jsou uvedeny v literatuře [21] a [22].



Obr. 3.1: Pulzní sekvence PFGSE pro měření difuze s gradienty obdélníkového, lichoběžníkového a půl-sinusového tvaru a jim odpovídající výpočet b -faktorů [16].

Pro výpočet b -faktoru různých tvarů difuzních gradientů v sekvenci PFGSE platí následující vztahy:

obdélníkový difuzní gradient:

$$b = \gamma^2 G^2 l_g^2 \left(\Delta - \frac{l_g}{3} \right), \quad (3.3)$$

lichoběžníkový difuzní gradient:

$$b = \gamma^2 G^2 \left(l_g^2 \left(\Delta - \frac{l_g}{3} \right) + \frac{\epsilon^3}{30} - \frac{l_g \epsilon^3}{6} \right), \quad (3.4)$$

půl-sinusový difuzní gradient:

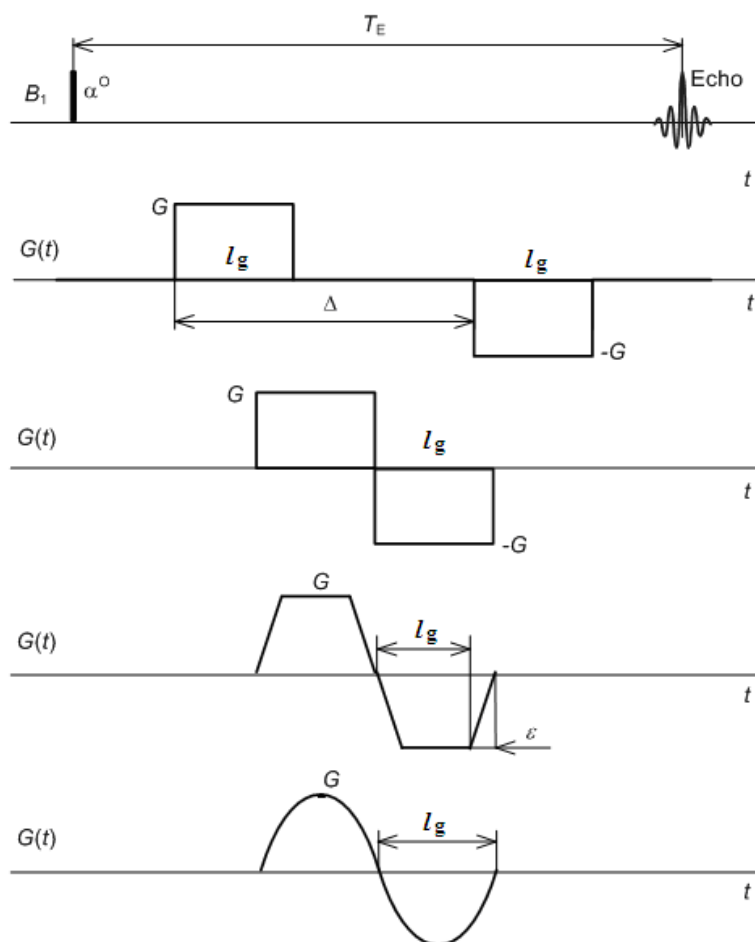
$$b = 4\pi^{-2} \gamma^2 G^2 l_g^2 \left(\Delta - \frac{l_g}{3} \right). \quad (3.5)$$

Veličina G popisuje velikost gradientu magnetického pole. Ostatní veličiny vyjadřují časové relace v PFGSE sekvenci a jsou zřejmé z časových průběhů na obr. 3.1. Veličinou l_g označujeme délku gradientního impulzu a veličinou Δ pak vzdálenost dvou gradientních impulzů. Více se o principu metody PFGSE dozvíte v literatuře [5] a [21].

Technika PFGSE je využitelná pro měření difuzních koeficientů atomů a molekul v homogenních kapalinách a pevných látkách. U heterogenních vzorků bývá relaxační čas T_2 krátký a difuze malá ($D < 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$) [22]. Pro čas T_2 v takových systémech platí $T_2 \ll T_1$. V uvedených případech jsou používány pulzní sekvence se stimulovaným echem PFGSSE. V literatuře jsou popsány speciálně upravené sekvence se stimulovaným echem jako například sedmi intervalová sekvence [23], devíti intervalová sekvence, třinácti intervalová sekvence a sedmnácti intervalová sekvence [24] a [25].

3.2 Metoda gradientního echa pro měření difuze

Pro měření difuze lze použít i metodu gradientního echa (GE). Zde je možné dosáhnout sfázování vektorů dvěma gradientními pulzy různé polarity. Sfázování vektorů je kromě dvou RF pulzů možné dosáhnout dvěma gradientními pulzy různé polarity. Takto vytvořené gradientní echo je možné také využít pro měření difuze. Pulzní sekvence Pulsed Field Gradient Field Echo – PFGFE je znázorněná na obr. 3.2.



Obr. 3.2: Měření difuze se sekvencí gradientního echa s dvoupolaritními gradienty obdélníkového, lichoběžníkového a sinusového průběhu [16].

Pro výpočet b -faktoru obdélníkového tvaru platí u metody PFGFE stejný vťah, jako u metody PFGSE, tedy (3.3). U metody PFGFE může nastat zvláštní případ tehdy, když vzdálenost mezi kladným a záporným difuzním gradientem bude nulová, $\Delta = 0$. Vztah (3.3) se zjednoduší na tvar:

$$b = \frac{2\gamma^2 G^2 l_g^3}{3}. \quad (3.6)$$

Pro lichoběžníkový difuzní gradient platí:

$$b = \gamma^2 G^2 \left(\frac{l_g^3}{3} + l_g^2 \varepsilon + \frac{\varepsilon^3}{30} - \frac{l_g \varepsilon^2}{6} \right) \quad (3.7)$$

a pro půl-sinusový difuzní gradient:

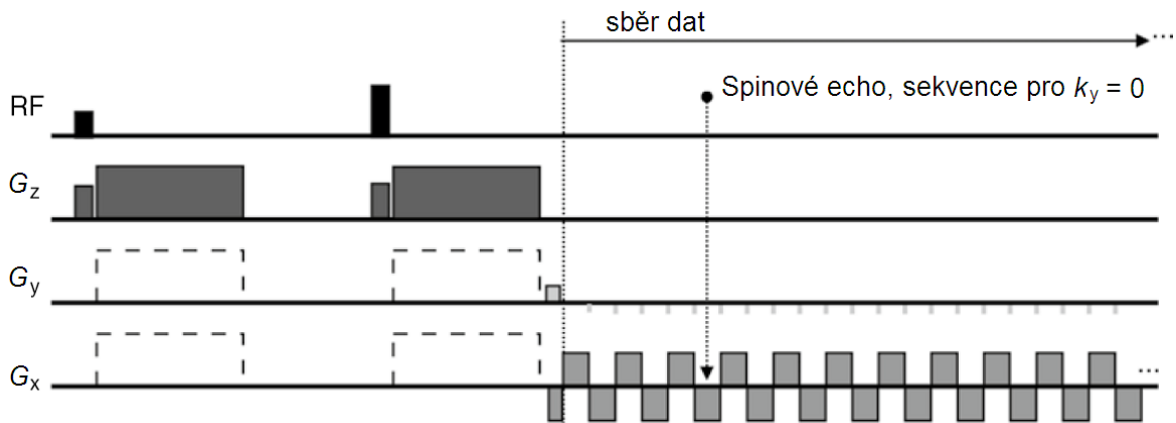
$$b = 3\pi^{-2} \gamma^2 G^2 l_g^3. \quad (3.8)$$

Výhodou použití PFGFE pulzní sekvence je zkrácení echo času T_E pro stejné časování gradientů jako v sekvenci PFGSE a dosažení většího poměru signál/šum MR signálu. Nevýhodou může být pro menší úrovně difuzních gradientů vliv nehomogenity základního magnetického pole [21].

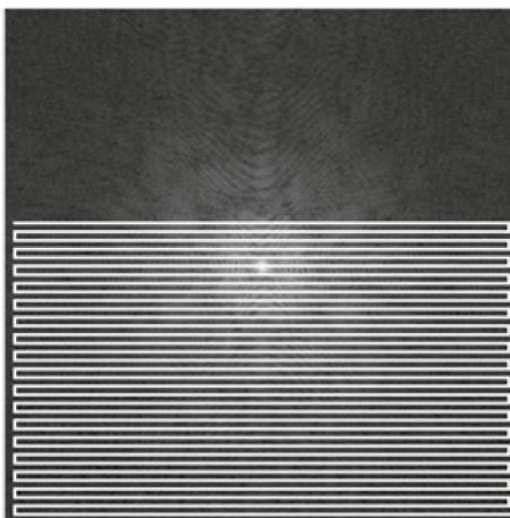
3.3 Měření difuze pomocí echoplanárního zobrazování

Echoplanární zobrazování – EPI (Echo Planar Imaging) patří k velmi rychlým zobrazovacím metodám. Nejčastěji používanou techniku pro měření difuzních obrazů představuje metoda Single Shot EPI (SS-EPI) [1], [26].

Typický sled impulzů a jemu odpovídající vzorkování je znázorněn na obr. 3.3. Pulzní sekvence je navržena tak, aby se signál v čase spinového echa zapisoval do k -prostoru (fázový prostor), tak jak ukazuje obr. 3.4. Signál je zapisován nejprve zleva doprava, poté zprava doleva a zápis se cyklicky opakuje. Tímto způsobem zápisu se zkracuje doba trvání měření a snižuje se doba rozpadu signálu T_2 , změříme tak vyšší intenzitu MRI signálu.



Obr. 3.3: Sekvence SS-EPI pro rychlé měření difuzně vážených obrazů [1].



Obr. 3.4: Vzorkování k -prostoru v metodě SS-EPI [1].

Velkou výhodou měřicí metody SS-EPI je rychlost měření, čímž se alespoň částečně eliminují vlivy pohybu měřeného člověka, tlukotu srdce a dýchání. Tato metoda je ovšem velmi náchylná na řadu artefaktů. Díky nehomogenitě magnetického pole a působení vířivých proudů dochází ke geometrickým deformacím obrazu.

4 DIFUZNĚ VÁŽENÉ OBRAZY

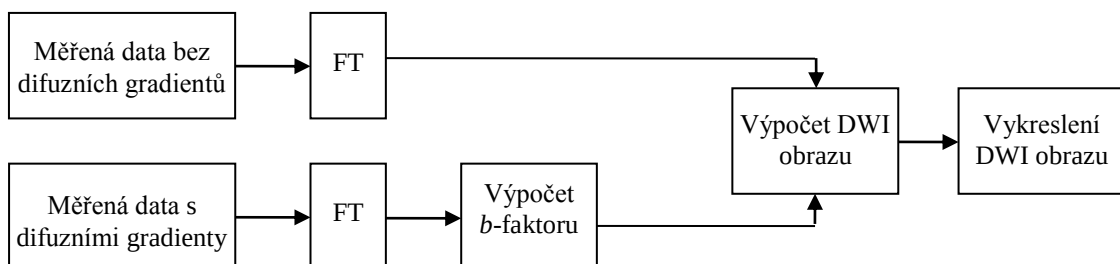
4.1 Výpočet difuzně vážených obrazů

V difuzně vážených obrazech (DWI) představuje každý obrazový bod hodnotu difuzního koeficientu D v daném místě. Toto měření 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 kapitole 3.1, úpravou vztahu (3.2) získáme vztah pro výpočet difuzního koeficientu

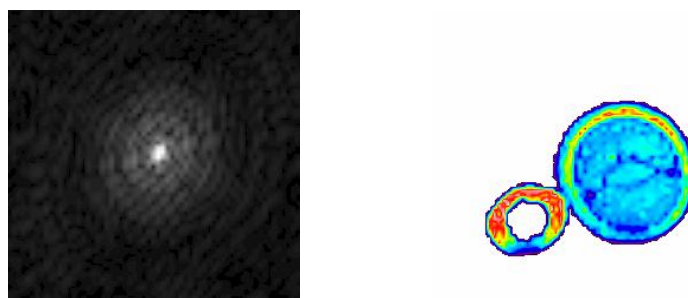
$$D = -\frac{\ln\left(\frac{S_1}{S_0}\right)}{b}, \quad (4.1)$$

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 gradientu.

Jako příklad je zde uvedeno měření difuzně váženého obrazu biologických vzorků, které představovaly stonek kopru a cibule pórků. Postup pro zpracování DWI obrazu ukazuje blokový diagram na obr. 4.1. Metodou PFGSE byla získána naměřená data v k -prostoru. Po Fourierově transformaci byl získán výsledný obraz s rozlišením 64×64 px. V dalším kroku následuje filtrace získaných obrazů, odstranění pulzního šumu a výpočet samotného difuzně váženého obrazu dle vztahu (4.1). Na obr. 4.2 pak jsou naměřená data v k -prostoru a výsledný difuzně vážený obraz měřených vzorků pórků a kopru.



Obr. 4.1: Algoritmus zpracování měřených dat metodou PFGSE a zobrazení DWI obrazu.



Obr. 4.2: Vlevo: naměřený snímek metodou PFGSE v k -prostoru. Vpravo: DWI obraz vypočten dle algoritmu na obr. 4.1. Měření bylo provedeno na tomografu s $B_0 = 4,7$ T [27].

4.2 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 [28], [29]. 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].

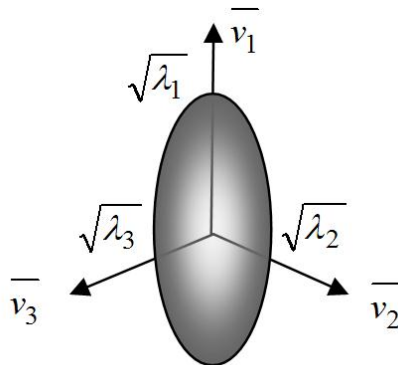
V DTI obrazech je každý voxel zobrazen prostřednictvím elipsoidu. Pro vytvoření DTI obrazu můžeme jako základ použít opět metodu PFGSE. Aby mohly být zobrazeny elipsoidy, musí se nejprve provést nejméně 7 měření a vyhodnocení DWI obrazů. Jeden obraz bude měřen bez difuzních gradientů - S_0 a obrazy S_1 až 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:

$$\frac{S_1}{S_0} = e^{-\mathbf{b} \cdot \mathbf{D} \mathbf{b}^T}, \quad (4.2)$$

kde $\mathbf{b}$ je vektor obsahující informaci nejen o velikosti gradientu, ale také o jeho orientaci. Matice $\mathbf{D}$ 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 $\mathbf{v}$. Ty získáme z tenzoru $\mathbf{D}$ pomocí procesu „diagonalizace“ jak je vidět v rovnici (4.3).

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{bmatrix} \xrightarrow{\text{diagonalizace}} \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3. \quad (4.3)$$

Na obr. 4.3 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 $\mathbf{v}$.



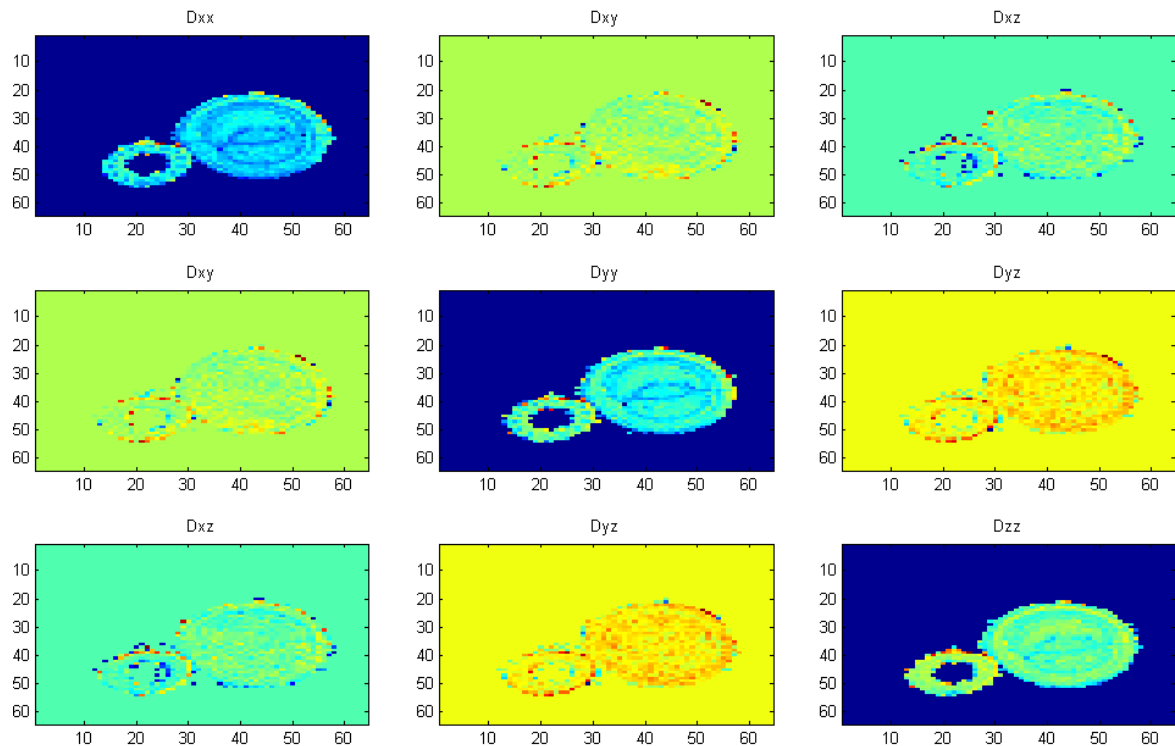
Obr. 4.3: Příklad elipsoidu, který využívá zobrazovací metoda DTI.

Úpravou vztahu (4.2) je možné získat následující výraz, který lze použít pro výpočet jednotlivých difuzních koeficientů:

$$\mathbf{b} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{b}^T = [\sqrt{b_x}, \sqrt{b_y}, \sqrt{b_z}] \cdot \begin{bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sqrt{b_x} \\ \sqrt{b_y} \\ \sqrt{b_z} \end{bmatrix}. \quad (4.4)$$

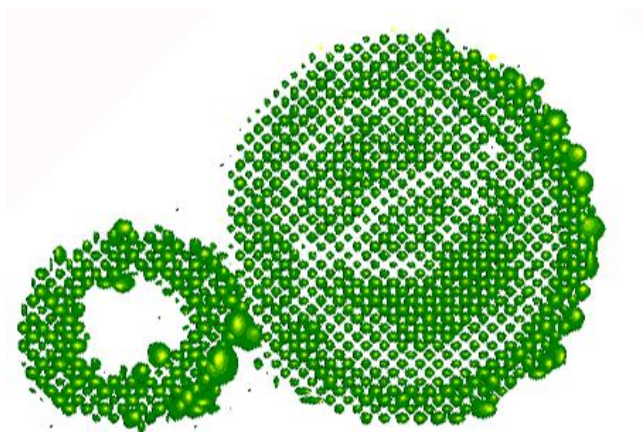
Jednou z možností zobrazení DTI obrazu je použití následující kombinaci gradientů: $[0, 0, 0]$, $[1, 0, 0]$, $[0, 1, 0]$, $[1, 0, 1]$, $[\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}, 0]$, $[\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}]$, $[0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}]$. Velikost gradientů se nastaví tak, aby $b_x=b_y=b_z=\sqrt{b_x} \cdot \sqrt{b_y} = \sqrt{b_x} \cdot \sqrt{b_z} = \sqrt{b_y} \cdot \sqrt{b_z}$ ($= 221.5 \text{ mm}^2/\text{s}$ pro získání obr. 4.4). Tím se zjednoduší výpočet difuzních koeficientů D .

Na obr.4.4 je uvedeno devět difuzně vážených obrazů transversálního řezu měřených vzorků cibule a kopru. Tyto obrazy odpovídají jednotlivým prvkům v matici tenzoru $\mathbf{D}$. 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. 4.4 - mimo hlavní diagonálu), zde je již struktura rostliny méně znatelná.



Obr. 4.4: Vypočtené DWI obrazy, které odpovídají jednotlivým prvkům v tenzoru $\mathbf{D}$.

