

INAUGURAL - DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Armin Michael Nagel
aus Zweibrücken

Tag der mündl. Prüfung: 1. April 2009

Natrium-Magnetresonanztomographie:
Entwicklung einer 3D radialen Messtechnik mit
optimierter k-Raum-Abtastdichte
und hoher SNR-Effizienz

Gutachter: Prof. Dr. Lothar Rudi Schad
Prof. Dr. Wolfgang Schlegel

Natrium-Magnetresonanztomographie: Entwicklung einer 3D radialen Messtechnik mit optimierter k-Raum-Abtastdichte und hoher SNR-Effizienz

Eine 3D radiale k-Raum-Auslesetechnik mit homogener Verteilung der Abtastdichte (DA-3D-RAD) wird vorgestellt. Diese Messtechnik ermöglicht die für die ^{23}Na -MRT notwendigen kurzen Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) und weist eine hohe SNR-Effizienz auf. Die Form der Auslese-Gradienten ist dabei so gewählt, dass die mittlere Abtastdichte in jeder k-Raum-Schale konstant ist. Die DA-3D-RAD-Sequenz ermöglicht bei vernachlässigbarer T_2^* -Relaxation ein bis zu 34% höheres SNR als eine konventionelle 3D radiale Sequenz (3D-RAD). Dieser SNR-Vorteil vergrößert sich bei Vorhandensein von T_2^* -Relaxation, so dass im Hirngewebe 1,5 bis 1,8-fach höhere SNR-Werte als bei der 3D-RAD-Sequenz erzielt werden. Simulationen und experimentelle Messungen zeigen, dass zudem bei T_2^* -Relaxation mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine bessere Auflösung erreicht wird und in Anwesenheit von B_0 -Inhomogenitäten geringere Bildartefakte auftreten.

Mit der entwickelten Messsequenz wurden T_1 -, T_2^* - und *Inversion-Recovery*- ^{23}Na -Bildkontraste bei verschiedenen Organen erzeugt und ^{23}Na -Relaxationszeiten gemessen (Hirngewebe: $T_1 = 29,0 \pm 0,3$ ms; $T_{2s}^* \approx 4$ ms; $T_{2l}^* \approx 31$ ms; Liquor-Flüssigkeit: $T_1 = 58,1 \pm 0,6$ ms; $T_2^* = 55 \pm 3$ ms; ($B_0 = 3$ T)). Die T_1 - und T_2^* -Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit sind unabhängig von den verwendeten Magnetfeldstärken ($B_0 = 3$ T/7 T), bei Hirngewebe steigen sie mit der Magnetfeldstärke an. Des Weiteren wurden bei Patienten ^{23}Na -Signale von Ödemen unterdrückt und somit selektiv Signale von verschiedenen Gewebe-Arealen detektiert.

Sodium Magnetic Resonance Imaging: Development of a 3D Radial Acquisition Technique with optimized k-space sampling density and high SNR-efficiency

A 3D radial k-space acquisition technique with homogenous distribution of the sampling density (DA-3D-RAD) is presented. This technique enables short echo times ($TE < 0,5$ ms), that are necessary for ^{23}Na -MRI, and provides a high SNR-efficiency. The gradients of the DA-3D-RAD-sequence are designed such that the average sampling density in each spherical shell of k-space is constant. The DA-3D-RAD-sequence provides 34% more SNR than a conventional 3D radial sequence (3D-RAD) if T_2^* -decay is neglected. This SNR-gain is enhanced if T_2^* -decay is present, so a 1,5 to 1,8 fold higher SNR is measured in brain tissue with the DA-3D-RAD-sequence. Simulations and experimental measurements show that the DA-3D-RAD sequence yields a better resolution in the presence of T_2^* -decay and less image artefacts when B_0 -inhomogeneities exist.

Using the developed sequence, T_1 -, T_2^* - and *Inversion-Recovery*- ^{23}Na -image contrasts were acquired for several organs and ^{23}Na -relaxation times were measured (brain tissue: $T_1 = 29,0 \pm 0,3$ ms; $T_{2s}^* \approx 4$ ms; $T_{2l}^* \approx 31$ ms; cerebrospinal fluid: $T_1 = 58,1 \pm 0,6$ ms; $T_2^* = 55 \pm 3$ ms ($B_0 = 3$ T)). T_1 - und T_2^* -relaxation times of cerebrospinal fluid are independent of the selected magnetic field strength ($B_0 = 3$ T/7 T), whereas the relaxation times of brain tissue increase with field strength. Furthermore, ^{23}Na -signals of oedemata were suppressed in patients and thus signals from different tissue compartments were selectively measured.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Grundlagen der Kernspinresonanz	3
2.1.1	Kernspin und magnetisches Moment	3
2.1.2	Zeeman-Effekt des Atomkerns	4
2.1.3	Makroskopische Magnetisierung	5
2.1.4	Bewegungsgleichung der Magnetisierung	6
2.1.5	Relaxation	8
2.2	Besonderheiten der ^{23}Na -NMR	12
2.2.1	NMR-Sensitivität	12
2.2.2	Elektrische Quadrupolwechselwirkung	13
2.2.3	Relaxation von Quadrupolkernen	18
2.3	Magnetresonanztomographie	25
2.3.1	Ortskodierung und k-Raum	25
2.3.2	2D- und 3D-Bildgebungstechniken	30
2.3.3	Messesequenzen	32
2.3.4	Signalgleichung	33
2.3.5	MRT-Kontraste	36
2.4	Physiologische Grundlagen	39
3	Material und Methoden	43
3.1	Hard- und Software	43
3.1.1	Eigenschaften der MR-Tomographen	43
3.1.2	HF-Spulen	43
3.1.3	Flipwinkel-Kalibrierung	45
3.1.4	Messphantome	45
3.2	Techniken zur Auslese des k-Raums	47
3.2.1	FLASH-Bildgebung mit asymmetrischer k-Raum-Auslese	47
3.2.2	3D radiale k-Raum-Auslese	48
3.3	<i>Gridding</i> -Rekonstruktion	52
3.3.1	<i>Gridding</i> -Algorithmus	52
3.3.2	Wahl der Wichtungsfunktion $C(k_x, k_y, k_z)$	55
3.3.3	Wahl der Gittermaschenweite	56
3.3.4	Dichtekompensation	57
3.3.5	Filterung des Rohdatensignals	58
3.3.6	<i>Gridding</i> -Prozess (Zusammenfassung)	59
4	Ergebnisse	61
4.1	Vergleich asymmetrische FLASH-Bildgebung/ 3D radiale k-Raum-Auslese	61

4.2	Entwicklung einer 3D radialen k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte (DA-3D-RAD)	63
4.2.1	Einfluss der Abtastdichte auf das Rauschen	63
4.3	Simulationsmethoden	67
4.3.1	Entwicklung von 3D analytischen Phantomen	67
4.3.2	Punktantwortfunktion	69
4.4	Vergleich 3D-RAD/ DA-3D-RAD Auslese	70
4.4.1	SNR-Effizienz	70
4.4.2	3D-RAD und DA-3D-RAD-Auslese bei schneller transversaler Relaxation	71
4.4.3	3D-RAD und DA-3D-RAD Auslese bei <i>in vivo</i> -Anwendungen	81
4.4.4	Artefakte bei radialer k-Raum-Auslese	84
4.5	Vergleich DA-3D-RAD mit 3D spiralförmiger Auslese des k-Raums	92
4.6	Bestimmung der Relaxationszeiten	96
4.6.1	T_1 -Relaxation	97
4.6.2	T_2 und T_2^* -Relaxation	98
4.6.3	T_1 -Relaxationszeiten bei verschiedenen Feldstärken	99
4.6.4	Relaxationszeiten bei verschiedenen Temperaturen	101
4.7	<i>In vivo</i> -Anwendungen	103
4.7.1	Verschiedene ^{23}Na -Bildkontraste	103
4.7.2	^{23}Na -MRT bei 7 T	109
4.7.3	^{23}Na -MRT des Knies	111
4.7.4	^{23}Na -MRT der Niere	112
4.7.5	Muskelerkrankungen	114
4.7.6	Hirntumorpatienten	121
5	Diskussion	123
6	Zusammenfassung und Ausblick	135
	Anhang	139
A		139
A.1	2D radiale k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte	139
A.2	^{23}Na -Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Probanden und Patienten	141
	Literaturverzeichnis	149
	Abbildungsverzeichnis	155
	Tabellenverzeichnis	159

Kapitel 1

Einleitung

Die Magnetresonanztomographie (MRT) hat sich seit ihrer ersten experimentellen Anwendung 1973 zu einem wichtigen klinischen Diagnoseverfahren entwickelt. Sie ermöglicht, im Gegensatz zu anderen medizinischen Schnittbildverfahren wie der Computertomographie (CT) und der Positronenemissionstomographie (PET), einen hohen Weichteilkontrast und kommt ohne ionisierende Strahlung aus. PET ist dagegen sehr sensitiv auf die Funktion der Gewebe, was mit der MRT nur bedingt möglich ist.

Bei der klinischen MR-Bildgebung wird ausschließlich die auf dem Wasserstoffatomkern (^1H) basierte MRT eingesetzt. ^1H ist im menschlichen Körper das häufigste Element und besitzt von allen stabilen Isotopen die besten Eigenschaften für die Kernspinresonanz (engl. *nuclear magnetic resonance* - NMR). Neben der Darstellung der Morphologie gewinnt die Visualisierung der Gewebefunktion zunehmend an Bedeutung. Nach Wasserstoff ist Natrium (^{23}Na) wegen seiner Konzentration und physikalischen NMR-Eigenschaften der am besten detektierbare Kern im menschlichen Körper. Außerdem spielt Natrium in vielen Schlüsselprozessen auf zellulärer Ebene eine wichtige Rolle. So sorgt die Natrium-Kalium-Pumpe in gesunden Zellen dafür, dass die extrazelluläre Natriumkonzentration etwa 10-mal größer ist als die intrazelluläre Konzentration. Anhaltende Veränderungen dieses Konzentrationsgradienten weisen auf pathologische Prozesse hin. Daher bietet sich die ^{23}Na -MRT an, um funktionelle Gewebeveränderungen sehr früh zu erkennen und um wichtige zusätzliche Informationen zu gewinnen.

In den letzten Jahren durchgeführte Studien über die diagnostische Aussagekraft der Natrium-MRT ergaben viel versprechende Resultate. So führen im menschlichen Gehirn die Neubildung von Gewebe und die Zell-Depolarisation, die eine Vorstufe der Zellteilung darstellt, zu einem Anstieg der intrazellulären Natriumkonzentration und damit auch zu einem Anstieg der mittleren Gewebekonzentration [Boada et al., 2005]. Bei muskulären Ionenkanalerkrankungen wurde über eine Veränderung des Natrium-Signals nach Provokation (z.B. Kraftübungen, Kühlung) berichtet [Constantinides et al., 2000; Weber et al., 2006]. Ouwerkerk et al. [2003] konnten eine erhöhte Natriumkonzentration in Hirntumoren nachweisen. Außerdem konnten [Maril et al., 2006] zeigen, dass Wasserentzug zu einer veränderten Verteilung der Natriumkonzentration in den Nieren führt. Des Weiteren zeigen erste Studien nach Herzinfarkten [Sandstede et al., 2004] und zerebralen Durchblutungsstörungen [Thulborn et al., 1999, 2005] aussichtsreiche Ergebnisse.

Aus physikalischer Sicht ergeben sich im Vergleich zur ^1H -Bildgebung einige Herausforderungen. So ist die Natriumkonzentration im menschlichen Gewebe etwa 1100 mal kleiner als die Konzentration der ^1H -Kerne [Haacke et al., 1999]. Das gyromagnetische Verhältnis von ^{23}Na ist relativ klein ($\gamma(^1\text{H})/\gamma(^{23}\text{Na}) \approx 4$), was zu einer etwa 11-fach geringeren NMR-Empfindlichkeit führt. Insgesamt ist damit das *in vivo*-Natriumsignal etwa 12000 mal kleiner als das Signal der ^1H -Bildgebung. Um dies zumindest teilweise auszugleichen, sind Aufnahmetechniken notwendig, die ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *signal-to-noise ratio* - SNR) liefern. Außerdem besitzt

^{23}Na im Gegensatz zu Wasserstoff einen Kernspin von $3/2$. Dies führt in Gewebe zu einer schnellen, bi-exponentiellen T_2 -Relaxation und erfordert Pulssequenzen, die sehr kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) ermöglichen.

Neben diesen klinischen Arbeiten wurden auch einige methodische Arbeiten zur Natrium-MRT durchgeführt. Die Verwendung von paramagnetischen *Shift Reagenzien* [Van Emous et al., 2001] ermöglicht die direkte Unterscheidung zwischen intra- und extrazellulärem Natriumanteil. Aufgrund ihrer Toxizität sind diese jedoch für den Einsatz am Menschen nicht geeignet. Multi-Quanten-Filter-Techniken (MQF) [Borthakur et al., 1999] bieten die Möglichkeit, selektiv das Signal von Natriumionen, deren Beweglichkeit eingeschränkt ist, zu detektieren. Damit lässt sich eine Wichtung auf den intrazellulären Natriumanteil erreichen. Ein erheblicher Nachteil der MQF-Bildgebung ist das geringe SNR. Eine weitere Möglichkeit selektiv Signal von verschiedenen Gewebekompartimenten zu detektieren, bieten *Inversion-Recovery*-Experimente [Stobbe und Beaulieu, 2006]. Eine Kombination aus radialer und spiralförmiger Auslese des k-Raums (TPI - *twisted projection imaging*) bietet die Möglichkeit, sehr kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) zu erreichen und die gesamte Natriumkonzentration mit einer hohen SNR-Effizienz zu messen [Boada et al., 1997b]. Nachteile von TPI sind die hohen Anforderungen an die Hardware des Gradientensystems und die komplizierte Implementierung dieser Sequenztechnik. Beides hat dazu geführt, dass diese Technik bisher nur von wenigen Gruppen verwendet wird. Daher wird auch oft eine 3D radiale Auslese des k-Raums verwendet [Nielle-Vallespin et al., 2007]. Damit sind, bei geringeren Anforderungen an das Gradientensystem, ebenfalls sehr kurze Echozeiten möglich. Allerdings ist die SNR-Effizienz dieser Technik gegenüber TPI vermindert.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Optimierung von geeigneten SNR-effizienten Aufnahmetechniken, da alle bekannten Techniken der ^{23}Na -MRT unter einem sehr geringen SNR leiden und daher lange Messzeiten notwendig sind.

Ein zweites Ziel ist es, die entwickelten Messesequenzen hinsichtlich des Bildkontrastes zu optimieren. Da in klinischen Studien bisher meist nur die gesamte Natriumkonzentration gemessen wurde oder ein T_1 -gewichteter Kontrast verwendet wurde, um ein höheres SNR zu erreichen, soll das Potential der verschiedenen ^{23}Na -Bildkontraste bei ausgewählten Pathologien untersucht werden.

Neben SNR-effizienten Aufnahmetechniken ermöglichen auch höhere Magnetfeldstärken größere SNR-Werte. Gleichzeitig verändern sich mit der Magnetfeldstärke auch die Relaxationszeiten und B_0 -Inhomogenitäten nehmen mit steigender Magnetfeldstärke zu. Daher war es ein weiteres Ziel, diese Effekte, und damit die Vor- und Nachteile, die ein 7 T Ganzkörper-MR-Tomograph für die Natriumbildgebung bietet, zu untersuchen.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen der Kernspinresonanz (engl. *nuclear magnetic resonance* - NMR) und die Besonderheiten der ^{23}Na -NMR, soweit sie für diese Arbeit relevant sind, beschrieben. Danach wird auf die mathematischen und physikalischen Grundlagen der Magnetresonanztomographie (MRT) eingegangen. Abschließend werden kurz einige physiologische Grundlagen diskutiert, welche die ^{23}Na -MRT für die medizinische Anwendung interessant machen.

2.1 Grundlagen der Kernspinresonanz

In der Magnetresonanztomographie (MRT) wird der physikalische Effekt der kernmagnetischen Resonanz ausgenutzt, um die Struktur und Funktion von Geweben und Organen darzustellen. Die Kernspinresonanz wurde 1945 von F. Bloch und E. Purcell entdeckt, wofür sie 1952 den Nobelpreis für Physik erhielten [Bloch et al., 1946; Purcell et al., 1946]. Ausführlichere Behandlungen der NMR sind in [Abragam, 1961] und [Slichter, 1989] zu finden.

2.1.1 Kernspin und magnetisches Moment

Alle Atomkerne mit ungerader Anzahl von Protonen oder Neutronen besitzen einen von Null verschiedenen Kernspin \mathbf{I} . Dieser setzt sich analog zum Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle aus der Vektorsumme der Protonen- und Neutronenspins und den Bahndrehimpulsen der Nukleonen zusammen.

Mit dem Kernspin ist ein magnetisches Moment verknüpft:

$$\boldsymbol{\mu}_I = \gamma \mathbf{I} \quad (2.1)$$

Das gyromagnetische Verhältnis γ ist eine für jeden Atomkern charakteristische Konstante ($\gamma(^1\text{H}) = 2,675 \cdot 10^8 \text{ rad/T s}$, $\gamma(^{23}\text{Na}) = 7,081 \cdot 10^7 \text{ rad/T s}$). Sie ist eine wichtige Konstante, die in vielen grundlegenden Gleichungen der MRT vorkommt und auch für die NMR-Empfindlichkeit eines Atomkerns von entscheidender Bedeutung ist (vgl. Abschnitt 2.2.1). γ setzt sich aus dem Kern-Landé-Faktor g_I , dem Planckschen Wirkungsquantum \hbar und dem Kernmagneton μ_K zusammen:

$$\gamma = \frac{g_I \mu_K}{\hbar} \quad (2.2)$$

Das Kernmagneton ist durch die Elementarladung e und die Ruhemasse des Protons m_p gegeben:

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (2.3)$$

Wegen des Massenverhältnisses von Protonen und Elektronen ($\frac{m_p}{m_e} \approx 1836$) ist das Kernmagneton mehr als drei Größenordnungen kleiner als das Bohrsche Magneton. Damit sind die magnetischen Momente von Atomkernen auch ungefähr drei Größenordnungen kleiner als die der Elektronen. Wie für jeden Spinoperator gelten auch für den Kernspin die folgenden Kommutatorrelationen:

$$\begin{aligned} [\hat{I}_i, \hat{I}_j] &= \epsilon_{ijk} \hbar \hat{I}_k \\ [\hat{\mathbf{I}}^2, \hat{I}_i] &= 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Wählt man die z -Achse als Quantisierungsachse, so ergeben sich folgende Eigenwertgleichungen:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{I}}^2 |I, m\rangle &= I(I+1) \hbar^2 |I, m\rangle \\ \hat{I}_z |I, m\rangle &= m \hbar |I, m\rangle \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit

$$m = -I, -I+1, \dots, +I \quad (2.6)$$

Die Eigenwerte I und m bezeichnen die Kernspin- und die magnetische Quantenzahl und charakterisieren die orthonormierte Eigenfunktion $|I, m\rangle$. I ist halb- oder ganzzahlig und nimmt im Fall von Kernspins Werte zwischen 0 (Kerne mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl) und $\frac{15}{2}$ an [Haken und Wolf, 2003]. Im feldfreien Raum ist der Energieeigenzustand eines Kerns unabhängig von der Magnetquantenzahl und daher $(2I+1)$ -fach entartet. Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes wird diese Entartung durch den Kern-Zeeman-Effekt, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird, aufgehoben.

2.1.2 Zeeman-Effekt des Atomkerns

Wie der spätere Nobelpreisträger P. Zeeman bereits 1896 am Spektrum der Atomhülle von Natrium beobachtet hat, wird die Entartung der Energiezustände durch ein externes Magnetfeld aufgehoben. Diese Aufhebung der Entartung gilt auch für den Kernspin. Quantenmechanisch lässt sich dies durch folgenden Zusatz:

$$\hat{H}_Z = -\hat{\mu} \mathbf{B} = -\gamma \hat{\mathbf{I}} \mathbf{B}, \quad (2.7)$$

im Hamilton-Operator beschreiben. Ein äußeres Magnetfeld das o.B.d.A. in z -Richtung angelegt ist ($\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$), führt zu:

$$\hat{H}_Z = -\gamma \hat{I}_z B_0 \quad (2.8)$$

Mit der Schrödinger-Gleichung und Gleichung 2.5 ergibt sich für die Energieeigenwerte E_m eines magnetischen Moments im homogenen Magnetfeld:

$$\hat{H}_Z |I, m\rangle = E_m |I, m\rangle \quad (2.9)$$

$$E_m = -m \gamma \hbar B_0 \quad (2.10)$$

Für einen Kern mit Spinquantenzahl I ergeben sich $(2I+1)$ Energieniveaus. Protonen spalten daher in zwei Energiezustände auf und der Spin- $3/2$ -Kern Natrium in vier Niveaus mit konstanter Energiedifferenz ΔE (Abbildung 2.1).

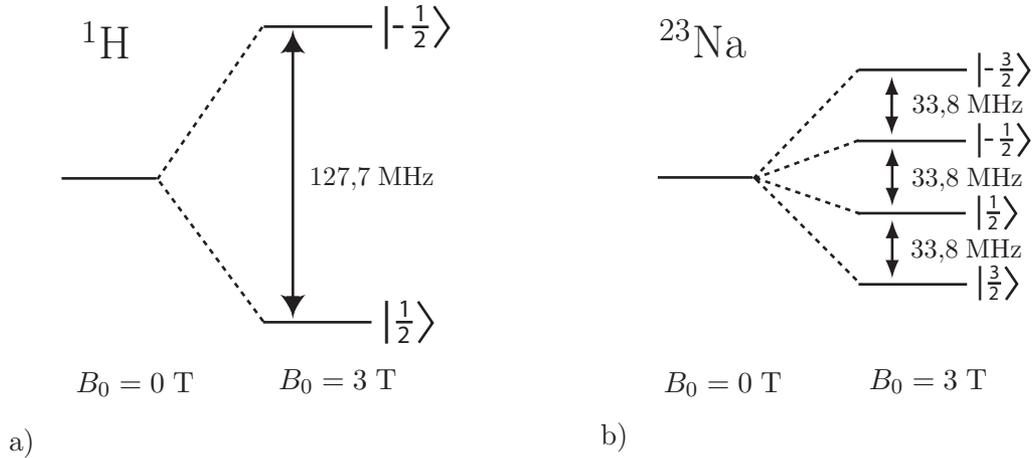


Abb. 2.1: Aufspaltung der Energiezustände im Magnetfeld. Die Zeeman-Wechselwirkung führt zu einer Aufspaltung in $2I+1$ -Energieniveaus. Die Größe der Aufspaltung ΔE ist proportional zur Magnetfeldstärke und bei ^{23}Na ca. 3,8 mal geringer als bei ^1H .

2.1.3 Makroskopische Magnetisierung

Die ^{23}Na -Konzentration im menschlichen Körper beträgt im Mittel 55 mmol/l . Dadurch befinden sich in einem Voxel ($4 \times 4 \times 4\text{ mm}^3$) ca. 10^{19} Natriumkerne, wovon bei Raumtemperatur und einem externen Magnetfeld von $3,0\text{ T}$ ca. 10^{12} Kerne zum Signal beitragen, was eine makroskopische Betrachtung der Magnetisierung rechtfertigt. Die makroskopische Magnetisierung erhält man aus den Besetzungswahrscheinlichkeiten p_m der verschiedenen Energieniveaus E_m , die im thermischen Gleichgewicht durch die Boltzmann-Statistik gegeben sind:

$$p_m = \frac{1}{Z} e^{-\frac{\gamma \hbar m B_0}{k_B T}} = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_m}{k_B T}} \quad (2.11)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der Zustandssumme Z :

$$Z = \sum_{m=-I}^I e^{-\frac{E_m}{k_B T}} \quad (2.12)$$

Für zwei benachbarte Energieniveaus des Natriumkerns beträgt der Besetzungszahlüberschuss des energetisch tiefer liegenden Niveaus bei Körpertemperatur (310 K) und einer Magnetfeldstärke von $3,0\text{ T}$ im Mittel fünf Spins pro einer Million Spins. Zur Beschreibung der Statistik eines quantenmechanischen Systems wird die Dichtematrix verwendet:

$$\hat{\rho} = \sum_m p_m |\Psi_m\rangle \langle \Psi_m| \quad (2.13)$$

Die makroskopische Magnetisierung \mathbf{M} ist durch die Vektorsumme der Erwartungswerte der magnetischen Momente pro Volumen gegeben:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \langle \hat{\boldsymbol{\mu}}_i \rangle = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \gamma \langle \hat{\mathbf{I}}_i \rangle \quad (2.14)$$

Die Erwartungswerte der Spinkomponenten lassen sich aus dem Produkt von Dichtematrix und Spinoperator berechnen:

$$\langle \hat{I}_i \rangle = \text{Tr}\{\hat{\rho}\hat{I}_i\} \quad (2.15)$$

Bei Raumtemperatur gilt $E_m \ll k_B T$ und die Exponentialfunktion der Boltzmann-Verteilung (Gleichung 2.11) kann durch eine Taylorentwicklung erster Ordnung approximiert werden. Damit ergibt sich für den Erwartungswert der z-Komponente des Kernspins:

$$\langle I_z \rangle = \frac{\hbar^2 \gamma I(I+1) B_0}{3k_B T} \quad (2.16)$$

Da die Erwartungswerte für die x- und y-Komponente verschwinden, ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet. Für die oben beschriebene Hochtemperaturnäherung, die bei Raumtemperatur sehr gut erfüllt ist, erhält man:

$$M_0 \approx \frac{N}{V} \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3k_B T} B_0 \quad (2.17)$$

Die Magnetisierung ist proportional zur lokalen Spindichte $\frac{N}{V}$, zum Quadrat des gyromagnetischen Verhältnisses γ und zur Stärke des externen Magnetfeldes. Die Auswirkung dieser Faktoren auf die NMR-Sensitivität des Natriumkerns wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben.

2.1.4 Bewegungsgleichung der Magnetisierung

Die zeitliche Entwicklung des Erwartungswerts des magnetischen Moments lässt sich in der Quantenmechanik durch die von-Neumann-Gleichung beschreiben:

$$\frac{d\langle \hat{\mu} \rangle}{dt} = \left\langle -\frac{i}{\hbar} [\hat{\mu}, \hat{H}] \right\rangle \quad (2.18)$$

Mit den Kommutatorrelationen für Drehimpulsoperatoren und Gleichung 2.14 ergibt sich für die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung ein zur klassischen Kreisgleichung analoger Ausdruck:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B} \quad (2.19)$$

Wirkt nur das statische Grundmagnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ auf die Gleichgewichtsmagnetisierung $\mathbf{M} = (0, 0, M_0)$, so verschwindet die zeitliche Ableitung und der Zustand ist zeitlich konstant.

2.1.4.1 Anregung der Magnetisierung

Um die Magnetisierung mit einer Empfangsspule detektieren zu können, muss sie eine Komponente senkrecht zum statischen Magnetfeld aufweisen, d.h. sie muss aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt werden. Dies geschieht mit einem Hochfrequenzfeld (HF-Feld). In der folgenden Betrachtung sollen Relaxationsprozesse (vgl. Kapitel 2.2.3) vernachlässigt werden. Dies ist für HF-Pulse, deren Zeitdauer kurz im Vergleich zu der transversalen Relaxationszeit ist, eine gute Näherung.

Weist das HF-Feld die passende Resonanzfrequenz auf, so werden Übergänge zwischen den einzelnen Energieniveaus induziert und das thermodynamische Gleichgewicht wird gestört (vgl. Abbildung 2.1). Die Einstrahlungsfrequenz liegt im Bereich der Radiowellen ($\nu(^{23}\text{Na}) = 33,8 \text{ MHz}$

bei $B_0 = 3,0 \text{ T}$). Der Anregungsprozess kann durch Überlagerung des statischen Magnetfeldes $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ mit dem HF-Feld $\mathbf{B}_1(t)$ beschrieben werden.

$$\mathbf{B}_1(t) = \begin{pmatrix} B_{1,x}(t) \\ B_{1,y}(t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_1 \cos(\omega_0 t) \\ B_1 \sin(\omega_0 t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Man erhält damit ein effektives Magnetfeld $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_0$ und Gleichung 2.19 ändert sich zu:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times (B_1 \cos(\omega_0 t), B_1 \sin(\omega_0 t), B_0)^T \quad (2.21)$$

Die durch die Einstrahlung des HF-Pulses resultierende Transversalkomponente der Magnetisierung präzediert mit der Larmorfrequenz um die z-Achse. Durch eine Transformation vom Laborsystem in ein mit der Larmorfrequenz ω_0 rotierendes Koordinatensystem lässt sich die Präzession der Magnetisierung und die Zeitabhängigkeit des HF-Feldes eliminieren. Bei der Einstrahlung eines HF-Pulses in x' -Richtung ergibt sich die folgende Bewegungsgleichung für die makroskopische Magnetisierung:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \left(B_1, 0, B_0 - \frac{\omega_0}{\gamma} \right)^T \quad (2.22)$$

Ist die Resonanzbedingung $\omega_0 = \gamma B_0$ erfüllt, so verschwindet die z-Komponente des effektiven Magnetfeldes und Gleichung 2.22 hat folgende Lösung:

$$\mathbf{M}(t) = M_0 \left(0, \sin\left(\frac{B_1}{\gamma}t\right), \cos\left(\frac{B_1}{\gamma}t\right) \right)^T \quad (2.23)$$

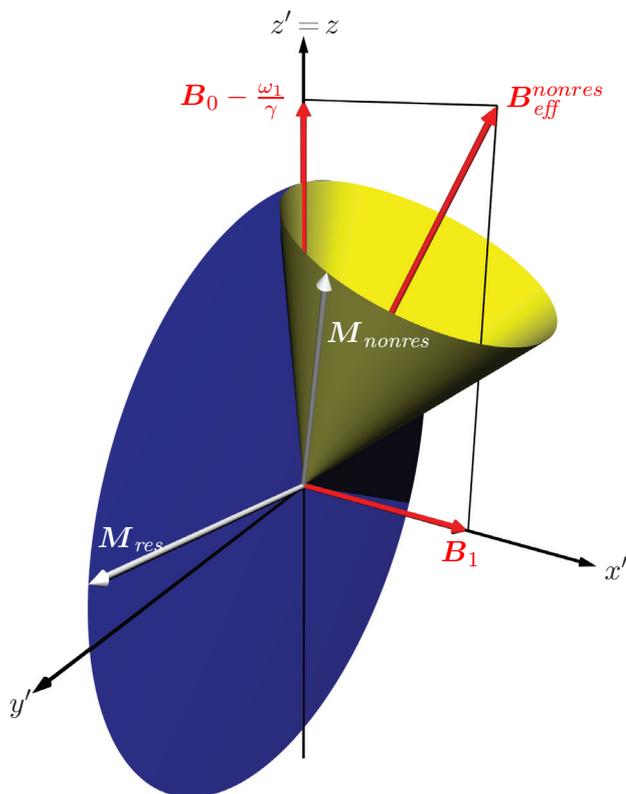


Abb. 2.2: Zeitliche Entwicklung des Magnetisierungsvektors (weiß) im rotierenden Bezugssystem. Im Resonanzfall ($\omega_1 = \omega_0$) erfährt die Magnetisierung nur ein magnetisches Feld in x' -Richtung, daher rotiert sie entlang der blauen Scheibe um das B_1 -Feld. Im nicht-resonanten Fall besteht das effektive Feld zusätzlich aus einer Komponente in z -Richtung. Die Scheibe (blau) wird dann zu einem Kegel (gelb), auf dem die Magnetisierung rotiert. Abbildung nach [Schmitter, S., 2008].

Die Rotation der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld B_{eff} im rotierenden Bezugssystem ist für den Resonanzfall und den nicht resonanten Fall schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt. Während das HF-Feld in x' -Richtung geschaltet ist, rotiert die Magnetisierung um die x' -Achse. Ein Puls der Dauer τ führt zu folgendem Rotationswinkel (Flipwinkel):

$$\alpha = \gamma \int_{t=0}^{\tau} B_1(t) dt \quad (2.24)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Rechteckimpulse vereinfacht sich der Zusammenhang zu:

$$\alpha = \gamma \tau B_1 \quad (2.25)$$

In der MRT werden häufig zwei spezielle Pulse verwendet, welche die Magnetisierung entweder komplett in die Transversalebene auslenken (sogenannte 90° -Pulse oder $\frac{\pi}{2}$ -Pulse) oder die Magnetisierung invertieren (sogenannte 180° -Pulse oder π -Pulse).