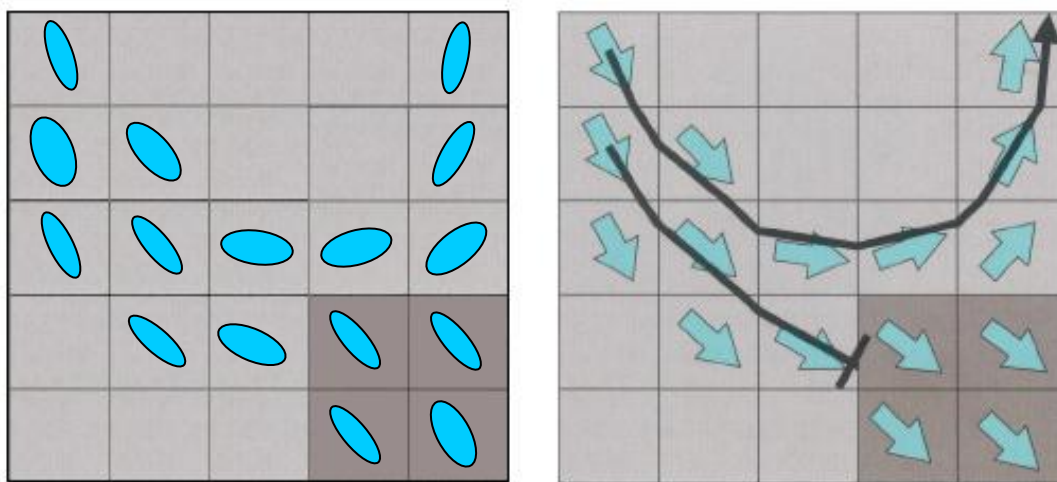
Výsledný DTI obraz byl počítán v programu Matlab za použití vztahu (4.4). Obr. 4.5 znázorňuje měřený vzorek kopru s cibulí v transversálním řezu metodou DTI. Je vidět, že obrázek v tomto 2D řezu je složen z elipsoidů, které určují nejen směr difuze částic, ale také její velikost.



Obr. 4.5: Zobrazení měřeného vzorku kopru s cibulí pomocí metody DTI.

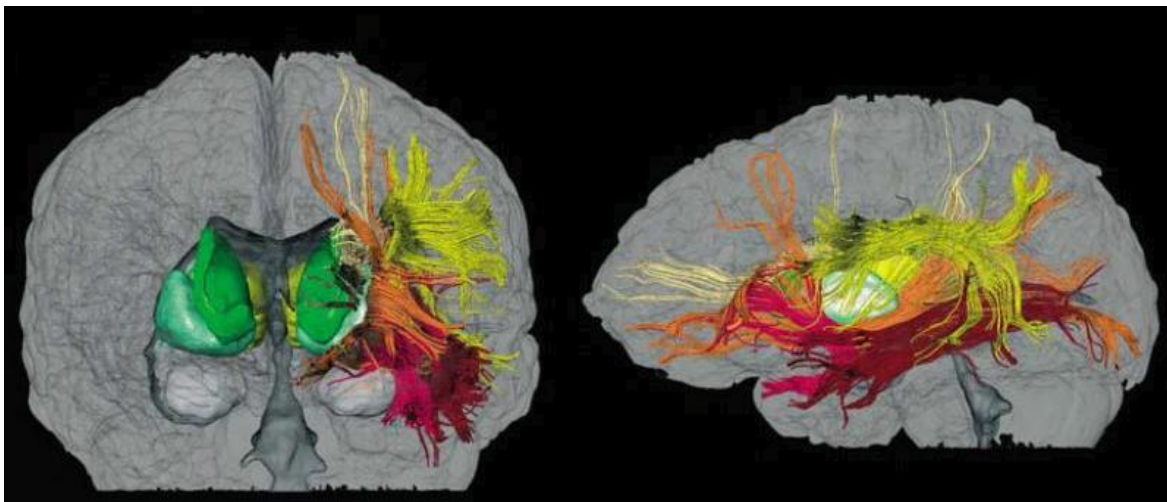
4.3 Traktografie vláken

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 [30]. V každém voxelu se tedy vypočítají vlastní vektory tenzoru a úhel natočení elipsoidu, který převládá, udává směr průchodu vlákna daným voxellem, viz obr. 4.6. Jedná se o softwarově nejnáročnější 3D výpočetní úlohy, které skrývají několik překážek, jako např. souběh a křížení vláken [31].



Obr. 4.6: 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 ukázkou metody traktografie vláken, pomocí které byly odhadnuty barevně odlišené svazky nervových vláken, představuje obr. 4.7 [32].



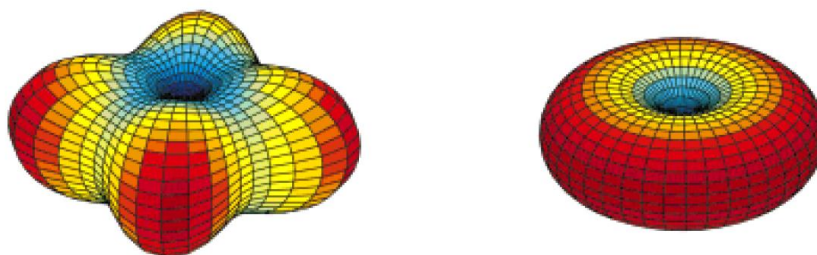
Obr. 4.7: Traktografie nervových vláken v bílé hmotě mozku, převzato z [32].

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 [30].

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).

4.4 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. 4.8 jsou uvedeny příklady tvarů, které mohou u protokolu HARDI představovat jeden obrazový bod. Při měření DTI nám stačí sedm měření (1 měření bez gradientu a 6 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 [33], [34].



Obr. 4.8: Příklady útvarů, které využívá metoda HARDI pro vykreslování DWI obrazů [34].

5 CÍLE DISERTACE

Práce předpokládá vytvoření stručného přehledu artefaktů vznikajících při měření na magneticko-rezonančním tomografu a popis možností eliminace zdrojů artefaktů. Mezi nejčastější zdroje artefaktů patří magnetická susceptibilita, která významně ovlivňuje MR zobrazení, vede ve svých důsledcích k intenzitní deformaci v obraze a lokálně deformuje jeho fázi. Deformace se projevují především v okolí vzduchových bublin a v blízkosti přechodů tkání s rozdílnou hodnotou magnetické susceptibility. Podobně se deformace magnetického pole projevuje při měření difuzního koeficientu, kde dochází k nezanedbatelným chybám. Z uvedených důvodů je v následujících kapitolách pozornost soustředěna především na problémy při měření difuze, difuzního tenzoru, na vlivy magnetické susceptibility a aplikace difuzních obrazů.

Cíle disertační práce jsou následující:

- Vytvořit stručný přehled artefaktů vznikajících v difuzně-vážených obrazech, viz kapitola 6.
- Navrhnout metodu potlačení vlivu nehomogenity statického magnetického pole při měření difuze pomocí magneticko-rezonančního zobrazování, viz kapitola 7.
- Navrhnout a experimentálně ověřit metodu měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek, viz kapitola 8.

6 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 znesnadňují 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 takzvaného magneticko-rezonančního zobrazování [9], [35]. 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 signálu od šumu, 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 susceptibilitě 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 [36]. V roce 2009 vydal P. J. Basser a S. Pajevič článek, který je zaměřen na význam šumu pro vznik artefaktů v DTI obrazech [37]. 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. Některé artefakty ale přesto vznikají. Druhý způsob eliminace artefaktů je založen na použití algoritmů pro zpracování naměřených dat, tzv. „post-processingových korekčních metod“ [38] - [45].

6.1 Vliv vířivých proudů

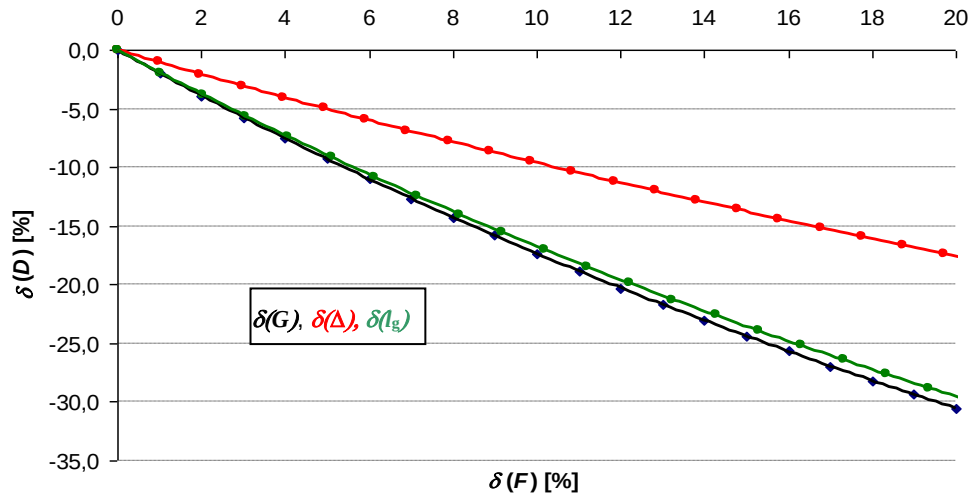
Během pulzní sekvence se vytváří v gradientních cívkách silné rychle se měnící magnetické pole, při němž dochází v elektricky vodivých částech tomografického systému k indukci vířivých proudů. Tyto proudy pak vyvolávají nežádoucí přídavné rychlé magnetické pole, které se pomalu rozpadá.

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 vzájemně se 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 DWI 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, vznikne 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 tkáň stejné jako předpokládané velikosti gradientů.

Vířivé proudy tedy ovlivňují vlastnosti gradientních impulzů a mění tak hodnoty difuzních koeficientů. Jak ale závisí tyto vlastnosti gradientního impulzu na velikosti difuzního koeficientu? Podle vztahů (3.3), (3.4) a (3.5) je možné stanovit závislost citlivosti difuzního koeficientu D na změnu: amplitudy gradientního impulzu G , délky gradientního impulzu l_g a na vzdálenosti mezi dvěma gradientními impulzy Δ . Simulaci pomocí navrženého programu v prostředí Matlab bylo ověřeno, že citlivost změny difuzního koeficientu $\delta(D)$ na jednotlivé změny velikosti a časových relací difuzního gradientu bude u všech uvedených tvarů gradientních pulzů v kapitole 3.1 stejná. Osa $\delta(F)$ na obr. 6.1 představuje relativní změnu parametrů gradientního impulzu, kde za proměnnou F můžeme dosadit parametry gradientního impulzu, a to: velikost gradientního impulzu G , vzdálenost mezi dvěma gradientními impulzy D a délku gradientního impulzu l_g . Z průběhů na obr. 6.1 vyplývá, že difuzní koeficient je

nejcitlivější na změnu amplitudy gradientního pulzu $\delta(G)$ a na změnu délky gradientního pulzu $\delta(l_g)$. Méně závislý je pak na změnu vzdálenosti mezi dvěma difuzními gradienty $\delta(\Delta)$, viz obr. 6.1. Jak je uvedeno v literatuře [46], je možné využitím simulace také charakterizovat chyby měřeného difuzního koeficientu vlivem vířivých proudů.



Obr. 6.1: Závislost relativní chyby difuzního koeficientu $\delta(D)$ na změně parametrů $\delta(F)$ difuzního gradientu.

Nekompenzovaná zkreslení obrazu mohou vést k významným systémovým chybám při odhadování velikosti difuzního koeficientu. Typickým artefaktem vyplývajícím z nekorigovaných indukovaných vířivých proudů je výrazné ohraničení oblasti vysoké anizotropie podél fázově kódovacího směru.

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 [48], [49]. Tyto metody jsou založeny na korelačních funkcích. Předpokládá se však, že během akvizice nebude docházet k žádným pohybům měřeného objektu a při čtení nedojde k pomalému rozpadu vířivých proudů. Splněním těchto podmínek se získají pouze užitečné obrazové informace.

Alternativní přístupy zahrnují snímání a korekci fázové mapy pole, která je založena na vytvoření modelu účinků vířivých proudů [50] a na mapování vířivých proudů, které indukují pole přímo při zobrazování fantomu v odlišném experimentu [51], [52]. Tento druhý přístup velmi závisí na velikosti gradientu a ne na jeho změnách. Nesmí však docházet ke změnám homogenity statického magnetického pole mezi fázemi 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 problém, 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 [53] - [55]) a FLIRT (FMRIB's Linear Image Registration Tool) – plně automatický robustní a přesný nástroj nejen pro registraci snímků mozkové tkáně využívající lineární afinní transformaci [55]. 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.

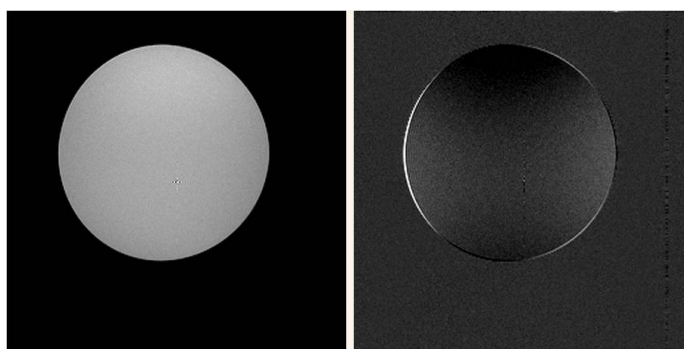
Robustnější přístup představuje použití modelu, který popisuje, jak se vyvíjejí vířivé proudy v prostoru a čase spolu s předmětem pohybu. Jako následné korekce je možné použití optimalizačních procedur [56], [57].

6.2 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 metody EPI.

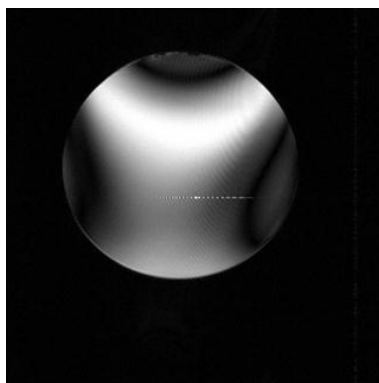
Vliv nehomogenity magnetického pole závisí na použité zobrazovací technice. Na obr. 6.2 vlevo je vidět příklad špatně vykompenzovaného statického magnetického pole B_0 při měření fantomu metodou PFGSE. Vpravo na obr. 6.2 je vidět rozdíl mezi obrazem s artefaktem a obrazem referenčním. Vznikla deformace obrazu o velikosti přibližně dva pixely.

Snímky na obr. 6.2, obr. 6.3 a obr. 6.10 byly pořízeny Beckman MRI systémem s rezonančním kmitočtem jader vodíku 170.029470 MHz [58]. Měřený fantom tvořila plastová lahvička o objemu 125 ml naplněná 5mM CuSO_4 rozpuštěného ve vodě. Relaxační časy měřeného vzorku byly $T_1 \sim 300$ ms a $T_2 \sim 270$ ms. Nastavené parametry měřicí sekvence: $T_R = 400$ ms, $T_E = 20$ ms.



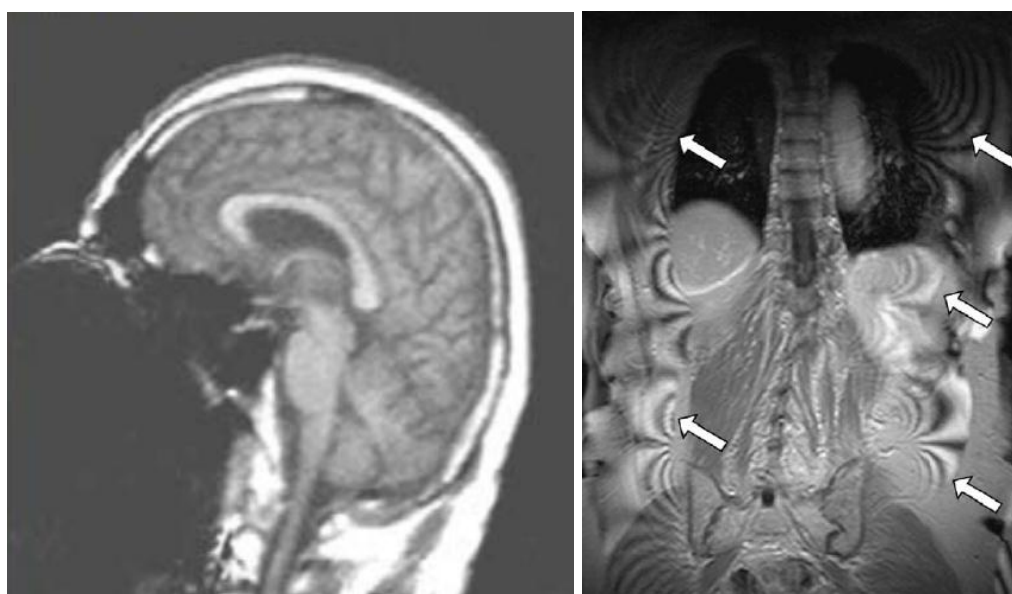
Obr. 6.2: Vlevo: měřený fantom užitím metody PFGSE s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity mag. pole B_0 , vpravo: rozdíl mezi obrazem s artefaktem a referenčním obrazem [58].

Mnohem citlivější na nehomogenity magnetického pole je měření obrazů aplikací metody PFGFE. Touto metodou byl pořízen obr. 6.3 s použitím podobných parametrů měření jako u předchozího snímku na obr. 6.2. U metody PFGFE vyvolá nelinearita statického magnetického pole B_0 mnohem větší artefakty, než je tomu u metody PFGSE.



Obr. 6.3: Obráz fantomu s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity magnetického pole B_0 [58].

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 obvykle 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. 6.4 jsou ukázány příklady susceptibilních artefaktů; vlevo vidíme ztrátu signálu vlivem velké susceptibility kovového materiálu v čelisti, vpravo pak několik susceptibilních artefaktů, které vznikají na rozhraních tkání s různými hodnotami magnetické susceptibility.



Obr. 6.4: Obrazy narušené susceptibilními artefakty. Vlevo: artefakt, který se projevil ztrátou signálu vlivem susceptibilního artefaktu kovových zubních náhrad [59]. Vpravo: artefakty vzniklé na přechodech tkání při nevhodně zvolených parametrech měřicí sekvence [60].

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 [62], [63]. 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 nezkrácené difuzně vážené obrazy [64] - [66].

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.

6.3 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 zmenšuje. 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. Rician šumu [67], a to způsobuje větší intenzity v difuzně vážených obrazech a menší hodnoty difuzních koeficientů.

Při zpracování signálů s malým poměrem signál/šum může docházet při odhadu difuzního tenzoru k chybnému určení ADC hodnot. Nesprávný odhad ADC může vést k chybám ve vyhodnocování anizotropie, případně v traktografii vláken. Čím vyšší jsou hodnoty anizotropie, tím je chyba způsobená šumem větší. Kromě toho, v datech s nízkou hodnotou poměru signál/šum a vyššími hodnotami b -faktoru, může šum způsobovat artefakty na rozhraní mezi bílou a šedou hmotou mozkovou, projevující se diferenciálním kontrastem mezi oběma tkáněmi. Úplný popis těchto účinků společně s metodami jejich vylepšení se nachází v literatuře [68].

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 [69].

Radiofrekvenční RF šum a zkreslení průměru a rozptylu vlastních vektorů tenzoru vede k rozvoji strategií pro snížení takového zkreslení [70]. 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 [71] či Weickert filtru [72]. Dále lze použít postupy minimalizace standardního (normálního) rozptylu a strukturálně vyhlazovací přístupy [73], [74].

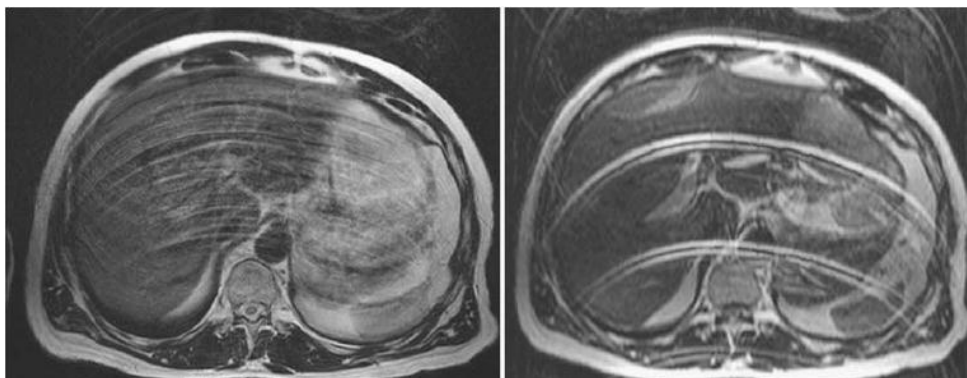
6.4 Pohybové artefakty

Pokud jsou v tomografu snímány obrazy živého tvora, vždy se projevují pohybové artefakty. Pohyby můžeme rozdělit do dvou základních skupin, a to na pohyby cyklické a pohyby náhodné. Do cyklických pohybů řadíme dýchání, krevní pulz, tok mozkomíšního moku, peristaltické pohyby trávicího ústrojí. Do pohybů náhodných pak polykání a samotný náhodný pohyb pacienta.

Aby nedocházelo k žádným pohybovým artefaktům, je třeba, aby se měřený objekt nehýbal. Není možné měřenému pacientovi zastavit krev a dech po dobu měření. Jak tedy alespoň minimalizovat pohybové artefakty? Cyklické pohybové artefakty lze minimalizovat měřením v ustáleném stavu, který je synchronizován s dechem případně s pulzací krevního oběhu. Náhodným pohybovým artefaktům lze předejít správnou informovaností pacienta a dále několikanásobným měřením, kdy se obrazy zatížené pohybovými artefakty vymažou [60]. Pokud bude měřeno zvíře, je kromě synchronizace měření s dechem a pulzací krevního oběhu nutné vždy zvíře uspat. Jakákoliv anestézie má vliv na fyziologii organismu, a tak mění měřené parametry.

6.4.1 Artefakty vznikající při cyklických pohybech

Na obr. 6.5 vidíme extrémní pohybové artefakty, které vznikly vlivem dýchání při měření difuzně vážených obrazů pomocí rychlé metody EPI. Obrázek vlevo představuje mírný pohybový artefakt, kdežto snímek vpravo ukazuje extrémní pohybový artefakt, při kterém dochází ke kmitočtovému posunu a tím ke vzniku několika „duchů“.



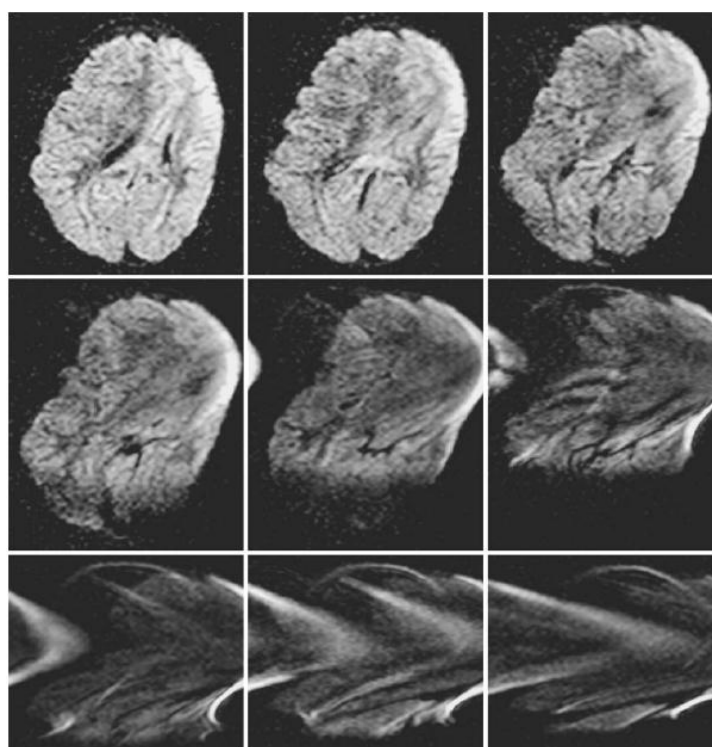
Obr. 6.5: Pohybový artefakt viditelný na snímku pacienta při měření difuzně vážených obrazů [60].

Od roku 1990 je známo že pulzace mozku, způsobené systolou v cyklu srdce, vedou k přidavnému fázovému rušení v parenchymu (zejména periventriculární oblasti), která zvyšuje hodnoty zdánlivé difuzivity ADC . Kromě těchto chyb byly nalezeny i negativní účinky při použití traktografie vláken a frakční anizotropie. Jako nejúčinnější strategie k odstranění těchto artefaktů se jeví synchronizace spouštění akvizice vzhledem k srdečnímu cyklu měřeného pacienta. Činnost srdce se detekuje pomocí sond na hrudi nebo se použije periferního hradlovacího zařízení, aby se zabránilo příchodu tlakové vlny v mozku [75], [76].

6.4.2 Artefakty vznikající při náhodných pohybech

Artefakty vznikající při náhodných pohybech měřeného objektu (pacienta) se projevují rozmazáním obrazu. Na obr. 6.6 vidíme devět difuzně vážených obrazů řezu hlavou. Snímky byly pořízeny rychlou metodou EPI. V prvním řádku jednotlivých snímků dochází k mírnému pohybu měřeného objektu a tedy i k rozmazání obrazu. Ve třetím řádku pak vidíme větší pohyb měřeného objektu, který se projeví silným rozmazáním obrazu a dá se říci, že dochází k úplné ztrátě užitečné obrazové informace.

Tyto pohybové artefakty mohou být minimalizovány například tím, že účastník leží na pohodlné a vhodně polstrované podložce minimalizující pohyb v zobrazovaném objemu.

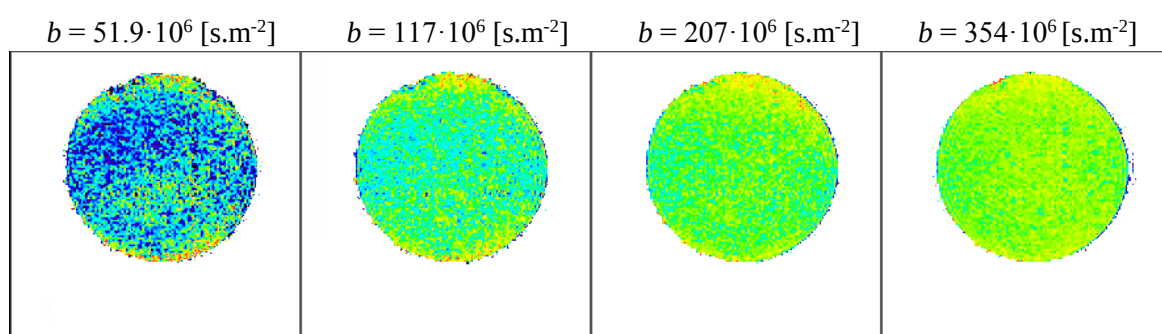


Obr. 6.6: Pohybový artefakt – měření difuzně váženého obrazu mozku za použití EPI sekvence, kdy dochází k pohybu pacienta [60].

6.5 Vliv velikosti b -faktoru

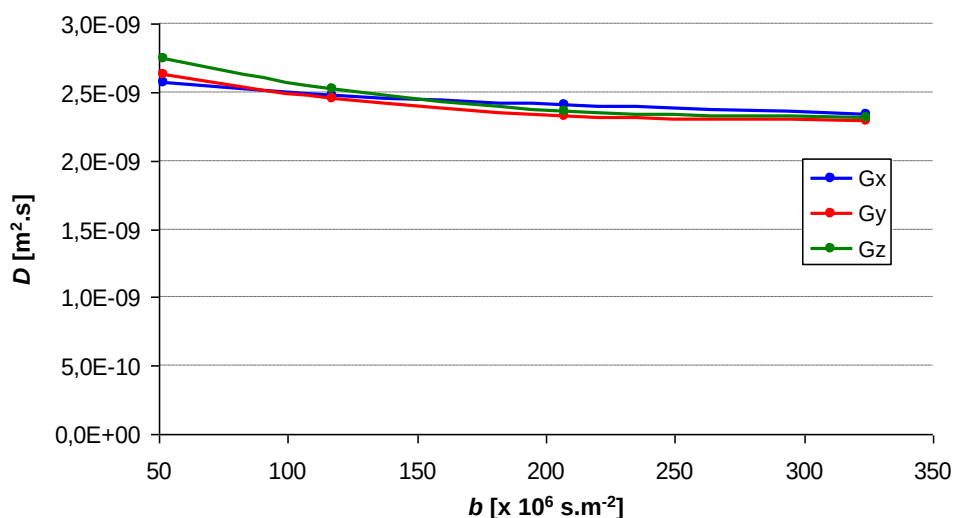
Velikost b -faktoru má značný vliv na poměr signál/šum měřeného obrazu a závisí na tvaru gradientních impulzů: na velikosti gradientů G , délce gradientních impulzů l_g

a difuzním čase Δ . Nehomogenita magnetického pole se lokálně přičítá ke gradientům magnetického pole. V případě malé hodnoty b -faktoru může nastat chyba difuzní konstanty. Ta byla měřena na fantomu v tomografu s indukcí magnetického pole $B_0 = 4,7$ T. Velikost b -faktoru byla nastavena velikostí difuzních gradientů G v rozsahu $b = (51,9 \cdot 10^6 \text{ až } 354 \cdot 10^6) \text{ s.m}^{-2}$. Kalibrací gradientů byly nastaveny stejné hodnoty b -faktorů ve směru souřadnic x , y a z , což je důležité pro měření difuzního tenzoru. Vzorkem byla voda se síranem nikelnatým (pro zkrácení relaxačních časů na $T_1 = T_2 = 130$ ms) umístěná v injekční stříkačce o průměru 20 mm. Parametry difuzních gradientů byly: $l_g = 3,72$ ms, $\Delta = 15,8$ ms a velikost gradientu G se měnila tak, abychom nastavili požadovanou hodnotu b -faktoru. Měření bylo provedeno při teplotě $26,3$ °C. Na obr. 6.7 jsou vykresleny naměřené difuzně vážené obrazy při aplikaci difuzního gradientu ve směru souřadnicové osy y . Obrazy byly měřeny s různými velikostmi gradientu $G(y)$, hodnoty b -faktorů tedy byly různé (nejmenší na obr. 6.7 vlevo, největší na obr. 6.7 vpravo).



Obr. 6.7: Měřené difuzní obrazy pro různé hodnoty b -faktoru.

V měřeném vzorku byla vybrána kruhová oblast a z této oblasti byl statisticky určen difuzní koeficient. Závislost difuzního koeficientu na velikosti b -faktoru pro gradienty v různých osách je uvedena na obr. 6.8. Z grafických průběhů je patrné, že od velikosti b -faktoru $b = 117 \cdot 10^6 \text{ s.m}^{-2}$ se průběhy závislosti difuzního koeficientu v jednotlivých osách téměř rovnají a pro malé hodnoty b -faktoru nehomogenity magnetického pole ovlivňují velikost měřeného difuzního koeficientu ve všech souřadných osách.



Obr. 6.8: Závislost difuzního koeficientu na různé hodnotě b -faktoru pro jednotlivé souřadné osy.

Velikost b -faktoru má velký vliv na poměr signál/šum v obraze. Co největší hodnoty poměru signál/šum se snažíme dosáhnout optimálním nastavením hodnoty b -faktoru. Velikost difuzních gradientů G v jednotlivých osách je omezena tomografickým systémem. Při větších velikostech difuzního gradientu dochází k zahřívání gradientního systému, proto volíme velikost gradientů tak, aby poměr signálu k šumu byl pro další číslicové zpracování naměřených dat dostačující a zároveň nebyla hodnota gradientního impulsu příliš velká.

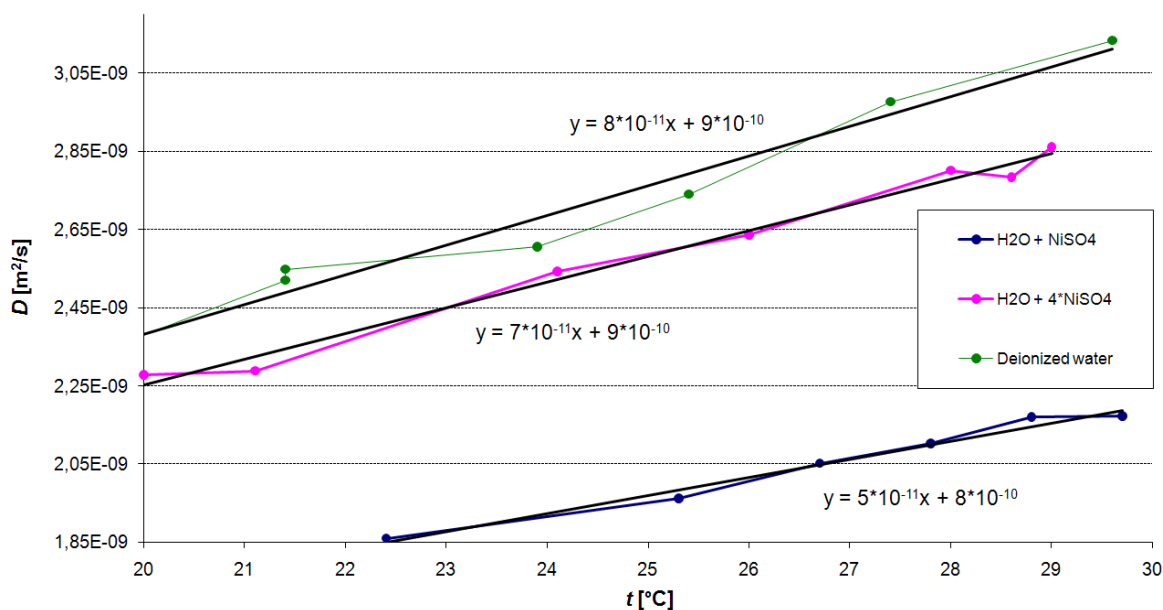
6.6 Závislost difuzního koeficientu na teplotě

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], [13]:

$$D = \frac{kT}{2 \cdot \pi \eta r_s}, \quad (6.1)$$

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

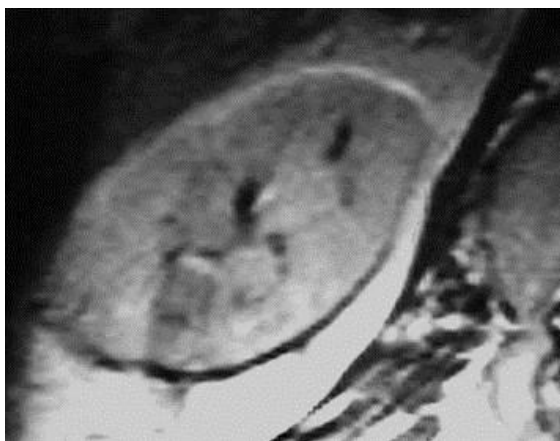
Pro zjištění teplotních závislostí difuzního koeficientu D zkoumaných látek bylo provedeno experimentální měření pro několik vzorků na 4,7 T tomografu. Prvním vzorkem byla deionizovaná voda, druhým a třetím vzorkem byla deionizovaná voda s různou koncentrací síranu nikelnatého (NiSO_4). Přičemž poslední jmenovaný vzorek je používán jako testovací fantom pro optimalizaci pulzních sekvencí všech měření, provedených na 4,7 T tomografu a popsanych v této práci. Vnitřní prostor tomografu se vzorkem byl uzavřen a teplota byla měněna v rozsahu 20 až 30 °C s přesností 0,1 °C. Pro měření difuzního koeficientu byla použita PFGSE metoda. Závislosti měřené difuze na teplotě u jednotlivých zkoumaných vzorků představuje obr. 6.9. Z grafu je patrné, že směrnice přímků proložených křivkami se nachází v rozmezí od ($5 \cdot 10^{-11}$ do $8 \cdot 10^{-11}$) $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Dále nám obr. 6.9 říká, že difuzní koeficienty jednotlivých měřených vzorků (voda se síranem nikelnatým o dvou různých koncentracích a deionizovaná voda) závisí nejen na použitém materiálu, ale výrazně také na teplotě. Z měření můžeme učinit dva závěry. Pro měření difuzního koeficientu je nutné udržovat teplotu vzorku na stálé hodnotě, aby nedocházelo k chybám měření. Při znalosti teplotních křivek jednotlivých materiálů, lze použít měření difuze k měření teplotních polí použitím NMR. Podrobněji byla tato problematika popsána v konferenčním příspěvku [47] a okrajově také v impaktovaném časopise Measurement Science and Review [46].



Obr. 6.9: Graf závislosti difuze na teplotě u jednotlivých měřených vzorků.

6.7 Chemický posun

Artefaktů způsobených chemickým posunem si nejčastěji všimneme u obrazů páteře na konečcích těla obratlů, v břiše a na styku tukových tkání s jinými tkáněmi. Ve frekvenčním směru používá MR tomograf kmitočty signálu pro indikování prostorové pozice. Vzhledem k tomu, že voda v organismech a ve svalech rezonuje na jiném kmitočtu než tuk, MR tomograf nesprávně kóduje kmitočtové rozdíly, čímž v obraze vznikají prostorové (poziční) rozdíly. V důsledku toho jsou struktury obsahující tuky posunuty v kmitočtovém směru z jejich skutečné polohy. V oblasti páteře způsobuje chemický posun to, že jeden konec plotýnky se zobrazí silnější, než opačný konec. V oblasti břicha a oka způsobuje chemický posun černé okraje na rozhraní oblastí voda a tuk a jasné hranice na protějších stranách. Na obr. 6.10 vidíme snímek ledviny zatížený artefaktem vlivem chemického posunu, který zapříčinil viditelné jasné hranice v horní části ledviny a tmavý okraj podél spodní části ledviny. Tento artefakt je větší při vyšších intenzitách magnetického pole.



Obr. 6.10: Snímek ledviny narušený artefaktem, který vznikl vlivem chemického posunu [61].

Artefakty vzniklé chemickým posunem je možné eliminovat:

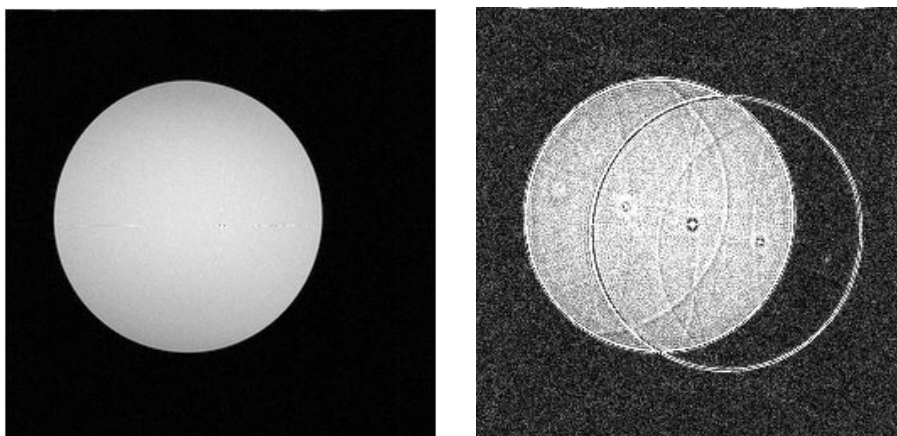
- Použitím techniky potlačující tuk (v praxi se nejčastěji používá technika zvaná STIR [1]).
- Zvětšením velikosti pixelu při konstantní velikosti zorného pole (FOV).
- Zvětšením šířky pásma (redukuje se poměr signál šum).
- Nastavení dlouhých časů echa.
- Změna fázového a frekvenčního kódovacího směru [5].

6.8 Hardwarová omezení a vliv nepřesného nastavení difuzních gradientů

Vlivem hardwarového omezení dochází k artefaktům, které vznikají vlivem nepřesnosti gradientních impulsů, které jsou při měření používány. Mezi zdroje těchto nepřesností můžeme řadit správné časování, nehomogenitu RF pole a konečný dynamický rozsah. Tyto artefakty lze eliminovat měřením a poté kompenzací chyb, použitím nejnovějšího hardwaru, který bude správně kalibrován. V současné době komerční tomografy mají hardwarové artefakty velmi dobře minimalizovány a přesnost nastavení parametrů pulzní sekvence je také velmi dobrá.