2.1.5 Relaxation

Die in Kapitel 2.1.4 angegebenen Zusammenhänge setzen voraus, dass sich die einzelnen Spinpakete weder untereinander beeinflussen, noch dass sie mit ihrer mikroskopischen Umgebung wechselwirken. Die in der Realität vorhandenen Wechselwirkungen (vgl. auch Kapitel 2.2.2 und 2.2.3) führen jedoch zu einer Vergrößerung der Entropie und zu einer Rückkehr der Magnetisierung in die Gleichgewichtslage. Diese Relaxationsprozesse lassen sich durch die empirisch eingeführten Bloch-Gleichungen 2.26 beschreiben [Bloch, 1946].

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_0 - M_z}{T_1} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Für die Transversalmagnetisierung $M_{xy} = M_x + iM_y$ und die Longitudinalmagnetisierung M_z erhält man bei einem konstanten Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ folgende Lösungen im Laborsystem:

$$\begin{aligned} M_{xy}(t) &= M_{xy}(0) e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{t}{T_2}} \\ M_z(t) &= M_0 - (M_0 - M_z(0)) e^{-\frac{t}{T_1}} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die Zeitkonstante T_1 wird als longitudinale oder Spin-Gitter-Relaxationszeit bezeichnet. Durch die T_1 -Relaxation wird Energie vom Spinsystem auf die Umgebung (Gitter) übertragen und der thermodynamische Gleichgewichtszustand wird wieder hergestellt. Die parallel zum Grundfeld ausgerichtete longitudinale Komponente der Magnetisierung M_z lässt sich nicht direkt detektieren.

Lokale Störungen, die aus der Wechselwirkung mit Feldern¹ benachbarter Kerne resultieren, führen zu einem irreversiblen Verlust der Phasenkohärenz der Spins untereinander und somit zu einem Abbau der Transversalmagnetisierung. Es handelt sich um einen Entropieeffekt, bei

¹Bei ^1H -Kernen handelt sich hierbei um Dipol-Dipol-Wechselwirkungen der Spins untereinander und bei ^{23}Na vor allem um die elektrische Quadrupolwechselwirkung (vgl. Abschnitt 2.2.2).

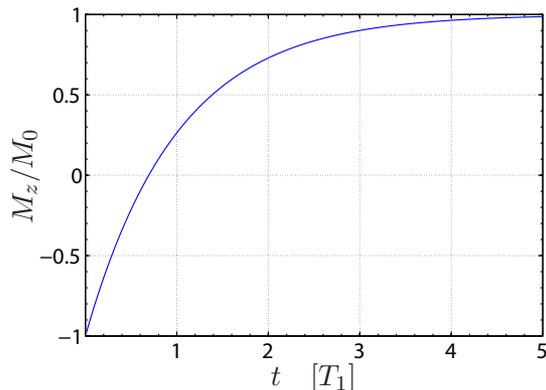


Abb. 2.3: Zeitliche Entwicklung (in Einheiten von T_1) der Amplitude der longitudinalen Magnetisierungskomponente M_z .

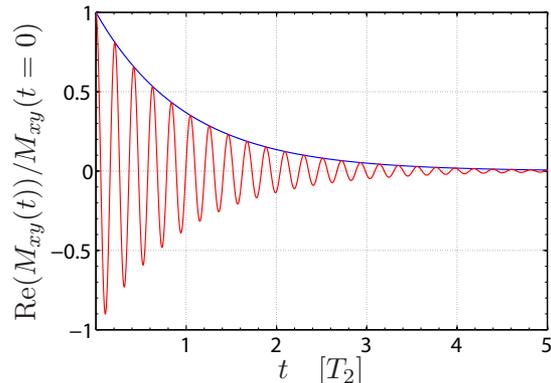


Abb. 2.4: Rot: Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Realteils der transversalen Magnetisierungskomponente M_{xy} im Laborsystem. Blau: Transversale Magnetisierungskomponente M_{xy} im mit der Larmorfrequenz ω_0 rotierenden Bezugssystem.

dem kein Energieaustausch stattfindet. Die Zeitkonstante T_2 , die diesen Prozess beschreibt, wird transversale oder Spin-Spin-Relaxationszeit genannt². Die Transversalmagnetisierung präzediert mit der Larmorfrequenz ω_0 um die Achse des externen Magnetfeldes und erzeugt in einer geeignet ausgerichteten Empfangsspule eine Wechsellspannung, deren Amplitude proportional zu M_{xy} ist (vgl. Kapitel 2.2.1) und die das Messsignal in der MRT darstellt.

Longitudinale und transversale Relaxation sind schematisch in den Abbildungen 2.3 und 2.4 dargestellt. Die transversale Relaxation bezeichnet man als „freien Induktionserfall“ (engl. *free induction decay* - FID).

2.1.5.1 T_2^* - Relaxation

Neben den unvermeidlichen Wechselwirkungen, die zur T_2 -Relaxation führen, beeinflussen auch zeitlich konstante lokale Magnetfeldvariationen die Relaxation. Diese Inhomogenitäten können vom statischen Grundfeld ausgehen oder durch eine heterogene magnetische Suszeptibilität der Probe verursacht werden. Dies kann durch ein Modell mit zufällig verteilten magnetischen Dipolen beschrieben werden [Brown, 1961]. Die Dipole führen zu einer lokalen Variation des Magnetfeldes und damit zu unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen der einzelnen Spinpakete. Die Frequenzverteilung $P(\omega)$ der Spinpakete lässt sich durch eine Lorentz-Verteilung beschreiben:

$$P(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega}{\omega^2 + (\Delta\omega)^2} \quad (2.28)$$

$\Delta\omega$ ist hierbei ein Maß für die Breite der Verteilung. Da die einzelnen Spinpakete eines Voxels damit unterschiedliche Präzessionsfrequenzen aufweisen, kommt es zu einer Dephasierung der verschiedenen Spinpakete. Das Signal ist proportional zur Fourier-Transformation der Vertei-

²Bei ^{23}Na tritt im Allgemeinen sowohl eine bi-exponentielle T_1 als auch eine bi-exponentielle T_2 -Relaxation auf. Man benötigt daher jeweils zwei Konstanten, um die Relaxationsprozesse zu charakterisieren. Dies ist eine Eigenschaft von Spin- $3/2$ -Kernen und wird in Abschnitt 2.2.3 beschrieben.

lungsfunktion (Gleichung 2.28):

$$\mathfrak{F}(P(\omega)) = \frac{1}{2}e^{-\Delta\omega|t|} \quad (2.29)$$

Das Signal zerfällt somit exponentiell

$$S(t) = S_0 \cdot e^{-\Delta\omega|t|} \quad (2.30)$$

Mit der Zerfallskonstanten

$$\frac{1}{T_2'} = \Delta\omega \quad (2.31)$$

Die Berücksichtigung der T_2 -Relaxation, führt zu folgendem Signalverlauf:

$$S(t) = S_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_2'}} \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (2.32)$$

Im Allgemeinen werden die T_2 und T_2' - Relaxationskonstanten bzw. die R_2 und R_2' - Relaxationsraten zu der sogenannten T_2^* -Zeit zusammengefasst:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} = R_2 + R_2' \quad (2.33)$$

Im Gegensatz zur T_2 -Relaxation, die durch fluktuierende Felder hervorgerufen wird, wird die T_2' -Relaxation durch statische Inhomogenitäten erzeugt. Letztere ist reversibel und kann durch Einstrahlen eines zusätzlichen 180° -Hochfrequenzimpulses³ wieder rückgängig gemacht werden. Diese sogenannte Spin-Echo-Technik zur Messung der T_2 -Relaxationszeit wurde 1950 von Otto Hahn vorgeschlagen [Hahn, 1950]. Für die ^{23}Na -MRT werden aber aufgrund der kurzen T_2 -Relaxationszeiten in der Regel Gradienten-Echo-Techniken verwendet. Diese Messverfahren kompensieren die statischen Inhomogenitäten nicht und das Signal zerfällt mit der Zeitkonstanten T_2^* . Oft ist aber die T_2 -Zeit von Interesse, da diese eine Gewebeeigenschaft⁴ darstellt, die nicht wie T_2^* durch so viele externe Faktoren beeinflusst wird.

Es zeigt sich jedoch, dass für kurze Relaxationszeiten und kleine Feldinhomogenitäten nur geringfügige Unterschiede zwischen T_2^* und T_2 auftreten (Abbildung 2.5). Dies lässt sich leicht mit aus ^1H -Messungen bekannten Werten abschätzen, da die T_2' -Relaxationszeiten von ^{23}Na und ^1H sich nur durch einen konstanten Faktor, der durch die gyromagnetischen Verhältnisse der beiden Kerne festgelegt ist, unterscheiden:

$$T_2'(^{23}\text{Na}) = \frac{\gamma(^1\text{H})}{\gamma(^{23}\text{Na})}T_2(^1\text{H}) \quad \text{bzw.} \quad R_2'(^{23}\text{Na}) = \frac{\gamma(^{23}\text{Na})}{\gamma(^1\text{H})}R_2(^1\text{H}) \quad (2.34)$$

Typische Werte für die Relaxationsrate $R_2'(^1\text{H})$ liegen im Hirngewebe bei einer Grundmagnetfeldstärke von $B_0 = 3 \text{ T}$ zwischen 1 Hz und 3 Hz, können aber in Bereichen mit größeren Inhomogenitäten auch deutlich höher liegen ($\approx 6 \text{ Hz}$) [He und Yablonskiy, 2007]. Nimmt man den ungünstigen Fall einer langen Relaxationszeit von $T_2 = 50 \text{ ms}$ und einer hohen Relaxationsrate ($R_2' = 6 \text{ Hz}$) an, so beträgt die T_2^* -Relaxationszeit 46,3 ms. Damit bietet die Verwendung von Gradienten-Echo-Techniken in den meisten Fällen eine akzeptable Messgenauigkeit bei der Bestimmung von T_2 -Zeiten.

³Der 180° -Puls wird nach dem Anregungspuls geschaltet, wenn die Zeitspanne $TE/2$ vergangen ist. Die durch statische Inhomogenitäten ausgelöste Dephasierung der Magnetisierung ist dann nach der Echozeit (TE) wieder rephasiert.

⁴Die T_2 -Zeit hängt auch von der Stärke des Grundmagnetfeldes ab. Diese Abhängigkeit spielt aber für die Vergleichbarkeit von Messungen nur eine Rolle, wenn Messungen bei verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt werden.

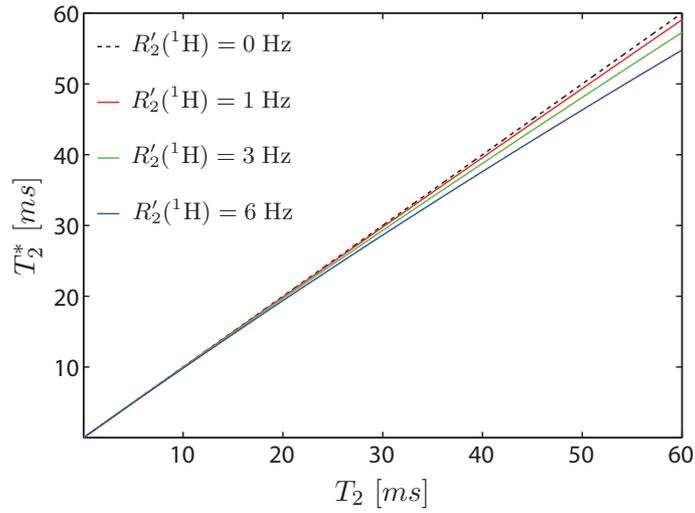


Abb. 2.5: Abhängigkeit der T_2^* -Relaxationszeit von T_2 und $R_2' = \frac{1}{T_2}$, gemäß Gleichung 2.33. R_2' hängt von der Feldstärke B_0 und auch von der Homogenität des Feldes ab. Typische Werte im Hirngewebe liegen bei $B_0 = 3$ T und 1H zwischen 1 Hz und 3 Hz, können aber in Bereichen mit größeren Inhomogenitäten auch höher liegen (≈ 6 Hz). Mit abnehmender Relaxationsrate R_2' und für kurze T_2 -Zeiten wird $T_2^* \approx T_2$.

2.2 Besonderheiten der ^{23}Na -NMR

2.2.1 NMR-Sensitivität

Je höher die Sensitivität eines Atomkerns ist, desto höher ist auch das Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR), welches bei der ^{23}Na -MRT ein limitierender Faktor ist. Die Sensitivität des MR-Experimentes wird durch die Höhe der Spannung bestimmt, die in der Empfangsspule induziert wird [Hoult und Richards, 1976]. Diese lässt sich mit dem Faradayschen Induktionsgesetz berechnen:

$$U_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} \quad (2.35)$$

wobei ϕ den magnetischen Fluss durch die Spule bezeichnet, der durch folgendes Oberflächenintegral gegeben ist:

$$\phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (2.36)$$

Mit dem Vektorpotential \mathbf{A} und dem Stokesschen Satz folgt für den magnetischen Fluss:

$$\phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int (\nabla \times \mathbf{A}) d\mathbf{S} = \oint d\mathbf{l} \mathbf{A} \quad (2.37)$$

Mit der expliziten Form des Vektorpotentials und Gleichung 2.35 ergibt sich damit:

$$U_{ind}(t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{d}{dt} \int d^3r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') [\nabla' \times \left(\oint \frac{d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)] \quad (2.38)$$

Das Magnetfeld pro Einheitsstrom $\mathfrak{B}_{Empfang}(\mathbf{r}')$, welches von einem am Punkt \mathbf{r}' fließenden Strom I in der Spule induziert wird, ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\mathfrak{B}_{Empfang}(\mathbf{r}') = \frac{\mathbf{B}(\mathbf{r}')}{I} = \nabla' \times \mathbf{A} = \nabla' \times \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \quad (2.39)$$

Wegen des Reziprozitäts-Prinzips sind die Empfangs- und Sendecharakteristik (\mathbf{B}_1 -Feld) einer Spule gleich.

$$\mathfrak{B}_{Empfang} = \mathbf{B}_1 \quad (2.40)$$

Mit den Gleichungen 2.38 und 2.39 ergibt sich für die in einer Spule induzierten Spannung:

$$U_{ind}(t) = -\frac{d}{dt} \int d^3r \mathbf{B}_1 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \quad (2.41)$$

Die Anregung der Probe mit einem Flipwinkel α erzeugt die transversale Magnetisierung $M_{xy} = M_0 \sin \alpha$, und das Skalarprodukt in Gleichung 2.41 liefert einen endlichen Beitrag. Ist das \mathbf{B}_1 -Feld der Spule ausreichend homogen über das Probenvolumen, so lässt sich obige Integration leicht ausführen:

$$U_{ind}(t) = \gamma B_0 B_{1,xy} M_0 \sin(\alpha) V \sin(\omega_0 t + \phi) = \omega_0 B_{1,xy} M_{1,xy} V \sin(\omega_0 t + \phi) \quad (2.42)$$

Die induzierte Spannung ist proportional zu der Größe und der Rotationsfrequenz (Larmorfrequenz ω_0) der Transversalmagnetisierung. Für die NMR-Sensitivität S eines Kerns der natürlichen Häufigkeit c ($c(^{23}\text{Na})=1$) folgt mit dem Ausdruck für die Magnetisierung (Gleichung 2.17) und Gleichung 2.42:

$$S \propto U_{ind} \propto c\gamma^3 I(I+1) \quad (2.43)$$

Ein Vergleich der Sensitivitäten von ^{23}Na und ^1H liefert:

$$S(^{23}\text{Na}) = 0,0927 \cdot S(^1\text{H}) \quad (2.44)$$

Berücksichtigt man zusätzlich noch die *in vivo*-Konzentrationen, so erniedrigt sich die NMR-Empfindlichkeit von Natrium nochmal um ca. den Faktor 1100, d.h. insgesamt ergibt sich für Natrium eine Sensitivität, die ungefähr 12000-fach geringer ist als die *in vivo*-Sensitivität von Wasserstoff.

Aus Gleichung 2.42 ergibt sich außerdem eine quadratische Abhängigkeit der NMR-Sensitivität vom Grundmagnetfeld:

$$S \sim B_0^2 \quad (2.45)$$

Bei hohen Feldstärken steigt das Rauschen allerdings auch linear mit der Magnetfeldstärke an, sodass das SNR nur proportional zum externen Magnetfeld B_0 ansteigt [Haacke et al., 1999].

2.2.2 Elektrische Quadrupolwechselwirkung

^{23}Na besitzt einen Kernspin von $I = 3/2$ [Rabi und Cohen, 1933]. Eine direkte Konsequenz hieraus ist, dass Natrium, wie alle $I \geq 1$ Kerne, zusätzlich zu dem magnetischen Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}_I$ ein elektrisches Kernquadrupolmoment Q aufweist, welches die Abweichung der Kernladungsverteilung von der Kugelgestalt angibt. Befindet sich ein solcher Kern in einem äußeren elektrischen Feld, so ergibt sich eine zusätzliche potentiellen Energie.

Der Atomkern ist von elektrischen Ladungen umgeben, die am Kernort ein Potential $\phi(\mathbf{x})$ erzeugen. Klassisch ist die potentielle Energie der Ladungsverteilung $\rho(\mathbf{x})$ des Kerns in diesem äußeren Potential $\phi(\mathbf{x})$ durch:

$$E_{elektr.} = \int \rho(\mathbf{x})\phi(\mathbf{x})d^3x \quad (2.46)$$

gegeben. Taylorentwicklung um $\mathbf{x} = 0$ führt zu:

$$E_{elektr.} = \underbrace{\phi_0 Ze}_{E^{(0)}} + \underbrace{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)_0 \int \rho(\mathbf{x})x_i d^3x}_{E^{(1)}} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} \right)_0 \int \rho(\mathbf{x})x_i x_j d^3x}_{E^{(2)}} \quad (2.47)$$

x_i und x_j bezeichnen kartesische Koordinaten und Ze gibt die Kernladung an. Da ϕ_0 das elektrische Potential am Ursprung $\mathbf{x} = 0$ ist, gibt $E^{(0)}$ gerade die Coulomb-Energie einer punktförmigen Ladungsverteilung an. Diese ist für alle Isotope eines Elements gleich groß und spielt daher für die weiteren Betrachtungen keine Rolle. Der zweite Term $E^{(1)}$ beschreibt eine Dipolwechselwirkung des elektrischen Feldes $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ am Ursprung mit dem elektrischen Dipolmoment der

Kernladungsverteilung. Die Ladungsverteilung eines Atomkerns ist durch seine quantenmechanische Wellenfunktion gegeben:

$$\rho(\mathbf{x}) = Ze\Psi^*(\mathbf{x})\Psi(\mathbf{x}) \quad (2.48)$$

Da die Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{x})$ eine definierte Parität besitzt, ist $\rho(\mathbf{x}) = \rho(-\mathbf{x})$. Damit ist das elektrische Dipolmoment das Integral über ein Produkt aus einer geraden und einer ungeraden Funktion und verschwindet, d.h. der quantenmechanische Erwartungswert des elektrischen Kerndipolmoments ist Null. Eine ähnliche Argumentationsweise für die höheren Ordnungen führt dazu, dass alle ungeraden elektrischen Terme ebenfalls verschwinden. Für die weiteren Betrachtungen bleibt daher nur der dritte Term $E^{(2)}$ übrig. Die elektrischen Feldgradienten (EFG):

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_j} \right)_0 =: \phi_{ij} \quad (2.49)$$

bilden einen symmetrischen 3×3 Tensor, der sich durch geeignete Wahl der Basis diagonalisieren lässt ($r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$):

$$E^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_i \phi_{ii} \int \rho(\mathbf{x}) x_i^2 d^3x = \underbrace{\frac{1}{6} \sum_i \phi_{ii} \int \rho(\mathbf{x}) r^2 d^3r}_{E_C} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_i \phi_{ii} \int \rho(\mathbf{x}) \left(x_i^2 - \frac{r^2}{3}\right) d^3x}_{E_Q} \quad (2.50)$$

Durch Anwendung der Poisson-Gleichung ($\sum_i \phi_{ii} = -4\pi e|\Psi(0)|^2$) erhält man den Monopolterm:

$$E_C = -\frac{4\pi e}{6} |\Psi(0)|^2 \int \rho(\mathbf{x}) r^2 d^3r = -\frac{2\pi Ze^2}{3} |\Psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle. \quad (2.51)$$

Wobei $-e|\Psi(0)|^2$ die Ladungsdichte der Elektronen (s-Elektronen) am Kernort darstellt und $\langle r^2 \rangle$ den mittleren quadratischen Kernradius angibt. Der Monopolterm beschreibt damit die elektrostatische Wechselwirkung des ausgedehnten Kerns mit den Elektronen am Kernort. Er ist orientierungsunabhängig und führt zu einer unterschiedlichen Verschiebung der Energieniveaus für Isotope oder Isomere. Für die Betrachtungen in dieser Arbeit spielt er daher keine Rolle.

Der Quadrupolterm E_Q lässt sich mit der Definition für das Kernquadrupolmoment Q_{ii} wie folgt schreiben:

$$E_Q = \frac{1}{6} \sum_i \phi_{ii} Q_{ii} \quad \text{mit} \quad Q_{ii} = \int \rho(\mathbf{x}) (3x_i^2 - r^2) d^3r. \quad (2.52)$$

Definiert man den spurfreien Tensor V_{ii} durch:

$$\phi_{ii} = V_{ii} + \frac{1}{3} (\Delta\phi) \delta_{ii} \quad (2.53)$$

so ergibt sich aus Gleichung 2.52:

$$E_Q = \frac{1}{6} \sum_i V_{ii} Q_{ii} \quad (2.54)$$

da auch Q_{ii} spurfrei ist. V_{ii} ist der Tensor des elektrischen Feldgradienten (EFG-Tensor). Zu V_{ii} tragen nur Ladungen bei, die sich nicht am Kernort befinden. Für eine beliebige Basis ergibt sich aus Gleichung 2.54:

$$E_Q = \frac{1}{6} \sum_{ij} V_{ij} Q_{ij} \quad (2.55)$$

Um den quantenmechanischen Ausdruck für die Quadrupolwechselwirkung zu erhalten, ersetzt man die klassische Ladungsverteilung durch die quantenmechanische Form, wobei das Integral über die Ladungsdichte in eine Summe über alle Protonen übergeht:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^Z q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad \Rightarrow \quad \hat{Q}_{ij} = e \sum_{i=1}^Z (3\hat{x}_{ik}\hat{x}_{jk} - \delta_{ij}\hat{r}_k^2) \quad (2.56)$$

Damit ergibt sich der Hamilton-Operator der Quadrupolwechselwirkung:

$$\hat{H}_Q = \frac{1}{6} \sum_{i,j} V_{ij} \hat{Q}_{ji} \quad (2.57)$$

Unter Verwendung der Vertauschungsrelationen für Orte und Drehimpulse wie z.B.

$$[\hat{l}_{xk}, \hat{y}_k] = i\hat{z}_k, \quad [\hat{s}_{xk}, \hat{y}_k] = 0, \quad [\hat{l}_{xk}, \hat{s}_{yk}] = 0, \quad [\hat{I}_{zk}, \hat{x}_k] = i\hat{y}_k, \quad (2.58)$$

erhält man mit Gleichung 2.56 und 2.57:

$$\hat{H}_Q = \frac{eQ}{6I(2I-1)} \sum_{i,j} V_{ij} \left[\frac{3}{2}(\hat{I}_i \hat{I}_j + \hat{I}_j \hat{I}_i) - \delta_{ij} \hat{I}^2 \right] \quad (2.59)$$

Für den Tensor des elektrischen Feldgradienten lässt sich ein Hauptachsensystem finden, in dem die Außerdiagonalelemente verschwinden. Da er außerdem die Laplace-Gleichung erfüllt, lässt er sich durch zwei unabhängige Parameter charakterisieren. Hierzu verwendet man die größte Komponente des elektrischen Feldgradienten V_{zz} und den Asymmetrieparameter η :

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \quad (2.60)$$

Das Potential V wird von externen Ladungen, wie anderen Atomen oder der Elektronenhülle, erzeugt. Für abgeschlossene Atomshalen ist die Ladungsverteilung kugelsymmetrisch und die quadrupolare Kopplung verschwindet. Eine externe Ladung deformiert allerdings die sphärische Symmetrie der Elektronenhülle, was zu einer Korrektur des elektrischen Feldgradienten am Kernort führt:

$$V_{zz} = V_{zz}^0 [1 - \gamma(r)] \quad (2.61)$$

Die Größe $\gamma(r)$ wird Sternheimer-Faktor genannt. Im Allgemeinen ist $\gamma(r) \ll 1$, so lange sich die zusätzliche Ladung innerhalb der Atomhülle befindet. Befindet sich die Ladung weit genug außerhalb der Atomhülle, so wird γ unabhängig von der Entfernung r und man schreibt γ_∞ . Zahlenwerte für den Sternheimer-Faktor und den elektrischen Feldgradienten wurden z.B. von Klösters und Jansen [2000] für den Kristall Na_3OCl bestimmt ($V_{zz} = -6,67672 \cdot 10^{-20} \frac{V}{m^2}$, $\gamma_\infty(Na^+) = -5,36$).

Der Hamilton-Operator hat mit den Auf- und Absteige-Operatoren ($\hat{I}_+ = \hat{I}_x + i\hat{I}_y$ und $\hat{I}_- = \hat{I}_x - i\hat{I}_y$) die Form [Man, 1996]:

$$\hat{H}_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[3\hat{I}_z^2 - I(I+1) + \frac{1}{2}\eta(\hat{I}_+^2 + \hat{I}_-^2) \right] \quad (2.62)$$

Setzt man ein starkes Magnetfeld ($\hat{H}_z \gg \hat{H}_Q$) voraus, was im Allgemeinen gut erfüllt ist, so kann man die Quadrupolwechselwirkung als schwache Störung der Zeeman-Wechselwirkung betrachten. Der Hamilton-Operator lässt sich dann wie folgt schreiben:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_Z + \hat{H}_Q \quad (2.63)$$

Die Energieeigenwerte sind:

$$E_m = E_0 - \gamma \hbar m B_0 + E_Q(m). \quad (2.64)$$

Mit Störungsrechnung erster Ordnung erhält man:

$$E_Q = \hbar \underbrace{\frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)\hbar} \left[\frac{1}{2} (3 \cos^2 \beta - 1) + \frac{1}{2} \eta \sin^2 \beta \cos 2\alpha \right]}_{\omega_Q} [3m^2 - I(I+1)] \quad (2.65)$$

wobei α und β die Eulerwinkel angeben, welche die Richtung von B_0 im Bezug auf den lokalen elektrischen Feldgradienten definieren. Korrekturen zweiter Ordnung führen zu einer weiteren Verschiebung aller Resonanzen, inklusive der Zentrallinie [Man, 1996]. Diese sind klein im Vergleich zu den Korrekturen erster Ordnung und werden daher im Folgenden vernachlässigt.

Das Spektrum besteht dann aus $2I$ Resonanzlinien, wobei die Linie des zentralen Übergangs ($|-\frac{1}{2}\rangle \rightarrow |\frac{1}{2}\rangle$) unverschoben bleibt. Die $2I-1$ Satellitenlinien liegen symmetrisch dazu. Bei Kernen mit Spin $I = 3/2$ weist die zentrale Linie 40% und die beiden Satellitenlinien jeweils 30% der Gesamtintensität auf, wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben wird. Wie Gleichung 2.65 zeigt, ist die Energieaufspaltung abhängig von der Orientierung der Symmetrieachse relativ zum externen Magnetfeld B_0 . Im Falle einer axialen Symmetrie, was oft eine gute Näherung darstellt, ist $\eta = 0$. Dadurch verschwindet der Asymmetrieterm und die Frequenzverschiebung ist mit $3 \cos^2 \beta - 1$ moduliert. Für den *magischen Winkel* $\beta = 55,3^\circ$, ist dieser Term gleich Null und die Resonanzlinien fallen zusammen. In isotropen Flüssigkeiten und für die meisten Gewebe *in vivo* sind die Winkel β gleichmäßig verteilt und die Quadrupolwechselwirkung mittelt sich heraus. Es ist dann nur eine Resonanzlinie beobachtbar, die jedoch meist eine Überlagerung von 2 Lorentzlinien unterschiedlicher Breite ist, da aufgrund der Quadrupolwechselwirkung eine bi-exponentielle Relaxation vorliegt (vgl. Kapitel 2.2.3).

Mit Hilfe des *Wigner-Eckart* Theorems kann außerdem gezeigt werden, dass für einen Zustand mit dem Gesamtdrehimpuls I der Erwartungswert aller Multipolelemente L mit $L > 2I$ verschwindet. Dies bedeutet, dass nur Kerne mit einem Kernspin $I \geq 1$ ein elektrisches Quadrupolmoment besitzen.

Abbildung 2.6 zeigt Energiediagramme und Spektren für isolierte Spin- $3/2$ -Systeme. Aufgrund von thermischen Bewegungen werden die vier Zeeman-Energieniveaus durch zeitlich fluktuierende elektrische Feldgradienten moduliert. Man unterscheidet zwischen vier verschiedenen Arten von Spektren [Rooney und Springer, 1991; Springer, 1996]. Im Debye-Modell kann der Übergang vom *Typ-d* zum *Typ-a* Spektrum durch die Korrelationszeit τ_C beschrieben werden, welche die zufälligen Fluktuationen des elektrischen Feldgradienten (Richtung und/oder Orientierung) charakterisiert.

Typ-d Spektrum

In einer *Typ-d* Umgebung sind die Fluktuationen von ω_Q so schnell, dass die Korrelationszeiten klein im Vergleich zu der Larmorperiode ω_0^{-1} sind ($\omega_0^{-1}(^{23}\text{Na}) = 4,7 \text{ ns}$ bei $B_0 = 3,0 \text{ T}$). Dies führt dazu, dass $\langle \omega_Q \rangle = 0$, auch wenn die Amplitude der Fluktuationen des EFG-Tensors groß sein sollte. Sowohl die longitudinale als auch die transversale Relaxation sind in diesem Fall mono-exponentiell und beide Relaxationskonstanten sind gleich ($T_1 = T_2$). Beispielhaft für ein solches Spektrum ist NaCl in Wasser. Eine typische Zeitskala für die Rotation von H_2O -Molekülen in Wasser ist 1 ps und für Translationsbewegungen 0,1 ps, was zu Korrelationszeiten $\tau_C = 10^{-13} - 10^{-12} \text{ s}$ führt. Damit sind die Korrelationszeiten ungefähr drei Größenordnungen kleiner als die Larmorperiode ($\omega_0 \tau_C \ll 1$).

Typ-c Spektrum

Sowohl im Intra- als auch im Extrazellulärraum wird die Beweglichkeit der Natriumionen durch Makromoleküle eingeschränkt, was zu einer langsameren Modulation der Quadrupolfrequenz ω_Q führt. Damit steigt τ_C an und nähert sich ω_0^{-1} an, was zu einem Typ-c Spektrum führt. Ein solcher Übergang von Typ-d zu Typ-c tritt auf, wenn die Korrelationszeit ca. $2 \cdot 10^{-10}$ s übersteigt [Rooney und Springer, 1991]. Es ist $\omega_0\tau_C > 1$ und $\omega_Q\tau_C \ll 1$, was zu $\langle\omega_Q\rangle = 0$ führt. Es tritt weiterhin nur eine Resonanzlinie auf. Diese stellt jedoch eine Überlagerung aus der Resonanz des inneren Übergangs und den beiden breiteren Resonanzlinien der äußeren Übergänge dar. T_1 und T_2 -Relaxation werden bi-exponentiell und die Relaxationskonstanten werden größer.