6.8.1 Omezený dynamický rozsah

Na obr. 6.11 vlevo vidíme obraz fantomu snímaný a digitalizovaný při 16 bitovém rozlišení, rozsah hodnot digitalizovaných dat je od -32768 do $+32767$. Pokud snížíme rozlišení digitalizovaného signálu tak, že vynulujeme 8 nejnižších bitů obrazu, povede tento krok ke snížení rozlišovací úrovně v rozmezí hodnot intenzity od -127 do $+128$. Díky tomu se může stát, že úroveň šumu bude menší než kvantovací krok při digitalizaci a tím bude docházet k artefaktům, viz obr. 6.11 vpravo.



Obr. 6.11: Vlevo: obraz fantomu snímaný a digitalizovaný při 16-bitovém rozlišení, vpravo: vznik artefaktů vlivem omezeného dynamického rozsahu [58].

6.8.2 Rozdíly mezi nastavenými a skutečnými parametry měřicí sekvence

Artefakty mohou také vzniknout rozdílem mezi nastavenými a skutečnými parametry měřicí sekvence. Údaje pro měřicí sekvenci, které nastavuje obsluha tomografu, odpovídají pouze s určitou přesností reálným hodnotám velikostí gradientů a časovým relacím. Do měření a vyhodnocení se vnáší chyba. Měřené a dále vypočtené obrazy se zpracují s hodnotami nastavenými obsluhou a ne hodnotami skutečnými. V běžné medicínské praxi však tyto artefakty často neovlivní diagnózu, protože všechny pixely jsou zatíženy stejnou chybou. Na druhé straně, při výpočtu obrazů vážených difuzním koeficientem, kde nás nezajímají jen relativní rozdíly mezi maximální a minimální intenzitou v obraze, potřebujeme znát přesnou hodnotu nezatíženou chybou v každém obrazovém pixelu. V těchto případech je nutné měření skutečných parametrů gradientních impulzů (např. pomocí osciloskopů v otevřených MR tomografických systémech) a poté buď gradientní impulzy kalibrovat, nebo pro konkrétní výpočty využít korekční funkce získané z relací mezi skutečnými a nastavenými parametry difuzních gradientů.

7 POTLAČENÍ VLIVU NEHOMOGENITY STATICKÉHO MAGNETICKÉHO POLE B_0

Vlivem nehomogenit statického magnetického pole B_0 dochází k chybám měření difuzních koeficientů. V kapitole 6.2 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 nezneškodní 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 experimentální měření uvedené v kapitole 9, kde máme nasnímaná data z MR obrazů, ze kterých se pak vytvoří databáze. Na základě této databáze může být prováděna identifikace tkání. V takovém případě potřebujeme nutně znát přesnou hodnotu difuzního koeficientu v m.s^{-2} . Takto získaná hodnota by neměla mít vliv na typ použitého MR tomografu.

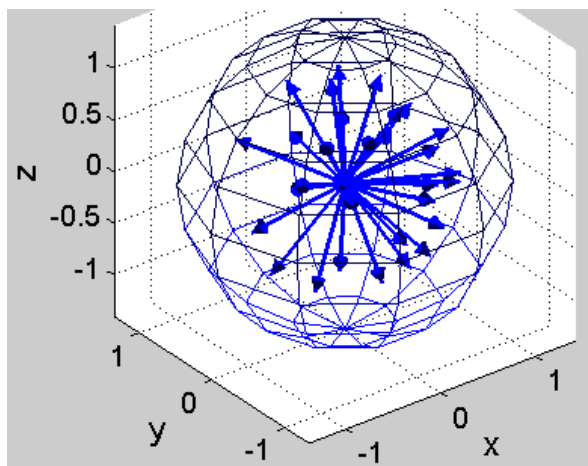
V kapitole 7.1.2 je popsána navržená metoda tří měření a v kapitole 7.1.3 metoda aproximace vycházející z [1]. Výsledky porovnání obou těchto metod byly publikovány v impaktovaném časopise *Measurement Science Review* [46] a také v konferenčním příspěvku [77].

7.1.1 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 [19]. 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 (4.1). 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 jednotlivé sobě odpovídající pixely v měřených obrazech aproximují exponenciální křivkou, ze které se 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 nejpresněji. Po vyhodnocení difuzně vážených obrazů lze spočítat tenzor a následně pomocí metody zpracování signálů zvané traktografie, vlákna zobrazit (nejčastěji nervová vlákna v bílé hmotě mozku). Pro anizotropní tkáň můžeme s výhodou použít měřicí sekvenci s difuzními gradienty v několika směrech (např. Johnsova tabulka obsahuje 30 b -faktorů, viz obr. 7.1 [1]). 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.



Obr. 7.1: Dle sekvence navržené Johnsem lze použít pro měření DWI obrazů 30 různých hodnot b -faktorů, směr aplikovaných difuzních gradientů udávají šipky.

7.1.2 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 původních myšlenek Stejskal a Tanner z roku 1965, a to snímání difuzně vážených obrazů 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 (7.1) vypočítáme difuzní koeficient, kde budou vyrušeny nehomogenity a nelinearity magnetického pole.

$$D = \frac{1}{b} \cdot \ln \left(\frac{\mathbf{S}_+ \cdot \mathbf{S}_-}{\mathbf{S}_0^2} \right), \quad (7.1)$$

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

7.1.3 Měření difuzních konstant – metoda aproximace

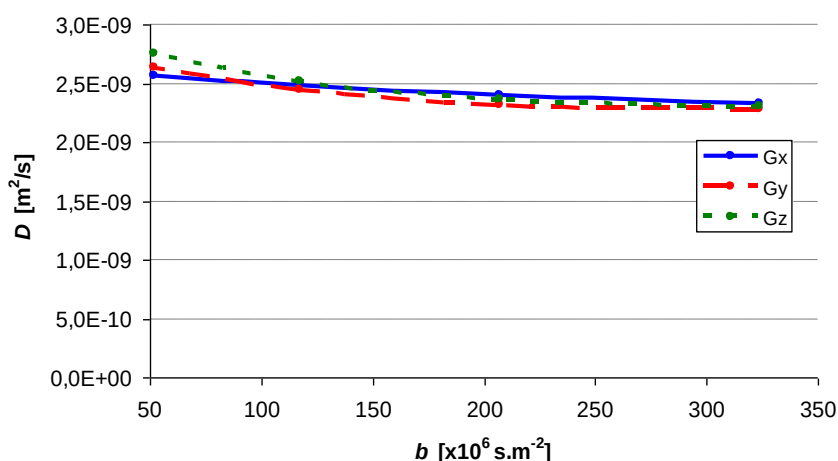
Metoda aproximace pro eliminaci nehomogenity magnetického pole byla uvedena v literatuře [1]. Vychází z toho, že libovolným způsobem, ať už metodou dvou či tří měření, získáme difuzně vážené obrazy měřené při různých hodnotách b -faktoru. Dle základních vlastností difuze by měla být závislost exponenciální, jak je uvedeno na obr. 7.2. Zdrojová data každého voxelu budou tedy tvořit několik hodnot z této exponenciály. Jejich aproximací dle vztahu (4.1) získáme přesnější hodnotu difuzního

koeficientu. Přesnost metody bude diskutována v následující kapitole jako výsledek experimentálního měření.

7.1.4 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 $^1\text{H} \sim 200$ MHz. Pro měření byl použit vzorek deionizované vody. Teplota měřeného vzorku byla po celou dobu měření udržována na stálé hodnotě 20°C .

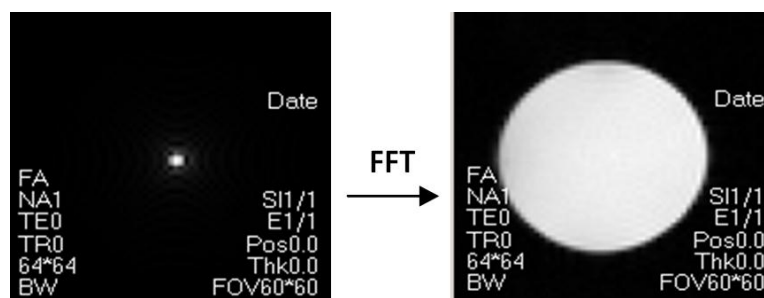
Prvním krokem měření bylo nalézt vhodnou velikost b -faktoru tak, aby chyba měření difuzního koeficientu byla co nejmenší. Měření bylo provedeno pro hodnoty b -faktoru v rozsahu 50 až 320 s.mm^{-2} . Z obr. 7.2 je zřejmé, že vliv nehomogenity magnetického pole je silnější tehdy, když hodnoty b -faktoru jsou menší než 100 s.mm^{-2} . Pro měření difuzních konstant s chybou menší než 5 % je nutné volit hodnotu b -faktoru větší než $200 \cdot 10^6\text{ s.m}^{-2}$.



Obr. 7.2: Závislost difuzního koeficientu deionizované vody na velikosti b -faktoru ve všech základních souřadných směrech difuzních gradientů při teplotě $20,0^\circ\text{C}$.

K ověření metody tří měření jsme nastavili hodnotu b -faktoru na $b = 250 \cdot 10^6\text{ s.m}^{-2}$. Známá hodnota difuzního koeficientu D deionizované vody pro teplotu měření 20°C je $2,369 \cdot 10^{-9}\text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

Použitím měřicí metody PFGSE jsme obdrželi tři obrazy v k -prostoru uvedené na obr. 7.3). 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 (4.1) a pro metodu tří měření výraz (7.1).



Obr. 7.3: Obrázek 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 měření 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; (S_{x+} , S_{xy+} , S_{z+} , S_{xz+} , S_{y+} , S_{yz+}).
- 2) Vyhodnocení ze dvou měřených obrazů, a to konkrétně z jednoho obrazu bez gradientu a druhého obrazu se záporným difuzním gradientem; (S_{x-} , S_{xy-} , S_{z-} , S_{xz-} , S_{y-} , S_{yz-}).
- 3) Vyhodnocení ze tří obrazů podle vztahu (7.1); (S_x , S_{xy} , S_z , S_{xz} , S_y , S_{yz}).
- 4) Vyhodnocení 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 7.1.3; ($S_{x-aprox}$, $S_{y-aprox}$, $S_{z-aprox}$).

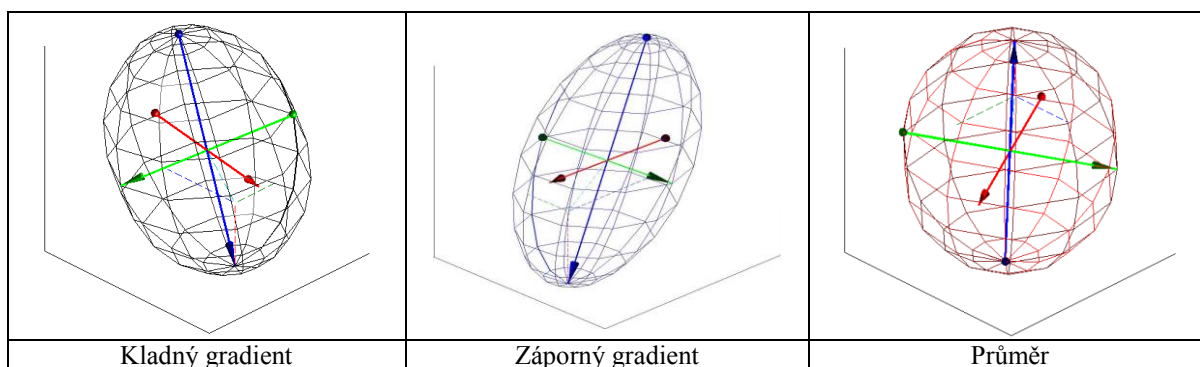
Výsledky v tab. 7.1 ukazují výrazný vliv nehomogenity statického magnetického pole B_0 na velikost relativní chyby δ_D a zároveň účinky eliminace vzniklých artefaktů metodou tří měření a metodou aproximace. V lékařské praxi se nejčastěji používá měření difuzního koeficientu s difuzními gradienty v ose z . V tomto případě získáváme u metody dvou obrazů S_{z+} a 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 aproximace získáme sice nejpresnější 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. 7.1: 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 [%]
S_{x+}	2.49E-09	5.11	S_{xy+}	2.40E-09	1.24
S_{x-}	2.32E-09	-1.93	S_{xy-}	2.14E-09	-9.46
S_{xp}	2.40E-09	1.52	S_{xyp}	2.27E-09	-4.34
$S_{x-aprox}$	2.40E-09	1.52			
S_{z+}	3.04E-09	28.12	S_{xz+}	2.60E-09	9.75
S_{z-}	1.92E-09	-19.09	S_{xz-}	1.99E-09	-15.88
S_{zp}	2.47E-09	4.36	S_{xzp}	2.29E-09	-3.12
$S_{z-aprox}$	2.38E-09	0,54			
S_{y+}	2.37E-09	-0.02	S_{yz+}	2.94E-09	23.98
S_{y-}	2.22E-09	-6.21	S_{yz-}	1.95E-09	-17.50
S_{yp}	2.29E-09	-3.34	S_{yzp}	2.45E-09	3.38
$S_{y-aprox}$	2.35E-09	-0.88			

7.1.5 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 prvků tvaru koule. 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. 7.4. Aplikací metody tří měření se tyto odchylky odečtou a získáváme tak přibližně očekávaný tvar koule. Na obr. 7.4 představují šipky vlastní vektory elipsoidu odpovídající jeho osám: modrá – v_x , zelená – v_y , červená – v_z .



Obr. 7.4: Porovnání difuzního tenzoru izotropního materiálu. Vlevo: měřeno s kladným difuzním gradientem, uprostřed: měřeno se záporným difuzním gradientem, vpravo: vyhodnocený tenzor užitím metody tří měření.

7.1.6 Příklad využití metody tří měření

Tab. 7.1 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 prvek tvaru koule. Druhý vzorek představuje kousek zelí.

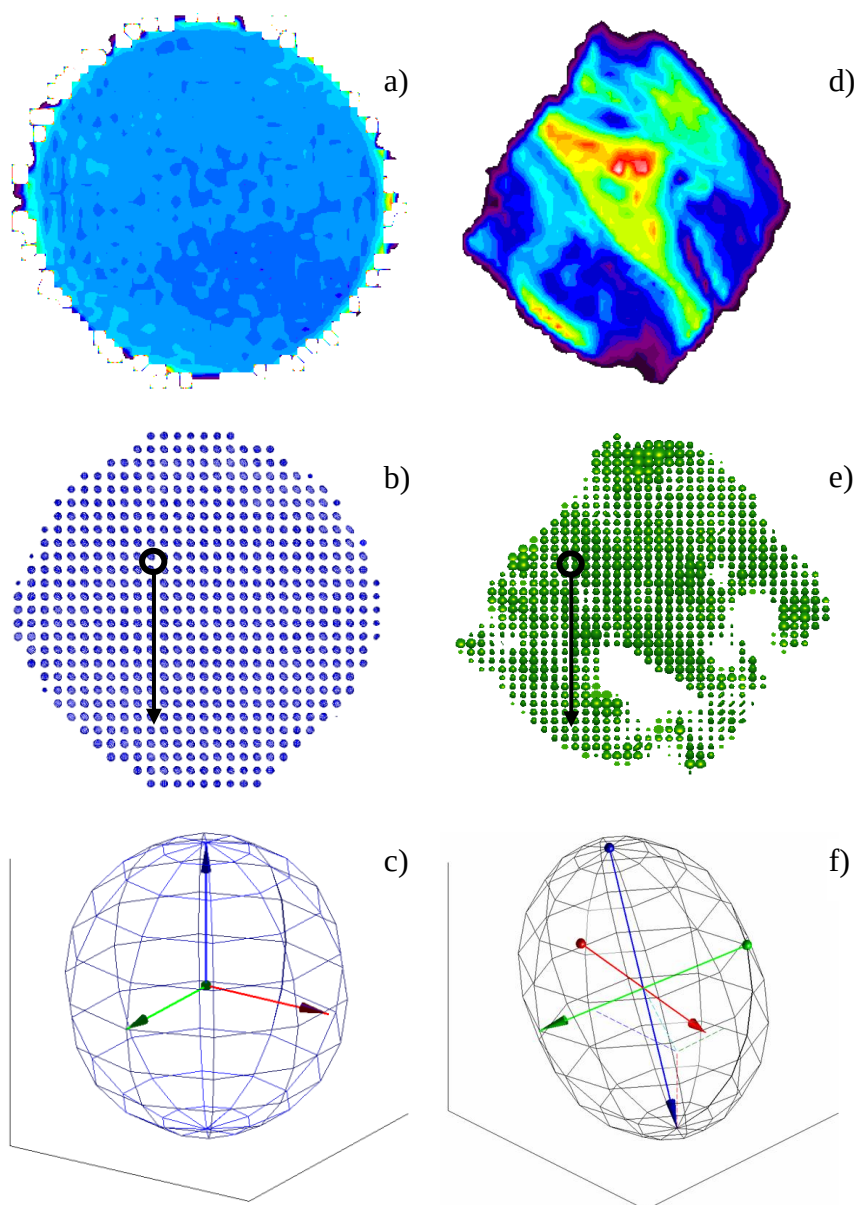
Obrazy vážené difuzními koeficienty D_{xx} , D_{yy} , D_{zz} (difuzní gradienty v hlavních souřadných směrech), D'_{xy} , D'_{xz} a D'_{yz} (difuzní gradienty v osách hlavních souřadných směrů) byly počítány dle vztahu (4.1). Do matice tenzoru $\mathbf{D}$ je ovšem nutné zadat obrazy vážené koeficienty D_{xy} , D_{yz} , D_{yz} . Pro získání těchto koeficientů byly ze vztahu (4.4) odvozeny výrazy

$$D_{xy} = D'_{xy} - 0.5 \cdot D_{xx} - 0.5 \cdot D_{yy}, \quad (7.2)$$

$$D_{xz} = D'_{xz} - 0.5 \cdot D_{xx} - 0.5 \cdot D_{zz}, \quad (7.3)$$

$$D_{yz} = D'_{yz} - 0.5 \cdot D_{yy} - 0.5 \cdot D_{zz}. \quad (7.4)$$

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. 7.5 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. 7.5 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. 7.5: Levý sloupec: obrazy izotropního vzorku deionizované vody, pravý sloupec: obrazy anizotropního vzorku zelí. DWI obrazy – a),d); DTI obrazy – b),e); vybraný a zvětšený samostatný voxel, který je určen velikostí – vlastním číslem a směrem – vlastním vektorem: e), f)).

8 MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY

Jak bylo popsáno v kapitole 6.2, na rozhraní dvou látek o různé susceptibilitě (tkáň/vzduch) může docházet k vytvoření lokálních deformací magnetického pole, které vážně narušují 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 posuvech, viz kapitola 6.7. Proto jsou chemický posuv 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 metodou tří měření – kapitola 7.1.2), chemický posuv a zkreslení vlivem magnetické susceptibility [78].

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) [79], [80]. Studium MR metody měření magnetické susceptibility magneticky kompatibilních materiálů se zabývá Lin [81], který využívá pro výpočet susceptibility vymezenou oblast uvnitř vzorku, je tedy kladen požadavek na získání signálu uvnitř vzorku.

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 [82].

8.1 Současný stav měření magnetické susceptibility

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

Prvním přístup popsal Wang [83], 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 zjistit na základě údajů získaných z okolí rozhraní bez znalosti detailů geometrie měřeného vzorku.

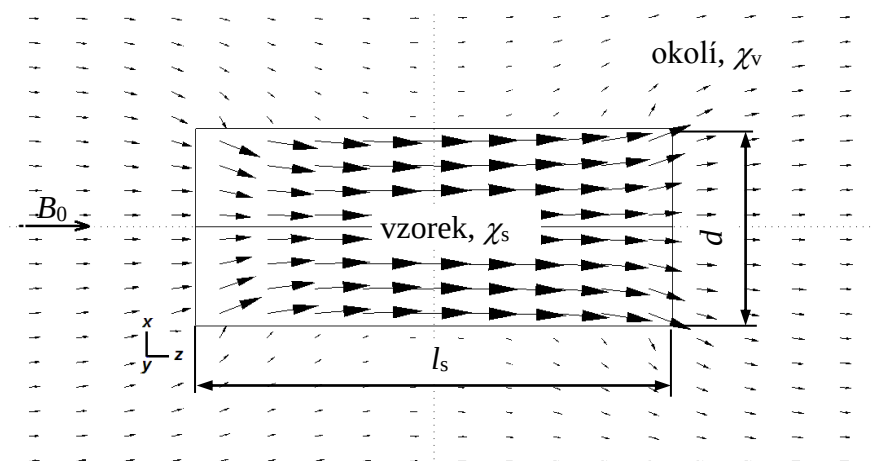
Druhý přístup je založen na požadavku znalosti mapy magnetického pole uvnitř vzorku, což omezuje použití metody pouze pro materiály magneticky kompatibilní (vytvářející MR signál). Metody založené na tomto přístupu předpokládají rovnoměrné rozložení magnetické susceptibility nebo vyžadují podrobně definovaný geometrický tvar měřeného vzorku [84] – [88]. Metoda vyžaduje inverzi hodnot na bázi voxelů a také dostatečný počet měřených bodů [89], [90]. 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 % [91]. Pro korekci obrazu lze také použít interpolovanou mapu magnetického pole (Sumanaweera [92]). 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 [93], [94]. 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 [93] je popsán analytický výpočet reakčního pole, který je odvozen pomocí numerického modelu využívající metody hraničních prvků. Susceptibilita vzorku se určuje z takto 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 [94] 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.

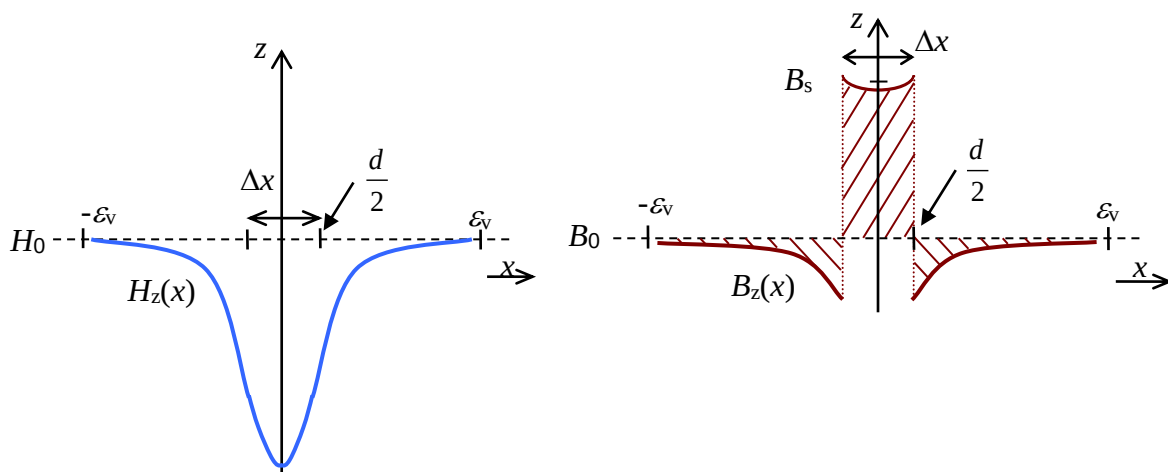
8.2 Měření magnetické susceptibility MR nekompatibilních látek

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. 8.1. Velikost deformací závisí na rozdílu magnetických susceptibilit vzorku χ_s a jeho okolí χ_v , na objemu, tvaru vzorku a na velikosti indukce základního pole B_0 .



Obr. 8.1: Deformace homogenního magnetického pole vložení paramagnetického vzorku.

Statické magnetické pole v ose z můžeme popsat magnetickou intenzitou H_0 a magnetickou indukcí B_0 [95], [96]. Předpokládejme, že vzorek ve tvaru válečku průměru d a délky l_s ($l_s \gg d$) 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. 8.2.



Obr. 8.2: 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:

$$B_s = B_0 (1 + \chi_s). \quad (8.1)$$

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

$$\Phi = \iint_{S_z} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \text{konst.} \quad (8.2)$$

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 vztah (8.1) použít pro výpočet magnetické susceptibility vzorku. Proto je nutné použít nepřímou metodu měření. Pro 1D řez středem osy x byl v literatuře [93] odvozen vztah:

$$\int_{-\varepsilon_v}^{\varepsilon_v} \Delta B(x) dx \cong 0, \quad (8.3)$$

což znamená, že suma ploch ohraničených křivkou na obr. 8.2 je s ohledem na základní hodnotu magnetické indukce B_0 nulová pro dostatečnou vzdálenost ε_v od vzorku. Je vhodné zdůraznit, že vztah (8.3) 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 [93], [94]:

$$\chi_\Delta \cong - \frac{\int_{-\varepsilon}^{-d/2} \Delta B_z dx + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx}{d \cdot B_0}. \quad (8.4)$$

Vztah (8.4) předpokládá, že integrál reakčního pole v okolí vzorku je roven integrálu reakčního pole uvnitř vzorku:

$$\int_{-\varepsilon}^{-d/2} \Delta B_z dx + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx = \int_{-d/2}^{d/2} \Delta B_s dx. \quad (8.5)$$

Uvedený vztah (8.4) platí pro deskový vzorek délky l_s malé tloušťky d ($l_s \gg d$), symetrické uspořádání experimentu a měření rozložení magnetické indukce $\Delta B_z(x)$ v rovině $z = 0$.

Za podmínky (8.5) a s využitím vztahů (8.2), (8.3) a (8.4) lze pro výpočet magnetické susceptibility odvodit vztah

$$\chi_\Delta = \frac{\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} |\Delta B_z| dx}{2 \cdot d \cdot B_0}. \quad (8.6)$$

Vztahy (8.4) a (8.6) platí pro 1D symetrické měření a MR kompatibilní materiál. Platnost vztahu (8.5) 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:

$$\chi_\Delta = \pm \frac{\int |\Delta B_z(x, y)| dx dy}{2 \cdot S_z \cdot B_0}, \quad (8.7)$$

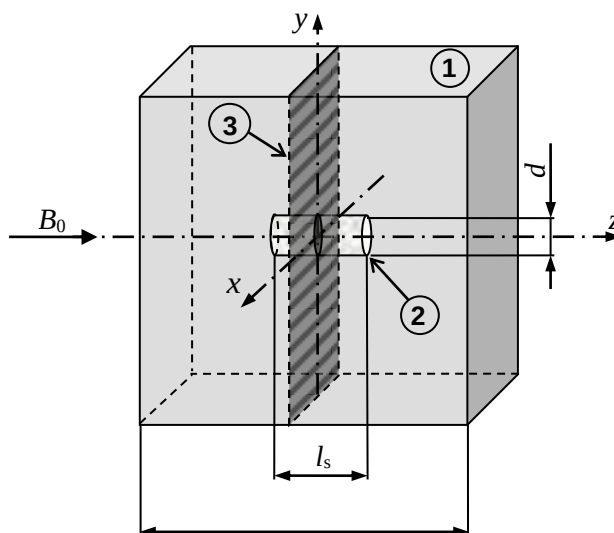
kde pro paramagnetickou látku použijeme před zlomkem znaménko plus a pro diamagnetickou látku znaménko mínus. Typ materiálu snadno zjistíme z grafického

průběhu reakčního pole. Magnetickou susceptibilitu pro MR nekompatibilní materiál určíme ze vztahu:

$$\chi_{\Delta} = \frac{\int_{S^*} \Delta B_z(x, y) dx dy}{S_z \cdot B_0}, \quad (8.8)$$

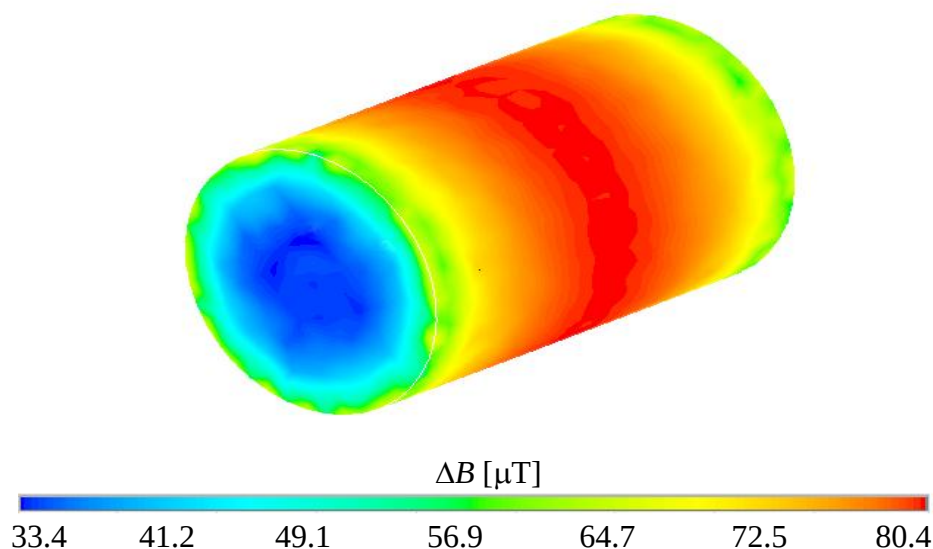
kde S je plocha uvažovaného okolí měřeného vzorku i se vzorkem, S^* je plocha uvažovaného okolí vzorku bez vzorku a S_z je plocha průřezu vzorku. V případě MR nekompatibilního měřeného materiálu je třeba v obraze vynulovat oblast v místě vzorku a tím odstranit šum, který může vytvořit velkou chybu měření. 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 (8.7) a (8.8) 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. 8.3 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. 8.3) 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. 8.3) 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. 8.3: 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. 8.4 je zobrazeno rozložení magnetické indukce na povrchu hliníkového válečku.



Obr. 8.4: Rozložení reakčního pole ΔB na povrchu hliníkového válečku.

Za pomoci vztahu (8.7) 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 (8.9) vypočítat magnetickou susceptibilitu modelovaného vzorku χ_s .

$$\chi_\Delta = \frac{\chi_s - \chi_v}{\chi_s + \chi_v + 2}, \quad (8.9)$$

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 $\chi_{Cu} = -9,46 \cdot 10^{-6}$. Rozdíl mezi skutečnou a vypočtenou hodnotou magnetické susceptibility je menší než 2 % a je dán chybou numerického modelování. Čímž jsme potvrdili funkčnost navržené metody.

8.3 Experimentální měření magnetické susceptibility

Navržená metoda byla experimentálně ověřena na několika vzorcích v tomografu o velikosti indukce statického magnetického pole 4,7 T ($^1\text{H} \approx 200$ MHz). Měřené vzorky z různých materiálů ve tvaru válečků o průměru 3 mm a délky 10 mm (číslo 2 na obr. 8.3) byly vloženy do skleněné nádoby ve tvaru krychle o rozměrech 40 x 40 x 40 mm (číslo 1 na obr. 8.3) 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 vyhodnocování magnetické susceptibility. 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:

$$\Delta B = B - B_0, \quad (8.10)$$

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

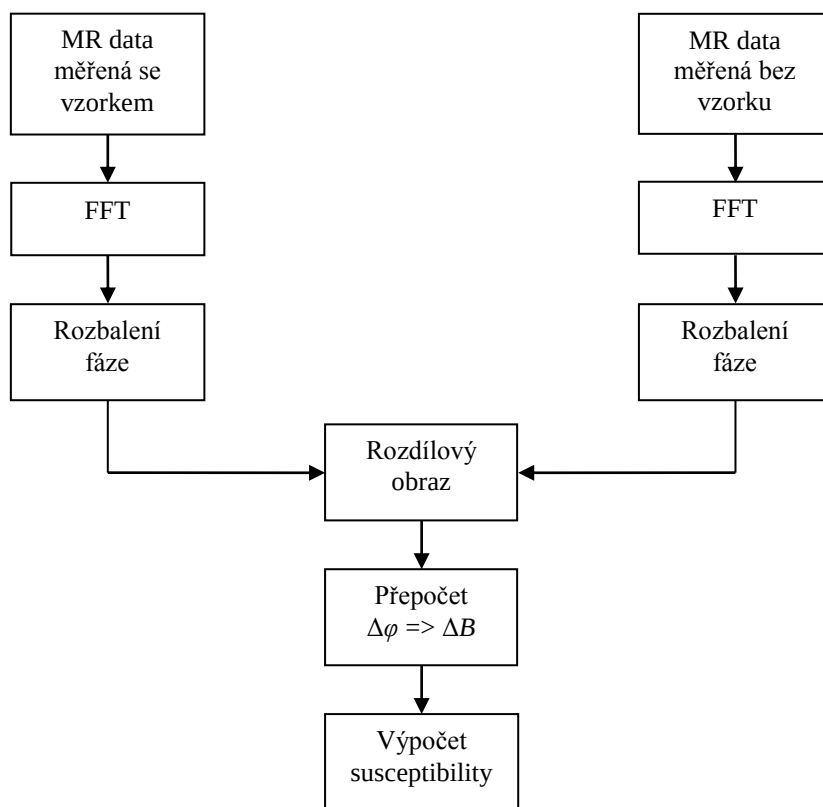
$$M_{\perp}(T_E) = M_0(T_E) e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} e^{-j\gamma \Delta B T_E}, \quad (8.11)$$

kde M_0 je transversální 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:

$$\Delta B = \frac{\Delta \varphi}{\gamma \cdot T_E}, \quad (8.12)$$

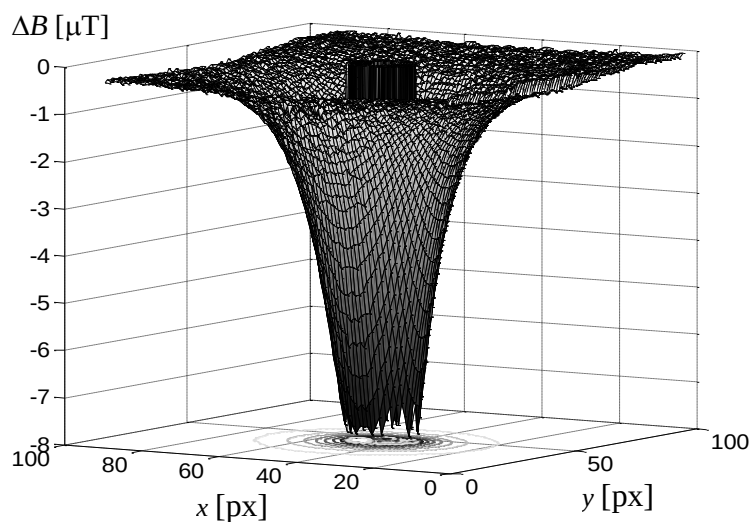
kde γ je gyromagnetická konstanta závislá na měřených jádrech, $\Delta \varphi$ představuje měřený fázový obraz a čas T_E je čas gradientního echa. V rovnici (8.12) můžeme vidět dva protikladné požadavky na echo čas: s delším časem echa T_E je měření mnohem citlivější na reakční pole, ale díky efektivnímu relaxačnímu času T_2^* je nižší poměr signál/šum.

Z 2D dat měřených uprostřed vzorku (bod 3 na obr. 8.3) 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. 8.5. 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 „unwrapping“ (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 (8.12) získáme obraz reakčního pole.



Obr. 8.5: Algoritmus pro zpracování fázových obrazů obdržných metodou GE. Vstupní data jsou tvořena 2D maticí komplexních čísel, která tvoří měřený obraz.

Na obr. 8.6 je graficky znázorněno rozložení reakčního magnetického pole ΔB v řezu měřeným vzorkem (řez odpovídá bodu 3 na obr. 8.3).



Obr. 8.6: Rozložení reakčního magnetického pole ΔB v řezu rovinou xy uprostřed měřeného hliníkového válečku.

Posledním krokem je výpočet magnetické susceptibility. Úpravou vzorce (8.8) pro diskrétní zpracování měřených dat získáme rovnici (8.13). Z ní vypočítáme

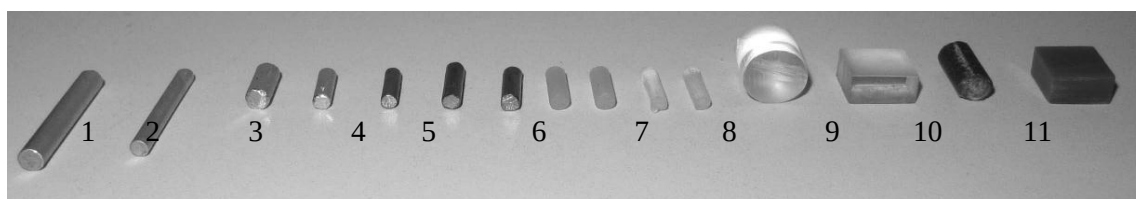
diferenciální magnetickou susceptibilitu. Pro získání magnetické susceptibilitu vzorku χ_s dosadíme hodnotu χ_Δ do rovnice (8.9).

$$\chi_\Delta = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N \Delta B_{xy} = \frac{1}{|S_z|} \sum_{S_z} \Delta B, \quad (8.13)$$

kde S_z je plocha měřeného vzorku ve 2D obraze.

8.4 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 $d \times h$ 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 $\mathbf{B}_0$ (silon) nebo vzorek stejného materiálu (Cu, plexisklo) s průřezem válcovým a obdélníkovým. Přehled měřených vzorků ukazuje obr. 8.7. 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. 8.7: 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. 8.1: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.

Materiál	Tvar	Rozměry [mm]	χ [$\times 10^{-6}$]
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	$1,90 \times 7,00 \times 13,00$	-9,63
Mosaz	Dvě válcové tyče	$d = 3,00$; $l_s = 11,90$ $d = 3,00$; $l_s = 11,00$	-5,75
Novodur	Kvádr	$5,00 \times 9,35 \times 10,65$	-9,23
Plexisklo	Kvádr	$5,10 \times 9,90 \times 10,40$	-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

9 EXPERIMENTÁLNÍ APLIKACE

Navržená metoda tří měření pro získání difuzně vážených obrazů byla využita v řadě konkrétních měření a vyhodnocení dat pro různé účely. Jednou z důležitých oblastí, kde se požaduje co možná nejpřesnější hodnota difuzního koeficientu, je identifikace tkání. Zde na základě určené hodnoty difuzního koeficientu můžeme tkáň identifikovat, případně s určitou pravděpodobností stanovit, zda se jedná o patologickou tkáň, či ne. Tato problematika je podrobněji popsána v kapitole 9.1. Metoda tří měření byla také aplikována při výpočtu DTI obrazů a vizualizaci výživových rostlinných vláken [27].

Navržená metoda měření magnetické susceptibility byla experimentálně ověřena na vzorcích různých tvarů a také různých diamagnetických a paramagnetických materiálů. Článek [97] se věnuje možnosti rozšíření navržené metody z 2D prostoru do 3D prostoru. Byl popsán výpočet magnetické susceptibility z dat, která byla získána modelováním magnetického pole neferomagnetických materiálů v programu ANSYS [98] a COMSOL [99]. Limity metody měření magnetické susceptibility jsou uvedeny v literatuře [100].

9.1 Multiparametrický sběr MRI dat ze vzorku zvířecí tkáně

V současné době je velmi zajímavý výzkum patologií v kostech a kostní dřeni. V této oblasti se začíná využívat i metod MRI, které poskytují obrazy s vysokým rozlišením měkkých tkání. V dospělosti je složena kostní dřev hlavně z tukové tkáně, což se v obrazech vážených relaxačním časem T_1 projeví zvýšením intenzity a naopak v obraze váženém relaxačním časem T_2 snížením intenzity [101], [102]. V případě poranění, nádoru nebo infekce dochází k výměně a vylučování tuku kostní dřev, to má za následek snížení intenzity v T_1 vážených obrazech a naopak zvýšení v T_2 vážených obrazech. Tyto změny mohou sloužit jako částečné ukazatele patologie, což činí MRI techniku velmi citlivým diagnostickým nástrojem.