Typ-b und Typ-a Spektren

Ist $\omega_0\tau_C \gg 1$ und $\omega_Q\tau_C \gg 1$, so ist das zeitliche Mittel der Quadrupolwechselwirkung ungleich Null und ein Typ-b oder Typ-a Spektrum tritt auf. Ist die Probe ungeordnet (z.B. ein Pulver), d.h. die Orientierungen des EFG-Tensors sind zufällig verteilt, so entsteht ein Typ-b Spektrum. Hier tritt eine Verteilung von unterschiedlich großen Quadrupolaufspaltungen auf, was dazu führt, dass die beiden äußeren Resonanzlinien an verschiedenen Stellen auftreten und somit einen Untergrund bilden. Ein Typ-a Spektrum entsteht, wenn die Probe auf makroskopischer Skala eine Anisotropie aufweist. Dieser Fall tritt bei Einkristallen oder Flüssigkristallen auf [Rooney et al., 1988]. Hier überlagern sich auch die äußeren Resonanzlinien konstruktiv.

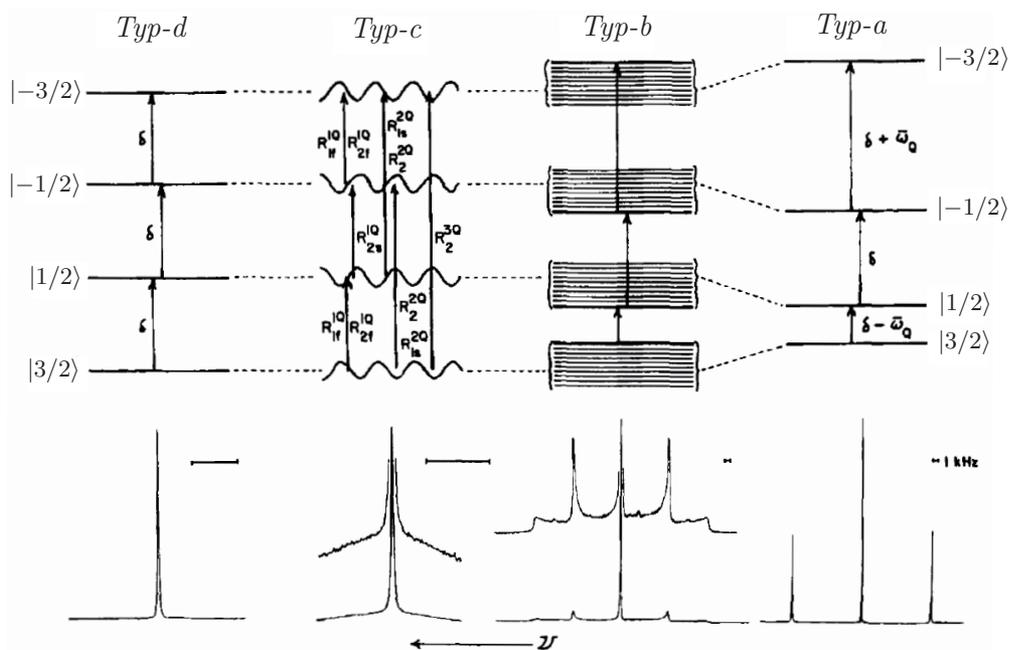


Abb. 2.6: Die vier Grundtypen möglicher Energiediagramme bei isolierten Spin- $3/2$ -Systemen und repräsentative ^{23}Na -Spektren. „Typ-d“-Spektrum: NaCl in H_2O . Die Korrelationszeiten sind klein im Vergleich zu der Larmorperiode. „Typ-c“-Spektrum: Na^+ in wässriger Lösung mit hoher Mizellen Konzentration (Gramicidin). Hier ist $\omega_0\tau_C > 1$ und $\omega_Q\tau_C \ll 1$. „Typ-b“ und „Typ-a“-Spektren: Na^+ in wässriger Suspension von unorientierten und orientierten Dodecylsulfat-Mizellen. Hier ist $\omega_0\tau_C \gg 1$ und $\omega_Q\tau_C \gg 1$. Nach [Rooney und Springer, 1991]: *NMR in Biomedicine*. ©1991 John Wiley & Sons. Mit freundlicher Genehmigung des Verlags.

2.2.3 Relaxation von Quadrupolkernen

Die Relaxation ins Gleichgewicht wird durch statistisch fluktuierende Wechselwirkungen der Kernspins mit ihrer Umgebung verursacht. Im Fall von Quadrupolkernen können die Fluktuationen von elektrischer (variierende Amplitude oder Orientierung des EFG-Tensors) oder magnetischer Natur sein (Dipol-Dipol-Wechselwirkungen, Wechselwirkungen mit ungepaarten Elektronen oder fluktuierende chemische Verschiebungen). Die Wechselwirkungsstärke der quadrupolaren Kopplung liegt typischerweise in der Größenordnung von 10^6 bis 10^8 s^{-1} , wogegen vergleichbare magnetische Wechselwirkungsstärken im Bereich von 10^4 bis 10^5 s^{-1} liegen [Werbew, 1996]. Daher kann bei der Beschreibung von Relaxationsprozessen bei Quadrupolkernen die magnetische Wechselwirkung oft gegenüber der elektrischen Wechselwirkung vernachlässigt werden.

Betrachtet man nur die elektrischen Wechselwirkungen, so lässt sich die transversale und longitudinale Relaxation eines Atomkerns mit Spinquantenzahl I als Summe von I Exponentialfunktionen schreiben, wenn I ganzzahlig ist und als Summe von $I + 1/2$ Exponentialfunktionen, wenn I halbzahlig ist [Hubbard, 1970], d.h. die Relaxationsprozesse von ^{23}Na ($I = 3/2$) sind bi-exponentiell.

Die Beschreibung der Relaxationsprozesse kann mit Hilfe der Korrelationsfunktion $K(t)$ erfolgen.

$$K(t) = \langle F(t)F(t + \tau)^* \rangle \quad (2.66)$$

Die Funktion $F(t)$ beschreibt die Wechselwirkung des Atomkerns mit seiner Umgebung. In der BPP-Theorie [Bloembergen et al., 1948] wird ein exponentieller Abfall von $K(t)$ angenommen:

$$K(t) = K(0)e^{-|t|/\tau_C} \quad (2.67)$$

τ_C ist dabei ein Maß wie schnell die EFG-Tensor fluktuert. Die Fourier-Transformation der Korrelationsfunktion ist die spektrale Dichtefunktion:

$$J(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau)e^{-2\pi i\omega\tau} d\tau \quad (2.68)$$

Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass das fluktuierende Feld die Resonanzfrequenz ω besitzt.

Im Folgenden wird das Relaxationsverhalten eines Spin- $3/2$ -Systems, wie von Jaccard et al. [1986] gezeigt, hergeleitet. Eine alternative Herleitung über irreduzible Tensor-Operatoren findet sich in einem Übersichtsartikel von van der Maarel [2003].

2.2.3.1 Transversale Relaxation

In isotroper Lösung (d.h. $\langle \omega_Q \rangle = 0$) existieren drei entartete Ein-Quanten-Übergänge. Nummeriert man die Eigenzustände ($|1\rangle = |m = \frac{3}{2}\rangle$, $|2\rangle = |m = \frac{1}{2}\rangle$, $|3\rangle = |m = -\frac{1}{2}\rangle$, $|4\rangle = |m = -\frac{3}{2}\rangle$), so lässt sich für reine Quadrupolrelaxation der Zerfall der Single-Quanten-Kohärenzen durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschreiben [Jaccard et al., 1986]:

$$\begin{pmatrix} \dot{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\rho}_{23}(t) \\ \dot{\rho}_{34}(t) \end{pmatrix} = -C \underbrace{\begin{pmatrix} J_0 + J_1 + J_2 & 0 & -J_2 \\ 0 & J_1 + J_2 & 0 \\ -J_2 & 0 & J_0 + J_1 + J_2 \end{pmatrix}}_{\text{Redfield-Matrix } (\mathbf{R}^1)} \begin{pmatrix} \rho_{12}(t) \\ \rho_{23}(t) \\ \rho_{34}(t) \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

mit der spektralen Dichtefunktion:

$$J_n = \frac{2\tau_C}{1 + (n\omega_0\tau_C)^2} \quad (2.70)$$

und der Kopplungs-Konstanten:

$$C = \frac{1}{40} \left(\frac{e^2 q Q}{\hbar} \right)^2 \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right) \quad (2.71)$$

Die ρ_{ij} geben die Einträge der Dichtematrix (Gleichung 2.13) an:

$$\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle \quad (2.72)$$

Mit Hilfe der unitären Transformation:

$$\mathbf{R}_{diag}^{(1)} = \mathbf{U} \mathbf{R}^1 \mathbf{U}^{-1} = -C \begin{pmatrix} J_0 + J_1 & 0 & 0 \\ 0 & J_1 + J_2 & 0 \\ 0 & 0 & J_0 + J_1 + 2J_2 \end{pmatrix} \quad (2.73)$$

wobei

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}^{-1} = \mathbf{U}^T = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

ist, können die Differentialgleichungen entkoppelt werden:

$$\begin{pmatrix} \dot{\rho}_1^1(t) \\ \dot{\rho}_2^1(t) \\ \dot{\rho}_3^1(t) \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \dot{\rho}_{12}(t) \\ \dot{\rho}_{23}(t) \\ \dot{\rho}_{34}(t) \end{pmatrix} = \mathbf{R}_{diag}^{(1)} \begin{pmatrix} \rho_1^1(t) \\ \rho_2^1(t) \\ \rho_3^1(t) \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

Aus Gleichung 2.75 ergibt sich ein exponentieller Zerfall der Eigenvektoren:

$$\rho_i^{(1)}(t) = \rho_i^{(1)}(0) \quad (2.76)$$

Mit den folgenden Eigenwerten und Eigenvektoren:

$$\begin{aligned} R_1^{(1)} &= -C(J_0 + J_1) & \rho_1^{(1)} &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\rho_{12} + \rho_{34}) \\ R_2^{(1)} &= -C(J_1 + J_2) & \rho_2^{(1)} &= \rho_{23} \\ R_3^{(1)} &= -C(J_0 + J_1 + 2J_2) & \rho_3^{(1)} &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\rho_{12} - \rho_{34}) \end{aligned} \quad (2.77)$$

Die Summe der äußeren Komponenten, der entarteten Ein-Quanten-Kohärenzen zerfällt also mit

$$e^{R_1^{(1)}t} = e^{-C(J_0+J_1)t} \quad (2.78)$$

während die innere Komponente mit

$$e^{R_2^{(1)}t} = e^{-C(J_1+J_2)t} \quad (2.79)$$

zerfällt. Ist die Korrelationszeit klein gegenüber der Larmorperiode ($\omega_0\tau_c \ll 1$), d.h. es liegt ein *Typ d* Spektrum vor (Abbildung 2.6), so sind alle spektralen Dichtefunktionen (Gleichung 2.70) gleich:

$$J_0 = J_1 = J_2 = J = 2\tau_C \quad (2.80)$$

und die transversale Relaxation ist mono-exponentiell mit der Zeitkonstanten:

$$T_2 = \frac{1}{R} = \frac{1}{2CJ} = \frac{1}{4C\tau_C} \quad (2.81)$$

Im Folgenden werden die Auswirkungen der multi-exponentiellen Relaxation behandelt. Nach einem 90°_y -Puls befindet sich die Magnetisierung auf der x' -Achse:

$$\rho(t=0) = I_x = \sqrt{\frac{2}{5}}(\hat{T}_{1,-1} - \hat{T}_{1,+1}) \quad (2.82)$$

Hierbei sind $\hat{T}_{l,m}$ die irreduziblen Tensor-Operatoren ([Ernst et al., 1989]). Auf die Vorfaktoren für die Anzahl der Spins und ihre Temperatur wurde verzichtet. Da $\hat{T}_{1,+1} = -\hat{T}_{1,-1}^\dagger$ ist, ist es ausreichend nur die $p = +1$ Single-Quanten-Kohärenzen zu betrachten:

$$\rho^{p=+1}(t=0) = -\sqrt{\frac{5}{2}}\hat{T}_{1,+1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{3}|1\rangle\langle 2| + 2|2\rangle\langle 3| + \sqrt{3}|3\rangle\langle 4| \right) \quad (2.83)$$

Für die zeitliche Entwicklung erhält man:

$$\begin{aligned} \rho^{p=+1}(t) &= \frac{\sqrt{3}}{2} (|1\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 4|) \exp(R_1^{(1)}t) + |2\rangle\langle 3| e^{R_2^{(1)}t} \\ &= -\sqrt{\frac{1}{10}} \left(\hat{T}_{1,1} [3e^{R_1^{(1)}t} + 2e^{R_2^{(1)}t}] + \hat{T}_{3,1} \sqrt{6} [e^{R_1^{(1)}t} - e^{R_2^{(1)}t}] \right) \\ &= -\sqrt{\frac{5}{2}} \left(\hat{T}_{1,1} f_{11}^1(t) + \hat{T}_{3,1} f_{31}^1(t) \right) \end{aligned} \quad (2.84)$$

wobei die Transfer-Funktionen $f_{l,l'}^1(t)$

$$f_{1,1}^1(t) = \frac{1}{5} \left(3e^{R_1^{(1)}t} + 2e^{R_2^{(1)}t} \right) \quad (2.85)$$

$$f_{3,1}^1(t) = \frac{\sqrt{6}}{5} \left(e^{R_1^{(1)}t} - e^{R_2^{(1)}t} \right) \quad (2.86)$$

den Übergang durch den Relaxationsprozess von l zu l' beschreiben:

$$T_{1,1} \xrightarrow{R^{(1)}} \hat{T}_{1,1} f_{1,1}^1(t) + \hat{T}_{3,1} f_{3,1}^1(t) \quad (2.87)$$

Die Transfer-Funktion $f_{3,1}^1(t)$ liefert keine detektierbare Komponente der komplexen Transversalmagnetisierung M_+ ,

$$M_+ = Tr\{\rho(t)I_x\} + iTr\{\rho(t)I_y\} = Tr\{\rho(t)I_+\} \quad (2.88)$$

da $I_+ \propto \hat{T}_{1,1}$ und die Tensor-Operatoren orthogonal sind.

Aus Gleichung 2.85 ergibt sich ein Verhältnis der inneren Resonanz zu den äußeren Übergängen von 40% zu 60%. Da im Allgemeinen $|R_1| > |R_2|$ (vgl. Gleichung 2.70) erhält man eine bi-exponentielle transversale Relaxation mit den Zeitkonstanten:

$$\begin{aligned} T_{2s} &= \frac{1}{|R_1|} = \frac{1}{C \left(2\tau_C + \frac{2\tau_C}{1+(\omega_0\tau_C)^2} \right)} \quad \text{und} \\ T_{2l} &= \frac{1}{|R_2|} = \frac{1}{C \left(\frac{2\tau_C}{1+(\omega_0\tau_C)^2} + \frac{2\tau_C}{1+(2\omega_0\tau_C)^2} \right)}, \end{aligned} \quad (2.89)$$

wobei die Indizes s und l für schnelle und langsame Relaxation stehen. Die Anteile betragen 60% für die schnelle Komponente und 40% für die langsame Komponente. Ist die Korrelationszeit klein gegenüber der Larmorperiode ($\omega_0\tau_c \ll 1$), so sind beide Relaxationszeiten gleich und es gilt:

$$f_{1,1}^1(t) = e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (2.90)$$

$$f_{3,1}^1(t) = 0 \quad (2.91)$$

2.2.3.2 Longitudinale Relaxation

Zur longitudinalen Relaxation führen Übergänge zwischen den vier Energie-Eigenzuständen, die den Diagonalelementen ρ_{ii} des Dichte-Operators entsprechen. Dieser lässt sich nach Polarisations-Operatoren entwickeln:

$$\hat{\rho} = \sum \rho_{ii} |i\rangle\langle i| = \sum P_i |i\rangle\langle i| \quad (2.92)$$

Die zeitliche Änderung der Besetzungszahlen P_i kann mit einer Master-Gleichung beschrieben werden [McLachlan, 1964].

$$\begin{pmatrix} \dot{P}_1(t) \\ \dot{P}_2(t) \\ \dot{P}_3(t) \\ \dot{P}_4(t) \end{pmatrix} = C \underbrace{\begin{pmatrix} -(J_1 + J_2) & J_1 & J_2 & 0 \\ J_1 & -(J_1 + J_2) & 0 & J_2 \\ J_2 & 0 & -(J_1 + J_2) & J_1 \\ 0 & J_2 & J_1 & -(J_1 + J_2) \end{pmatrix}}_{\mathbf{W}} \begin{pmatrix} \Delta P_1(t) \\ \Delta P_2(t) \\ \Delta P_3(t) \\ \Delta P_4(t) \end{pmatrix} \quad (2.93)$$

Hierbei entspricht $\Delta P_i = P_i - P_i^{eq}$ der Abweichung vom thermischen Gleichgewicht, die spektrale Dichtefunktion J_n und die Konstante C sind in Gleichung 2.70 und 2.71 definiert. Die Matrix \mathbf{W} der Übergangswahrscheinlichkeiten lässt sich durch die unitäre Transformation $\mathbf{R}_{diag}^{(0)} = \mathbf{U}\mathbf{W}\mathbf{U}^{-1}$ diagonalisieren. Man erhält die folgenden Eigenwerte und Eigenvektoren:

$$\begin{aligned} R_1^{(0)} &= 0, & \rho_1^{(0)} &= \frac{1}{2}(+\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 + \Delta P_4), \\ R_2^{(0)} &= -2C(J_1 + J_2), & \rho_2^{(0)} &= \frac{1}{2}(-\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 - \Delta P_4), \\ R_3^{(0)} &= -2CJ_2, & \rho_3^{(0)} &= \frac{1}{2}(+\Delta P_1 + \Delta P_2 - \Delta P_3 - \Delta P_4), \\ R_4^{(0)} &= -2CJ_1, & \rho_4^{(0)} &= \frac{1}{2}(+\Delta P_1 - \Delta P_2 + \Delta P_3 - \Delta P_4). \end{aligned} \quad (2.94)$$

Diese zeitabhängigen Eigenvektoren geben die Koeffizienten der zeitunabhängigen Eigen-Operatoren an:

$$\begin{aligned}
\hat{A}_1^{(0)} &= \frac{1}{2}\{|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| + |4\rangle\langle 4|\} \\
\hat{A}_2^{(0)} &= \frac{1}{2}\{|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| - |4\rangle\langle 4|\} \\
\hat{A}_3^{(0)} &= \frac{1}{2}\{|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| - |3\rangle\langle 3| - |4\rangle\langle 4|\} \\
\hat{A}_4^{(0)} &= \frac{1}{2}\{|1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| - |4\rangle\langle 4|\}
\end{aligned} \tag{2.95}$$

Diese lassen sich durch die irreduziblen Tensor-Operatoren ausdrücken:

$$\begin{aligned}
\hat{A}_1^{(0)} &= \hat{T}_{0,0} \\
\hat{A}_2^{(0)} &= -\hat{T}_{2,0} \\
\hat{A}_3^{(0)} &= \sqrt{\frac{1}{5}}(2\hat{T}_{1,0} - \hat{T}_{3,0}) \\
\hat{A}_4^{(0)} &= \sqrt{\frac{1}{5}}(\hat{T}_{1,0} - 2\hat{T}_{3,0})
\end{aligned} \tag{2.96}$$

Misst man die longitudinale Relaxation mit einem *Inversion-Recovery*-Experiment, d.h. mit einer $180^\circ - \tau - 90^\circ$ -Pulsfolge, so lautet die zeitliche Entwicklung der Abweichung $\Delta\rho(t)$ vom thermischen Gleichgewicht des Systems nach dem 180° -Puls:

$$\Delta\rho(t=0) = \rho(t=0) - \rho^{eq} = -2I_z = -\sqrt{20}\hat{T}_{1,0} = -4\hat{A}_3^{(0)} - 2\hat{A}_4^{(0)} \tag{2.97}$$

Die weitere zeitliche Entwicklung führt zu:

$$\Delta\rho(t) = -4e^{R_3^{(0)}t}\hat{A}_3^{(0)} - 2e^{R_4^{(0)}t}\hat{A}_4^{(0)} = -2\sqrt{5}\hat{T}_{1,0}f_{1,1}^0(t) - \sqrt{5}\hat{T}_{3,0}f_{3,0}^0(t) \tag{2.98}$$

mit den Transfer-Funktionen:

$$f_{11}^0(t) = \frac{1}{5} \left(4e^{R_3^{(0)}t} + e^{R_4^{(0)}t} \right) \tag{2.99}$$

$$f_{31}^0(t) = \frac{2}{5} \left(-e^{R_3^{(0)}t} + e^{R_4^{(0)}t} \right) \tag{2.100}$$

Im *Inversion-Recovery*-Experiment lässt sich nur die durch die Transfer-Funktion $f_{11}^0(t)$ beschriebene Komponente detektieren. Es gibt also auch bei der longitudinalen Relaxation eine schnelle Komponente

$$\begin{aligned}
T_{1s} &= \frac{1}{R_4^{(0)}} = \frac{1 + (\omega_0\tau_C)^2}{4C\tau_C} \quad (20\%-Anteil) \quad \text{und eine langsame Komponente} \\
T_{1l} &= \frac{1}{R_3^{(0)}} = \frac{1 + (2\omega_0\tau_C)^2}{4C\tau_C} \quad (80\%-Anteil).
\end{aligned} \tag{2.101}$$

Die beiden Komponenten der longitudinalen Relaxationszeiten (T_{1s}, T_{1l} ; vgl. Gleichung 2.101), sowie die zwei Komponenten der transversalen Relaxationszeiten (T_{2s}, T_{2l} ; vgl. Gleichung 2.89), sind in Abbildung 2.7 als Funktion der Korrelationszeit τ_C für zwei verschiedene Magnetfeldstärken ($B_0 = 3$ und 7 T) aufgetragen. Ist die Korrelationszeit klein im Vergleich zu der Larmorperiode ($\omega_0\tau_C \ll 1$), so nehmen die Relaxationszeiten mit zunehmender Korrelationszeit ab.

Entspricht die Korrelationszeit der Larmorperiode ($\omega_0\tau_C \approx 1$), so tritt ein Minimum auf. Für längere Korrelationszeiten kommt es wieder zu einem Anstieg der Relaxationszeiten. Eine Ausnahme bildet die kurze Komponente der transversalen Relaxationszeit (T_{2s}), die mit steigender Korrelationszeit monoton abfällt.

Bei kurzen Korrelationszeiten ($\omega_0\tau_C \ll 1$) sind die Relaxationszeiten unabhängig vom Grundmagnetfeld (Abbildung 2.7). Für längere Korrelationszeiten ergeben sich bei der höheren Feldstärke (gestrichelte Linien) auch größere Relaxationszeiten. Eine Ausnahme bildet wiederum die kurze Relaxationskomponente der transversalen Relaxationszeit (T_{2s}). Sie ist für beide Grenzfälle ($\omega_0\tau_C \ll 1$ bzw. $\omega_0\tau_C \gg 1$) unabhängig von der Magnetfeldstärke.

Im Grenzfall kleiner Korrelationszeiten ($\omega_0\tau_C \ll 1$) sind alle Relaxationszeiten gleich. In diesem Fall sind sowohl die longitudinale Relaxation als auch die transversale Relaxation (vgl. Gleichung 2.81) mono-exponentiell und es gilt:

$$T_1 = T_2 = \frac{1}{R} = \frac{1}{2CJ} = \frac{1}{4C\tau_C} \quad (2.102)$$

Da der relative Unterschied der transversalen Relaxationszeiten gegenüber dem relativen Unterschied der longitudinalen Relaxationszeiten vergleichsweise groß werden kann (vgl. Abbildung 2.8), lässt sich ersterer einfacher experimentell nachweisen.

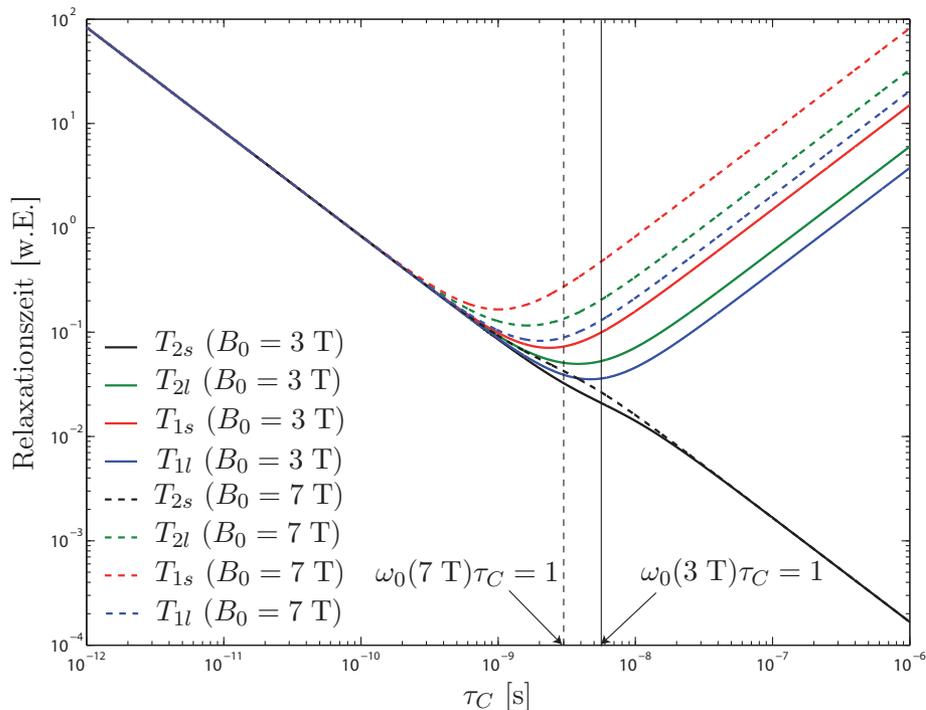


Abb. 2.7: Verhalten der Relaxationszeiten als Funktion der Korrelationszeit τ_C . Die Werte sind für zwei unterschiedliche Magnetfeldstärken aufgetragen ($B_0 = 3$ und 7 T). Die Werte für die höhere Feldstärke sind gestrichelt dargestellt. Im Grenzfall sehr kurzer Korrelationszeiten ($\omega_0\tau_C \ll 1$) sind alle Relaxationszeiten gleich und nehmen mit steigender Korrelationszeit ab. Im Grenzfall langer Korrelationszeiten ($\omega_0\tau_C \gg 1$) nehmen die Relaxationszeiten mit steigender Korrelationszeit zu und zeigen eine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Eine Ausnahme bildet die kurze Komponente der transversalen Relaxationszeit (T_{2s}). Sie ist auch im Grenzfall langer Korrelationszeiten unabhängig von der Magnetfeldstärke und nimmt mit steigender Korrelationszeit monoton ab.

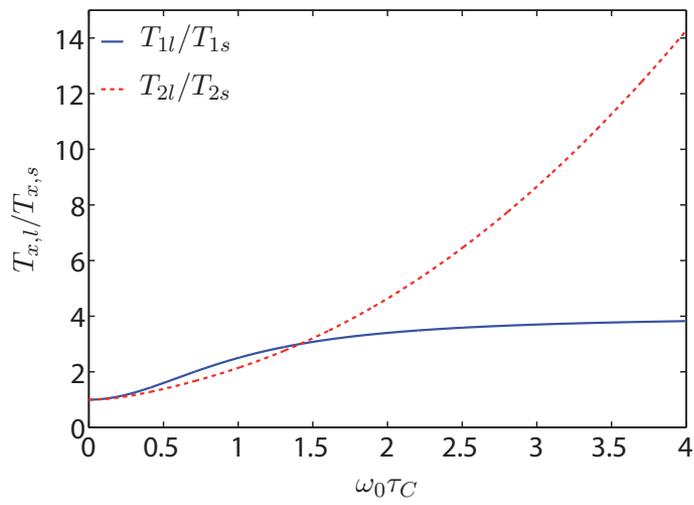


Abb. 2.8: Verhältnis aus schneller und langsamer Komponente der longitudinalen Relaxationszeit (blau) und transversalen Relaxationszeit (rot) in Abhängigkeit von $\omega_0\tau_C$.

2.3 Magnetresonanztomographie

In diesem Abschnitt werden die Methoden erläutert, die eine orts aufgelöste Darstellung des NMR-Signals ermöglichen. Des Weiteren werden verschiedene Bildkontraste beschrieben, die mit Hilfe der MRT erzeugt werden können. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [Haacke et al., 1999] und [Bernstein et al., 2004].

2.3.1 Ortskodierung und k-Raum

Um das NMR-Signal orts aufgelöst darstellen zu können, wird dem homogenen Grundmagnetfeld \mathbf{B}_0 ein orts- und zeitabhängiges Magnetfeld $\mathbf{r}\mathbf{G}(t)$ überlagert. Durch dieses Zusatzfeld können bestimmte Frequenz- und Phasen-Kodierungen vorgenommen werden, die jeweils einem Punkt im sogenannten Wellenzahl- oder k-Raum entsprechen. Das Messsignal wird punktweise in diesem k-Raum abgetastet. Eine anschließende Fourier-Transformation führt zu der räumlichen Signalverteilung.

$$\mathbf{G}(t) = \frac{\partial B_z(t)}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial B_z(t)}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial B_z(t)}{\partial z} \mathbf{e}_z = G_x(t) \mathbf{e}_x + G_y(t) \mathbf{e}_y + G_z(t) \mathbf{e}_z \quad (2.103)$$

Durch diese Kodierung wird das Magnetfeld und damit auch die Larmorfrequenz ortsabhängig:

$$\omega(\mathbf{r}, t) = \gamma B_z(\mathbf{r}, t) = \gamma(B_0 + \mathbf{r}\mathbf{G}(t)) \quad (2.104)$$

Bei Berücksichtigung des Gradientenfeldes ergibt sich für die Bloch-Gleichungen (Gleichung 2.26) im rotierenden Bezugssystem:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma \mathbf{r}\mathbf{G}(t) M_y - \frac{M_x}{T_2}, \quad (2.105)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma \mathbf{r}\mathbf{G}(t) M_x - \frac{M_y}{T_2}, \quad (2.106)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1}. \quad (2.107)$$

Die Integration dieser Differentialgleichungen führt zu der transversalen und longitudinalen Magnetisierung:

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(t_0) e^{-i\phi(\mathbf{r}, t)} e^{-\frac{t}{T_2}}, \quad (2.108)$$

$$M_z(t) = M_z(t_0) e^{-\frac{t}{T_1}} + M_z(t_0) \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right). \quad (2.109)$$

Durch das Gradientenfeld baut sich an der Position \mathbf{r} nach der Zeit t die Phase

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \gamma \int_0^t \mathbf{G}(t') dt' \mathbf{r} + \phi(0) = 2\pi \mathbf{k}(t) \mathbf{r} + \phi(0) \quad (2.110)$$

auf. Dabei ist \mathbf{k} der Wellenzahlvektor:

$$\mathbf{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \mathbf{G}(t') dt'. \quad (2.111)$$

Das Messsignal $S(t)$ ergibt sich durch Integration der Transversalmagnetisierung (Gleichung

2.108) über das gesamte Probenvolumen. Unter Vernachlässigung von Relaxationseffekten ergibt sich:

$$S(\mathbf{k}(t), t) \propto \int_V M_{xy}(\mathbf{r}, t_0) e^{-2\pi i \mathbf{k}(t) \mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (2.112)$$

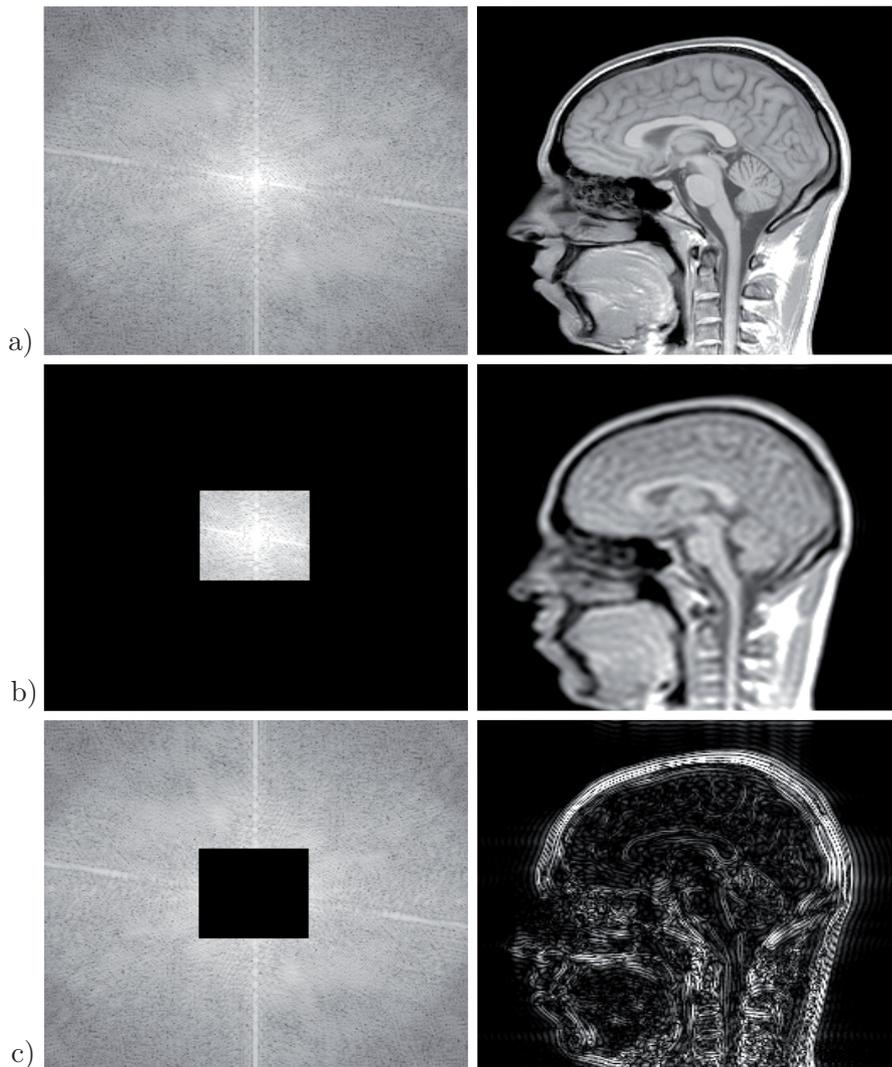


Abb. 2.9: Schnittbild durch den Kopf eines Probanden. Links ist jeweils das Signal im k -Raum (logarithmisch skaliert) und rechts das dazugehörige Bild im Ortsraum dargestellt.

a) Zweidimensionaler k -Raum, so wie er bei der ^1H -Bildgebung aufgenommen wird. Die Kantenlänge des gezeigten k -Raums entspricht einer Auflösung von $1,1 \times 1,1 \text{ mm}^2$.

b) Nur die niedrigen k -Raum-Frequenzen wurden verwendet. Diese enthalten die Informationen über die Grobstruktur und den Kontrast des Bildes. Der gezeigte k -Raum-Ausschnitt entspricht ungefähr der Größe des k -Raums bei der ^{23}Na -Bildgebung.

c) Nur die hohen k -Raum-Frequenzen wurden verwendet. Diese erzeugen die feinen Bildstrukturen.

Damit ist das Messsignal proportional zur Fourier-Transformation (FT) der räumlichen Verteilung der Transversalmagnetisierung, welche sich durch eine inverse FT berechnen lässt:

$$M_{xy}(\mathbf{r}) \propto \int S(\mathbf{k}(t), t) e^{2\pi i \mathbf{k}(t) \mathbf{r}} d\mathbf{k}. \quad (2.113)$$

Mit Hilfe von drei Gradientenspulen kann die Stärke des externen Magnetfeldes in den drei Raumrichtungen variiert werden. Durch eine geeignete Schaltung dieser Gradientenspulen werden die gewünschten Werte $\mathbf{k}(t)$ erzeugt und somit kann das Signal an jeder beliebigen Stelle im k-Raum abgetastet werden. Durch eine anschließende Fourier-Transformation des k-Raum-Signals erhält man ein orts aufgelöstes Bild. Das k-Raum-Signal und das dazugehörige Fourier-Transformierte Bild sind in Abbildung 2.9a gezeigt. Die niedrigen Frequenzen im k-Raum-Zentrum erzeugen dabei die grobe Bildstruktur und den Kontrast. Die Außenbereiche des k-Raums enthalten dagegen die Detailinformationen des Bildes.

Von Einschränkungen, die durch die Hardware des Tomographen bedingt sind, abgesehen, kann der k-Raum auf jeder beliebigen Trajektorie abgetastet werden. Die Position im k-Raum ist dabei durch das nullte Gradientenmoment, d.h. die Fläche unter der Gradienten-Zeit-Kurve, festgelegt (vgl. Gleichung 2.111). Bei fast allen klinischen Anwendungen liegen die Abtastpunkte auf einem kartesischen Gitter. Dies hat den Vorteil, dass die Bildrekonstruktion über eine schnelle Fourier-Transformation (engl. *fast fourier-transformation* - FFT) erfolgen kann. Spezialanwendungen, wie die in dieser Arbeit vorgestellte ^{23}Na -MRT, erfordern jedoch nichtkartesische Trajektorienformen (vgl. Kapitel 3.2.2).

Die gewünschten Bildeigenschaften wie Auflösung und Gesichtsfeld legen fest, wie groß das abgetastete k-Raum-Volumen sein muss und wie groß der maximale Abstand zwischen zwei k-Raum-Punkten sein darf. Dies wird in den folgenden beiden Abschnitten näher erläutert.

2.3.1.1 Gesichtsfeld

Die Abtastung des k-Raumes erfolgt auf diskreten Punkten. Mathematisch lässt sich dies durch eine Multiplikation des kontinuierlichen Signals $S_{kon}(k_x, k_y, k_z)$ mit der dreidimensionalen Shah-Funktion ${}^3\text{III}$ beschreiben [Bracewell, 1999]:

$$S_{dis}(k_x, k_y, k_z) = S_{kon}(k_x, k_y, k_z) \cdot {}^3\text{III} \left(\frac{k_x}{\Delta k_x}, \frac{k_y}{\Delta k_y}, \frac{k_z}{\Delta k_z} \right) \frac{1}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z} \quad (2.114)$$

mit

$$\begin{aligned} {}^1\text{III} \left(\frac{k_i}{\Delta k_i} \right) &= \Delta k_i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(k_i - n \Delta k_i), \\ {}^3\text{III}(k_x, k_y, k_z) &= {}^1\text{III}(k_x) {}^1\text{III}(k_y) {}^1\text{III}(k_z). \end{aligned} \quad (2.115)$$

S_{dis} bezeichnet das auf diskreten Punkten abgetastete Signal. Die Fourier-Transformation in den Ortsraum liefert nach dem Faltungstheorem:

$$\begin{aligned} {}^3\mathfrak{F}[S_{dis}(k_x, k_y, k_z)] &= {}^3\mathfrak{F}[S_{kon}(k_x, k_y, k_z)] * {}^3\mathfrak{F} \left[{}^3\text{III} \left(\frac{k_x}{\Delta k_x}, \frac{k_y}{\Delta k_y}, \frac{k_z}{\Delta k_z} \right) \right] \frac{1}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z} \\ \tilde{S}_{dis}(x, y, z) &\propto S_{kon}(k_x, k_y, k_z) * {}^3\text{III}(\Delta k_x x, \Delta k_y y, \Delta k_z z) \end{aligned} \quad (2.116)$$

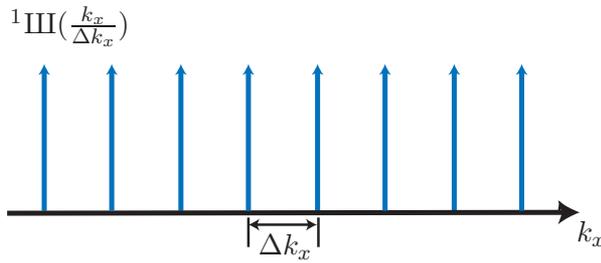


Abb. 2.10: Eindimensionale Shah-Funktion im k -Raum.

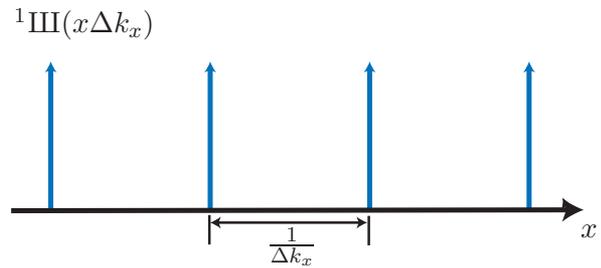


Abb. 2.11: Eindimensionale Shah-Funktion im Ortsraum.

Im Ortsraum erhält man also eine Faltung aus der FT der Abtastfunktion mit der FT des kontinuierlichen Signals. Die Fourier-Transformierte der Shah-Funktion ergibt wieder eine Shah-Funktion. Die Abstände der Delta-Funktionen verhalten sich bei Fourier-Transformation reziprok zueinander. Die Abbildungen 2.10 und 2.11 zeigen die Shah-Funktionen im k -Raum und im Ortsraum. Die Faltung des kontinuierlichen Bildes $\tilde{S}_{kon}(x, y, z)$ mit der Shah-Funktion ${}^3\text{III}(\Delta k_x x, \Delta k_y y, \Delta k_z z)$ (Gleichung 2.116) führen zur einer periodischen Replikation des Bildes. Die Periodizität in den drei Raumrichtungen beträgt $\frac{1}{\Delta k_x}$, $\frac{1}{\Delta k_y}$ bzw. $\frac{1}{\Delta k_z}$. Dadurch ist die maximal mögliche Ausdehnung des zu untersuchenden Objektes festgelegt. Man nennt diesen Bereich Gesichtsfeld (engl. *field of view* - *FOV*):

$$\begin{aligned} FOV_x &= \frac{1}{\Delta k_x}, \\ FOV_y &= \frac{1}{\Delta k_y}, \\ FOV_z &= \frac{1}{\Delta k_z}. \end{aligned} \tag{2.117}$$

Ragen Teile des zu untersuchenden Objektes⁵ über die Grenzen des Gesichtsfeldes hinaus, so kommt es zu Artefakten im Bild. Aufgrund der Periodizität der Shah-Funktion wird ein Objekt, das an einem Bildrand abgeschnitten wird, auf der gegenüberliegenden Seite im Bild fortgesetzt. Dieser Messartefakt wird „aliasing“ oder Einfaltartefakt genannt und tritt auf, wenn der reziproke Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Abtastpunkten kleiner als das *FOV* ist. D.h., um Einfaltartefakte zu vermeiden, muss die Abtastrate im k -Raum mindestens dem *FOV* entsprechen. Diese Bedingung nennt man auch „Nyquist-Kriterium“ [Nyquist, 1928].

In diesem Abschnitt wurde vorausgesetzt, dass alle Abtastpunkte auf einem kartesischen Gitter liegen und äquidistante Abstände aufweisen, was bei komplizierteren Trajektorienformen (vgl. 3.2.2) meist nicht gegeben ist. Werden nur einzelne Frequenzbereiche des k -Raums mit einer zu geringen Abtastdichte belegt, so kommt es zu Einfaltartefakten, die nur diese Frequenzbereiche enthalten. Die dadurch erzeugten Störungen der Bildqualität können von vielfältiger Art sein, und sind im Allgemeinen schwerer als Einfaltartefakte zu erkennen, als die oben beschriebene Fortsetzung von Teilen des Objektes auf der gegenüberliegenden Bildseite.

⁵Nur der Teil des zu untersuchenden Objektes ist von Relevanz, der sich im sensitiven Volumen der Messspule befindet.

2.3.1.2 Auflösung

Im letzten Abschnitt wurde vorausgesetzt, dass die Abtastfunktion keine räumliche Begrenzung aufweist. In der Praxis kann jedoch immer nur ein endliches Volumen des k-Raums abgetastet werden. Im Folgenden wird ein auf kartesischen Gitterpunkten abgetastetes, quaderförmiges k-Raum-Volumen betrachtet. Mathematisch lässt sich die Einschränkung des Abtastvolumens auf einen Quader durch Multiplikation des diskreten k-Raum-Signals $S_{dis}(k_x, k_y, k_z)$ mit drei Rechteckfunktionen beschreiben⁶:

$$S_{dis,endl}(k_x, k_y, k_z) = S_{dis}(k_x, k_y, k_z) \cdot {}^3\Pi\left(\frac{k_x}{\Delta k_x}, \frac{k_y}{\Delta k_y}, \frac{k_z}{\Delta k_z}\right) \frac{1}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z} \cdot \Pi\left(\frac{k_x + \Delta k_x/2}{2k_x^{max}}\right) \cdot \Pi\left(\frac{k_y + \Delta k_y/2}{2k_y^{max}}\right) \cdot \Pi\left(\frac{k_z + \Delta k_z/2}{2k_z^{max}}\right) \quad (2.118)$$

$S_{dis,endl}(k_x, k_y, k_z)$ gibt dabei das auf das Abtastvolumen eingeschränkte, diskrete k-Raum-Signal an. Das Bild-Signal lässt sich durch eine Faltung des periodisch fortgesetzten Signals mit der Punktantwortfunktion (engl. *point spread function* - PSF) beschreiben:

$${}^3\mathfrak{F}^{-1}[S'_{fin,dis}(k_x, k_y, k_z)] \propto k_x^{max} k_y^{max} k_z^{max} \left\{ \tilde{S}_{kon}(x, y, z) * {}^3\Pi(\Delta k_x x, \Delta k_y y, \Delta k_z z) \right\} * \text{sinc}(k_x^{max} x) * \text{sinc}(k_y^{max} y) * \text{sinc}(k_z^{max} z) \quad (2.119)$$

Die PSF ist im Fall eines quaderförmigen k-Raum-Volumens eine dreidimensional sinc-Funktion. Ein Punkt im Ortsraum erscheint durch die PSF verbreitert. Damit ist die Form und insbesondere die Halbwertsbreite (engl. *full width at half maximum* - FWHM) der PSF ein geeignetes Kriterium, das Auflösungsvermögen einer Aufnahmetechnik zu charakterisieren. Die Halbwertsbreite der sinc-Funktion beträgt etwa 1,21 Pixel (Abbildung 2.12). In dieser Arbeit werden neben Aufnahmetechniken, die ein quaderförmiges k-Raum-Volumen abtasten, Techniken verwendet, die nur einen kugelförmigen Bereich des k-Raums abtasten (vgl. Kapitel 3.2.2). Hier ist die PSF entsprechend durch die FT einer Kugel gegeben (vgl. Abbildung 2.12). Diese PSF hat eine größere Halbwertsbreite ($\approx 1,59$) als die der sinc-Funktion und damit ein schlechteres Auflösungsvermögen.

Die Auflösung einer Aufnahmetechnik ist der kleinste Abstand zwischen zwei Objekten, bei welchem sich diese noch als zwei getrennte Objekte wahrnehmen lassen. Da dies aber u.a. von

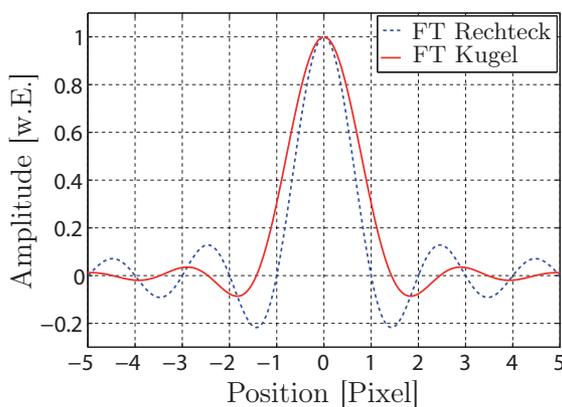


Abb. 2.12: Schnitt durch die PSF (sinc-Funktion) eines würfelförmigen k-Raum-Volumens (blau) und durch die PSF eines kugelförmigen k-Raum-Volumens (rot).

⁶Die Abtastfunktion wird so gewählt, dass im Ursprung des k-Raums ein Abtastpunkt liegt. Da eine gerade Anzahl von Punkten aufgenommen wird, ist die Rechteckfunktion um jeweils $\Delta k_i/2$ verschoben.

der Wahl der Objekte und auch von der Interpretation des Betrachters abhängt, gibt es in der Literatur verschiedene Ansätze, das Auflösungsvermögen zu charakterisieren (vgl. [Haacke et al., 1999]).

Eine verwendete Definition legt das Auflösungsvermögen als Verhältnis aus der Fläche unter der PSF und dem Wert der PSF am Ursprung fest:

$$\Delta x = \frac{1}{\text{PSF}(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(x) dx \quad (2.120)$$

Mit dieser Definition sind im Fall eines quaderförmigen k-Raum-Volumens die Auflösung und der Abstand zwischen zwei Voxeln identisch:

$$\text{Res}_x = \Delta x = \frac{\text{FOV}_x}{N_x} = \frac{1}{2k_{\text{max},x}} \quad (2.121)$$

Analoges gilt für die Auflösung in die anderen beiden Raumrichtungen (y, z). Um verschiedene Aufnahmetechniken bzgl. des Auflösungsvermögens zu charakterisieren, wird in dieser Arbeit die einfachere zu berechnende Halbwertsbreite verwendet.

Die Faltung des Bildes mit einer sinc-Funktion bzw. der FT der Kugel (wenn nur ein kugelförmiger Bereich des k-Raums abgetastet wird) führt bei Kanten im Bild zu streifen- oder ringförmigen Artefakten. Man nennt diese durch die Nebenmaxima der Punktantwortfunktionen (vgl. Abbildung 2.12) erzeugten Artefakte *Gibbs-Ringing* bzw. *Gibbs-Artefakte*. Um diese Störungen der Bildqualität zu unterdrücken, werden häufig Filterfunktionen verwendet, welche die hohen Frequenzanteile unterdrücken. Diese führen jedoch zu einer größeren Halbwertsbreite der PSF und damit auch zu einer schlechteren Auflösung. Ein weiterer Effekt, der die Auflösung beeinträchtigt, ist der T_2^* -Zerfall während der Signalauslese. So führt ein exponentieller Zerfall des Messsignals während der Auslese zu einer Faltung der Punktantwortfunktion mit einer Lorentz-Funktion (FT der Exponentialfunktion), was ebenfalls zu einer Verbreiterung der PSF und damit zu einer schlechteren Auflösung führt.

2.3.2 2D- und 3D-Bildgebungstechniken

Die Aufnahmetechniken in der MRT lassen sich in zwei Gruppen unterteilen, die sogenannten 2D- und 3D-Techniken. Bei der 3D-Technik wird der gesamte Bereich der Probe angeregt, der sich im sensitiven Volumen der Sendespule befindet. In diesem Fall trägt das gesamte angeregte Volumen zum Messsignal bei. Bei der 2D-Technik wird selektiv eine beliebig orientierte Schicht einer bestimmten Dicke angeregt. Nur die Spins, die in dieser Schicht liegen, tragen dann zum Messsignal bei.

2.3.2.1 2D-Techniken

Um nur eine Schicht des Probenvolumens selektiv anzuregen, wird gleichzeitig mit dem Hochfrequenzpuls ein Gradientenfeld geschaltet (Abbildung 2.13b). Liegt die Schicht o.B.d.A. in der xy -Ebene, so wird ein Magnetfeldgradient in z -Richtung angelegt. Die Spinpakete befinden sich dann in einem ortsabhängigen Magnetfeld $B_z(z) = B_0 + G_z z$ und besitzen eine ortsabhängige Präzessionsfrequenz:

$$\omega_S(z) = \gamma B_z(z) = \gamma(B_0 + G_z z) = \omega_0 + \gamma G_z z \quad (2.122)$$

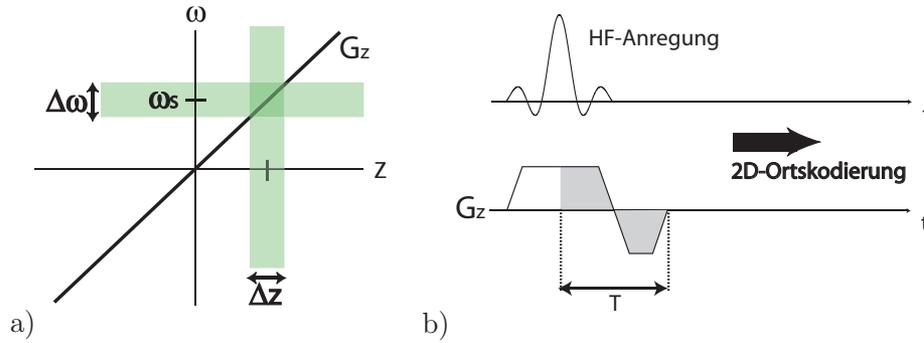


Abb. 2.13: Anregung einer Schicht in der xy -Ebene. a) Ein Magnetfeldgradient in z -Richtung während eines HF-Pulses mit der zentralen Frequenz ω_S und der Bandbreite $\Delta\omega$ führt dazu, dass nur Spinpakete in einer Schicht der Dicke Δz angeregt werden. b) Während der HF-Anregung wird ein Magnetfeldgradient in z -Richtung geschaltet. Zur Kompensation der Dephasierung wird nach dem HF-Puls ein zweiter Magnetfeldgradient mit inversem Vorzeichen und halber Dauer geschaltet. Grafik nach [Huff, S., 2007].

Nimmt man einen Hochfrequenzpuls, der nur Frequenzkomponenten in einem bestimmten Intervall $[\omega_S - \frac{\Delta\omega}{2}, \omega_S + \frac{\Delta\omega}{2}]$ aufweist, so werden nur Spinpakete im Bereich Δz (Gleichung 2.123, Abbildung 2.13a) angeregt.

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z} \quad (2.123)$$

Wird ein HF-Puls der Länge T zum Zeitpunkt $\frac{T}{2}$ zusammen mit einem konstanten Magnetfeldgradienten G_z geschaltet, so existiert für kleine Flipwinkel ($M_z(t) \approx M_0$) eine Näherungslösung für die transversale Magnetisierung [Bernstein et al., 2004]:

$$M_{xy}\left(\frac{T}{2}, z\right) = i\gamma M_0 e^{-i\gamma z G_z \frac{T}{2}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} B_1(t) e^{i\gamma z G_z t} dt \quad (2.124)$$

Der exponentielle Term außerhalb des Integrals zeigt, dass es während des HF-Pulses zu einer Dephasierung der transversalen Magnetisierung und damit zu einem Signalverlust kommt. Durch einen zweiten Magnetfeldgradienten mit inversem Vorzeichen und der Dauer $\frac{T}{2}$ wird diese Dephasierung wieder kompensiert (Abbildung 2.13b). Mit Hilfe eines unendlich langen sinc-Pulses (Gleichung 2.125) kann theoretisch ein rechteckiges Schichtprofil erzeugt werden.

$$B_1(t) = \tilde{B}_1 \text{sinc}\left(\frac{\pi t}{\tau_S}\right) \quad (2.125)$$

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_S} \quad (2.126)$$

Dabei gibt τ_S den ersten Nulldurchgang des sinc-Pulses an. Da die Dauer der HF-Anregung immer endlich ist, muss der sinc-Puls abgeschnitten werden und man erreicht in der Praxis nie ein exakt rechteckiges Schichtprofil. Nach der Schichtselektion muss der k -Raum nur in zwei Dimensionen kodiert werden (vgl. Gleichung 2.113).

2.3.2.2 3D-Techniken

Bei 3D-Bildgebungstechniken wird das gesamte Probenvolumen angeregt, welches sich im sensitiven Bereich der Spule befindet. Die Anregung kann dabei mit einem nichtselektiven, rechteckförmigen Anregungspuls erfolgen. Die Kodierung des k -Raums muss, hier im Gegensatz zu den 2D-Techniken, auch noch in die dritte Dimension vorgenommen werden. Da keine Schichtselektionsgradienten vorhanden sind, müssen diesbezüglich auch keine Refokussierungsgradienten geschaltet werden. Des Weiteren erreichen rechteckförmige Anregungspulse, den gewünschten Flipwinkel in kürzeren Zeitspannen als sinc-förmige Pulse (vgl. Gleichung 2.24 und 2.25). Beides trägt dazu bei, dass bei den 3D-Sequenzen kürzere Echozeiten verwendet werden können.

2.3.3 Messesequenzen

Eine Messesequenz (*kurz*: Sequenz) vereinigt die in den letzten Abschnitten beschriebenen Methoden und ermöglicht die Aufnahme eines MR-Bildes. Das Sequenzschema einer 3D Gradienten-Echo-Sequenz ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Nachdem die Magnetisierung durch einen nichtselektiven HF-Anregungsimpuls ausgelenkt wird, erfolgt die Phasenkodierung der k -Raum-Position durch die Gradientenfelder (G_y und G_z), sowie die Frequenzkodierung durch das Gradientenfeld G_x (vgl. 2.3.1). Die Zeitspanne zwischen der Auslenkung der Magnetisierung und der Aufnahme des k -Raums-Zentrums⁷ wird Echozeit (TE) genannt. Das Zeitintervall, mit dem das Sequenzschema wiederholt wird, wird Repetitionszeit (TR) genannt.

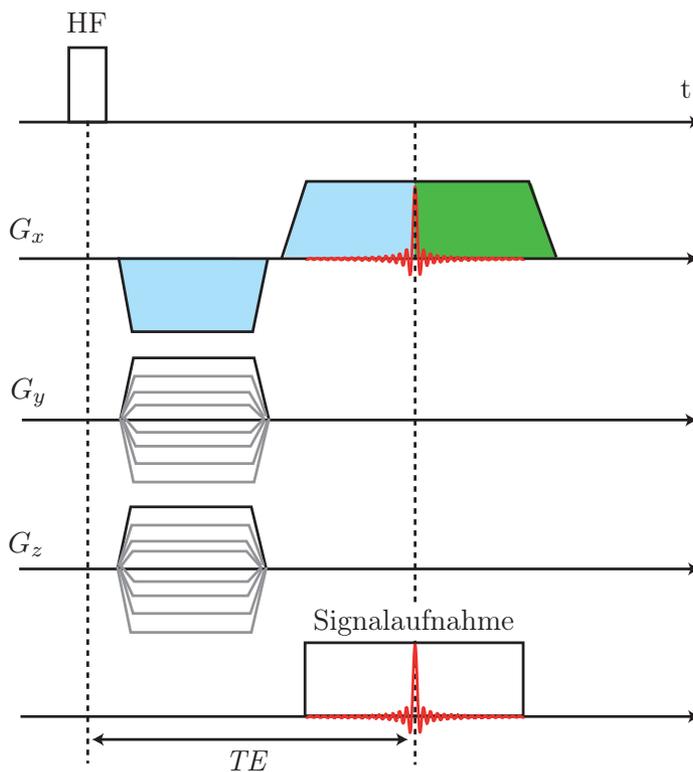


Abb. 2.14: 3D Gradientenecho-Sequenz. Hochfrequenzanregung (HF) und schematische Schaltung der Gradienten (G_x, G_y, G_z). Nach der Zeitspanne TE bildet sich das Gradientenecho aus.

⁷Hier befindet sich das Maximum der Signalintensität.

2.3.3.1 Multi-Echo-Sequenz

Um T_2^* -Relaxationszeiten bestimmen zu können, kann man sogenannte Multi-Echo-Sequenzen verwenden. Dazu wird nach der Anregung und ersten Auslese, das Signal durch eine geeignete Gradientenschaltung wieder refokussiert und dann zu einem späteren Zeitpunkt erneut ausgelesen. Dies wird, wie in Abbildung 2.15 gezeigt, entsprechend oft wiederholt. Damit können innerhalb eines TR -Intervalls, bei der in dieser Arbeit implementierten Version, bis zu acht verschiedene Echos aufgenommen werden.

Wie in Kapitel 2.1.5.1 gezeigt, stimmt die auf diese Weise gemessene T_2^* -Relaxationszeit für kleine Feldinhomogenitäten und die kurzen ^{23}Na -Relaxationszeiten, näherungsweise mit der T_2 -Zeit überein.

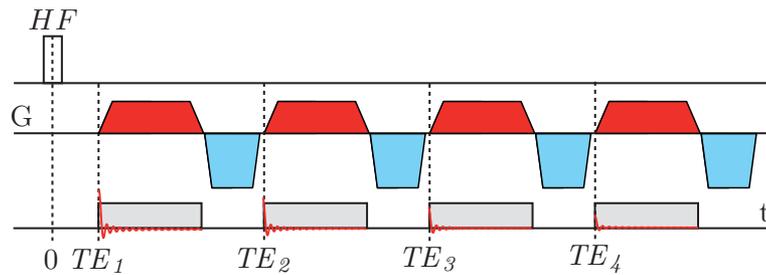


Abb. 2.15: Multi-Echo-Sequenz zur Bestimmung der T_2^* -Relaxationszeit. Nach jeder Auslese wird das Signal wieder durch Gradienten (blau) refokussiert. Gezeigt ist eine Aufnahme von vier Echos zu den Zeiten TE_1 bis TE_4 . Bei der verwendeten Implementierung können bis zu acht Echos aufgenommen werden.

2.3.4 Signalgleichung

Um die Signal-Effizienz einer Gradienten-Echo-Sequenz zu vergrößern, werden oft kurze Repeitionszeiten ($TR < T_1$) in Kombination mit kleinen Flipwinkeln ($\alpha < 90^\circ$) verwendet. D.h., eine erneute Anregung der Magnetisierung erfolgt bereits bevor die Longitudinalmagnetisierung vollständig relaxiert ist. Damit stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, dessen Signalintensität durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$S = S_0 \frac{\left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) e^{-\frac{TE}{T_2^*}} \sin \alpha}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-\frac{TR}{T_1}}} \quad (2.127)$$

Diese sogenannte FLASH-Sequenz (engl. *fast low angle shot*) wurde 1986 von Haase et al. [1986] vorgeschlagen. Bei gegebenem TR , TE und T_1 ist der Anregungswinkel, bei welchem das Messsignal maximal wird, durch den sogenannten Ernst-Winkel [Ernst und Anderson, 1966] gegeben:

$$\alpha_E = \arccos \left(-\frac{TR}{T_1} \right) \quad (2.128)$$

Setzt man den Ernst-Winkel in Gleichung 2.127 ein und berücksichtigt, dass das SNR proportional zur Wurzel aus der Anzahl der durchgeführten Mittelungen ist, so ergibt sich für das SNR folgender Ausdruck:

$$\text{SNR} \propto S_0 \frac{\left(1 - e^{-TR/T_1} e^{-TE/T_2^*}\right)}{TR \sqrt{1 - e^{2TR/T_1}}} \quad (2.129)$$

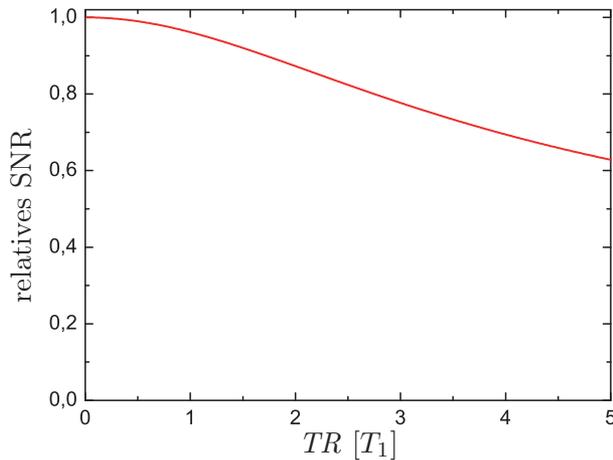


Abb. 2.16: Relatives SNR als Funktion der Repetitionszeit TR nach Gleichung 2.129.

Das relative SNR als Funktion der Repetitionszeit ist Abbildung 2.16 gezeigt. Hierbei wurde eine konstante Auslesezeit angenommen. Das maximale SNR erhält man dabei für die kürzest mögliche Repetitionszeit.

Dephasierung der verbleibenden Transversalmagnetisierung

Bei der oben hergeleiteten Signalgleichung (Gleichung 2.129) wird davon ausgegangen, dass die Transversalmagnetisierung bei der folgenden HF-Anregung bereits vollständig relaxiert ist. Bei kurzen Repetitionszeiten ($TR < T_2^*$) ist dies jedoch nicht gegeben. Um Artefakte zu vermeiden werden vor der Anregung daher oft sogenannte *spoiler*-Gradienten geschaltet, um die verbleibende Transversalmagnetisierung zu dephasieren.

Eine weitere Möglichkeit ungewollte Phasenkorrelationen zwischen aufeinanderfolgenden HF-Anregungen zu vermeiden ist die Variation der Phase des eingestrahnten HF-Anregungspulses (*RF-Spoiling*). Diese Methode wird bei den in dieser Arbeit verwendeten Auslesetechniken ebenfalls angewendet.