Problematickou otázkou je měření a vyhodnocování dat z oblastí malých kostí. Pro určení vlastností kostí a kostní dřev, byla vyšetřována nejen vlastní tkáň, ale také okolí tkáně. Tímto způsobem byla získána důležitá data, která mohou být dále použita např. pro segmentační metody (segmentace tumoru [103]). Kvalita segmentace obrazů závisí na kvalitativních vlastnostech měřeného obrazu a často je přínosné provádět multikontrastní segmentaci dat [104].

9.1.1 Popis experimentu pro multiparametrický sběr dat

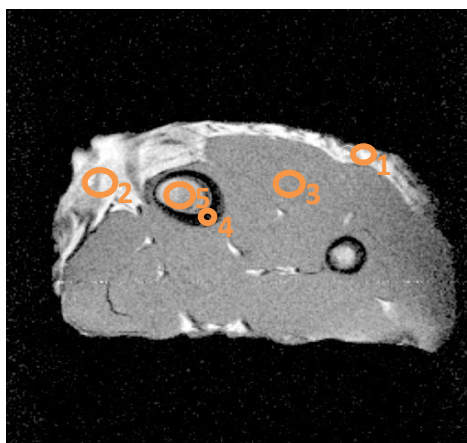
V článku [105] jsem se zaměřil na sběr dat z tkání pro multiparametrickou segmentaci. Byly použity obrazy vážené protonovou hustotou, relaxačními časy T_1 , T_2 a susceptibilně vážené obrazy (SWI) [78]. Jako měřený vzorek byl použit vzorek kuřecího křídla. Vyhodnocovány byly tyto statistické parametry: maximální a minimální hodnota, střední hodnota a směrodatná odchylka měřených hodnot. Vyhodnocovanými tkáněmi byly: kůže, tuk, svaly kost a kostní dřev.

Pro experimentální měření byla použita metoda spinového echa SE (pro obrazy vážené: protonovou hustotou, T_1 a T_2) a také metoda gradientního echa GE (obraz vážený susceptibilitou). Experiment byl proveden na tomografu umístěném na ÚPT, AV ČR

s hodnotou indukce statického magnetického pole $B_0 = 4,7$ T, kdy atomy vodíku rezonují nakmitočku cca 200 Hz.

9.1.2 Multiparametrický sběr dat - vyhodnocení experimentu

Obr. 9.1 představuje snímek vážený protonovou hustotou (PD), který byl změřen metodou SE s parametry $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ s. Snímek má rozlišení 128×128 px a velikost 30 mm $\times$ 30 mm. Oranžové elipsoidy ohraničují oblasti, ze kterých byla vyhodnocována statistická data. Výsledky statistické analýzy jsou přehledně vypsány v tab. 9.1.

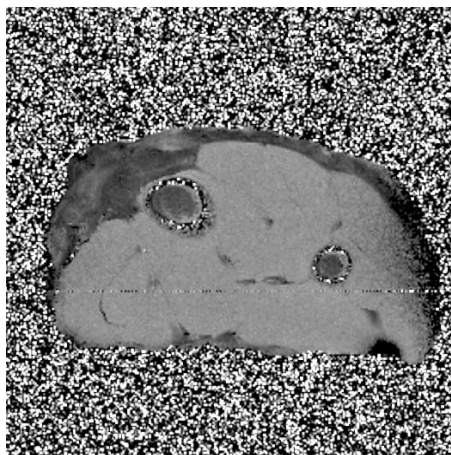


Obr. 9.1: Obráz kuřecího křídla vážený PD jader. Oranžově jsou vyznačeny vyhodnocované oblasti.

Tab. 9.1: Parametry tkání v PD váženém obraze kuřecího křídla (SE, $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ s).

N.	Tkáň	Min. [-]	Max. [-]	Střední hodnota [-]	Směr. odchylka. [-]
1	Kůže	51653	153448	102479	28057
2	Tuk	42071	161661	112615	22149
3	Sval	47566	84594	66039	7599
4	Kost	4584	36015	16020	7419
5	Kostní dřev	35541	115868	82564	14103

Na obr. 9.2 je vykreslen snímek vážený relaxačním časem T_1 . Pro měření byla použita technika Inversion recovery (popsána např. v [5]) se sekvencí spinového echa s těmito parametry $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ ms a časovou prodlevou mezi 180° RF impulzem a 90° RF impulzem – $T_1 = (16, 50, 200, 500, 1000$ a $2500)$ ms. Rozlišení obrazu je opět 128×128 px a velikost 30 mm $\times$ 30 mm. Vyhodnocené statistické T_1 parametry jednotlivých tkání prezentuje tab. 9.2.

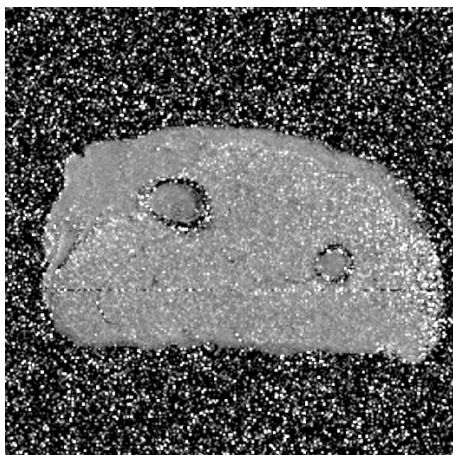


Obr. 9.2: Obráz kuřecího křídla vážený relaxačním časem T_1 .

Tab. 9.2: Parametry tkání v T_1 váženém obraze kuřecího křídla (SE, $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ s, $T_1 = 16 \div 2500$ ms).

N.	Tkáň	Min [ms]	Max [ms]	Střední hodnota [ms]	Směr. odchylka. [ms]
1	Kůže	293	436	353	32
2	Tuk	231	471	301	36
3	Sval	466	843	650	55
4	Kost	0	1297	453	327
5	Kostní dřev	252	523	344	48

Na obr. 9.3 je vykreslen snímek vážený relaxačním časem T_2 . Pro měření byla použita technika spinového echa s těmito parametry $T_E = (15, 16, 17)$ ms a $T_R = 1$ s. Rozlišení obrazu je opět 128×128 px a velikost 30 mm $\times$ 30 mm. Vyhodnocené statistické T_2 parametry jednotlivých tkání prezentuje tab. 9.3.

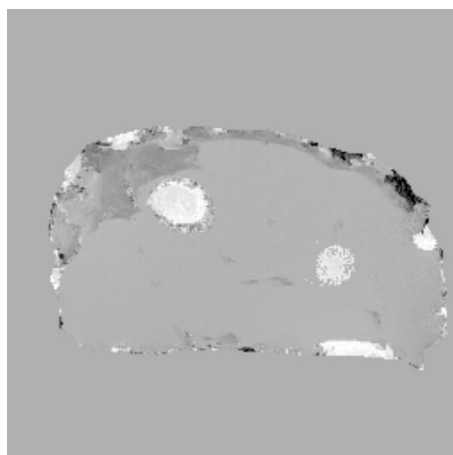


Obr. 9.3: Obráz kuřecího křídla vážený relaxačním časem T_2 .

Tab. 9.3: Parametry tkání v T_2 váženém obraze kuřecího křídla ($SE, T_E = 15, 16, 17$ ms a $T_R = 1$ s).

N.	Tkáň	Min [ms]	Max [ms]	Střední hodnota [ms]	Směr. odchylka [ms]
1	Kůže	32	61	47	8
2	Tuk	28	92	47	9
3	Sval	21	208	50	19
4	Kost	0	331	27	62
5	Kostní dřev	15	104	40	11

Na obr. 9.4 je vykreslen snímek vážený susceptibilitou (SWI). Pro měření byla použita technika gradientního echa s parametry: $T_E = (6 \text{ a } 7)$ ms, rozlišení 256×256 px a velikost $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$. Vyhodnocené parametry SWI obrazu jednotlivých tkání jsou prezentovány v tab. 9.4.



Obr. 9.4: Obráz kuřecího křídla vážený susceptibilitou.

Tab. 9.4: Parametry tkání v SWI váženém obraze kuřecího křídla ($GE, T_E = 6$ ms).

N.	Tkáň	Min [$\times 10^{-6}$]	Max [$\times 10^{-6}$]	Střed. hodnota [$\times 10^{-6}$]	Směr. odchylka [$\times 10^{-6}$]
1	Kůže	-15,1	-4,09	-9,67	2,96
2	Tuk	-11,6	1,37	6,65	2,59
3	Sval	0,19	4,08	2,05	0,54
4	Kost	16,5	51,26	32,98	5,17
5	Kostní dřev	-21,0	28,52	1,83	12,5

9.1.3 Multiparametrický sběr dat - shrnutí

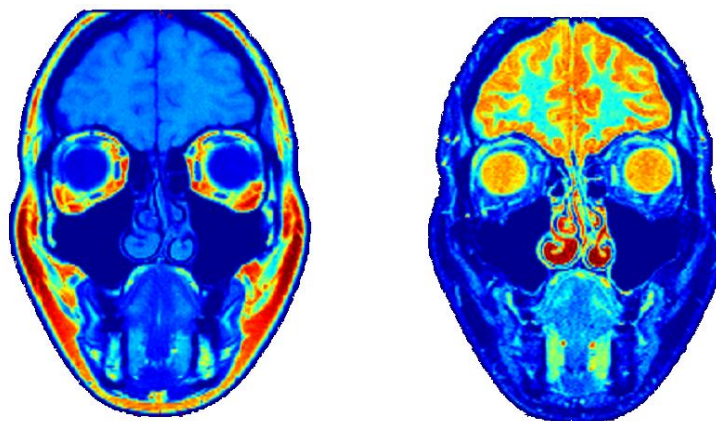
Cílem předcházející podkapitoly bylo přiblížit aplikaci měření MRI obrazů malých kostí, kde je problém v malém poměru SNR a také zde vzniká spousta artefaktů. Z praktického experimentu vyplývá, že pro dané obrazy je nejlepší variantou měření PD obrazů, které vykazují jak dobrý poměr SNR v obraze, tak dobrou vizuální interpretaci. Tento typ obrazu a statisticky získaná data se jeví jako nejlepší varianta pro základ segmentace obrazu. Získaná data z tab. 9.1 až tab. 9.4 mohou být využita k segmentaci jednotlivých tkání [104]. Problematiku multiparametrického sběru dat podrobněji popisuje literatura [105].

9.2 Identifikace tkání v oblasti mandibuly na základě statistických dat

Jak bylo popsáno v kapitole 9.1, měření MR parametrů malých kostí je problematické, ale z hlediska diagnostiky velmi zajímavé. Společně s MR oddělením FN Bohunice a MR oddělením ÚPT AV ČR jsme se zaměřili na MR měření malých kostí. Z pořízených různě vážených snímků hlavy byla vybrána data z oblasti zájmu jednotlivých tkání. Tato data sloužila jako zdroj pro statistickou analýzu. Důraz byl kladen na signál z oblasti uvnitř mandibuly (dolní čelisti) a jejím okolí.

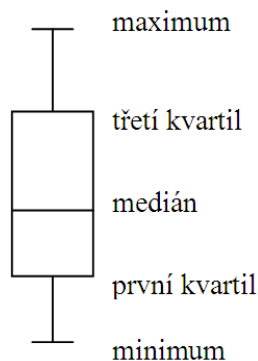
9.2.1 Popis experimentu pro získání a vyhodnocování dat

Obrazy byly snímány MR tomografem umístěným ve FN Bohunice s indukcí statického magnetického pole $B_0 = 1,5 \text{ T}$. Pro měření byla využita data získaná od „zdravých lidí“ (hladina vitamínu D a osteokalcinu v normě) [106]. Z několika nasnímaných sad různě vážených obrazů zde uvádím pouze dvě vybrané, a to obrazy vážené relaxačním časem T_1 a obrazy vážené difuzní konstantou D (viz obr. 9.5).



Obr. 9.5: Vlevo: T_1 vážený obraz, vpravo: difuzně vážený obraz.

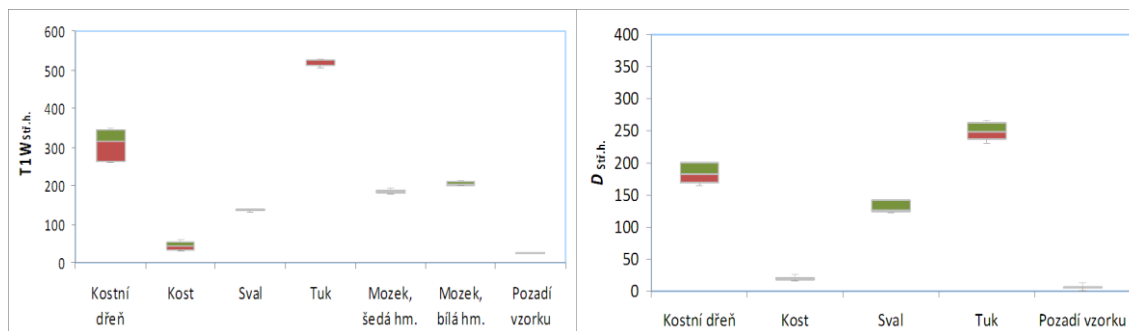
V měřených obrazech byly vybrány následující oblasti: šedá a bílá hmota mozková, sval, tuk, kost a kostní dřeň. Z vybraných oblastí byl proveden sběr dat, která byla podrobena statistické analýze. Na základě získaných statistických dat se vytvořila databáze sloužící k identifikaci tkání. Analýza spočívala ve vyhodnocení maxima, minima, střední hodnoty, prvního a třetího kvartilu měřených dat – vážených T_1 , nebo difuzní konstantou [107]. Z takto získaných dat lze vykreslit krabíčkový graf, viz obr. 9.6.



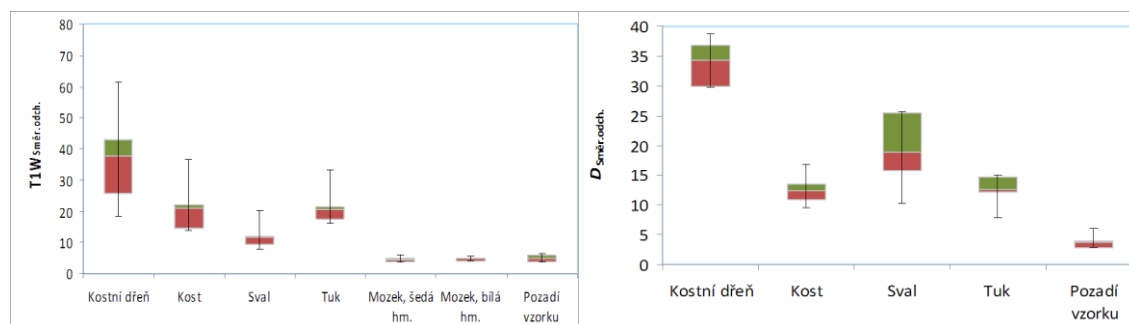
Obr. 9.6: Krabíčkový graf.

9.2.2 Výsledky statistické analýzy zkoumaných dat

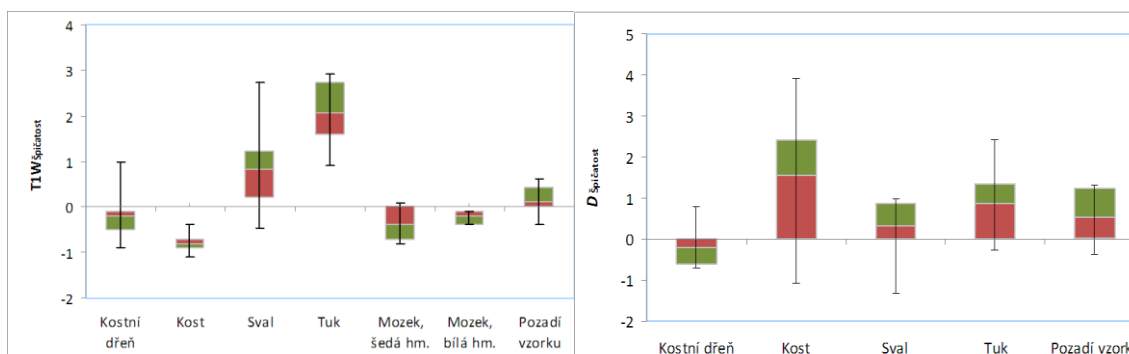
Na obr. 9.7 až obr. 9.11 jsou vykresleny krabičkové grafy prezentující statistické hodnoty jednotlivých tkání pro T_1 vážený obraz a difuzně vážený obraz. Např. obr. 9.7 vlevo znázorňuje krabičkový graf středních hodnot T_1 vážených dat jednotlivých tkání. Obdobně jsou vyobrazeny další krabičkové grafy pro směrodatnou odchylku, šikmost a špičatost. Získané krabičkové grafy tvoří zdrojová data databáze zdravých tkání.



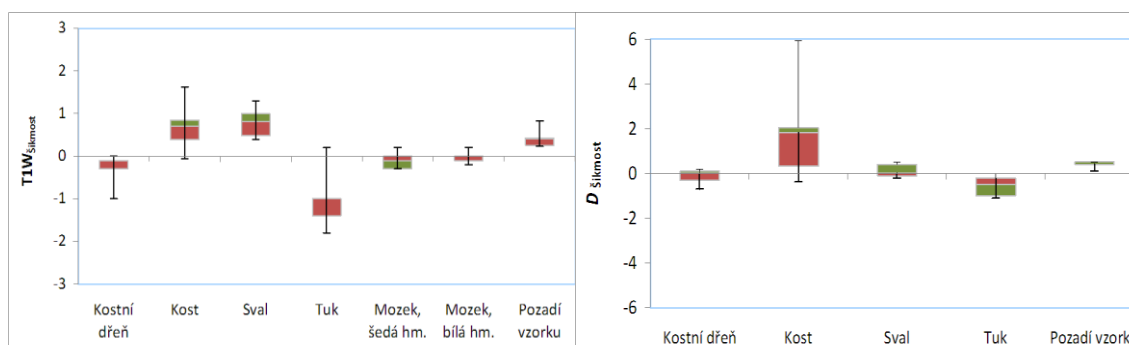
Obr. 9.7: Krabičkové grafy střední hodnoty, vlevo: T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.



Obr. 9.8: Krabičkové grafy střední odchylky, vlevo: T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.



Obr. 9.9: Krabičkové grafy šikmosti, vlevo T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.



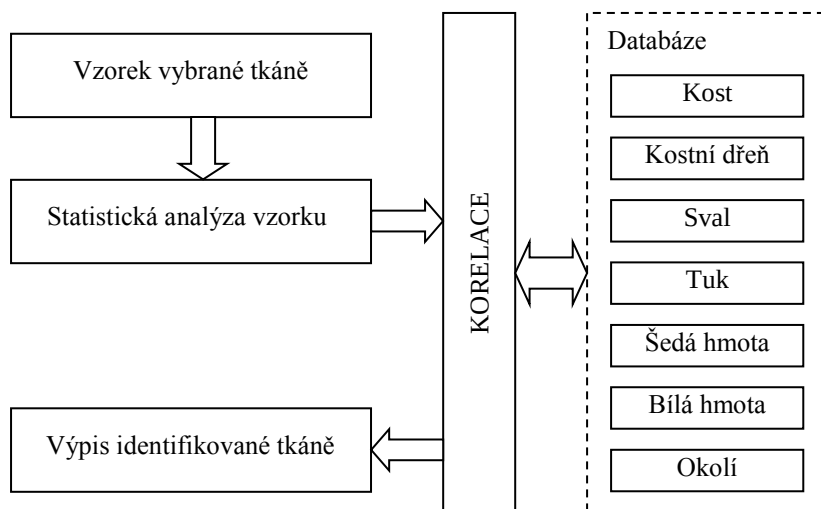
Obr. 9.10: Krabičkové grafy špičatosti, vlevo T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.

9.2.3 Praktické použití

Díky znalosti statistických hodnot jednotlivých tkání bylo možné vytvořit z několika měřených sad obrazů databázi, která bude tvořit základ algoritmu řešícího detekování neznámé tkáně. Databáze obsahuje statistická data jednotlivých tkání, která nám říkají v jakých rozmezích střední hodnoty, směrodatné odchylky, šikmosti a špičatosti by se měly statistické hodnoty dané tkáně nacházet, viz krabičkové grafy na obr. 9.7 až obr. 9.10.