SNR bei 2D und 3D-Techniken

Das SNR eines NMR-Experiments ist proportional zur Voxelgröße $\Delta x \Delta y \Delta z$ und zur Wurzel der kompletten Zeitspanne, während der Daten aufgenommen werden:

$$\text{SNR} \propto \Delta x \Delta y \Delta z \sqrt{T_{RO, total}} \quad (2.130)$$

Bei 3D-Techniken trägt bei jeder Signalaufnahme das ganze Volumen zum Messsignal bei. Werden N_y Phasenkodierschritte in y-Richtung und N_z Schritte zur Kodierung in z-Richtung durchgeführt, so lässt sich der SNR für einen 3D-Datensatz wie folgt beschreiben:

$$\text{SNR}_{3D} \propto \Delta x \Delta y \Delta z \sqrt{N_y N_z n T_{RO}}, \quad (2.131)$$

wobei T_{RO} die Länge eines Auslesezugens und n die Anzahl der Mittelungen angibt. Für 2D-Aufnahmen entfallen die Phasenkodierschritte in z-Richtung:

$$\text{SNR}_{2D} \propto \Delta x \Delta y \Delta z \sqrt{N_y n T_{RO}}, \quad (2.132)$$

Dividiert man Gleichung 2.131 durch Gleichung 2.132, so erhält man:

$$\frac{\text{SNR}_{3D}}{\text{SNR}_{2D}} = \sqrt{\frac{n_{3D} N_z}{n_{2D}}} \quad (2.133)$$

Werden bei der 2D-Technik entsprechend mehr Mittelungen gewählt, so dass die Messzeit für beide Techniken gleich lang ist, so erhält man auch das gleiche SNR, vorausgesetzt alle anderen Parameter sind identisch. Allerdings kann bei gleicher Messzeit mit der 3D-Technik ein ganzes Volumen aufgenommen werden, wobei die 2D-Technik nur eine einzelne Schicht liefert.

Dieser Vergleich ist jedoch nicht ganz fair. Ist in der Pulssequenz eine Totzeit vorhanden, so kann diese bei 2D-Sequenzen genutzt werden, um weitere Schichten aufzunehmen. Zusätzlich kann bei 2D-Techniken auch die Repetitionszeit (TR) verlängert werden und damit mehr Schichten innerhalb eines TR -Intervalls aufgenommen werden. Da bei veränderten Repetitionszeiten auch T_1 -Relaxationseffekte das Signal beeinflussen, muss die in Abschnitt 2.3.4 hergeleitete Signalgleichung berücksichtigt werden.

Durch die Definition einer sogenannten Sequenzzeit (T_{seq}), kann eine genauere Betrachtung durchgeführt werden. Dabei ist T_{seq} die Zeit, die für die Anregung der Magnetisierung und die Signalaufnahme benötigt wird. In einer 3D Sequenz entspricht die T_{seq} -Zeit der Repetitionszeit (TR), sofern keine Totzeit vorhanden ist. In einer 2D-Sequenz können innerhalb eines TR -Intervalls N Schichten aufgenommen werden, sofern $NT_{seq} < TR$ gilt. Werden für beide Sequenztechniken die optimalen Parameter gewählt, so ergibt sich mit den Ernst Winkeln

$$\begin{aligned} \alpha_{2D} &= \arccos(e^{-NT_{seq}/T_1}), \\ \alpha_{3D} &= \arccos(e^{-T_{seq}/T_1}) \end{aligned} \quad (2.134)$$

und Gleichung 2.127 folgendes SNR-Verhältnis:

$$\frac{\text{SNR}_{3D}}{\text{SNR}_{2D}} = \sqrt{N} \sqrt{\frac{1 - e^{-2NT_{seq}/T_1}}{1 - e^{-2T_{seq}/T_1}}} \left(\frac{1 - e^{-T_{seq}/T_1}}{1 - e^{-NT_{seq}/T_1}} \right). \quad (2.135)$$

Hierbei wurde angenommen, dass mit beiden Sequenztypen die gleiche Anzahl von Schichten (N) aufgenommen wird. Des Weiteren wurde vorausgesetzt, dass bei beiden Sequenzen die gleiche

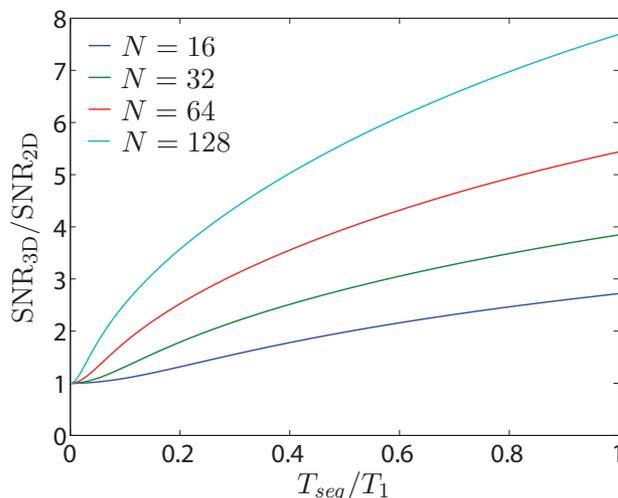


Abb. 2.17: Vergleich des SNRs bei 2D und 3D-Sequenzen. Insbesondere bei einer großen Anzahl von Schichten (N) und bei T_1 -Relaxationszeiten, die kurz im Vergleich zur Sequenzzeit (T_{seq}) sind, ermöglichen 3D-Sequenzen ein deutlich größeres SNR als 2D-Sequenzen.

Echozeit verwendet wird und somit T_2^* -Effekte vernachlässigt werden können⁸. Wie Abbildung 2.17 zeigt, liefern 3D-Sequenzen insbesondere bei einer großen Anzahl von Schichten und langen Sequenzzeiten T_{seq} ein deutlich größeres SNR als 2D-Sequenzen.

2.3.5 MRT-Kontraste

Mit der Festlegung der Sequenzparameter Echozeit TE und Repetitionszeit TR kann ein bestimmter Bildkontrast gewählt werden. Hierdurch wird erreicht, dass verschiedene Gewebestrukturen aufgrund ihrer Relaxationseigenschaften, mehr oder weniger stark zur Signalintensität beitragen.

Für sehr kurze Echozeiten ($TE \ll T_2^*$) und lange Repetitionszeiten ($TR \gg T_1$) befindet sich die Magnetisierung bei der nachfolgenden Anregung wieder im Gleichgewichtszustand. Dies führt zu einem Kontrast, der nur von der Spindichte der unterschiedlichen Gewebearten abhängt. Diese Spindichte-Wichtung kann zur Bestimmung der Natriumkonzentration verwendet werden und ist den im Folgenden beschriebenen Kontrasten überlagert.

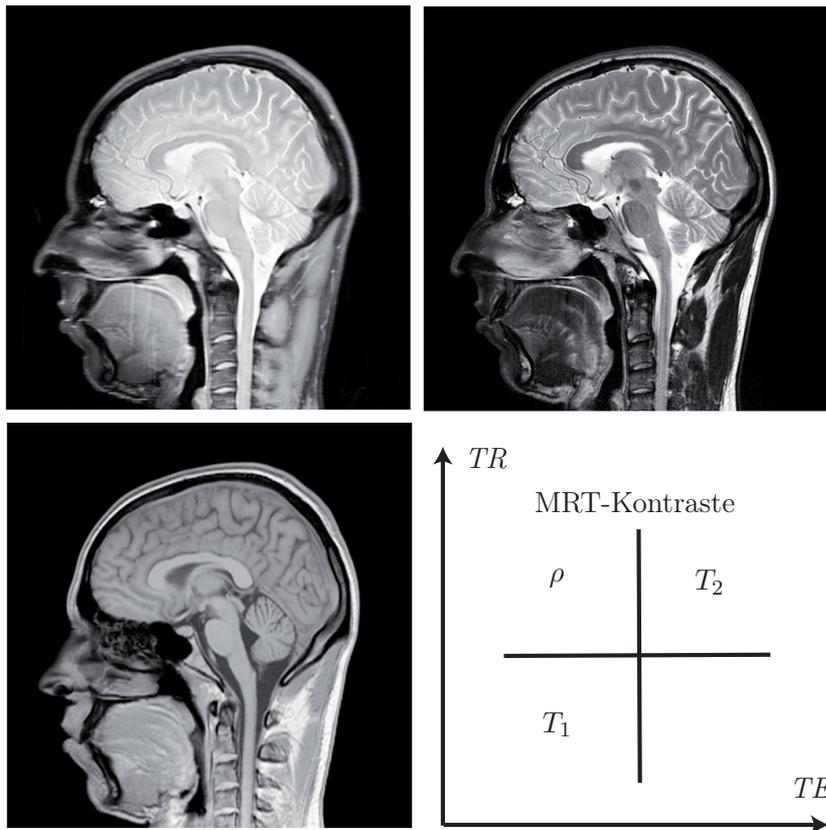


Abb. 2.18: Sagittaler Schnitt durch den Kopf eines gesunden Probanden in drei verschiedenen Bildkontrasten (Spindichte (ρ) (oben links), T_2 -Kontrast (oben rechts) und T_1 -Kontrast (unten links)). In Abhängigkeit der Sequenzparameter (Repetitionszeit TR und Echozeit TE) kann der Bildkontrast variiert werden.

⁸3D-Sequenzen ermöglichen prinzipiell kürzere Echozeiten, da keine Schichtselektionsgradienten benötigt werden und kurze, rechteckförmige Pulse verwendet werden können. Dadurch kann bei 3D-Sequenzen ein zusätzlicher SNR-Vorteil gegenüber 2D-Sequenzen erreicht werden.

Für kurze TE - ($TE \ll T_2^*$) und kurze TR -Zeiten wird die Bildintensität durch die T_1 -Relaxationszeit gewichtet. Betrachtet man zwei Gewebearten mit kurzer (Gewebe 1) und langer (Gewebe 2) T_1 -Zeit, so ist nach der Zeitspanne TR bei Gewebe 1 entsprechend mehr longitudinale Magnetisierung vorhanden. Haben beide Gewebe die gleiche Spindichte, so ist nach einer erneuten Anregung bei Gewebe 1 mehr Transversalmagnetisierung vorhanden als bei Gewebe 2. Dies führt zu dem sogenannten T_1 -Kontrast, d.h. zu einer stärkeren Wichtung von Geweben mit kurzen T_1 -Relaxationszeiten. Unabhängig von den Kontrasteigenschaften wird bei der ^{23}Na -MRT eine T_1 -Wichtung häufig verwendet, da mit den entsprechenden Sequenzparametern ein höheres SNR pro Zeiteinheit erreicht werden kann als bei der Spindichte Wichtung (vgl. 2.3.4).

Der T_2^* -gewichtete bzw. der T_2 -gewichtete⁹ Kontrast sind zwei weitere Kontraste, die bei der Natriumbildgebung aufgrund der kurzen Relaxationszeiten und des geringen SNRs nur eine untergeordnete Rolle spielen. Für einen optimalen Kontrast wird eine Echozeit, die zwischen den transversalen Relaxationszeiten der betrachteten Geweben liegt, gewählt und eine lange TR -Zeit, so dass Effekte durch die T_1 -Relaxation vernachlässigt werden können.

Eine Übersicht über die drei¹⁰ grundsätzlichen Kontraste der MRT ist in Abbildung 2.18 gezeigt. Theoretisch mögliche Mischkontraste aus T_1 und T_2^* bzw. T_2 -Wichtung spielen in der diagnostischen MR-Bildgebung keine Rolle.

2.3.5.1 Inversion-Recovery-Sequenz

Viele biologische Gewebe haben unterschiedliche T_1 -Relaxationszeiten. Diese Unterschiede können durch T_1 -gewichtete Bildkontraste, wie oben erläutert, sichtbar gemacht werden. Eine weitere Methode, die unterschiedliche T_1 -Relaxationszeiten ausnutzt um Bildkontraste zu erzeugen ist die sogenannte *Inversion-Recovery*-(IR)-Sequenz, die in diesem Abschnitt vorgestellt wird.

Das Sequenzschema der IR-Sequenz ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Zuerst invertiert ein 180° -Puls die longitudinale Magnetisierung. Diese geht dann mit der Zeitkonstanten T_1 wieder in ihren Gleichgewichtszustand zurück, wie in Abbildung 2.3 und Gleichung 2.136 gezeigt.

$$M_z(t) = M_0(1 - 2e^{-t/T_1}) \quad (2.136)$$

Ein nach der Inversionszeit TI geschalteter 90° -Puls klappt dann die gerade vorhandene Lon-

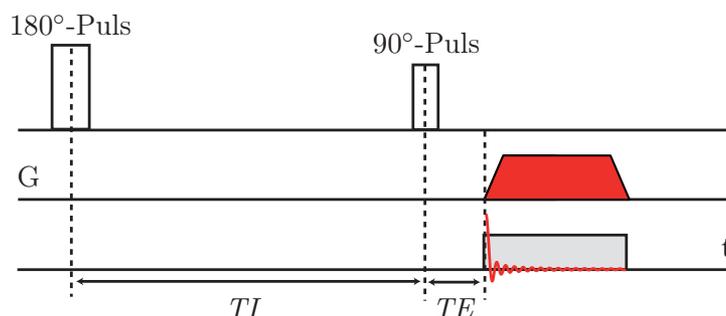


Abb. 2.19: Sequenzschema einer Inversion-Recovery-Sequenz. Nach einem globalen 180° -Puls, der die Magnetisierung invertiert, wird die zur Zeit TI vorhandene longitudinale Magnetisierung durch einen 90° -Puls in die Transversalebene geklappt und anschließend detektiert.

⁹Einen T_2 -Kontrast erhält man, wenn nach der Zeitspanne $TE/2$ ein 180° zur Refokussierung der Magnetisierung geschaltet wird. Bei der ^{23}Na -MRT werden aufgrund der kurzen Relaxationszeiten im Allgemeinen jedoch Gradienten-Echo-Sequenzen verwendet, die durch den T_2^* -Zerfall charakterisiert werden.

¹⁰ T_2 und T_2^* -Kontraste sind in dieser Aufzählung zusammengefasst.

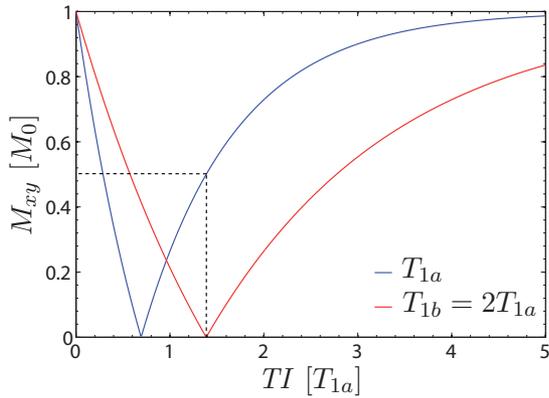


Abb. 2.20: Nach der Inversionszeit TI (unmittelbar nach dem 90° -Puls) vorhandene Transversalmagnetisierung, für zwei unterschiedliche Stoffe (a und b) mit den Relaxationszeiten T_{1a} und $T_{1b} = 2T_{1a}$. Wird nach zum Zeitpunkt $TI_{b0} = T_{1b} \ln(2)$ ein Inversionspuls geschaltet, so wird das Signal von Stoff b vollständig unterdrückt und das Signal von Stoff a nur um 49%.

gitudinalmagnetisierung in die Transversalebene zur Detektion (vgl. Abbildung 2.19). Wird $TI = TI_0$ gewählt, wie in Gleichung 2.137 angegeben, so wird das Signal von Geweben mit der entsprechenden T_1 -Zeit vollständig unterdrückt.

$$TI_0 = T_1 \ln \left(\frac{2}{1 + e^{-TR/T_1}} \right) \quad (2.137)$$

Die unmittelbar nach dem Inversionspuls vorliegende Transversalmagnetisierung ist für zwei T_1 -Relaxationszeiten (T_{1a} und $T_{1b} = 2T_{1a}$) als Funktion der TI -Zeit in Abbildung 2.20 aufgetragen. Wird TI so gewählt, dass das Signal mit der Relaxationszeit T_{1b} vollständig unterdrückt wird, so ist von dem Signal mit der Relaxationszeit T_{1a} noch 51% der ursprünglichen Gleichgewichtsmagnetisierung M_0 in der Transversalebene zur Detektion vorhanden. In der klinischen Bildgebung wird dies oft ausgenutzt, um Signal von Flüssigkeiten zu unterdrücken (vgl. Abbildung 2.21).

Wird bei einem IR-Experiment TR so gewählt, dass bei einer erneuten Anregung die longitudinale Magnetisierung noch nicht vollständig relaxiert ist, aber $TR \gg T_2^*$ gilt, so baut sich ein Gleichgewichtszustand auf, dessen transversale Magnetisierung unmittelbar nach dem 90° -Puls durch Gleichung 2.138 gegeben ist [Haacke et al., 1999].

$$M_{xy} = M_0 |1 + e^{-TR/T_1} - 2e^{-TI/T_1}| \quad (2.138)$$



Abb. 2.21: Sagittaler Schnitt durch den Kopf eines gesunden Probanden mit unterdrücktem Flüssigkeitssignal.

2.4 Physiologische Grundlagen

Natriumionen spielen in vielen biologischen Prozessen auf zellulärer Ebene eine wichtige Rolle. In diesem Kapitel sollen die physiologischen Grundlagen hierzu kurz erläutert werden. Ausführlichere Behandlungen dieser Grundlagen sind in Standardwerken der Physiologie zu finden (z.B. [Schmidt et al., 2004; Deetjen und Speckmann, 1999; Silbernagl und Despopoulos, 2001]).

Natriumkonzentrationen auf zellulärer Ebene

In gesunden Zellen besteht zwischen dem Intra- und Extrazellulärraum ein Konzentrationsgradient. So ist die intrazelluläre Natriumkonzentration ($[\text{Na}^+]_i = 5 - 15 \text{ mmol/l}$) deutlich kleiner als die extrazelluläre Konzentration ($[\text{Na}^+]_a = 140 - 150 \text{ mmol/l}$) [Deetjen und Speckmann, 1999]. Dieser Konzentrationsgradient wird vor allem durch die sogenannte Natrium-Kalium-Pumpe ($\text{Na}^+\text{-K}^+\text{-ATPase}$) aufrecht erhalten. Hierbei handelt es sich um ein in der Zellmembran verankertes Enzym, welches den Energieträger Adenosintriphosphat (ATP) in Adenosindiphosphat (ADP) umwandelt und dabei gleichzeitig drei Natriumionen aus der Zelle und zwei Kaliumionen in die Zelle befördert (vgl. Abbildung 2.22). Bei Kaliumionen liegt daher ein umgekehrter Konzentrationsgradient vor. Hier ist die intrazelluläre Konzentration ($[\text{K}^+]_i = 120 - 150 \text{ mmol/l}$) wesentlich größer als die extrazelluläre Konzentration ($[\text{K}^+]_a = 4 - 5 \text{ mmol/l}$) [Deetjen und Speckmann, 1999]. Dieser Transportprozess führt dazu, dass das Zellinnere eine negative Ladung gegenüber dem Extrazellulärraum aufweist. Zu diesem Membranpotential trägt die $\text{Na}^+\text{-K}^+\text{-ATPase}$ ungefähr $5 - 10 \text{ mV}$ bei. Durch weitere Transport-ATPasen ($\text{Ca}^{2+}\text{-ATPase}$, $\text{H}^+\text{-K}^+\text{-ATPase}$ und $\text{H}^+\text{-ATPase}$) entsteht ein Gleichgewichtspotential der Zelle von etwa -90 mV , je nach Zelltyp.

Neben diesem aktiven Transport der Natriumionen durch die Natrium-Kalium-Pumpe gibt es auch Ionenkanäle, die eine Diffusion der Ionen durch die Zellmembran ermöglichen. Bei diesen

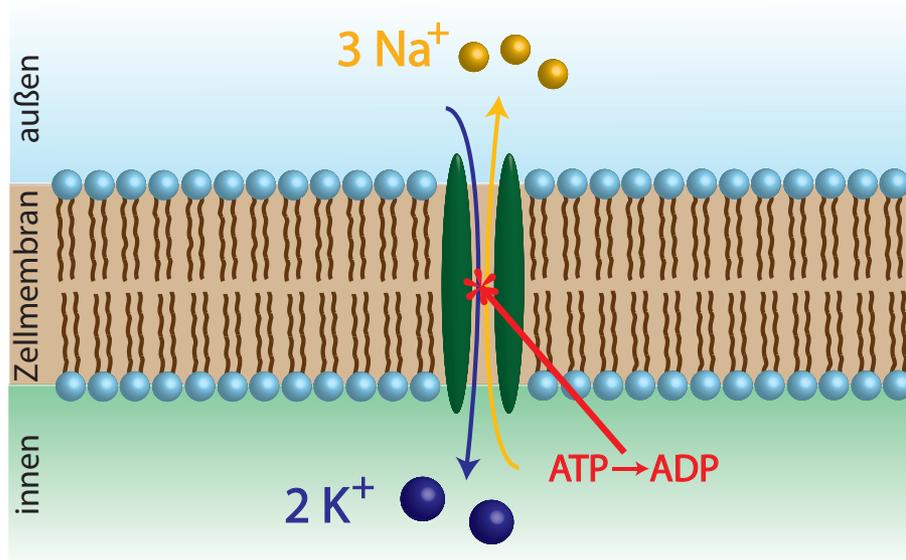


Abb. 2.22: Schematische Darstellung der Natrium-Kalium-Pumpe ($\text{Na}^+\text{-K}^+\text{-ATPase}$). Die $\text{Na}^+\text{-K}^+\text{-ATPase}$ „pumpt“ pro Transportzyklus drei Na^+ -Ionen aus dem Zellinneren nach außen und gleichzeitig zwei K^+ -Ionen in das Zellinnere. Dabei wird ein ATP-Molekül in ADP umgewandelt.

Ionenkanälen handelt es sich um Membranproteine, die sich durch zwei prinzipielle Eigenschaften auszeichnen. Zum einen besitzen sie für verschiedene Ionensorten eine selektive Permeabilität¹¹, zum anderen können die Ionenkanäle unterschiedliche Konformationszustände annehmen. Dadurch ist es möglich, dass der Ionenkanal für die betreffenden Ionen durchlässig oder geschlossen ist. Diese sogenannte „offen“-Wahrscheinlichkeit der Ionenkanäle ist zum Teil über das Zellpotential geregelt. So werden bei der Erregung von Herzmuskelzellen bei Überschreitung eines Schwellenwertes von etwa -70 mV Natriumkanäle geöffnet und es kommt zu einem Einströmen von Natriumionen in die Zelle und zu einer Depolarisation des Membranpotentials. Diese Potentialänderung führt dann wieder zu einer Schließung der Natriumkanäle und zu einer Öffnung anderer Ionenkanäle (K^+ -, Cl^- -, Ca^{2+} -Kanäle), die wieder zu einer Repolarisation des Membranpotentials führen. Dies führt auch zu einer Erhöhung der Ca^{2+} -Konzentration und zu einer Kontraktion der Muskelzelle.

Über Potentialänderungen wird zudem der Transport anderer Stoffe durch die Zellmembran geregelt. Daher ist die Vitalität einer Zelle mit der Funktionsfähigkeit der Natrium-Kalium-Pumpe und der Ionenkanäle verbunden. Im Folgenden wird kurz auf die Aufgabe der Natriumionen bei verschiedenen Organen eingegangen.

Muskel

Mutationen der oben erwähnten Ionenkanäle führen zu unterschiedlichen Muskelerkrankungen [Lehmann-Horn und Jurkat-Rott, 1999]. So liegt bei den in dieser Arbeit untersuchten Patienten mit hypokaliämischer periodischer Paralyse (HypoPP) eine Mutation eines Ca^{2+} -Kanals vor. Dies führt zu einer erhöhten „offen“-Wahrscheinlichkeit einer Pore, die in den Ca^{2+} -Kanälen durch die Mutation entsteht und für monovalente Kationen (wie Na^+) durchlässig ist. Die Pore ist in Abhängigkeit der Stellung des mutierten Spannungssensors offen oder geschlossen¹².

Bei Patienten mit Ionenkanalerkrankungen konnte bereits gezeigt werden, dass ein Anstieg des ^{23}Na -Signals durch eine Kühlung der Muskulatur ausgelöst werden kann [Weber et al., 2006; Nielles-Vallespin et al., 2007]. Bei gesunden Probanden wurde ein solcher Anstieg nicht beobachtet, was darauf hindeutet, dass es sich um einen Anstieg der intrazellulären Natriumkonzentration handelt, da die Kühlung auch Lähmungserscheinungen der Muskulatur auslöst.

Wegen des hohen Anteils des Intrazellulärraums hat Muskelgewebe eine vergleichsweise geringe Natriumkonzentration (28 ± 4 mmol/kg) [Constantinides et al., 2000], was das SNR der ^{23}Na -MRT weiter verringert. Trotzdem bietet hier die Natrium-MRT eine nichtinvasive Methode zur Bestimmung der Natriumkonzentration als Alternative zu den standardmäßig angewandten Nadel-Biopsien [Constantinides et al., 2000].

Kopf

Die meisten bisherigen ^{23}Na -MRT Untersuchungen wurden am Kopf durchgeführt. Hier bietet sich vor allem die Untersuchung von Hirntumoren und Schlaganfällen an [Ouwkerk et al., 2003; Boada et al., 2005]. So weisen bösartige Hirntumore eine erhöhte Zellteilungsrate auf. Vor der Zellteilung tritt eine Depolarisation der Zellen auf und damit ein Anstieg der intrazellulären Natriumkonzentration. Des Weiteren verändert sich das Verhältnis von extra- zu intrazellulärem Volumen. Beides führt dazu, dass in Hirntumoren die Natriumkonzentration meist deutlich

¹¹Diese Ionenselektivität beruht zum Teil auf der Größe der hydratisierten Ionen im Verhältnis zum Kanaldurchmesser [Deetjen und Speckmann, 1999].

¹²Persönliche Mitteilung; Prof. Frank Lehmann-Horn (Universität Ulm).

gegenüber dem gesunden Hirngewebe erhöht ist ($> 50\%$).

Im Tiermodell konnten bereits Veränderungen der Tumor-Natriumkonzentration nach der Gabe von Chemotherapeutika nachgewiesen werden [Schepkin et al., 2006]. Daher bietet sich die ^{23}Na -MRT zur Diagnose und Untersuchung des Therapieverlaufs von Hirntumoren an.

Herz

Nach Herzinfarkten konnte ein erhöhtes Natriumsignal im Infarktgebiet nachgewiesen werden [Sandstede et al., 2004]. Auch während des Heilungsprozesses blieb das Natriumsignal erhöht. Die Erhöhung der Natriumkonzentration im Infarktgebiet hat dabei mehrere Ursachen. Im akuten Stadium kommt es zum einen zu einem Verlust der Integrität der Zellmembran und zu einem Anstieg der intrazellulären Natriumkonzentration. Des Weiteren kommt es zur Ausbildung eines interstitiellen Ödems. Beides führt zu einer Erhöhung der Natriumkonzentration. Im chronischen Stadium ist durch die Narbenbildung der extrazelluläre Anteil und damit auch die gesamte Natriumkonzentration erhöht.

Knorpelgewebe

Natriumionen spielen auch in Knorpelgewebe eine wichtige Rolle. Knorpel besteht vor allem aus Kollagen-Fasern, Proteoglykanen und Wasser. Proteoglykane sind negativ geladene, stark hydratisierte Makromoleküle, die Natriumionen einlagern.

Bei Arthrose, einer verbreiteten Verschleißerkrankung des Gelenkknorpels, kommt es bereits zu Beginn der Erkrankung zu einem Abbau der Proteoglykane. Die ^{23}Na -MRT kann geringe (5-10%) Änderungen der Proteoglykan-Konzentration nachweisen und somit eine frühere Diagnose stellen als die ^1H -MRT, die erst im späteren Stadium auftretenden anatomische Veränderungen messen kann [Borthakur et al., 2000].

Niere

Die Niere ist das wichtigste Ausscheidungsorgan und reguliert unter anderem den Elektrolyt- und Wasserhaushalt. Etwa 80% der filtrierte gelösten Substanzen sind Na^+ - und Cl^- -Ionen. Die Resorption von NaCl spielt daher in fast allen Prozessen in der Niere die dominierende Rolle [Schmidt et al., 2004]. Störungen in diesen Prozessen können zu verschiedenen Krankheitsbildern führen. In gesunden Nieren besteht ein Gradient in der Natriumkonzentration von der Nierenrinde zum Nierenmark. In Pilotversuchen konnte gezeigt werden, dass Wasserentzug über einen Zeitraum von zwölf Stunden zu einer Vergrößerung dieses Konzentrationsgradienten führt [Maril et al., 2006]. Diese erste Studie deutet darauf hin, dass die ^{23}Na -MRT für funktionelle Untersuchungen der Niere geeignet ist.

Diese Beispiele verdeutlichen das Potential der ^{23}Na -MRT funktionelle diagnostische Informationen, die mit der ^1H -MRT nicht erhalten werden können, bereitzustellen.

Kapitel 3

Material und Methoden

3.1 Hard- und Software

3.1.1 Eigenschaften der MR-Tomographen

In dieser Arbeit wurden drei verschiedene MR-Scanner-Systeme verwendet: Ein 1,5 T, ein 3 T und ein 7 T-System (Magnetom Avanto, Magnetom Tim Trio und Magnetom 7 T, Siemens Medical Solutions, Erlangen, Deutschland). Alle drei Scanner haben die gleichen Gradientensysteme. Daher können die Gradientenspulen mit gleichen Amplituden und gleichen Anstiegszeiten geschaltet werden. Die maximal möglichen Werte sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Tab. 3.1: *Maximal mögliche Gradientenanstiegsraten und Amplituden.*

	x-Achse	y-Achse	z-Achse
maximale Amplitude	40 mT/m	40 mT/m	45 mT/m
maximale Anstiegsrate	180 mT/mms	180 mT/mms	220 mT/mms

3.1.2 HF-Spulen

In diesem Abschnitt werden die HF-Spulen vorgestellt, die in dieser Arbeit für ^{23}Na -Messungen eingesetzt wurden. Eine ausführliche Behandlung der theoretischen Grundlagen und des Designs von HF-Spulen, die in der NMR und MRT verwendet werden, findet sich in [Mispelter et al., 2006].

3.1.2.1 Doppelt-resonante *birdcage*-Spulen

Für die in dieser Arbeit verwendeten Magnetfeldstärken ($B_0 = 1,5/3/7$ T) stand jeweils eine doppelt-resonante ($^{23}\text{Na}/^1\text{H}$) Volumenspule zur Verfügung (Abbildung 3.1; Rapid Biomed GmbH, Rimpfing, Deutschland). Damit können ^{23}Na - und ^1H -Aufnahmen durchgeführt werden, ohne dass eine Neupositionierung des Patienten vorgenommen werden muss. Alle drei Spulen haben vergleichbare Innendurchmesser (25 cm ($B_0 = 1,5$ T); 26,5 cm ($B_0 = 3$ T); 26 cm ($B_0 = 7$ T)).