Obr. 9.11 ukazuje blokový diagram představující algoritmus pro identifikaci neznámé tkáně. Prvním krokem je výběr oblasti zájmu v obraze (váženým relaxačním časem T_1 , váženým difuzním koeficientem) měřeného vzorku. Poté se provede statistická analýza vybraných dat. Získaná statistická data jsou korelována se statistickými daty z databáze. Výstup daného algoritmu, realizovaného v programu Matlab, představuje výpis identifikované tkáně. Navržený algoritmus může sloužit pro dva účely:

- Identifikaci neznámé tkáně.
- Nalezení patologické tkáně. Vstupem je vzorek známé tkáně. Pokud na základě navrženého algoritmu zjistíme, že dle statistických parametrů nezískáváme zprávu o detekování očekávané známé tkáně, můžeme s jistou pravděpodobností hovořit o možnosti patologie dané tkáně. Doposud nebylo zkoumáno, s jakou pravděpodobností lze patologickou tkáň dle navrženého algoritmu správně identifikovat.



Obr. 9.11: Blokový diagram představující algoritmus identifikace tkáně.

10 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 $IF(2012) = 1,494$ [82]. Měření a vyhodnocování dat je jednoduché a rychlé, lze použít komerčně dostupných přístrojů.

ZÁVĚR

V práci je teoreticky popsán význam difuze z hlediska měření a zobrazování pomocí MR technik. Je představen přehled artefaktů vznikajících v MR obrazech, a to zejména v difuzně vážených. Pro měření difuzně vážených obrazů je stručně popsána metoda PFGFE a podrobněji popsána metoda PFGSE. Míra artefaktů závisí na velikosti použitých difuzních gradientů, z tohoto hlediska se dle výzkumu jeví jako nejvýhodnější použití difuzních gradientů s půl-sinusovým tvarem. Průběhy neobsahují hrany, na kterých by se ve větší míře indukovaly vířivé proudy. U metody PFGSE jsem se více zabýval výpočtem b -faktorů z vlastností difuzních gradientů. Pro výpočet b -faktorů byl napsán v prostředí Matlab program, který zjednodušuje výpočet b -faktoru.

V kapitole 4 jsem popsal principy DWI zobrazování a stručněji zobrazování DTI pomocí elipsoidů a dále pomocí složitějších útvarů používaných u metody HARDI. Při popisu artefaktů, které se vyskytují při snímání a zobrazování difuzních obrazů, jsem se zaměřil na popis chyb vznikajících v závislosti na velikosti b -faktoru, který ovlivňuje velikost SNR v obraze. Prakticky se dá říci, že čím bude hodnota b -faktoru větší, tím větší poměr SNR získáme. Vznikají však komplikace s dosažením velkých hodnot b -faktorů. Velikost gradientních impulzů je omezena konstrukcí tomografického systému a při delším trvání gradientních impulzů vznikají artefakty působením vířivých proudů.

Dále jsem se zaměřil právě 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 $IF(2011) = 0,418$ [46]. 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 susceptibilním artefaktům a měření magnetické susceptibility neferomagnetických vzorků. Této problematice se věnuje celá kapitola 8, 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 [82]. 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. Článek [97] se věnuje možnosti rozšíření navržené metody z 2D prostoru do 3D prostoru. Popis výpočtu magnetické susceptibility z dat, která byla získána modelováním magnetického pole neferomagnetického materiálů v programu ANSYS je uveden v literatuře [98] a COMSOL v literatuře [99]. Limity metody měření magnetické susceptibility jsou popsány v článku [100].

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 např. při výpočtu DTI obrazů a vizualizaci výživových rostlinných vláken [27].

V kapitole 9 jsou popsány další možnosti experimentální aplikace metody tří měření. Kapitola 9.1 se věnuje multiparametrickému sběru MRI dat ze vzorku zvířecí tkáně. Cílem této podkapitoly bylo přiblížit aplikaci měření MRI obrazů malých kostí, kde je problém v malém poměru SNR a také zde vzniká velké množství artefaktů. Artefakty vzniklé v difuzně váženém obraze byly eliminovány metodou tří měření. Z popsaného praktického experimentu vyplývá, že pro dané obrazy je nejlepší variantou měření obrazů vážených protonovou hustotou jader, které vykazují jak dobrý poměr SNR v obraze, tak dobrý vizuální interpretaci. Tento typ obrazu a statisticky získaná data se jeví jako nejlepší varianta pro základ segmentace obrazu. Data získaná z tab. 9.1 až tab. 9.4 mohou být využita k segmentaci jednotlivých tkání [104]. Více informací k této problematice je uvedeno v literatuře [105].

Společně s MR oddělením FN Bohunice jsme se zaměřili na MR měření obrazů hlavy, výběr dat z oblasti zájmu jednotlivých tkání a statistickou analýzu. O této problematice pojednává kapitola 9.2. Na základě měřených T_1 vážených obrazů a difuzně vážených obrazů „zdravých“ (vitamín D a hladina osteokalcinu v normě) lidí byla provedena statistická analýza. Z dat získaných touto analýzou vznikla malá databáze určená jako základ pro algoritmus sloužící k identifikaci tkání. Proto byl u difuzně vážených obrazů kladen důraz na získání co možná nejpřesnějších hodnot difuzních koeficientů D .

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 Resonance Imaging*. Berlin: Springer-Verlag, 1999, ISBN 3-540-64877-1.
- [6] fMRI BRNO. *Funkční magnetická rezonance* [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <<http://fmri.mchmi.com>>
- [7] DRASTICH, A. *Tomografické zobrazovací systémy*. Skripta. Brno: VUT FEKT, ÚBMI, 2004. ISBN: 80-214-2788-4.
- [8] CHLEBUS, P.; MIKL, M.; BRÁZDIL, M.; KRUPA, P. Funkční magnetická rezonance - úvod do problematiky. *Neurologie pro praxi*, 2005. 6(3), s. 133. ISSN: 1213- 1814.
- [9] Jezzard P.; Matthews P.M.; Smith S.M. *Functional MRI: an introduction to methods*. Oxford: Oxford University Press, (2001). Dostupné z: <<http://el.trc.gov.om:4000/htmlroot/MEDICAL/tcolon/pharmacology/General/E-Books/Functional%20MRI.pdf>>
- [10] FICK, A. Concerns diffusion and concentration gradient. *Ann Physics Lpz.* 1855. (170). s. 59.
- [11] FICK, A. Über Diffusin. *Ann Phys*, 1855. (94), 59.
- [12] BROWN, R. On the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies. *Philos Mag, Annn Philos*, New Series. 1828, (4).
- [13] EINSTEIN, A. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Annalen der Physik*. 1905. (17), s. 549-560.
- [14] BIHAN, D.; et al. MR Imaging of Intravoxel Incoherent Motions: Application to Diffusion and Perfusion in Neurologic Disorders. *Radiology*. 1986. 161(2), s. 401 – 407.
- [15] 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.
- [16] BARTUŠEK, K. *Speciální metody měření difuzních koeficientů metodami nukleární rezonance*. Brno: VUTUM. 2007. ISBN 978-80-214-3379-3.
- [17] HAHN, E.L. Spin-echoes. *Phys Rev.* 1950, (80), s. 580-594.
- [18] CARR, H.Y.; PURCELL, E.M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments, *Phys Rev.* 1954, (94), s. 630-638.
- [19] STEJSKAL, E.O.; TANNER, J.E. Spin diffusion measurements: spin echoes in the presence of time-dependent field gradient. *Journal of Chemical Physics*. 1965, (42), s. 288-292.
- [20] HAACKE, E.M.; BROUWN, R.W.; THOMPSON, M.R.; VENKATESAN, R. *Magnetic Resonance Imaging, Physical Principles and Sequence design*. Canada: John Willey & Sons. 1999.
- [21] BARTUSEK, K. *Special methods of diffusion coefficients measurement by use of nuclear magnetic resonance*. Inaugural thesis, Brno Univeristy of Technology, Brno, 2007. ISSN 1213-418X.
- [22] BARTUSEK, K.; GESCHIEDTOVA, E. MRI method of diffusion measurement in heterogeneous materials. *Measurement Science and Technology*. 2008, (19).
- [23] SORLAND, H.G.; HAFSKJOLD, B.; HERSTAD, O. a stimulated-echo Metod for diffusion measurements in heterogeneous media using pulzed field gradients. *J. Magn. Reson.* 1997. (124), s. 172-176.

- [24] SUN, P.Z.; SELAND, J.G.; CORYB, D. Background gradient suppression in pulsed gradient stimulated echo measurements. *J. Magn. Reson.* 2003. (161). pp. 168-173.
- [25] GALVOSAS, P.; STALLMACH F.; KÄRGER J. Background gradient suppression in stimulated echo NMR diffusion studies using magic pulsed field gradient ratios. *J. Magn. Reson.* 2004, (166), s. 164-173.
- [26] TURNER, R.; Le BIHAN D.; CHESNICK, S. Echo-Planar Imaging of Diffusion and Perfusion, *Magnetic Rezonance in medicíně.* 1991. (19), s. 247-253.
- [27] 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.
- [28] BASSER, P.J.; MATIELLO, J.; LEBIHAN, D. Estimation of the effective self-diffusion tensor from the NMR spin echo. *J Magn Reson, B.* 1994. (103), s. 247–254.
- [29] BASSER P.J.; MATIELLO, J.; LEBIHAN, D. MR diffusion tensor spectroscopy and imaging. *Biophys J.* 1994. (66). s. 259-267.
- [30] POLÁKOVÁ-MIŠTINOVÁ, J.; BIBLICKÝ, J. Vybrané kapitoly z radiologie. Bratislava, 2013. ISBN 978-80-223-3376-4.
- [31] MORI, S.; van ZIJL, P.C. Fiber tracking: principles and strategies - a technical review. *NMR Biomed.* 2002. 15(7-8), s. 468-480.
- [32] MORI, S. et al. *MRI Atlas of Human White Matter.* Amsterdam: Elsevier , 2005. ISBN 0-444-51741-3.
- [33] CHIANG, M.C.; et al. Fluid Registration of Diffusion Tensor Images Using Information Theory. *IEEE Trans. med. imaging.* 2008. 27(4). s. 442-456.
- [34] FRANK, L.R. Anisotropy in High Angular Resolution Diffusion-Weighted MRI. *Magnetic Rezonance in Medicine.* 2001. 45(6). s. 935-939.
- [35] DEICHMANN R.; JOSEPHS, O.; HUTTON, D.; CORFIELD, D.R.; TURNER, R. Compensation of susceptibility-induced BOLD sensitivity losses in echo-planar fMRI imaging. *Neuroimage.* 2002. 15(1). s. 120-135.
- [36] BIHAN, L.D.; POUPON, C.; AMADON, A.; LETHIMONNIER, F. Artifacts and Pitfalls in Diffusion MRI. *Journal of magnetic resonance imaging.* 2006. 24(3). s. 478-488.
- [37] 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.
- [38] SMITH, T.B.; NAYAK, K.S. MRI artifacts and correction strategies. *Imaging Med.* 2010. 2(4), s. 445-457. ISSN 1755-5191.
- [39] EIS, M.; BERLAGE, M. H. Correction of gradient crosstalk and optimisation of measurement parameters in diffusion MR imaging. *Journal of magnetic resonance, Series B.* 1995. (107), s. 222-234.
- [40] BODAMMER, N.; KAUFMANN, J.; KANOWSKI, M.; TEMPELMANN, C. Eddy Current Correction in Diffusion-Weighted Imaging Using Pairs of Images Acquired With Opposite Diffusion Gradient Polarity. *Magnetic Resonance in Medicine.* 2004. 51(1), s. 188-193.
- [41] 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.
- [42] HASELGROVE, J. C.; MOORE, J. R. Correction for Distortion of Echo-Planar Images Used to Calculate the Apparent Diffusion Coefficient. *Magnetic Resonance in Medicine.* 2005. 36(6). s. 960-964.
- [43] ZHUANG, J.; HRABE, J.; KANGARLU, A.; XU, D.; BANSAL, R.; BRANCH, C.A.; PETERSON, B.S. Correction of Eddy-Current Distortions in Diffusion Tensor Images using the Known Directions and Strengths of Diffusion Gradients. *Journal of Magnetic Resonance Imaging.* 2006. 24(5), s. 1118-1193.
- [44] BASTIN, M.E. Correction of eddy current-induced artefacts in diffusion tensor imaging using iterative cross-correlation. *Magnetic Resonance Imaging.* 1999. 17(7). s. 1011-1024, ISSN 0730-725X.
- [45] 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.

- [46] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; GESCHIEDTOVÁ, 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).
- [47] ČÁP, M., BARTUŠEK, K., MARCOŇ, P. Measuring of Temperature Fields Using MR Tomography. In *PIERS 2010 Cambridge, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*. 2010, s. 1040-1042.
- [48] 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.
- [49] ARMITAGE, P.A.; BASTIN M.E. Utilising the diffusion-to-noise ratio to optimize magnetic resonance diffusion tensor acquisition strategies for improving measurements of diffusion anisotropy. *Magn Reson Med*. 2001. 45(6). s. 1056-1065.
- [50] 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.
- [51] HORSFIELD, M.A. Mapping eddy current induced fields for the correction of diffusion-weighted echo planar images. *Magn Reson Imaging*. 1999. 17(9). s. 1335-1345.
- [52] JONES, D.K.; HORSFIELD, M.A.; SIMMONS, A. Optimal strategies for measuring diffusion in anisotropic systems by magnetic resonance imaging. *Magn Reson Med*. 1999. 42(3). s. 515-525.
- [53] ZHUANG, J. Correction of Eddy-Current Distortions in Diffusion Tensor Images using the Known Directions and Strengths of Diffusion Gradients. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*. 2006. 24(5). s. 118-1193.
- [54] 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.
- [55] 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.
- [56] SKARE, S.; ANDERSSON, J.L. On the effects of gating in diffusion imaging of the brain using single shot EPI. *Magn Reson Imaging*. 2001. 19(8). s. 1125-1128.
- [57] 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.
- [58] *Carl's Roost: MRI Artifact Gallery* [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <<http://chickscope.beckman.uiuc.edu/roosts/carl/artifacts.html>>.
- [59] 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.
- [60] 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.
- [61] *MRI artifacts*, [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <<http://www.mritutor.org/mritutor/artifact.htm>>.
- [62] BAMMER, R.; AUER, M.; KEELING, S.L.; AUGUSTIN, M.; STABLES, L.A.; PROKESCH, R.W.; STOLLBERGER, R.; MOSELEY, M.E.; FAZEKAS, F. Diffusion tensor imaging using single-shot SENSE-EPI. *Magn Reson Med*. 2002. 48(1). s. 128-136.
- [63] BAMMER, R.; KEELING, S.L.; AUGUSTIN, M.; PRUESSMANN, K.P.; WOLF, R.; STOLLBERGER, R.; HARTUNG, H.P.; FAZEKAS, F. Improved diffusionweighted single-shot echo-planar imaging (EPI) in stroke using sensitivity encoding (SENSE). *Magn Reson Med*. 2001. 46(3), s. 548-554.
- [64] 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.
- [65] 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.

- [66] CHANG, H.; FITZPATRICK, J.M. A technique for accurate magnetic rezonance imaging in the presence of field inhomogeneities. *IEEE Trans Med Paping*. 1992, 11(3). s. 319-329.
- [67] 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.
- [68] 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.
- [69] 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.
- [70] 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.
- [71] PERONA, P.; MALIK, J. Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion. *IEEE Trans Pattern Anal Mach Intell*. 1990. (12). s. 629-639.
- [72] WEICKERT, J. Coherence-enhancing diffusion filtering. *Int J Comput Vis*. 1999. (31). s. 111-127.
- [73] 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.
- [74] TABELOW, K.; POLZEHL, J.; SPOKOINY, V.; VOSS, H.U. Diffusion tensor imaging: structural adaptive smoothing. *Neuroimage*. 2008. 39(4). s. 1763-1773.
- [75] 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.
- [76] CHIEN, D.; BUXTON, R.B.; KWONG, K.K.; BRADY, T.J.; ROSEN, B.R. MR diffusion imaging of the human brain. *J Comput Assist Tomogr*. 1990. (14). s. 514-520.
- [77] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K. Errors in Diffusion Coefficients Measurement. In *PIERS 2010 Cambridge, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*. 2010. s. 1035-1039.
- [78] HAACKE, E.M.; XU, Y.; CHENG, Y.N.; REICHENBACH, J.R. Susceptibility weighted imaging (SWI). *Magn. Reson. Med*. 2004. (52). s. 612.
- [79] 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.
- [80] DEICHMANN, R.; JOSEPHS, O.; HUTTON, D.; CORFIELD, D.R.; TURNER, R. Compensation of susceptibility- induced BOLD sensitivity losses in echo-planar fMRI imaging. *Neuroimage*. 2002. 15(1). 120-135.
- [81] LI, L. Magnetic susceptibility quantification for arbitrarily shaped objects in inhomogeneous fields. *Magnetic Rezonance in Medicine*. 2001. 46(5). s. 907-916.
- [82] 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.
- [83] 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.
- [84] TIAN, L.; SPINCEMAILLE, P.; ROCHEFORT, L.; KRESSLER, B.; WANG, Y. Calculation of Susceptibility Through Multiple Orientation Sampling (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.
- [85] CHU, Z.; COHEN, A.R.; MUTHUPILLAI, R.; CHUNG, T.; WANG, Z.J. MRI measurement of hepatic magnetic susceptibility-phantom validation and normal subject studies. *Magn. Reson. Med*. 2004, 52(6), s. 1318-1327.
- [86] CHUNG, H.W.; HWANG, S.N.; YEUNG, H.N.; WEHRLI, F.W. Mapping of the magnetic-field distribution in cancellous bone. *J. Mag. Res*. 1996. 113(2). s. 172-176.
- [87] FERNANDEZ-SEARA, M.A.; TECHAWIBOONWONG, A.; DETRE, J.A.; WEHRLI, F.W. MR susceptometry for measuring global brain oxygen extraction. *Magn. Reson. Med*. 2006. 55(5). s. 967-973.

- [88] 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.
- [89] Li, L. Magnetic susceptibility quantification for arbitrarily shaped objects in inhomogeneous fields. *Magnetic Rezonance in Medicine*. 2001. 46(5). s. 907-916.
- [90] Li, L.; LEIGH, J.S. Quantifying arbitrary magnetic susceptibility distributions with MR. *Magn. Reson. Med*. 2004. 51(5). s. 1077-1082.
- [91] 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.
- [92] SUMANAWEEERA, 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.
- [93] STEINBAUER, M.; BARTUŠEK, K. Magnetic susceptibility measurement using magnetic resonance tomography. *Acta Technica ČSAV*. 2008, 53(1). s. 45-63. ISSN: 0001- 7043.
- [94] 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.
- [95] MULAY, L.N. *Magnetic susceptibility*. New York: John Wiley & Sons; 1963. s. 1751–1883.
- [96] BEUF, O.; BRIGUET, A.; LISSAC, M.; DAVIS R. Magnetic rezonance imaging forthe determination of magnetic susceptibility of materials. *Journal of Magnetic Rezonance. Series B*. 1996. 112(2), s. 111-118.
- [97] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; KOŘÍNEK, R. *Magnetic susceptibility measurement using 3D NMR*. ESMRMB 2011 Congress. Leipzig, Německo. 2011. s. 381 - 381.
- [98] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; MIKULKA, J.; ČÁP, M. Magnetic susceptibility modelling using ANSYS. *Progress In Electromagnetics*. 2011. s. 190 - 193. ISSN 1559-9450.
- [99] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Modeling and Measuring of the Changes of the Magnetic Field Next to Non-Ferromagnetic Substances for Magnetic Susceptibility Calculation. In *Measurement 2011*. Bratislava, Institute of Measurement Sciences. 2011. s. 213 - 216. ISBN 978-80-969672-4-7.
- [100] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Limits to the Measurement of the Magnetic Susceptibility Using NMR Method. *Progress In Electromagnetics*. 2011. s. 76 - 79. ISSN 1559-9450.
- [101] MOULOPOULOS, L. A; YOSHIMITSU, K.; JOHNSTON, D.A.; LEEDS, N.E.; LIBSHITZ, H.I. MR prediction of benign and malignant vertebral compression fractures. *Journal of Magnetic Rezonance Imaging*. 1996. 6(4). s. 668-674.
- [102] JOHNSON, G.; MILLER, D.H.; MACMANUS, D.; TOFTS, P.S.; BARNES, D.; BOULAY, E.; MCDONALD, W. Primary Title: STIR sequences in NMR imaging of the optic nerve. *Neuroradiology*. 2004. Springer Berlin / Heidelberg. (29). s. 238-245.
- [103] PRINCE, J.L.; PHAM, D.; TAN, Q. Optimization of MR pulze sequences for Bayesian image segmentation. *Medical Physics*. 1995. 22(10). s. 1651-1565.
- [104] MIKULKA, J. Segmentační metody ve zpracování biomedicínských obrazů. Disertace. 2011.
- [105] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Multiparametric Data Collection and Data Processing of Animal Tissues in MRI Images. In *PIERS 2012 in Moscow Proceedings*. Moscow. 2012. s. 369 - 372. ISBN 978-1-934142-22-6.
- [106] MARCOŇ, P.; MIKULKA, J.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K.; ŠPRLÁKOVÁ, A. Statistical evaluation of diffusion-weighted imaging of the human tissues. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei. 2013. s. 1 - 5. ISBN 978-1-934142-24-0.
- [107] MCGILL, R.; TUKEY, J.W.; LARSEN, W.A. Variations of Boxplots. 1978. *The American Statistician*. 32(1). s. 12–16.