Die Durchmesser der Spulen sind bei SNR-Messungen von Bedeutung, da das SNR vom Volumen der Spulen abhängt. Im Allgemeinen ist bei einem geringeren Durchmesser der Abstand der Spule zum Messobjekt kleiner, was zu einem größeren $\mathfrak{B}_{\text{Empfang}}$ -Feld führt. Damit wird eine höhere Spannung induziert und ein höheres Signal erreicht (vgl. Kapitel 2.2.1). Des Weiteren ist

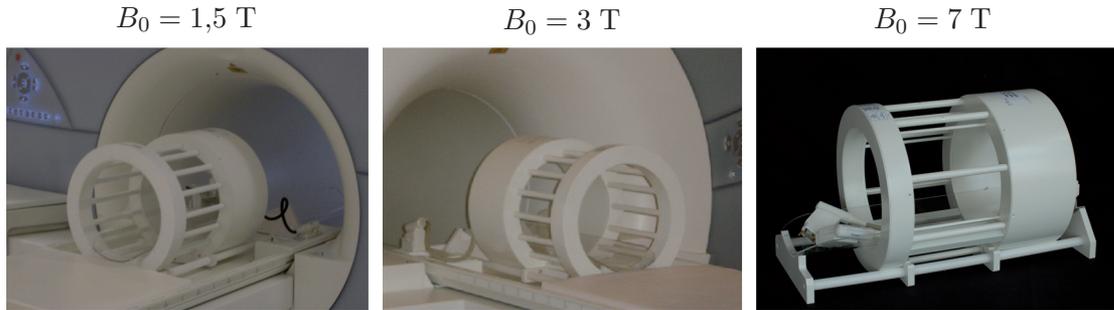


Abb. 3.1: Verwendete HF-Volumenspulen für die verschiedenen Magnetfeldstärken. Bei der 1,5 T und der 3 T Spule handelt es sich um Hochpass-birdcage-Resonatoren. Die 7 T Spule ist eine Kombination eines birdcage- mit einem TEM-Resonator. Foto der 7 T Spule mit freundlicher Genehmigung der Rapid Biomed GmbH.

das Rauschen proportional zur Wurzel aus dem effektiven Widerstand R_{eff} (Gleichung 3.1). Dieser enthält Beiträge von der zu messenden Probe und der Elektronik der Spule. Letzterer kann bei Anwendungen im Ganzkörper-MR-Tomographen im Allgemeinen gegenüber dem Widerstand der Probe vernachlässigt werden. Der Widerstand der Probe ist proportional zum Volumen der Region V_{sen} , von der die Spule Signal empfängt [Haacke et al., 1999].

$$\text{Rauschen} \propto \sqrt{R_{eff}} \propto \sqrt{V_{sen}} \quad (3.1)$$

Bei der 1,5 T und der 3 T Spule handelt es sich um Hochpass-birdcage-Resonatoren (*birdcage* - deutsch Vogelkäfig) [Hayes et al., 1985]. Bei diesem Aufbau bilden stabförmig angeordnete Leiter eine Zylinderoberfläche. Die näherungsweise Sinus-förmige Stromverteilung der einzelnen Leiter (Gleichung 3.2) erzeugt ein B_1 -Feld mit guter Homogenität, welches senkrecht zur Zylinder-Achse ausgerichtet ist und mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert.

$$I_n(t) = I_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (3.2)$$

Die 7 T Spule stellt eine Kombination eines *birdcage*- und eines TEM-Resonators dar (TEM - engl. *transverse electromagnetic*) [Vaughan et al., 1994]. Bei dem TEM-Resonator wird eine koaxiale Kavität verwendet. Insbesondere bei hohen Frequenzen (> 100 MHz) wird damit eine bessere Homogenität bei geringeren elektrischen Verlusten als bei einem *birdcage*-Resonator erreicht.

3.1.2.2 8-Kanal ^{23}Na -Spulen-Array

Um ^{23}Na -Aufnahmen vom Abdomen durchführen zu können, wurde ein Array aus acht Empfangs- und zwei Sendekanälen verwendet (Rapid Biomed GmbH, Rimpfing, Deutschland). Das Spulen-Array wurde für eine Magnetfeldstärke von $B_0 = 3$ T entwickelt und besteht aus zwei Hälften, in denen sich je vier Empfangsspulen und eine Sendespule befinden (Abbildung 3.2). Die beiden Sendespulen werden in einer „Helmholtz-artigen“ Konfiguration betrieben. Die Hälften können frei gegeneinander verschoben werden.

Sperrkreise auf der ^1H -Frequenz gewährleisten, dass der im Tomographen integrierte „Body-Resonator“ verwendet werden kann. Damit können zur Lokalisation ^1H -Anatomie-Aufnahmen durchgeführt werden.

Der technische Aufbau dieses Spulen-Arrays ist in [Lanz et al., 2007] beschrieben.

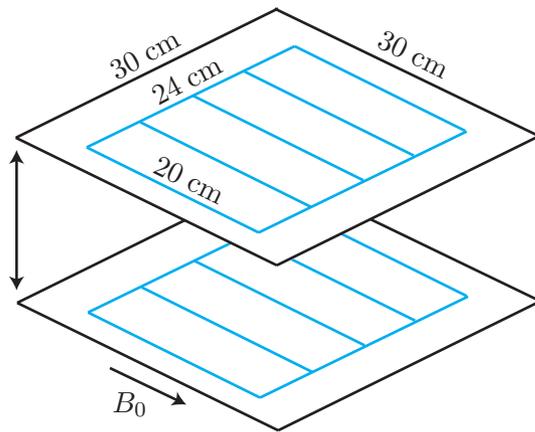


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau des verwendeten 8-Kanal Spulen-Arrays (nach [Lanz et al., 2007]). In jeder Hälfte befinden sich vier Empfangs- (blau) und eine Sendespule (schwarz).

3.1.3 Flipwinkel-Kalibrierung

Vor jeder Messung muss der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und resultierendem Flipwinkel bekannt sein. Bei der ^1H -Bildgebung wird dies im Gegensatz zur ^{23}Na -Bildgebung von einer automatische Routine der Tomographen übernommen.

Wie in Gleichung 2.25 gezeigt, hängt der Flipwinkel bei einem MR-Experiment linear von der Pulsdauer, dem gyromagnetischen Verhältnis und der Stärke des B_1 -Feldes der Spule ab. Letzteres wird durch die Bauart der Spule und durch ihre Beladung bestimmt. Daher muss vor jeder Messung eine Referenzspannung berechnet werden, die bei einer vorgegebenen Pulsdauer einen bestimmten Flipwinkel α erzeugt. Die durch einen HF-Puls erzeugte Transversalmagnetisierung ist proportional zum Sinus des Flipwinkels:

$$M_{x,y} = M_0 \sin \alpha \quad (3.3)$$

Die Referenzspannung ist bei den verwendeten MR-Tomographen als die Spannung definiert, die bei einem Rechteckpuls der Dauer $\tau = 1$ ms einen 180° -Puls erzeugt, d.h. die Gleichgewichtsmagnetisierung invertiert. Dies ist äquivalent zu einem 90° -Puls der Dauer $\tau = 0,5$ ms.

Die in dieser Arbeit verwendeten Spulen sind bis zu einer Spannung von 350 V zugelassen. Daher wurde die Spannung von 10 V bis 350 V in Schritten von 10 V variiert und das resultierende FID-Signal jeweils integriert. In der Programmiersprache Matlab (Mathworks, Natick, USA) wurde dazu ein Auswerteprogramm geschrieben, welches die FID-Signale integriert und eine Sinus-förmige Fitkurve berechnet. Aus der Periode der Fitkurve und der verwendeten Pulsdauer wird dann die Referenzamplitude berechnet.

3.1.4 Messphantome

Um verschiedene Sequenztechniken charakterisieren zu können, wurden zwei verschiedene Auflösungsphantome verwendet. Der Aufbau der Phantome ist schematisch im Querschnitt in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Strukturen beider Phantome sind aus Plexiglas aufgebaut. Phantom 1 besteht aus zwei Seiten. Dabei stellt die eine Seite eine Invertierung der anderen dar. Phantom 2 besteht nur aus einem Teil mit Stäben. Die Abstände der Stäbe bzw. der Hohlräume sind gleich ihren Durchmessern.

Beide Phantome enthalten 0,9% (153 mmol/l) NaCl. Phantom 2 enthält zusätzlich 5% Agarosegel, welches zu Relaxationszeiten führt, die eher den Gegebenheiten entsprechen, wie sie *in vivo* bei Gewebe vorliegen.

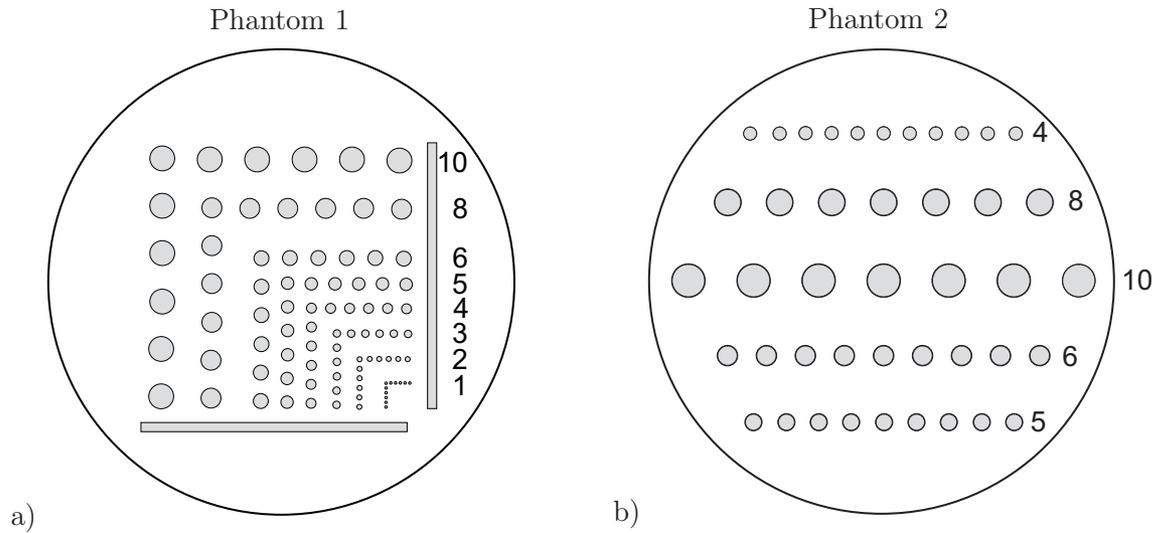


Abb. 3.3: Querschnitte durch die verwendeten Auflösungsphantome. Die Phantome enthalten 0,9% (153 mmol/l) NaCl. Phantom 2 enthält zusätzlich 5,0% Agarose-Gel. Phantom 1 besitzt zwei Seiten. Eine Seite enthält Stäbe aus Plexiglas mit den gezeigten Querschnitten und die andere Seite enthält die entsprechenden Hohlräume. Phantom 2 hat nur einen Teil mit Stäben. Die Strukturen sind aus Plexiglas-Stäben aufgebaut. Die Abstände der Stäbe bzw. der Hohlräume sind gleich ihren Durchmessern. Die Durchmesser der Stäbe sind in Millimetern angegeben.

3.2 Techniken zur Auslese des k-Raums

In Abschnitt 2.3.1 wurde beschrieben, dass der k-Raum, abgesehen von Einschränkungen, die durch die Hardware des Tomographen bedingt sind, auf jeder gewünschten Trajektorie abgetastet werden kann. Bei fast allen klinischen Anwendungen werden die Trajektorien so gewählt, dass die Abtastpunkte auf einem kartesischen Gitter liegen. Dies ist vorteilhaft, da dann die Bildrekonstruktion über eine schnelle Fourier-Transformation (FFT) erfolgen kann. Für die ^{23}Na -MRT haben kartesische Trajektorien-Formen jedoch den Nachteil einer vergleichsweise langen Echozeit ($TE \approx T_{2s}^*$). In den folgenden Abschnitten werden zwei Ansätze die kürzere Echozeiten ermöglichen vorgestellt. Zuerst wird eine kartesische Technik beschrieben, bei der durch eine asymmetrische Auslese des k-Raums eine Verkürzung der Echozeit erreicht wird. Bei der zweiten Technik werden die kurzen Echozeiten durch eine radiale Abtastung des k-Raums erzielt.

Wahl der k-Raum-Auslesetechniken (2D vs. 3D)

Wie bereits in Kapitel 2.3.2 erläutert, benötigen 2D-Sequenztechniken HF-Pulse, deren Amplitude mit der Fourier-Transformation des Schichtprofils moduliert ist. Außerdem müssen Schichtselektionsgradienten geschaltet werden, die bei 3D-Techniken nicht notwendig sind. Im Gegensatz hierzu können bei 3D-Techniken kurze, nichtselektive Anregungspulse verwendet werden. Dies führt dazu, dass mit 3D-Techniken kürzere Echozeiten erreicht werden können. Des Weiteren liefern 3D-Techniken ein höheres SNR, wie in Kapitel 2.3.4 gezeigt wurde.

Daher wurden in dieser Arbeit ausschließlich 3D-Techniken für die ^{23}Na -MRT verwendet.

3.2.1 FLASH-Bildgebung mit asymmetrischer k-Raum-Auslese

Um kürzere Echozeiten als bei konventionellen Sequenztechniken zu erreichen, wurde eine FLASH-Sequenz (vgl. Kapitel 2.3.4) mit asymmetrischer k-Raum-Auslese verwendet. Hierbei wird eine k-Raum-Hälfte nur teilweise abgetastet, wie in Abbildung 3.4 gezeigt. Mathematisch lässt sich dies durch eine Multiplikation des idealen k-Raum-Signals mit einer unsymmetrischen Rechteckfunktion beschreiben. Im Ortsraum führt dies zu einer Faltung mit einer sinc-Funktion und damit zu einer Verschmierung des Signals eines Pixels auf die Nachbapixel. Dadurch wird die Auflösung in Ausleserichtung (x-Richtung) etwas schlechter als in Phasenkodierichtung (y-Richtung).

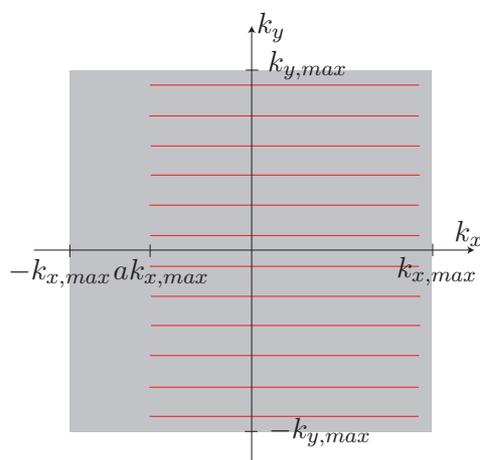


Abb. 3.4: Zweidimensionale Darstellung der k-Raum-Abtastung bei asymmetrischer Auslese. Der Grad der Asymmetrie ist über den Parameter a und Gleichung 3.4 definiert.

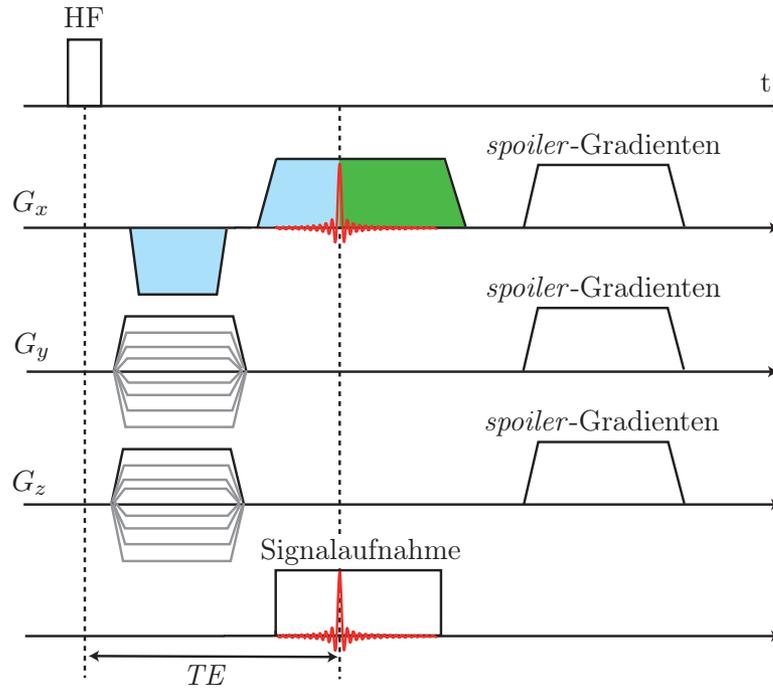


Abb. 3.5: Sequenzschema einer 3D-FLASH-Sequenz mit asymmetrischer Auslese des k-Raums. Die asymmetrische Abtastung des k-Raums ermöglicht eine Verkürzung der Echozeit. Nach der Signalaufnahme werden spoiler-Gradienten geschaltet, um die verbleibende Transversalmagnetisierung vor der nächsten Anregung zu dephasieren.

Durch die asymmetrische Auslese wird das k-Raum-Zentrum früher erreicht. Damit sind kürzere Echozeiten möglich. Der Grad der Asymmetrie (*asym*) ist dabei durch Gleichung 3.4 definiert.

$$asym = \frac{1 - a}{1 + a} \quad (3.4)$$

Das Sequenzschema ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Zur Anregung der Magnetisierung wird ein kurzer¹, rechteckförmiger HF-Puls geschaltet. Daher wird die minimale Echozeit hauptsächlich durch die Zeit für die Phasen- (G_y) und Schichtkodiergradienten (G_z), sowie durch die Auslesezeit bestimmt. Da die Auslese asymmetrisch erfolgt, wird das Maximum der Signalintensität früher erreicht.

3.2.2 3D radiale k-Raum-Auslese

Bei der kartesischen k-Raum-Abtastung müssen immer Schicht- und Phasenkodiergradienten vor der eigentlichen k-Raum-Auslese geschaltet werden. Außerdem ist die minimal erreichbare Echozeit selbst bei 3D-Techniken² und der Verwendung von asymmetrischer k-Raum-Auslese (vgl. Abschnitt 3.2.1) bei den gegebenen Hardware-Beschränkungen und den Anforderungen an Auflösung, SNR und Messzeit auf etwa 1 ms begrenzt. Es sind jedoch kürzere Echozeiten

¹Es wurden Pulslängen von $\tau = 250 - 500 \mu\text{s}$ verwendet.

²Bei 3D-Techniken werden keine Schichtselektionsgradienten benötigt und es können kürzere, rechteckförmige Anregungspulse verwendet werden.

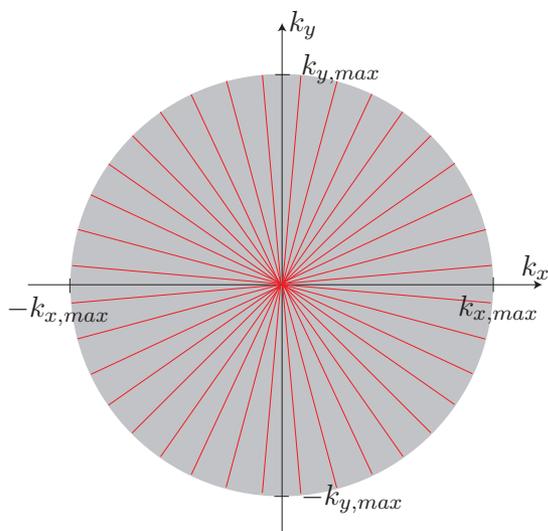


Abb. 3.6: Zweidimensionale Darstellung der radialen k -Raum-Abtastung. Die Auslese des Signals beginnt immer im Zentrum des k -Raums. Dadurch können sehr kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) erreicht werden. Beim dreidimensionalen Fall müssen die Projektionen (rot) möglichst isotrop in einem kugelförmigen Volumen verteilt werden.

notwendig, um möglichst viel Signal der kurzen Relaxationskomponente von Natrium detektieren zu können.

Von allen k -Raum-Auslesetechniken ermöglicht eine Trajektorie, die direkt im k -Raum-Zentrum mit der Datenaufnahme beginnt (Abbildung 3.6), die kürzest möglichen Echozeiten. Diese Art der k -Raum-Abtastung wurde bereits in den Anfängen der MR-Bildgebung von dem späteren Nobelpreisträger Paul C. Lauterbur verwendet [Lauterbur, 1973]. Die für diese Arbeit verwendete Implementierung der dreidimensionalen radialen k -Raum-Auslese (3D-RAD) wird im Folgenden vorgestellt.

Das Sequenzschema der dreidimensionalen radialen k -Raum-Auslese ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Nach einem rechteckförmigen Anregungspuls erfolgt die Auslese vom k -Raum-Zentrum ausgehend sternförmig nach außen. Es kann unmittelbar nach der Anregung³ mit der Datenaufnahme begonnen werden. Damit können je nach Länge des Anregungspulses Echozeiten von ca. 0,2 ms erreicht werden.

Zur Datenaufnahme werden drei Auslesegradienten (G_x, G_y, G_z) gleichzeitig geschaltet. Die resultierende Gradientenstärke ist dabei durch Gleichung 3.5 gegeben. Diese legt zusammen mit der gewählten Auslesezeit die Bildauflösung fest.

$$G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2 + G_z^2} \quad (3.5)$$

Die gewünschten Ausleserichtungen werden durch die Winkel ϕ und θ (Azimutal- und Polarwinkel) festgelegt. Die dazu erforderlichen Gradientenamplituden sind durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\begin{aligned} G_x &= G \sin \theta \cos \phi \\ G_y &= G \sin \theta \sin \phi \\ G_z &= G \cos \theta \end{aligned} \quad (3.6)$$

Um die radialen Projektionen möglichst isotrop zu verteilen⁴, wurde ein Algorithmus von Rakhmanov et al. [1994] verwendet, der N Punkte spiralförmig auf einer Kugeloberfläche verteilt (vgl.

³Es zeigte sich, dass eine Totzeit von 20 μ s zwischen dem Anregungspuls und der Datenaufnahme eingehalten werden muss. Diese Zeit benötigt der Tomograph um vom Sende- auf den Empfangsmodus umzuschalten. Wird diese Totzeit unterschritten, so treten starke Bildartefakte auf.

⁴Dieses Problem ist äquivalent mit dem physikalischen Problem N Punktladungen auf einer Kugeloberfläche so zu verteilen, dass diese minimale potentielle Energie annehmen.

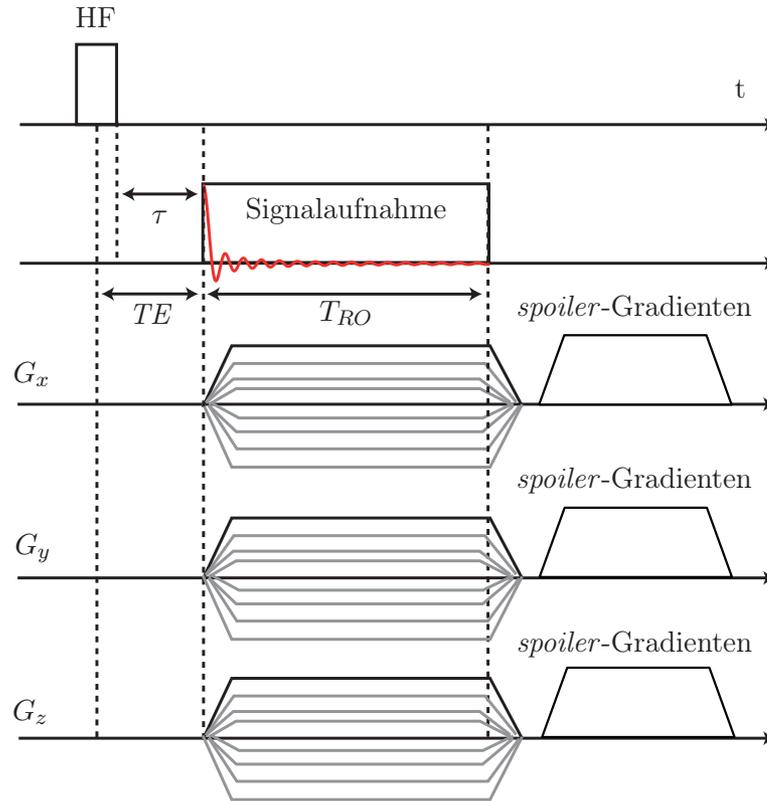


Abb. 3.7: Sequenzschema der 3D radialen k -Raum-Auslese. Die Echozeit TE ist nur durch die Dauer des HF-Pulses und durch die Totzeit τ beschränkt. Nach der Datenauslese können sogenannte spoiler-Gradienten geschaltet werden, um die verbleibende Transversalmagnetisierung vor der nächsten Anregung zu dephasieren.

Abbildung 3.8). Die Azimutal- und Polarwinkel sind dabei durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$\theta_n = \arccos(h_n)$$

$$\phi_n = \begin{cases} 0 & \text{für } n = 1 \\ \left(\phi_{n-1} + \frac{C}{\sqrt{N}} \frac{1}{\sqrt{1-h_k^2}} \right) \pmod{2\pi} & \text{für } n > 1 \end{cases} \quad (3.7)$$

wobei

$$h_n = -1 + \frac{2(n-1)}{N-1}$$

Rakhmanov et al. [1994] schlagen, basierend auf numerischen Simulationen, für die Konstante C einen Wert von 3,6 vor. In dieser Arbeit wird $C = \sqrt{4\pi} \approx 3,54$ verwendet. Für diesen Wert sind die Abstände in Richtung der Azimutal- und Polarwinkel für zwei aufeinander folgende Spiralarms bzw. zwei aufeinander folgende Punkte gerade gleich groß.

Wegen der radialen Verteilung der Projektionen werden die inneren k -Raum-Bereiche stärker abgetastet als die äußeren Bereiche. Um das Nyquist-Kriterium (vgl. Kapitel 2.3.1.1) auch in den

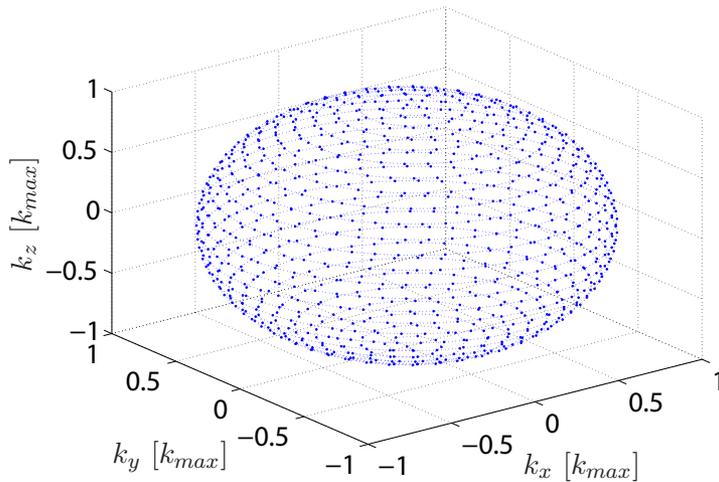


Abb. 3.8: *Isotrope Verteilung von Punkten auf einer Kugeloberfläche. In dem gezeigten Beispiel wurden 1000 Punkte auf einer Kugeloberfläche nach dem Algorithmus von Rakhmanov et al. [1994] verteilt.*

Außenbereich zu erfüllen, ist die folgende Anzahl von Projektionen notwendig:

$$N_{Proj.} = 4\pi \left(\frac{Pix}{2} \right)^2 \quad (3.8)$$

Pix gibt dabei die Größe des Gesichtsfeldes in Bildpunkten an. Bei einem $64 \times 64 \times 64$ großen FOV sind damit 12868 Projektionen notwendig, um das Nyquist-Kriterium zu erfüllen.

Bei radialen k -Raum-Trajektorien liegen die Datenpunkte im Allgemeinen nicht auf kartesischen Gitterpunkten. Daher kann die schnelle Fourier-Transformation (FFT) zur Bildrekonstruktion erst nach einer Nachverarbeitung der Rohdaten angewendet werden. Diese Nachverarbeitung der Messdaten ist Gegenstand des nächsten Kapitels.

3.3 Gridding-Rekonstruktion

Da bei einer radialen k-Raum-Auslese die Datenpunkte im Allgemeinen nicht auf kartesischen Gitterpunkten liegen, kann eine FFT erst nach Nachverarbeitung der Rohdaten angewendet werden. Eine direkte Berechnung der Fourier-Transformation mittels der DFT (diskrete Fourier-Transformation) würde zu einem inakzeptabel hohen Rechenaufwand führen ($\mathcal{O}(N^2)$), während die FFT nur einen Rechenaufwand von $\mathcal{O}(N \log_2 N)$ benötigt. Daher werden in dieser Arbeit die Messdaten zuerst in geeigneter Weise auf ein kartesisches Gitter interpoliert, um anschließend die FFT anwenden zu können.

Dabei unterscheidet man zwischen zwei prinzipiellen Interpolationsmethoden, der sogenannten *grid-driven* und der *data-driven* Interpolation. Bei der ersten Methode wird ausgehend von den Gitterpunkten der jeweilige Wert aus den Datenpunkten der unmittelbaren Umgebung berechnet. In dieser Arbeit wurde die *data-driven* Interpolation verwendet. Sie geht von den gemessenen Rohdaten aus und weist den Gitterpunkten der direkten Umgebung die entsprechenden Werte zu. In dieser Arbeit wird ausschließlich die *data-driven* Interpolation verwendet. Diese bietet, im Gegensatz zu der *grid-driven* Interpolation, die Möglichkeit bereits während der Datenaufnahme mit der Bildrekonstruktion zu beginnen.

Um die gemessenen Rohdaten auf ein Gitter zu interpolieren, gibt es verschiedene Verfahren, die sich in ihrem numerischen Aufwand und der resultierenden Bildqualität unterscheiden. Die numerisch einfachste Methode ist das „Nächste-Nachbar-Verfahren“ [Oesterle et al., 1999], bei dem das Signal von jedem gemessenen Datenpunkt dem nächsten kartesischen Gitterpunkt zugeordnet wird. Dieses Verfahren ist aufgrund einer geringen numerischen Komplexität sehr schnell, führt aber zu großen Fehlern bei Interpolation von Datenpunkten, die sich in der Mitte zweier Gitterpunkte befinden. Für die Rekonstruktion von nichtkartesischen MR-Datensätzen hat sich daher der numerisch etwas aufwendigere *gridding*-Algorithmus durchgesetzt [O’Sullivan, 1985], der im Folgenden beschrieben wird.

3.3.1 Gridding-Algorithmus

Das Grundkonzept des *gridding*-Verfahren ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die an einem Punkt im k-Raum \mathbf{p}_i gemessene Signalintensität $S(\mathbf{p}_i)$ wird auf die benachbarten Punkte \mathbf{g}_j des kartesischen Gitters interpoliert. Die Signalintensität wird dabei mit einer Funktion $C(|\mathbf{p}_i - \mathbf{g}_j|)$ gewichtet. Mathematisch lässt sich dies durch eine Faltung der gemessenen Daten mit einer Wichtungsfunktion $C(k_x, k_y, k_z)$ der Weite W beschreiben, gefolgt von einer Multiplikation mit der dreidimensionalen Shah-Funktion ${}^3\text{III}$ (vgl. Gleichung 2.115), die das kartesische Gitter charakterisiert:

$$S_{\text{Gitter}}(k_x, k_y, k_z) = [S_{\text{sample}} * C(k_x, k_y, k_z)] \cdot {}^3\text{III}(k_x, k_y, k_z) \quad (3.9)$$

Das diskrete Messsignal S_{sample} kann dabei als Produkt des kontinuierlichen Signals mit einer Abtastfunktion $A(k_x, k_y, k_z)$ beschrieben werden:

$$A(k_x, k_y, k_z) = \sum_{i=1}^N \delta(k_x - k_{x,i}) \cdot \sum_{i=1}^N \delta(k_y - k_{y,i}) \cdot \sum_{i=1}^N \delta(k_z - k_{z,i}) \quad (3.10)$$

$$S_{\text{sample}}(k_x, k_y, k_z) = A(k_x, k_y, k_z) \cdot S(k_x, k_y, k_z)$$

Damit erhält man für die auf das kartesische Gitter interpolierten Daten folgenden Ausdruck:

$$S_{\text{Gitter}}(k_x, k_y, k_z) = [(S(k_x, k_y, k_z) \cdot A(k_x, k_y, k_z)) * C(k_x, k_y, k_z)] \cdot {}^3\text{III}(k_x, k_y, k_z) \quad (3.11)$$

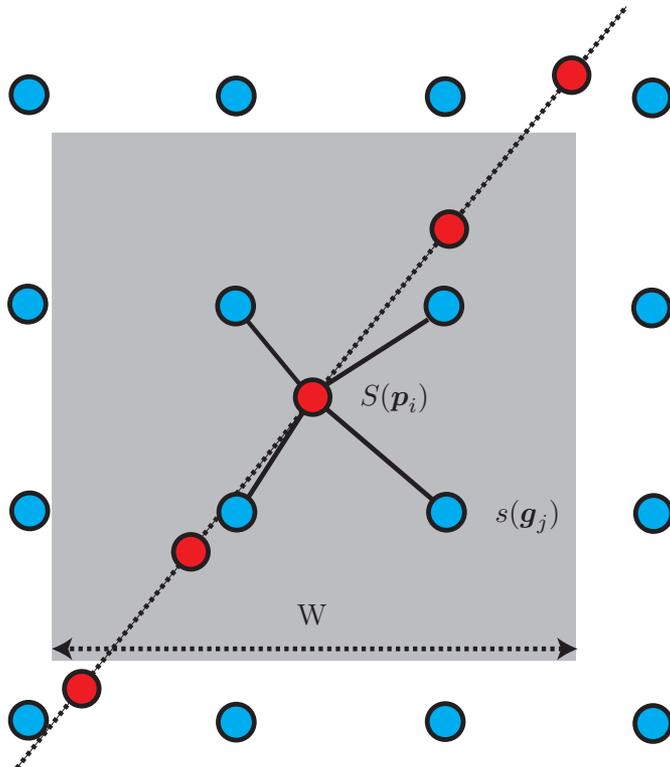


Abb. 3.9: Schematische Darstellung des gridding-Verfahrens. Innerhalb eines Bereichs der Weite W wird die gemessene Signalintensität $S(\mathbf{p}_i)$ des i . Punktes \mathbf{p}_i auf die benachbarten Punkte des kartesischen Gitters interpoliert. Die Signalintensität $S(\mathbf{p}_i)$ wird mit einer Funktion $C(|\mathbf{p}_i - \mathbf{g}_j|)$ gewichtet.

Das rekonstruierte Bild ist dann durch die inverse Fourier-Transformation von Gleichung 3.11 gegeben:

$$M_{\text{Gitter}}(x, y, z) = [M(x, y, z) * a(x, y, z) \cdot c(x, y, z)] * {}^3\Pi(x, y, z) \quad (3.12)$$

Wobei $a(x, y, z) = \mathfrak{F}^{-1}(A(k_x, k_y, k_z))$ und $c(x, y, z) = \mathfrak{F}^{-1}(C(k_x, k_y, k_z))$ die Fourierpaare der Abtastfunktion A und der Wichtungsfunktion C sind und $M(x, y, z)$ die gemessene Magnetisierungsverteilung darstellt.

Die durch Gleichung 3.12 beschriebenen Effekte sind schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Faltung des ursprünglichen Objektes $M(x, y, z)$ mit der Fourier-Transformation der k -Raum-Abtastfunktion führt zu Unschärfe⁵ an den Kanten des Objektes und zur Ausbildung von Seitenbändern. Die Multiplikation des abgetasteten Objektes mit der Wichtungsfunktion $c(x, y, z)$ unterdrückt die durch die Abtastfunktion eingeführten Seitenbänder, führt aber zu einem Signalabfall zu den Bildrändern hin. Dies muss durch eine geeignete Dichtekompensationsfunktion (vgl. Abschnitt 3.3.4) wieder ausgeglichen werden. Die anschließende Faltung mit der Gitterabtastfunktion ${}^3\Pi(x, y, z)$ führt zu einer periodischen Wiederholung des Objektes im Ortsraum und damit auch zu einer Einfaltung der Seitenbänder in das Bild. Diese Einfaltungs-Artefakte können durch Interpolation der Messdaten auf ein Gitter mit geringerer Maschenweite vermindert werden (vgl. Abschnitt 3.3.3).

⁵Diese Unschärfe wird durch die Auflösung und damit durch die Größe des abgetasteten k -Raum-Volumens festgelegt (vgl. Abschnitt 2.3.1.2).

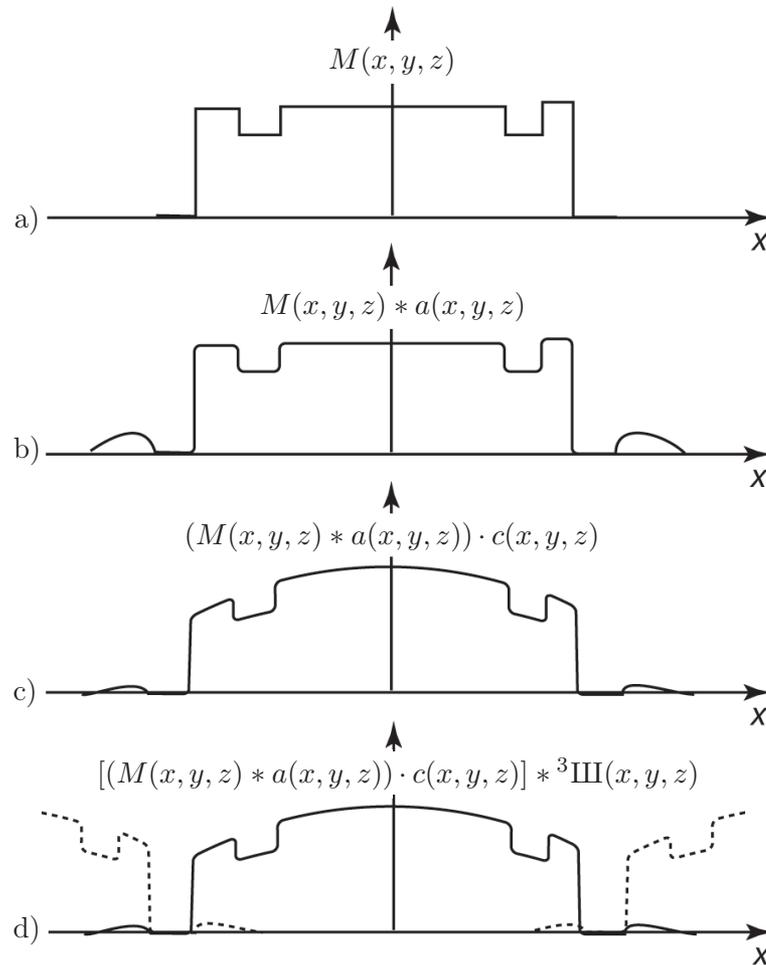


Abb. 3.10: Schematische Darstellung der durch Gleichung 3.12 beschriebenen Effekte. a) Vorgegebene Magnetisierungsverteilung $M(x, y, z)$. b) Die Funktion $M(x, y, z)$ wird durch die Faltung mit der Abtastfunktion $a(x, y, z)$ an den Kanten unsharp und es entstehen Seitenbänder. c) Eine Multiplikation mit der Fourier-Transformation der Wichtungsfunktion $c(x, y, z)$ führt zu einer starken Unterdrückung der Seitenbänder. Gleichzeitig kommt es am Bildrand aber auch zu einem unerwünschten Signalabfall. Dieser kann jedoch durch eine geeignete Dichtekorrekturefunktion (vgl. 3.3.4) kompensiert werden. d) Die Faltung mit der Gitterabtastfunktion ${}^3\Pi(x, y, z)$ führt zu einer periodischen Wiederholung des Bildobjektes im Ortsraum (vgl. Kapitel 2.3.1.1). Abbildung nach [Pauly, 2005].

3.3.2 Wahl der Wichtungsfunktion $C(k_x, k_y, k_z)$

Für die Unterdrückung der Seitenbänder ist eine dreidimensionale sinc-Funktion optimal:

$$C(k_x, k_y, k_z) = \text{sinc}\left(\frac{k_x}{\Delta k_x}\right) \text{sinc}\left(\frac{k_y}{\Delta k_y}\right) \text{sinc}\left(\frac{k_z}{\Delta k_z}\right) \quad (3.13)$$

Die Fourier-Transformation der Wichtungsfunktion ist damit eine dreidimensionale Rechteckfunktion:

$$c(x, y, z) = \text{rect}\left(\frac{x}{FOV_x}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{FOV_y}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{z}{FOV_z}\right) \quad (3.14)$$

Im Ortsraum kommt es daher zu einer Multiplikation mit dieser dreidimensionalen Rechteckfunktion. Dadurch werden die Seitenbänder vollständig unterdrückt.

Ein Nachteil dieser Wichtungsfunktion ist jedoch, dass sie nicht beschränkt ist. Sie muss daher abgeschnitten werden, um eine endliche Fensterweite W zu erreichen⁶. Des Weiteren sind alle Funktionen mit endlicher Ausdehnung im k -Raum, so wie sie für den *gridding*-Prozess benötigt werden, im Ortsraum unbeschränkt und bewirken dadurch Einfaltungen (*Aliasing*) von Bildern höherer Ordnung. Daher muss ein Kompromiss zwischen noch tolerierbaren Einfaltungen und der Weite der Wichtungsfunktion gewählt werden. Außerdem sollte eine optimale Wichtungsfunktion folgende weitere Eigenschaften aufweisen:

- Die Fourier-Transformation der Wichtungsfunktion sollte eine analytische Form besitzen oder mit geringem numerischen Aufwand berechnet werden können.
- Sowohl die Wichtungsfunktion als auch ihre Fourier-Transformation sollten separabel sein: $C(k_x, k_y, k_z) = C(k_x) \cdot C(k_y) \cdot C(k_z)$ und $c(x, y, z) = c(x) \cdot c(y) \cdot c(z)$. Dadurch kann der Speicherbedarf beim *gridding*-Prozess wesentlich reduziert werden.

Diese Bedingungen werden gut von der Kaiser-Bessel-Funktion [Nuttal, 1981] erfüllt:

$$C(k_x) = \begin{cases} \frac{1}{W} I_0\left(\beta \sqrt{1 - \left(\frac{2k_x}{W}\right)^2}\right) & \text{für } |k| \leq \frac{W}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.15)$$

Hierbei sind I_0 die modifizierte Bessel-Funktion nullter Ordnung, W die Fensterweite und β ein Parameter, der die Kurvenform charakterisiert. Sowohl die Kaiser-Bessel-Funktion als auch ihre Fourier-Transformation, die sich analytisch angeben lässt:

$$c(x) = \frac{\sin \sqrt{\pi^2 W^2 x^2 - \beta^2}}{\sqrt{\pi^2 W^2 x^2 - \beta^2}} \quad (3.16)$$

sind separabel. Abbildung 3.11 zeigt beispielhaft eine eindimensionale Kaiser-Bessel-Funktion und ihre Fourier-Transformierte. Die Kaiser-Bessel-Funktion besitzt eine endliche Weite und trotzdem fallen die Seitenbänder der Fourier-Transformierten sehr schnell ab, so dass nur geringe Einfaltartefakte entstehen.

Jackson et al. [1991] haben für verschiedenen Fensterweiten W den optimalen⁷ Parameter β für verschiedene Gittermaschenweiten berechnet. Diese optimalen Parameterpaare sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

⁶Fensterweiten, die den ganzen abgetasteten k -Raum umfassen, würden zu inakzeptablen Rechenzeiten führen, da in diesem Fall für jeden aufgenommenen Datenpunkt die Beiträge für alle Gitterpunkte berechnet werden müssten.

⁷Bei den optimalen Parametern β nimmt die *Aliasing*-Energie ein Minimum an. Als Maß für die *Aliasing*-Energie dient folgendes Funktional: $\frac{\int_{|x|>0.5} |c(x)|^2}{\int_{|x|>\infty} |c(x)|^2}$.

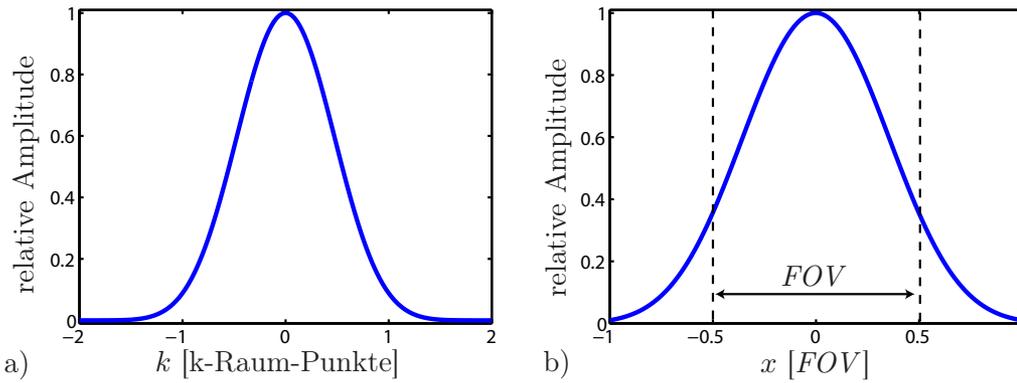


Abb. 3.11: 1D Kaiser-Bessel-Funktion (a) und ihre Fourier-Transformierte (b). Die Kaiser-Bessel-Funktion besitzt eine endliche Weite (hier: $W = 4,0$; $\beta = 18,555$) und trotzdem weisen die Seitenbänder ihrer Fourier-Transformierten eine geringe Intensität auf.

Tab. 3.2: Optimale Werte für den Parameter β der Kaiser-Bessel-Funktion in Abhängigkeit der Fensterweite W [Jackson et al., 1991]. Die Werte β_{1xOS} gelten für die Interpolation auf ein Gitter, dessen Gitterabstand gerade dem Kehrwert des gewählten Gesichtsfeldes entspricht. Bei einem Gitter mit halben Maschenabstand (d.h. es erfolgt eine zweifache Überabtastung) sind die Werte β_{2xOS} optimal.

W	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
β_{1xOS}	1,998	2,393	3,380	4,205	4,911	5,757	6,629	7,430
β_{2xOS}	6,688	9,138	11,525	13,909	16,273	18,555	-	-

3.3.3 Wahl der Gittermaschenweite

Im letzten Abschnitt wurde bereits erläutert, dass die Seitenbänder der Fourier-Transformierten der Wichtungsfunktion zu Einfaltartefakten führen. Dieser Einfluss der Seitenbänder ist in Abbildung 3.12a dargestellt.

Durch *gridding* auf ein Gitter mit verringerter Maschenweite können die Einfaltungen reduziert werden. Die Wahl eines Gitters, dessen Punkte im k -Raum dichter liegen als dies das Gesichtsfeld erfordert, nennt man Überabtastung (engl. *oversampling* - OS). In Abbildung 3.12b ist der Effekt einer zweifachen Überabtastung (2 x OS) dargestellt. Dies führt zu einem größeren effektiven Gesichtsfeld (vgl. Kapitel 2.3.1.1). Damit falten die Replikate der Fourier-Transformierten Wichtungsfunktion weniger stark in das Gesichtsfeld ein. Nach der Fourier-Transformation kann der äußere Teil des Bildes und damit auch ein Großteil der Einfaltungs-Artefakte verworfen werden. Der Nachteil der Überabtastung ist der zusätzliche Speicher- und Rechenaufwand, der kubisch mit dem *oversampling*-Faktor ansteigt. Für die Rekonstruktion von nichtkartesischen Bilddaten wurde in dieser Arbeit immer eine zweifache Überabtastung verwendet.

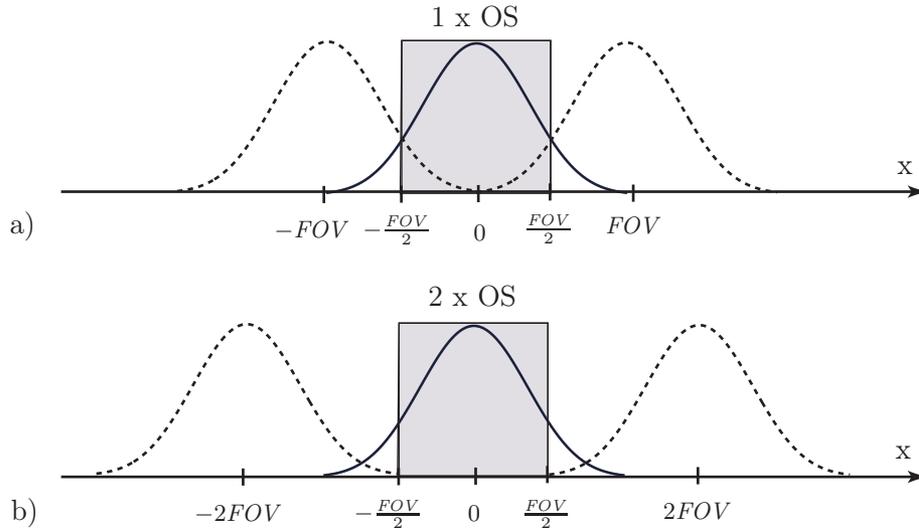


Abb. 3.12: Vergrößerung des effektiven Gesichtsfeldes durch die Wahl eines Gitters mit der halben Maschenweite. Dargestellt ist jeweils die Fourier-Transformation der Wichtungsfunktion, sowie ihre ersten Replikate (gestrichelt). a) Rekonstruktion auf ein Gitter, bei dem die Maschenweite gerade dem Kehrwert des gewünschten Gesichtsfeldes entspricht. b) Rekonstruktion auf ein Gitter mit halber Maschenweite (2 x OS; OS: oversampling). Die Überabtastung führt dazu, dass die ersten Replikate der Fourier-Transformierten Wichtungsfunktion weniger stark in das Gesichtsfeld einfallen.

3.3.4 Dichtekompensation

Bei radialer Auslese des k -Raums sind die Rohdaten nicht isotrop im k -Raum verteilt (vgl. Kapitel 3.2.2). Wird dies bei der Bildrekonstruktion nicht berücksichtigt, so kommt es im Ortsraum zu einer Faltung mit der Fourier-Transformation der Abtastdichte-Verteilungsfunktion und damit zu starken Verwischungen im Bild. Deshalb muss bei der *data-driven* Rekonstruktion eine nichtisotrope Verteilung der Datenpunkte durch eine sogenannte Dichtekompensation korrigiert werden. Man unterscheidet zwischen zwei Möglichkeiten der Dichtekompensation:

1. **Präkompensation:** Vor dem eigentlichen *gridding*-Prozess erfolgt eine Wichtung jedes gemessenen Datenpunktes mit einer Dichtekompensationsfunktion $\rho(k_x, k_y, k_z)$. In Erweiterung von Gleichung 3.11 ergibt sich damit für das auf das kartesische Gitter interpolierte Signal:

$$S_{\text{Gitter}}(k_x, k_y, k_z) = \left[\frac{1}{\rho(k_x, k_y, k_z)} S(k_x, k_y, k_z) \cdot A(k_x, k_y, k_z) * C(k_x, k_y, k_z) \right] \cdot {}^3\text{III}(k_x, k_y, k_z) \quad (3.17)$$

Die Funktion $\rho(k_x, k_y, k_z)$ muss vor dem *gridding*-Prozess bekannt sein oder berechnet werden.

2. **Postkompensation:** Hierbei erfolgt die Korrektur im Anschluss an den eigentlichen *gridding*-Prozess:

$$S_{\text{Gitter}}(k_x, k_y, k_z) = \frac{1}{\rho(k_x, k_y, k_z)} \left[S(k_x, k_y, k_z) \cdot A(k_x, k_y, k_z) * C(k_x, k_y, k_z) \right] \cdot {}^3\text{III}(k_x, k_y, k_z) \quad (3.18)$$

Bei der Postkompensation muss die Dichtekompensation nicht vorher bekannt sein, sondern kann während dem *gridding*-Prozess berechnet werden. Sie wird daher insbesondere bei komplexen Trajektorienformen verwendet, bei denen eine Berechnung der Dichtekompensationsfunktion vor dem *gridding*-Prozess zu aufwändig ist.

Im Idealfall wird die Präkompensation verwendet. Damit können insbesondere große Änderungen der Abtastdichte aufgelöst werden die auf einer Skala stattfinden, die kleiner ist als die Fensterweite der Wichtungsfunktion. Solche großen Änderungen der Abtastdichte treten insbesondere bei radialer k-Raum-Auslese im Zentrum des k-Raums auf. Daher wurde für die Bildrekonstruktion der in dieser Arbeit verwendeten radialen Sequenzen eine Präkompensation verwendet.

Berechnung der Dichtekompensationsfunktion

Bei einer radialen Auslese des k-Raums ist die Abtastdichte im Zentrum größer als in den Außenbereichen. Dies muss durch eine Dichtekompensationsfunktion korrigiert werden. In der Literatur wurden verschiedene Verfahren beschrieben, mit denen die für die Präkompensation notwendige Dichtekompensationsfunktion berechnet werden kann [Pipe und Menon, 1999; Pipe, 2000; Qian et al., 2002].

Für geometrisch einfache Abtastfunktionen, wie die in dieser Arbeit verwendete dreidimensionale radiale k-Raum-Auslese, lässt sich analytisch ein Volumen angeben, das jedem Abtastpunkt zugeordnet werden kann. Aus dem Volumen der Kugelschale, die alle Abtastpunkte eines bestimmten Radiuses enthält, lässt sich bei isotroper Verteilung der radialen Projektionen (d.h. Strahlen vom k-Raum-Zentrum nach außen) das jedem Abtastpunkt zugeordnete Volumen berechnen, indem das Kugelschalenvolumen durch die Anzahl der Projektionen N geteilt wird. Für die Dichtekompensationsfunktion, die proportional zu den Volumina der jeweiligen Zellen sein muss, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$V_i = \begin{cases} \frac{(k_1+k_2)^3}{N} & \text{für } i = 1 \\ \frac{(k_i+k_{i+1})^3 - (k_i+k_{i-1})^3}{N} & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.19)$$

k_i gibt dabei den Abstand des i -ten k-Raum-Punktes vom Zentrum an (vgl. Abbildung 3.13). Für den zweidimensionalen Fall ist diese Vorgehensweise schematisch in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Abtastpunkte müssen dabei nicht äquidistant auf einer Projektion verteilt sein. Damit ist gewährleistet, dass die obige Dichtekompensationsfunktion auch bei radialen Trajektorien, deren Auslesegeschwindigkeit nicht konstant ist, angewendet werden kann. Insbesondere wird damit auch berücksichtigt, dass bei trapezförmiger Gradientenschaltung der radiale Abstand zweier Abtastpunkte im k-Raum-Zentrum kleiner ist als im Außenbereich. Dies ist der Fall, da die Datenaufnahme in der Regel mit Beginn der trapezförmigen Auslesegradienten geschaltet wird, um kurze Echozeiten zu erreichen.

3.3.5 Filterung des Rohdatensignals

Um ein höheres SNR zu erreichen, oder sogenannte *Gibbs-Ringing*-Artefakte⁸ zu unterdrücken, können Filterfunktionen angewendet werden. Hierzu wird häufig ein sogenannter Hanning-Filter

⁸ *Gibbs-Ringing*-Artefakte entstehen durch Kanten, an denen hohe Veränderungen in der Signalintensität auftreten. Dies ist ein typisches Verhalten von Fourierreihen an Sprungstellen, das zu Über- und Unterschwingern in der Signalintensität führt. Dies liegt daran, dass an Sprungstellen nur eine punktweise Konvergenz vorliegt und keine gleichmäßige Konvergenz.

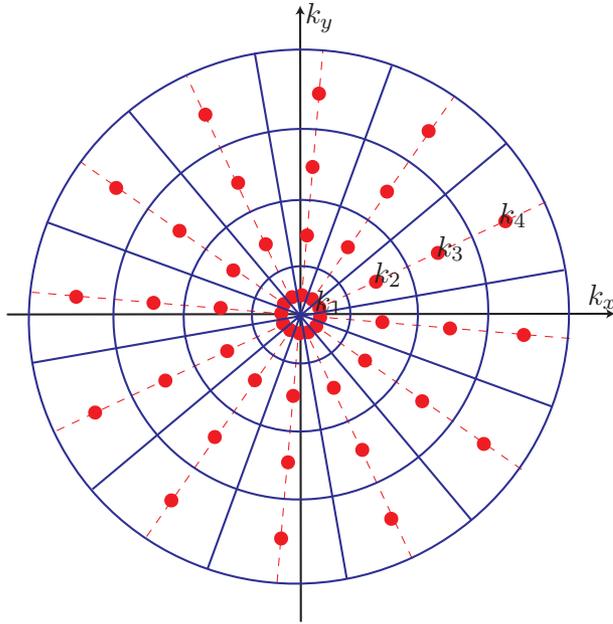


Abb. 3.13: Zweidimensionale schematische Darstellung der Berechnung der Dichtekompensationsfunktion. Jedem Abtastpunkt (rot) ist eine Fläche (blaue Begrenzung) zugeordnet. Im dreidimensionalen Fall wird entsprechend jedem Abtastpunkt ein Volumen zugeordnet.

verwendet:

$$F_{Hanning} = \frac{1 + \cos\left(\frac{2\pi k}{W_H}\right)}{2} = \cos^2\left(\frac{2\pi k}{W_H}\right) \quad (3.20)$$

k gibt dabei den radialen Abstand vom k -Raum-Zentrum an und W_H charakterisiert die Weite des Filters. Durch Filterfunktionen, die zusammen mit ihrer ersten Ableitung bei $k = \pm k_{max}$ verschwinden, lassen sich *Gibbs-Ringing*-Artefakte gut unterdrücken [Haacke et al., 1999]. Dies ist gleichbedeutend mit einer Filterweite $W_H = 2k_{max}$. Für die Fourier-Transformation der Hanning-Funktion erhält man bei obiger Filterweite:

$$f_{Hanning} = \frac{1}{2}\delta(x) + \frac{1}{4}[\delta(x - \Delta x) + \delta(x + \Delta x)] \quad (3.21)$$

Damit ergibt sich im Ortsraum eine Mittelung, bei der benachbarten Punkte jeweils mit zur Signalintensität beitragen.

3.3.6 Gridding-Prozess (Zusammenfassung)

Der in den letzten Abschnitten beschriebene *gridding*-Algorithmus wurde auf der Grundlage der Vorarbeiten von Amann, M. [2000], Nielles-Vallespin, S. [2004] und Lohberger, F. [2006] für die Bildrekonstruktion der in dieser Arbeit verwendeten nichtkartesischen Messesequenzen erweitert. Die Bildrekonstruktion wurde in der Programmiersprache Matlab (Mathworks, Natick, USA) implementiert und erfolgt dabei nach folgendem Schema:

1. Die Signalintensitäten $S(\mathbf{k}_i)$ der Rohdatenpunkte werden durch die Dichtekompensationsfunktion $\rho(\mathbf{k}_i)$ dividiert (falls Präkompensation gewählt wird). Man erhält die korrigierte Signalintensität $S_\rho(\mathbf{k}_i)$.
2. Ist eine Filterung gewünscht, um ein höheres SNR zu erreichen, so werden die Rohdatenpunkte mit einer Filterfunktion (z.B. Hanning-Filter) multipliziert. Alternativ kann eine Filterfunktion auch unmittelbar vor der FFT auf dem kartesischen Gitter angewendet werden.

3. Die Menge aller kartesischen Gitterpunkte $\mathbf{g}_j = (g_{x,j}, g_{y,j}, g_{z,j})$, die innerhalb eines Würfels der Kantenlänge W um \mathbf{k}_i liegen, wird berechnet.
4. Für jeden kartesischen Gitterpunkt \mathbf{g}_j wird die Wichtungsfunktion $C(\Delta k_x, \Delta k_y, \Delta k_z)$ (Kaiser-Bessel-Funktion) bzgl. des Abtastpunktes \mathbf{k}_i berechnet.
5. Die korrigierte Signalintensität $S_\rho(\mathbf{k}_i)$ wird mit der Wichtungsfunktion $C(\Delta k_x, \Delta k_y, \Delta k_z)$ multipliziert und zur Signalintensität am Gitterpunkt \mathbf{g}_j addiert.
6. Im Falle von Postkompensation wird der Wert der Wichtungsfunktion $C(\Delta k_x, \Delta k_y, \Delta k_z)$ in einer separaten Matrix $D(\mathbf{g}_j)$ gespeichert.
7. Dieser Prozess wird für alle gemessenen Datenpunkte wiederholt.
8. Wird Postkompensation verwendet, so wird die kartesische Signalmatrix $S(\mathbf{g})$ durch $D(\mathbf{g})$ dividiert. Man erhält das Ergebnis $S_D(\mathbf{g})$.
9. Den Bilddatensatz erhält man durch eine schnelle Fourier-Transformation (FFT) aus der kartesischen Signalmatrix $S_D(\mathbf{g})$.
10. Das Bild wird durch die Fourier-Transformation der Wichtungsfunktion dividiert.
11. Wurde *oversampling* verwendet, so können die überschüssigen Bildpunkte verworfen werden.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Vergleich asymmetrische FLASH-Bildgebung/ 3D radiale k-Raum-Auslese

In Kapitel 2 wurden bereits die grundlegenden Probleme angesprochen, die mit der ^{23}Na -MRT verbunden sind. Aufgrund der schnellen transversalen Relaxation des Signals werden Aufnahmetechniken benötigt, die sehr kurze Echozeiten ermöglichen. In diesem Abschnitt wird eine kartesische 3D-FLASH-Sequenz mit asymmetrischer k-Raum-Auslese (vgl. 3.2.1) mit einer 3D-RAD-Technik (vgl. Kapitel 3.2.2) verglichen. Beide Techniken ermöglichen deutlich kürzere Echozeiten als konventionelle kartesische Sequenzen.

Abbildung 4.1 zeigt die Ergebnisse von Messungen mit der kartesischen 3D-FLASH-Sequenz und der 3D-RAD-Sequenz am Kopf eines gesunden Probanden. Es wurde eine 3D-FLASH-Sequenz mit asymmetrischer k-Raum-Auslese verwendet ($asym = 0,25$). Mit einer Bandbreite

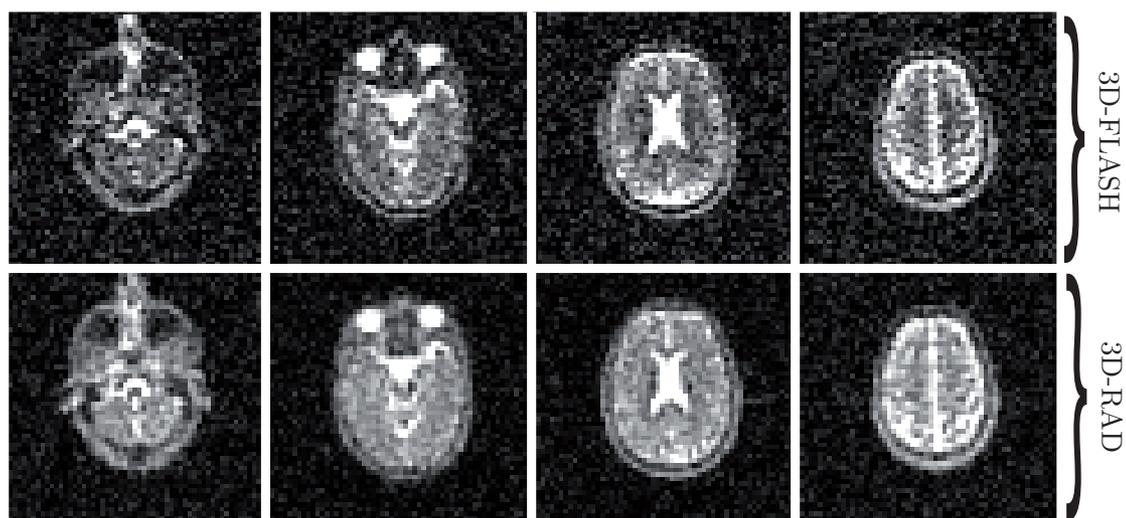


Abb. 4.1: Ausgewählte Schichten von 3D- ^{23}Na -Datensätzen. Die 3D-RAD-Sequenz (unten) liefert ein höheres SNR als die asymmetrische kartesische 3D-FLASH-Sequenz (oben). Verwendete Parameter: $TR = 15$ ms, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, $\alpha = 52^\circ$, $FOV = 280 \times 280 \times 280$ mm³, $B_0 = 3$ T, Messzeit: 12 min 34 s, 3D-FLASH: $TE = 4,82$ ms, 4 Mittelungen, 100 Hz/Pixel, $asym = 0,25$, 3D-RAD: $TE = 0,22$ ms, 12560 Projektionen, 4 Mittelungen.

von 100 Hz/Pixel konnte bei einer Auflösung von $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ eine Echozeit von $TE = 4,82 \text{ ms}$ erreicht werden. Im Gegensatz hierzu konnte mit der 3D-RAD-Sequenz eine Echozeit von $TE = 0,22 \text{ ms}$ erreicht werden. Mit der 3D-RAD-Sequenz wird ein deutlich höheres SNR als mit der 3D-FLASH-Sequenz erzielt.

Die gemessenen SNR-Werte sind in Tabelle 4.1 gezeigt. In Regionen mit langen Relaxationszeiten (z.B. Liquor-Flüssigkeit und Glaskörper der Augen) ergeben sich mit beiden Sequenztechniken keine signifikanten Unterschiede in den SNR-Werten. Dagegen wird in Regionen mit kurzen T_2^* -Relaxationszeiten (Hirngewebe) mit der 3D-RAD-Sequenz ein höheres SNR erreicht. Dies zeigt, dass für eine SNR-effiziente ^{23}Na -MRT die Verwendung von Sequenztechniken, die sehr kurze Echozeiten ermöglichen, unerlässlich ist. Daher werden im Folgenden für die ^{23}Na -MRT nur nichtkartesische Sequenztechniken verwendet, die Echozeiten von $TE < 0,5 \text{ ms}$ ermöglichen.