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 resonance 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. DREXLER, P.; STEINBAUER, M.; FIALA, P.; FRIEDL, M.; MARCOŇ, P.; SZABÓ, Z. Sensors and Experimental Model Development for PD Localization in HV Transformers. *Progress In Electromagnetics*. 2011. 2011(2011). s. 1139 - 1143. ISSN 1559-9450.
4. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; MIKULKA, J.; ČÁP, M. Magnetic susceptibility modelling using ANSYS. *Progress In Electromagnetics*. 2011. s. 190 - 193. ISSN 1559-9450.
5. FRIEDL, M.; MARCOŇ, P.; FIALA, P.; KUBÁSEK, R. Measurement of concentration and water flow. *Progress In Electromagnetics*. 2011. 2011(2011). s. 1153 - 1157. ISSN 1559-9450.
6. MARCOŇ, P.; FIALA, P.; STEINBAUER, M.; ČÁP, M. Special high voltage function generator. *Progress In Electromagnetics*. 2011. 2011(2011). s. 80 - 83. ISSN 1559-9450.
7. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Sensitivity of the diffusion coefficients measurement to gradient field changes. *Progress In Electromagnetics*. 2011. 2011(2011). s. 80 - 83. ISSN 1559-9450.
8. 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.
9. ČÁP, M.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K.; MARCOŇ, P.; ŠPRLÁKOVÁ, A. Fusion of the T1, T2 weighted and perfusion weighted images for peritumoral region evaluation. *Progress In Electromagnetics*. 2011. 2011(2011). s. 103 - 105. ISSN 1559-9450.
10. 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.

Kategorie: A104 – Článek ve sborníku evidovaném databází Thomson Reuters

11. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K. Errors in Diffusion Coefficients Measurement. In *PIERS 2010 Cambridge, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*. 2010. s. 1035-1039. ISBN: 978-1-934142-14-1.
12. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; DREXLER, P. Diffusion Characteristics of Accumulators Electrode Materials. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium*. 2010. s. 1573-1575. ISBN: 978-1-934142-12-7.
13. ČÁP, M.; BARTUŠEK, K.; MARCOŇ, P. Measuring of Temperature Fields Using MR Tomography. In *PIERS 2010 Cambridge, Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*. 2010. s. 1040-1042. ISBN: 978-1-934142-14-1.
14. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Modeling and Measuring of the Changes of the Magnetic Field Next to Non-Ferromagnetic Substances for Magnetic Susceptibility Calculation. In *Measurement 2011*. Bratislava, Institute of Measurement Sciences. 2011. s. 213 - 216. ISBN 978-80-969672-4-7.
15. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; KOŘÍNEK, R.; DOKOUPIL, Z. Correction of Artifacts in Diffusion-Weighted MR Images. In *34th International Conference on Telecommunications and Signal Processing*. 2011. s. 391 - 397. ISBN 978-1-4577-1409-2.

16. KOŘÍNEK, R.; BARTUŠEK, K.; MARCOŇ, P.; VONDRÁK, J. Measurement And Processing of Relaxation Times T1 And T2 During The UV Polymerization Process. In *34th International Conference on Telecommunications and Signal Processing*. 2011. s. 385 - 390. ISBN 978-1-4577-1409-2.
17. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; GESCHEIDTOVÁ, E. Calculation of the magnetic susceptibility of the non-ferromagnetic materials from 3D reaction field. In *The 13th International Conference on Research in Telecommunication Technologies RTT - 2011*. Brno. 2011. s. 207 - 210. ISBN 978-80-214-4283-2.
18. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; GESCHEIDTOVÁ, E. Magnetic Susceptibility Measurement from Spatially Mapped Reaction Field. In *ICONS 2012: The Seventh International Conference on Systems*. Saint Gilles, Reunion Island, IARIA, 2012. 2012. s. 154 - 157. ISBN 978-1-61208-184-7.
19. ČÁP, M.; MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K.; KROUTILOVÁ, E. MR Perfusion Visualization in 3D Image. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, KL, Malaysia*. 2012. s. 380 - 384. ISBN 978-1-934142-12-7.
20. POKLUDOVÁ, M.; MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; ČÁP, M. The Measurement of Diffusion in Plants Tissue Culture. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, KL, Malaysia*. 2012. s. 438 - 441. ISBN 978-1-934142-12-7.
21. MARCOŇ, P.; OSTANINA, K. Overview of Methods for Magnetic Susceptibility Measurement. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, KL, Malaysia*. 2012. s. 420 - 424. ISBN 978-1-934142-12-7.
22. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Measurement of DWI and DTI Images of Isotropic and Anisotropic Materials by Using NMR Methods. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings, KL, Malaysia*. 2012. s. 369 - 372. ISBN 978-1-934142-12-7.
23. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K. Multiparametric Data Collection of Animal Tissues in Magnetic Resonance Imaging. In *TSP Proceedings*. Praha. 2012. s. 566 - 569. ISBN 978-1-4673-1116-8.
24. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Multiparametric Data Collection and Data Processing of Animal Tissues in MRI Images. In *PIERS 2012 in Moscow Proceedings*. Moscow. 2012. s. 369 - 372. ISBN 978-1-934142-22-6.
25. MIKULKA, J.; GESCHEIDTOVÁ, E.; MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ŠPRLÁKOVÁ, A. Evaluation of Tissue Properties in MR Images. In *PIERS 2012 in Moscow Proceedings*. Moscow. 2012. s. 339 - 342. ISBN 978-1-934142-22-6.
26. HADINEC, M.; DREXLER, P.; FIALA, P.; MARCOŇ, P.; FRIEDL, M.; STEINBAUER, M.; SZABÓ, Z. Sensors and Experimental Model Verification on HV Transformers Measurement. In *PIERS 2012 Moscow Proceedings*. Moscow. 2012. s. 322 - 326. ISBN 978-1-934142-22-6.
27. ROUBAL, Z.; MARCOŇ, P.; ČÁP, M. Measurement and analysis of the magnetic properties of the magnetic closed samples. In *2012, International Conference on Applied Electronics*. Plzeň. 2012. s. 233 - 236. ISBN 978-80-261-0038-6.
28. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K. Bone marrow analysis in multi-contrast MR images. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei. 2013. s. 29 - 32. ISBN 978-1-934142-24-0.
29. KADLEC, R.; MARCOŇ, P.; FIALA, P.; KROUTILOVÁ, E. Response of Multilayer Materials to Electromagnetic Waves. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei. 2013. s. 580 - 583. ISBN 978-1-934142-24-0.
30. MARCOŇ, P.; MIKULKA, J.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K.; ŠPRLÁKOVÁ, A. Statistical evaluation of diffusion-weighted imaging of the human tissues. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei. 2013. s. 1 - 5. ISBN 978-1-934142-24-0.
31. ČÁP, M.; MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K. Automatic Detection and Segmentation of the Tumor Tissue. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings*. Taipei. 2013. s. 53 - 56. ISBN 978-1-934142-24-0.
32. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; MIKULKA, J.; GESCHEIDTOVÁ, E. Statistics-based Classification of Tissues in the Statistics-based Classification of Tissues in the Statistics-based Classification of Tissues in the Mandibular Region. In *2013 36th International Conference on Telecommunications and Signal Processing (id 21150)*. Řím. 2013. p. 624 - 627. ISBN 978-1-4799-0403-7.

Kategorie: A105 – Článek ve sborníku mezinárodní konference

33. FRIEDL, M.; FIALA, P.; MARCOŇ, P. Nedestruktivní měření koncentrace a průtoku vody v porézních materiálech. In *18th International Conference DISEE 2010*. Bratislava: STU Bratislava, 2010. s. 194-197. ISBN: 978-80-227-3366-3.
34. MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; KOŘÍNEK, R. *Magnetic susceptibility measurement using 3D NMR*. ESMRMB 2011 Congress. Leipzig, Německo. 2011. s. 381 - 381.

Kategorie: A108 – Původní článek v mezinárodním, zahraničním časopise

35. 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.
36. MARCOŇ, P.; FIALA, P.; STEINBAUER, M.; ČÁP, M. Special High Voltage Function Generator. *PIERS ONLINE*. 2011. 7(6). s. 547 - 550. ISSN 1931-7360.

Kategorie: A302 – Článek v časopise, který je zařazen v seznamu neimpaktovaných recenzovaných periodik vydávaných v České republice

37. MARCOŇ, P.; PREČ, Z. Použitelnost displejů s technologií OLED v senzorové technice. *Elektrorevue - Internetový časopis* (<http://www.elektrorevue.cz>), 2009, roč. 2009, č. 13, s. 1-6. ISSN: 1213- 1539.
38. MARCOŇ, P.; GESCHEIDTOVÁ, E.; BARTUŠEK, K. Signal processing of 3D reaction field in vicinity of non-ferromagnetic specimen and its magnetic susceptibility calculation. *Elektrorevue - Internetový časopis* (<http://www.elektrorevue.cz>). 2012. 2012 (3)(1). s. 14 - 19. ISSN 1213-1539.

Kategorie: A303 – Monografie s původními částmi, vydaná v Česku nebo na Slovensku

39. MIKULKA, J.; KUBÁSEK, R.; HADINEC, M.; MARCOŇ, P.; KADLEC, R. *Efektivní využití ICT ve výuce*. 2011. ISBN 978-80-214-4317-4.

Kategorie: A304 – Původní příspěvek na konferenci (semináři) pořádané institucí z Česka nebo Slovenska

40. MARCOŇ, P. LCD Graphical Module with Touchscreen. In *Proceedings of the 15th Conference Student EEICT 2009*. Brno, ČR: Vysoké učení technické v Brně, 2009. s. 38-40. ISBN: 978-80-214-3868-2.
41. BURDKOVÁ, M.; MARCOŇ, P. *Magnetic susceptibility modeling using COMSOL*. Vysoké učení technické v Brně, NOVOPRESS s.r.o. 2011. s. 316 - 320. ISBN 978-80-214-4273-3
42. ROUBAL, Z.; MARCOŇ, P.; ČÁP, M. Analysis of magnetic properties measurement in closed samples. In *PROCEEDINGS 9th International Conference 2012 ELEKTRO*. Žilina. 2012. s. 460 - 464. ISBN 978-1-4673-1178-6.

Kategorie: A305 – Prototyp, uplatněná metoda, funkční vzorek, autorizovaný software

43. MARCOŇ, P. *Návrh speciálního vysokonapětového generátoru*. Výzkumná zpráva. VUT Brno. 2011. s. 1 - 25.

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 2.1: Jádru s úhlovým momentem hybnosti $\mathbf{L}$ a nenulovým magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}$.	13
Obr. 2.2: Vlevo: precesní pohyb magnetického momentu, vpravo: vznik magnetického vektoru $\mathbf{M}_0$ [6].	14
Obr. 2.3: Precese vektoru magnetizace $\mathbf{M}_0$ kolem směru pole B_1 [6].	14
Obr. 2.4: Sklápění vektoru magnetizace $\mathbf{M}_0$ po aplikaci 90° RF pulzu do roviny xy [6].	15
Obr. 2.5: Průběh relaxace vektoru magnetizace $\mathbf{M}_z$ po aplikaci 90° RF impulzu do termodynamické rovnováhy [7].	15
Obr. 2.6: a) Časový průběh vektoru magnetizace $\mathbf{M}_{xy}$ po aplikaci 90° RF impulzu spolu s Blochovým makroskopickým modelem jevu ztráty fázové koherence při T_2 relaxaci. b) Změna průběhu velikosti M_{xy} vlivem relaxace T_2^* b) [7].	16
Obr. 2.7: Postup získávání difuzně váženého obrazu a další možnosti jeho zpracování.	18
Obr. 3.1: Pulzní sekvence PFGSE pro měření difuze s gradienty obdélníkového, lichoběžníkového a půlsinusového tvaru a jim odpovídající výpočet b -faktorů [16].	20
Obr. 3.2: Měření difuze se sekvencí gradientního echa s dvoupolaritními gradienty obdélníkového, lichoběžníkového a sinusového průběhu [16].	21
Obr. 3.3: Sekvence SS-EPI pro rychlé měření difuzně vážených obrazů [1].	22
Obr. 3.4: Vzorkování k -prostoru v metodě SS-EPI [1].	23
Obr. 4.1: Algoritmus zpracování měřených dat metodou PFGSE a zobrazení DWI obrazu.	24
Obr. 4.2: Vlevo: naměřený snímek metodou PFGSE v k -prostoru. Vpravo: DWI obraz vypočten dle algoritmu na obr. 4.1. Měření bylo provedeno na tomografu s $B_0 = 4,7$ T [27].	24
Obr. 4.3: Příklad elipsoidu, který využívá zobrazovací metoda DTI.	25
Obr. 4.4: Vypočtené DWI obrazy, které odpovídají jednotlivým prvkům v tenzoru $\mathbf{D}$.	26
Obr. 4.5: Zobrazení měřeného vzorku kopru s cibulí pomocí metody DTI.	27
Obr. 4.6: 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.	27
Obr. 4.7: Traktografie nervových vláken v bílé hmotě mozkové, převzato z [32].	28
Obr. 4.8: Příklady útvarů, které využívá metoda HARDI pro vykreslování DWI obrazů [34].	28
Obr. 6.1: Závislost relativní chyby difuzního koeficientu $\delta(D)$ na změně parametrů $\delta(F)$ difuzního gradientu.	32
Obr. 6.2: Vlevo: měřený fantom užitím metody PFGSE s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity mag. pole B_0 , vpravo: rozdíl mezi obrazem s artefaktem a referenčním obrazem [58].	33
Obr. 6.3: Obraz fantomu s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity magnetického pole B_0 [58].	34
Obr. 6.4: Obrazy narušené susceptibilními artefakty. Vlevo: artefakt, který se projevil ztrátou signálu vlivem susceptibilního artefaktu kovových zubních náhrad [59]. Vpravo: artefakty vzniklé na přechodech tkání při nevhodně zvolených parametrech měřicí sekvence [60].	34
Obr. 6.5: Pohybový artefakt viditelný na snímku pacienta při měření difuzně vážených obrazů [60].	36
Obr. 6.6: Pohybový artefakt – měření difuzně váženého obrazu mozku za použití EPI sekvence, kdy dochází k pohybu pacienta [60].	37
Obr. 6.7: Měřené difuzní obrazy pro různé hodnoty b -faktoru.	38
Obr. 6.8: Závislost difuzního koeficientu na různé hodnotě b -faktoru pro jednotlivé souřadné osy.	38
Obr. 6.9: Graf závislosti difuze na teplotě u jednotlivých měřených vzorků.	40
Obr. 6.10: Snímek ledviny narušený artefaktem, který vznikl vlivem chemického posunu [61].	40

Obr. 6.11: Vlevo: obraz fantomu snímáný a digitalizovaný při 16-bitovém rozlišení, vpravo: vznik artefaktů vlivem omezeného dynamického rozsahu [58].	41
Obr. 7.1: Dle sekvence navržené Johnsem lze použít pro měření DWI obrazů 30 různých hodnot b -faktorů, směr aplikovaných difuzních gradientů udávají šipky.	44
Obr. 7.2: Závislost difuzního koeficientu deionizované vody na velikosti b -faktoru ve všech základních souřadných směrech difuzních gradientů při teplotě 20,0 °C.	45
Obr. 7.3: Obraz deionizované vody měřený bez difuzních gradientů. Vlevo: k -prostor, vpravo: obrazová oblast.	46
Obr. 7.4: Porovnání difuzního tenzoru izotropního materiálu. Vlevo: měřeno s kladným difuzním gradientem, uprostřed: měřeno se záporným difuzním gradientem, vpravo: vyhodnocený tenzor užitím metody tří měření.	47
Obr. 7.5: Levý sloupec: obrazy izotropního vzorku deionizované vody, pravý sloupec: obrazy anizotropního vzorku zelí. DWI obrazy – a),d); DTI obrazy – b),e); vybraný a zvětšený samostatný voxel, který je určen velikostí – vlastním číslem a směrem – vlastním vektorem: e), f)).	49
Obr. 8.1: Deformace homogenního magnetického pole vložení paramagnetického vzorku.	52
Obr. 8.2: 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.	52
Obr. 8.3: Konfigurace modelované soustavy - okolí se vzorkem.	54
Obr. 8.4: Rozložení reakčního pole ΔB na povrchu hliníkového válečku.	55
Obr. 8.5: Algoritmus pro zpracování fázových obrazů obdržených metodou GE. Vstupní data jsou tvořena 2D maticí komplexních čísel, která tvoří měřený obraz.	57
Obr. 8.6: Rozložení reakčního magnetického pole ΔB v řezu rovinou xy uprostřed měřeného hliníkového válečku.	57
Obr. 8.7: 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.	58
Obr. 9.1: Obraz kuřecího křídla vážený PD jader. Oranžově jsou vyznačeny vyhodnocované oblasti.	60
Obr. 9.2: Obraz kuřecího křídla vážený relaxačním časem T_1	60
Obr. 9.3: Obraz kuřecího křídla vážený relaxačním časem T_2	61
Obr. 9.4: Obraz kuřecího křídla vážený susceptibilitou.	61
Obr. 9.5: Vlevo: T_1 vážený obraz, vpravo: difuzně vážený obraz.	62
Obr. 9.6: Krabičkový graf.	62
Obr. 9.7: Krabičkové grafy střední hodnoty, vlevo: T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.	63
Obr. 9.8: Krabičkové grafy střední odchylky, vlevo: T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu. ...	63
Obr. 9.9: Krabičkové grafy šikmosti, vlevo T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.	63
Obr. 9.10: Krabičkové grafy špičatosti, vlevo T_1 váženého obrazu, vpravo: difuzně váženého obrazu.	63
Obr. 9.11: Blokový diagram představující algoritmus identifikace tkáně.	64

SEZNAM TABULEK

Tab. 7.1: Vlevo: difuzní koeficienty v hlavních souřadných směrech, vpravo: difuzní koeficienty v osách mezi jednotlivými hlavními osami.....	47
Tab. 8.1: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.	58
Tab. 9.1: Parametry tkání v PD váženém obraze kuřecího křídla (SE , $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ s).	60
Tab. 9.2: Parametry tkání v T_1 váženém obraze kuřecího křídla (SE , $T_E = 16$ ms, $T_R = 1$ s, $T_1 = 16 \div 2500$ ms)...	60
Tab. 9.3: Parametry tkání v T_2 váženém obraze kuřecího křídla (SE , $T_E = 15, 16, 17$ ms a $T_R = 1$ s).	61
Tab. 9.4: Parametry tkání v SWI váženém obraze kuřecího křídla (GE , $T_E = 6$ ms).	61