Tab. 4.1: Gemessene SNR-Werte der in Abbildung 4.1 gezeigten Bilder. In der Liquor-Flüssigkeit und in den Glaskörpern der Augen treten keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Sequenztechniken auf. Für Hirngewebe zeigt die 3D-RAD-Sequenz ein größeres SNR als die kartesische 3D-FLASH-Sequenz.

	Augen	Liquor	Hirngewebe
3D-FLASH	25 ± 2	16 ± 2	6 ± 1
3D-RAD	25 ± 2	17 ± 2	9 ± 1

4.2 Entwicklung einer 3D radialen k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte (DA-3D-RAD)

Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt, sind für eine SNR-effiziente Signalaufnahme Techniken notwendig, die sehr kurze Echozeiten ermöglichen. Eine solche Technik ist die 3D-RAD-Sequenz (vgl. Kapitel 3.2.2). Diese hat jedoch den Nachteil einer ungleichmäßigen Abtastung des k-Raums und ist daher im Hinblick auf das SNR nicht effizient. Im Folgenden wird die Entwicklung einer Auslesetechnik vorgestellt, die den Vorteil der kurzen Echozeiten mit dem Vorteil einer homogenen Abtastung des k-Raums verbindet.

4.2.1 Einfluss der Abtastdichte auf das Rauschen

Aus der Literatur ist bekannt, dass eine homogene Abtastdichte das Rauschen minimiert [Liao et al., 1997]. Die Theorie hierzu und die daraus resultierenden Anforderungen an das Design der Auslesetechnik werden in diesem Abschnitt erläutert.

Unter der Annahme, dass das Rauschen der aufgenommenen k-Raum-Daten einer Gauß-Verteilung mit der Varianz σ_k^2 genügt, ist die Varianz σ_i^2 im Bildraum durch folgenden Zusammenhang gegeben¹:

$$\sigma_i^2 \propto \int^{V_k} \frac{\sigma_k^2}{D(\mathbf{k})} dV_k. \quad (4.1)$$

V_k ist das abgetastete Volumen des k-Raums und $D(\mathbf{k})$ die Abtastdichte am Punkt k . Da es sich bei der Signalaufnahme um eine diskrete Abtastung handelt, müsste strenggenommen in Gleichung 4.1 das Integral durch eine Summation ersetzt werden. Da jedoch beim *gridding*-Prozess das Signal auf ein dichtes Gitter übertragen wird, ist für die hier gezeigten allgemeinen Betrachtungen die Integration ausreichend.

Die Auswirkung einer inhomogenen Abtastdichte auf das Rauschen im Ortsraum bei gleichbleibender Aufnahmezeit lässt sich durch den Effizienzfaktor

$$\eta = \frac{\sigma_{i,hom.}}{\sigma_{i,inhom.}} \quad (4.2)$$

beschreiben. Dabei ist $\sigma_{i,hom.}$ die Standardabweichung im Bildraum bei homogener Abtastung und $\sigma_{i,inhom.}$ ist der entsprechende Wert bei ungleichmäßiger Verteilung der Abtastpunkte. Eine dreidimensionale radiale k-Raum-Auslese mit der Gradientenstärke $G(k)$ führt zu folgender Abtastdichte:

$$D(k) \propto \frac{1}{4\pi k^2 G(k)}. \quad (4.3)$$

Für die in Kapitel 3.2.2 vorgestellte 3D-RAD-Sequenz ergibt sich damit unter Vernachlässigung Gradientenanstiegszeit ein Effizienzfaktor von $\eta = \sqrt{\frac{5}{9}} \approx 0,745$. D.h., durch eine theoretisch mögliche, vollständig homogene Abtastung des k-Raums ($\eta = 1$) kann das Rauschen um 25,5% reduziert und damit das SNR um 34,2% vergrößert werden. Daher ist es das Ziel, die Abtastdichte der 3D-RAD-Sequenz so anzupassen, dass eine homogenere Abtastung erreicht wird.

Um einen möglichst großen Teil des k-Raums homogen abzutasten, wurde die Gradientenform, d.h. die Geschwindigkeit der Abtastung im k-Raum, so angepasst, dass in jeder Kugelschale des

¹Dieser Zusammenhang folgt unmittelbar aus dem Parsevalschen Satz der Fourier-Theorie [Bracewell, 1999].

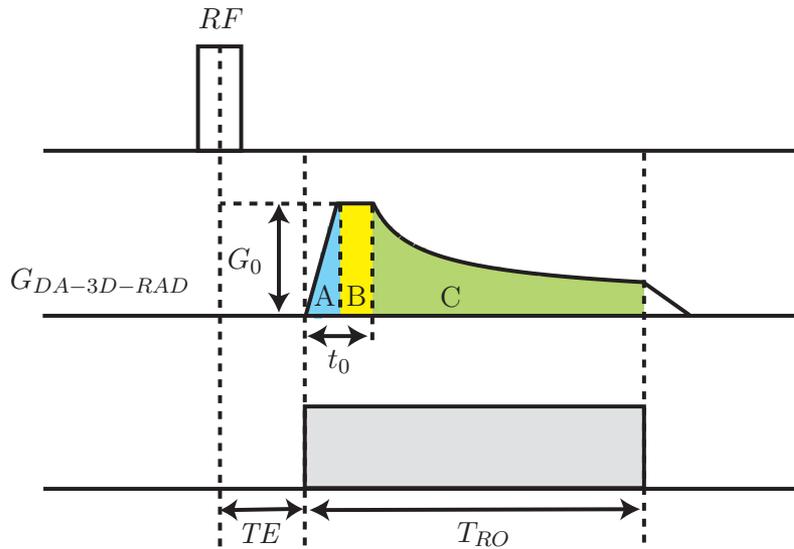


Abb. 4.2: Gradientenform der DA-3D-RAD-Sequenz. Der Auslesegradient ($G_{DA-3D-RAD}$) kann in drei Abschnitte unterteilt werden: Ramp-Bereich (A), konstanter Teil (B), Dichte angepasster Teil (C). Die Echozeit (TE) ist als die Zeitspanne zwischen der Mitte des Anregungspulses (RF) und dem Beginn der Auslese definiert.

k-Raums die über diese Kugelschale gemittelte Abtastdichte konstant bleibt. Dies ist aufgrund Hardware-bedingter Einschränkungen (Gradientenanstiegsrate und Gradientenamplitude) nur für k-Raum-Radii $k > k_0 = k(t_0)$ möglich. t_0 gibt dabei den Zeitpunkt der k-Raum-Auslese an, ab dem die Abtastdichte angepasst ist. Die Anforderungen an die Gradientenform ergeben sich aus Gleichung 4.3 und aus der Bedingung, dass für $k > k_0 = k(t_0)$ die gemittelte Abtastdichte gleich $D(k_0)$ sein soll:

$$\frac{1}{4\pi k^2 G(k)} = \frac{1}{4\pi k_0^2 G(k_0)}. \quad (4.4)$$

Mit $G(t) = \frac{1}{\gamma} \dot{k}$ ($\gamma = \frac{\gamma}{2\pi}$) ergibt sich aus obiger Bedingung die Differentialgleichung:

$$\dot{k}(t) = \gamma G_0 \frac{k_0^2}{k(t)^2}. \quad (4.5)$$

Diese Gleichung wird durch folgenden Ausdruck gelöst:

$$k(t) = \sqrt[3]{3\gamma k_0^2 G_0 (t - t_0) + k_0^3} \quad (4.6)$$

Die Gradientenstärke ist proportional zur Ableitung von Gleichung 4.6:

$$G(t) = k_0^2 G_0 (3\gamma k_0^2 G_0 (t - t_0) + k_0^3)^{-\frac{2}{3}} \quad \text{für} \quad t \geq t_0 \quad (4.7)$$

Die hieraus resultierende Form der Auslesegradienten ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Während der erste Teil (A und B) trapezförmig ist, ist der zweite Teil (C) nach Gleichung 4.7 geformt. Dies führt dazu, dass im Außenbereich des k-Raums die Geschwindigkeit der k-Raum-Trajektorie gerade so stark abnimmt, dass die mittlere Abtastdichte konstant bleibt. Die

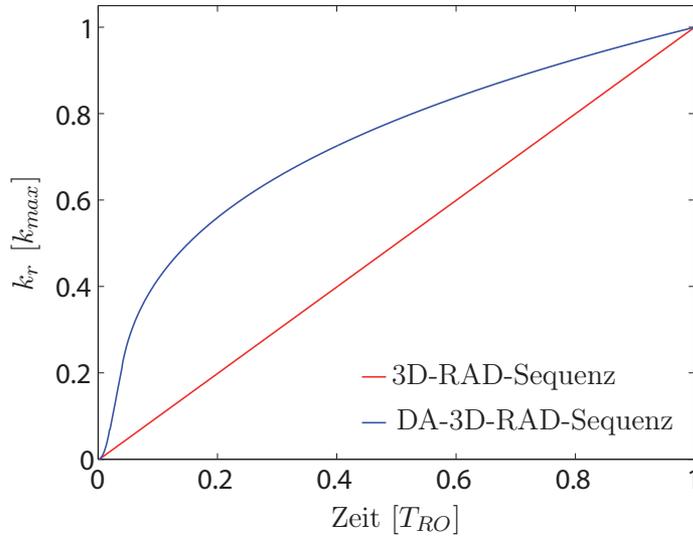


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der radialen k -Raum-Position in Abhängigkeit von der Zeit. Im Vergleich zu der konventionellen radialen Auslese werden, bei gleicher Auslesezeit (T_{RO}), bei der DA-3D-RAD-Sequenz die entsprechenden k -Raum-Positionen früher erreicht.

Berechnung der Dichtekompensationsfunktion, wie in Kapitel 3.3.4 für die konventionelle radiale Auslese beschrieben, ergibt daher für diesen Bereich einen konstanten Faktor.

Die oben beschriebene Form der Auslesegradienten führt dazu, dass die jeweiligen k -Raum-Positionen im Vergleich zur konventionellen radialen Auslese (3D-RAD) immer früher aufgenommen werden. Dies ist schematisch in Abbildung 4.3 dargestellt.

Eine Berechnung des Effizienzfaktor (Gleichung 4.2) ergibt für die oben beschriebene Auslese des k -Raums:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{\frac{36}{11} \frac{1}{f_A} p_A^6 + \frac{9}{5} \frac{1}{f_B} ((p_A + p_B)^3 - p_A^3)^2 + \frac{1}{f_C} (1 - (p_A + p_B)^3)^2}}. \quad (4.8)$$

f_A , f_B und f_C geben die Bruchteile der Auslesezeit an, die für den Anstieg des Gradienten (A), für den konstanten Teil (B) und den Teil mit der angepassten Abtastdichte (C, vgl. Abbildung 4.2) benötigt werden. p_A und p_B sind die entsprechenden Bruchteile des k -Raum-Radius. Gleichung 4.8 zeigt, dass der trapezförmige Teil des Gradienten so kurz wie möglich sein sollte, um die bestmögliche Effizienz zu erhalten.

Hardware-bedingte Einschränkungen

Die Parameter k_0 und t_0 sind nach unten durch die maximale Gradientenamplitude und die maximale Gradientenanstiegsrate beschränkt. Damit ist auch die Effizienz der k -Raum-Auslese (Gleichung 4.8) nach oben beschränkt. Für die Gradientenanstiegsrate des trapezförmigen Teils (A und B) wählt man den maximal möglichen Wert, um die Rampe so kurz wie möglich zu halten und die Effizienz zu vergrößern. Der Wert der Gradientenamplitude G_0 ist zum einen durch die maximale Gradientenamplitude des Tomographen und zum anderen durch den maximal zulässigen Betrag der Gradientenanstiegsrate nach oben beschränkt. Letztere ist proportional zur Ableitung der Gradientenstärke (Gleichung 4.7) und ist in der Praxis der limitierende Faktor. Der Betrag der Anstiegsrate nimmt beim Übergang zwischen Teil B und Teil C (Abbildung 4.2) seinen maximalen Wert an:

$$S_{B \rightarrow C} = \frac{4Res\gamma G_0^2}{p} \quad (4.9)$$

Die benötigte Anstiegsrate ist daher proportional zur Auflösung (Res) und zum Quadrat der Gradientenstärke G_0 und umgekehrt proportional zum Bruchteil p (Gleichung 4.10), des konventionell abgetasteten Bereichs.

$$p = \frac{k_0}{k_{max}} \quad (4.10)$$

Da die Gradienten eine endliche Rasterzeit ($10 \mu s$) haben, ist die Anstiegsrate in der Praxis durch den Quotienten aus der Differenz der Amplituden zweier aufeinanderfolgender Gradientenpunkte und der Gradientenraasterzeit gegeben. Die auf diese Weise definierte Anstiegsrate lässt sich mit der in Gleichung 4.7 angegebenen Gradientenstärke berechnen und ist etwas geringer als der aus Gleichung 4.9 folgende maximale Wert.

Eine weitere Einschränkung, die beachtet werden muss, ist das Nyquist Kriterium (vgl. Kapitel 2.3.1.2), welches besagt, dass der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden k-Raum-Punkten kleiner als der Kehrwert des Gesichtsfeldes sein muss, um Einfaltungartefakte zu vermeiden. Für lange Auslesezeiten ($T_{RO} \gg t_0$) kann dies zur sehr großen Datenmengen führen, da die Bandbreite der Abtastung während der Auslese nicht verändert werden kann. Daher kann es sinnvoll sein, eine kleinere Gradientenamplitude zu verwenden, als dies die Hardware des Tomographen zulassen würde (vgl. Gleichung 4.9). Dadurch kann die Bildrekonstruktion beschleunigt werden.

4.3 Simulationsmethoden

Um die entwickelte DA-3D-RAD-Messesequenz mit anderen Techniken vergleichen zu können, wurden verschiedene Simulationen durchgeführt. Damit sollen Auswirkungen unterschiedlicher Effekte, die im Experiment nur schwer getrennt voneinander betrachtet werden können, auf die Bildqualität untersucht werden. Des Weiteren sollen die Simulationen dazu beitragen, die optimalen Parameter für die verschiedenen Messesequenzen zu finden.

4.3.1 Entwicklung von 3D analytischen Phantomen

Um die Simulationen direkt mit experimentellen Messungen vergleichen zu können, wurden zwei dreidimensionale virtuelle Phantome implementiert. Dabei wurde die analytische Beschreibung der Phantome im k -Raum berechnet, so dass sie im Ortsraum den gleichen Aufbau zeigen, wie die in Kapitel 3.1.4 vorgestellten realen Messphantome. Ein ähnlicher Aufbau eines dreidimensionalen analytischen Shepp-Logan-Kopf-Phantoms aus Ellipsoiden wurde von Koay et al. [2007] vorgeschlagen.

Die in dieser Arbeit verwendeten Auflösungsphantome lassen sich aus Zylindern und Quadern verschiedener Größe und Durchmesser aufbauen. Da die Fourier-Transformation eine lineare Transformation ist [Bracewell, 1999], lassen sich die Strukturen als Überlagerung der Zylinder und Quader darstellen, wobei die einzelnen Objekte auch negative Signalintensitäten aufweisen dürfen, sofern die resultierende Signalintensität keine negativen Werte annimmt.

Die Quader lassen sich im k -Raum als Überlagerung von drei sinc-Funktionen darstellen:

$$\mathfrak{F}(\text{Quader}_n) = \rho_n \cdot \text{sinc}(2\pi k_x a_n) \cdot \text{sinc}(2\pi k_y b_n) \cdot \text{sinc}(2\pi k_z c_n) \quad (4.11)$$

Die Kantenlängen des n -ten Quaders sind durch die Parameter a_n , b_n und c_n festgelegt. ρ_n bestimmt die Signalintensität. Die Fourier-Transformation eines Zylinders lässt sich aus der bekannten Fourier-Transformation der Rechteckfunktion und der Fourier-Transformation eines Kreises [Vembu, 1961] zusammensetzen:

$$\mathfrak{F}(\text{Zylinder}_n) = \rho_n \cdot \text{sinc}(2\pi k_z c_n) \cdot \frac{I_1\left(2\pi r_n \sqrt{k_x^2 + k_y^2}\right)}{2\pi r_n \sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \quad (4.12)$$

Hierbei gibt c_n die Länge eines o.B.d.A. in z -Richtung ausgerichteten Zylinders an, r_n den Radius des Zylinders und I_1 ist die Bessel-Funktion erster Ordnung [Bronstein et al., 2008].

Die Zylinder und Quader lassen sich durch Multiplikation von Gleichung 4.11 bzw. Gleichung 4.12 mit einem entsprechenden Phasenfaktor (Gleichung 4.13) an die gewünschte Position schieben.

$$\phi_n = e^{-2\pi i(k_x \Delta x_n + k_y \Delta y_n + k_z \Delta z_n)} \quad (4.13)$$

Damit lässt sich ein Phantom, welches aus N Quadern und M Zylindern aufgebaut werden kann, im k -Raum durch folgende Funktion beschreiben:

$$S(\mathbf{k}) = \sum_{i=1}^M \mathfrak{F}(\text{Quader}_n) \cdot \phi_n + \sum_{i=M+1}^{M+N} \mathfrak{F}(\text{Zylinder}_n) \cdot \phi_n \quad (4.14)$$

Mit dieser Gleichung lassen sich für jede beliebige Trajektorienform die entsprechenden Signalintensitäten $S(\mathbf{k})$ berechnen. Damit können verschiedene Rekonstruktionsverfahren getestet werden. Die in Gleichung 4.14 angegebene Signalintensität spiegelt den Idealfall eines ungestörten Signals wieder. In der Realität auftretende Störungen lassen sich jedoch leicht berücksichtigen:

$$S_R(\mathbf{k}) = S(\mathbf{k}) \cdot \underbrace{\left(0,6 \cdot e^{-t/T_{2s}} + 0,4 \cdot e^{-t/T_{2l}}\right)}_1 \cdot \underbrace{e^{-i\Delta\omega t}}_2 + \underbrace{l \frac{1}{\tau} \cdot (\text{randn} + i \cdot \text{randn})}_3 \quad (4.15)$$

Im Folgenden werden die in Gleichung 4.15 enthaltenen Effekte beschrieben:

1. Die während der Signalauslese auftretende transversale Relaxation führt zu einer geringeren Signalintensität für Punkte, die zu einem späteren Zeitpunkt t aufgenommen werden. Dies führt zu einer Faltung im Ortsraum mit der Fourier-Transformation des Zerfallsmusters und damit zu einer Verschmierung der Signalintensität.
2. Inhomogenitäten des B_0 -Feldes führen lokal zu einer nichtresonanten Signalaufnahme und damit zu einer zusätzlichen Phase, die vom Zeitpunkt t der Signalaufnahme und der Größe der Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ abhängt. Es lassen sich somit Abtastungen simulieren, bei denen das ganze Objekt oder einzelne Teilbereiche nichtresonant abgetastet werden.
3. Zusätzlich wird berücksichtigt, dass das Signal immer von einem Störsignal überlagert ist. Hierbei erzeugt „randn“ Gauß-verteilte Zufallszahlen, und über den Faktor l kann die Größe des SNRs eingestellt werden. Außerdem wird berücksichtigt, dass das SNR von der Zeit τ , die für die Aufnahme eines Punktes benötigt wird, abhängt.

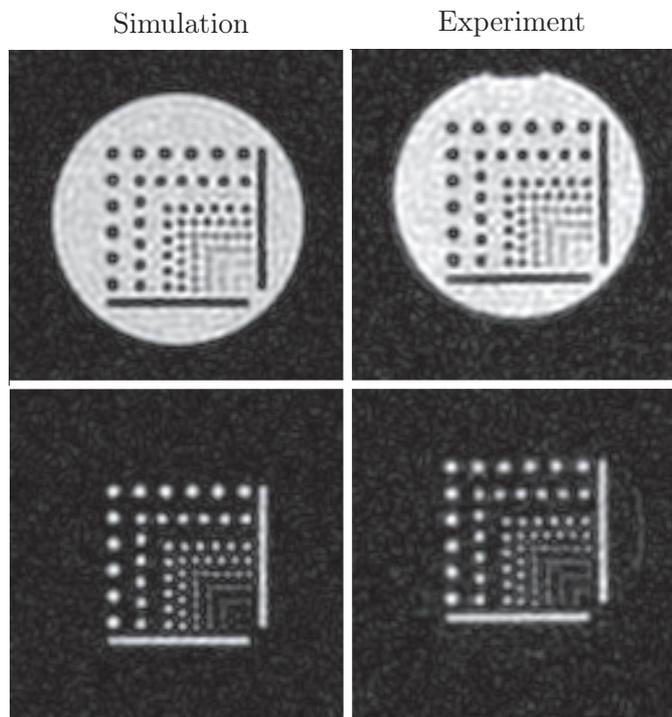


Abb. 4.4: Zwei ausgewählte Schichten des zweiseitigen Auflösungsphantoms (Phantom 1, vgl Kapitel 3.1.4). Simulation (links) und Experiment (rechts) liefern eine gute qualitative Übereinstimmung.

Die in dieser Arbeit verwendeten Phantome lassen sich aus 4 Quadern und 178 Zylindern (Phantom 1) bzw. aus 44 Zylindern (Phantom 2) aufbauen. Zwei Schichten des zweiseitigen Auflösungsphantoms aus Simulation und experimenteller Messung sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Simulation und Experiment liefern eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung.

4.3.2 Punktantwortfunktion

Eine weitere Möglichkeit, das Verhalten der verschiedenen Ausleseverfahren zu untersuchen, sind Simulationen der Punktantwortfunktionen (engl. *point spread function* - PSF). Die PSF beschreibt die Antwort eines bildgebenden Systems auf ein punktförmiges Objekt. Dieses aus der Optik bekannte Maß für die Verschmierung eines gemessenen Objektes wird auch häufig in der MRT zur Charakterisierung des Messvorgangs und der Bildrekonstruktion verwendet. Das Messsignal eines punktförmigen Objekts an der Stelle \mathbf{r}_0 kann nach Gleichung 2.112 wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}(t), t) &\propto \int_V \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) e^{-2\pi i \mathbf{k}(t) \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &\propto e^{-2\pi i \mathbf{k}(t) \mathbf{r}_0} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die inverse Fourier-Transformation dieses Ausdrucks ergibt die PSF:

$$\begin{aligned} \text{PSF} &\propto \int_V S(\mathbf{k}(t), t) e^{-i \mathbf{k} \mathbf{r}} d\mathbf{k} \\ &\propto \int_V e^{-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{r}_0} e^{-i \mathbf{k} \mathbf{r}} d\mathbf{k} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Sie hängt in dieser Form nur von der \mathbf{k} -Raum-Trajektorie \mathbf{k} ab, bzw. bei hinreichend dichter Abtastung kann die PSF durch die Fourier-Transformation des abgetasteten \mathbf{k} -Raum-Volumens approximiert werden.

Eine Berücksichtigung der transversale Relaxation führt zu einer Multiplikation von Gleichung 4.16 mit der Zerfallsfunktion. Im Ortsraum führt dies entsprechend zu einer Faltung mit der Fourier-Transformation der Zerfallsfunktion und damit zu einer Verbreiterung der PSF.

Da das gemessene Signal eine Faltung des zu untersuchenden Objektes mit der PSF darstellt, kann ihre Halbwertsbreite (engl. *full width at half maximum* - FWHM) als Maß für das Auflösungsvermögen des Messvorgangs herangezogen werden.

In dieser Arbeit wurden Simulationen der PSF durchgeführt, um das Auflösungsvermögen der beiden radialen Auslesetechniken (3D-RAD und DA-3D-RAD) in Anwesenheit transversaler Relaxation zu charakterisieren. Des Weiteren sollen die PSF Simulationen dazu dienen, die optimalen Auslesezeiten für die einzelnen Sequenztechniken zu finden.

4.4 Vergleich 3D-RAD/ DA-3D-RAD Auslese

Um die beiden radialen Auslesetechniken miteinander vergleichen zu können, wurde die SNR-Effizienz (Gleichung 4.8) experimentell überprüft. Außerdem wurden PSF-Simulationen durchgeführt. Hieraus lässt sich die optimale Auslesezeit² für die jeweilige Messsequenz bestimmen. Des Weiteren wurde das Verhalten der Sequenzen in Simulationen mit einem virtuellen Auflösungsphantom (vgl. Abschnitt 4.3.1) untersucht und mit experimentellen Messungen verglichen. Abschließend wurden die Messsequenzen dann bei *in vivo*-Anwendungen getestet.

4.4.1 SNR-Effizienz

Die SNR-Effizienzen der 3D-RAD und der DA-3D-RAD-Sequenz wurden anhand von Phantom-Experimenten miteinander verglichen.

Hierzu wurde ein kugelförmiges Phantom verwendet, welches im Vergleich zur Auslesezeit ($T_{RO} = 10$ ms) eine lange transversale Relaxationszeit ($T_2^* = 48 \pm 2$ ms) besitzt. Damit können während der Auslese auftretende Relaxationseffekte näherungsweise vernachlässigt werden und die SNR-Effizienz kann mit Gleichung 4.8 berechnet werden. Bei den Messungen wurde die t_0 -Zeit (vgl. Abbildung 4.2) variiert. Aus ihr lässt sich berechnen, wie groß der homogen abgetastete k-Raum-Bereich ist. Dabei entspricht $t_0 = 0$ ms einer theoretisch möglichen vollständigen Anpassung der Abtastdichte (K-DA-3D-RAD-Sequenz) und $t_0 = T_{RO} = 10$ ms der 3D-RAD-Sequenz. In Abbildung 4.5 sind die gemessenen SNR-Werte als Funktion der t_0 -Zeit aufgetragen und mit den theoretischen Werten für die SNR-Effizienz (vgl. Gleichung 4.8) verglichen. Die theoretischen Werte stimmen dabei gut mit den gemessenen Werten überein. Liegt die Auslesezeit im Bereich der transversalen Relaxationszeit, so können während der Auslese auftretende Relaxationseffekte nicht mehr vernachlässigt werden. In diesem Fall lässt sich das Verhalten der beiden Auslesetechniken nicht mehr ausschließlich durch Gleichung 4.8 beschreiben. Dies wird im folgenden Kapitel näher untersucht.

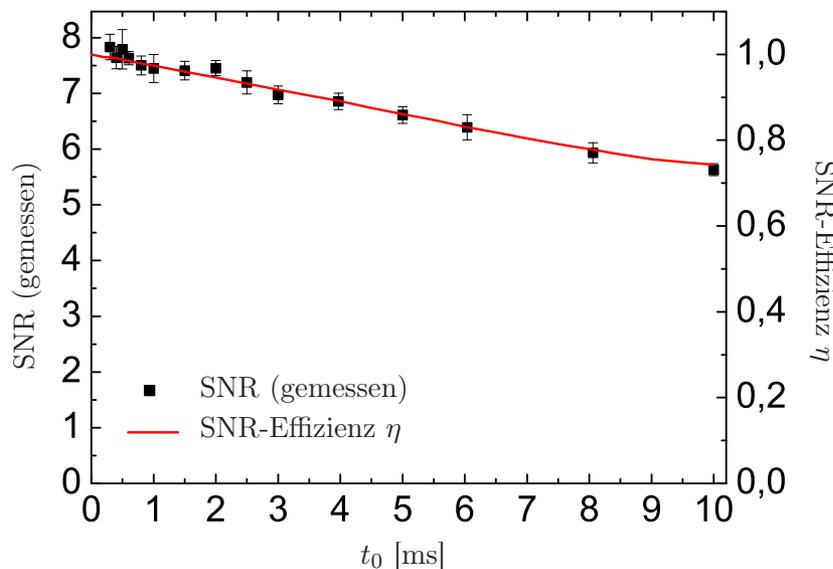


Abb. 4.5: Theoretische SNR-Effizienz η (vgl. Gleichung 4.8), sowie gemessene SNR-Werte als Funktion der t_0 -Zeit (vgl. Abbildung 4.2). Für die Messungen wurde ein kugelförmiges Phantom verwendet ($T_2^* = 48 \pm 2$ ms). Die gemessenen Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie. Parameter der Messung: $TE = 0,2$ ms, $TR = 100$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $\alpha = 82^\circ$, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, 5000 Projektionen, $B_0 = 3$ T.

²Hierbei ist die optimale Auslesezeit als die Auslesezeit definiert, bei der für ein punktförmiges Objekt das maximale SNR erreicht wird.

4.4.2 3D-RAD und DA-3D-RAD-Auslese bei schneller transversaler Relaxation

Um das Verhalten der 3D-RAD und DA-3D-RAD-Sequenzen bei schneller transversaler Relaxation untersuchen zu können, wurden Simulationen der Punktantwortfunktion, Simulationen mit einem analytischen Phantom (vgl. Abschnitt 4.3.1) und experimentelle Phantom-Messungen durchgeführt.

4.4.2.1 Simulationen der Punktantwortfunktion

Um die optimale Auslesezeit für die jeweiligen Sequenzen bestimmen zu können, wurden Simulationen der Punktantwortfunktion (vgl. Abschnitt 4.3.2) durchgeführt. Die optimale Auslesezeit wurde dabei, wie von Rahmer et al. [2006] vorgeschlagen, als die Auslesezeit definiert, bei der das SNR für ein punktförmiges Objekt maximal wird. Für größere Objekte ist sie daher ein Kompromiss aus der Maximierung des SNRs und einem noch tolerierbaren Verlust an Auflösungsvermögen durch den T_2^* -Zerfall.

Das SNR eines punktförmigen Objektes ist dabei proportional zur Amplitude der PSF und proportional zur Wurzel aus der Auslesezeit³:

$$\text{SNR} \propto \text{PSF}(0) \cdot \sqrt{T_{RO}} \quad (4.18)$$

Die Punktantwortfunktionen wurden für verschiedene Verhältnisse T_{RO}/T_2^* simuliert. Der Verlust an Auflösung durch T_2^* -Zerfall wurde dabei durch die Halbwertsbreiten der PSFs charakterisiert und das SNR aus den Amplituden der PSFs mit Gleichung 4.18 berechnet. Es wurden Simulationen für die 3D-RAD-Sequenz, die DA-3D-RAD-Sequenz und für eine DA-3D-RAD-Sequenz mit vollständig angepasster Abtastdichte (K-DA-3D-RAD-Sequenz) durchgeführt. Letztere Sequenz stellt den theoretischen Idealfall dar, der aufgrund von Hardware-Einschränkungen nicht realisiert werden kann. Für die ersten beiden Sequenzen wurden die Parameter der Auslesegradienten, wie in Tabelle 4.5 ($T_{RO} = 5$ ms) angegeben, gewählt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Amplitude der PSF bei der 3D-RAD-Sequenz stärker abnimmt als bei der DA-3D-RAD-Sequenz (Abbildung 4.6a). Die verwendete DA-3D-RAD-Sequenz führt dabei zu PSF-Amplituden, die dem Idealfall einer vollständigen Anpassung der Abtastdichte (K-DA-3D-RAD) recht nahe kommen.

Die FWHMs der PSFs stimmen für kleine Auslesezeiten ($T_{RO} < 4 \cdot T_2^*$) gut überein (Abbildung 4.6c). Für längere Auslesezeiten sind die FWHMs bei der 3D-RAD-Sequenz deutlich größer als bei der DA-3D-RAD- und bei der K-DA-3D-RAD-Sequenz. Dies bedeutet, dass bei der 3D-RAD-Sequenz, im Gegensatz zu den beiden DA-3D-RAD-Sequenzen, bei langen Auslesezeiten deutliche Verschmierungs-Artefakte auftreten.

Optimale Auslesezeit bei konstanter Repetitionszeit

Das relative SNR als Funktion der Auslesezeit, welches sich aus der Amplitude der PSF (vgl. Abbildung 4.6a) berechnen lässt, ist in Abbildung 4.6b aufgetragen. Für alle drei untersuchten Sequenztechniken gibt es eine optimale Auslesezeit, für die das relative SNR ein Maximum annimmt. Bei der DA-3D-RAD-Sequenz tritt dieses Maximum bei einer längeren Auslesezeit als bei

³Wie in Kapitel 4.2.1 gezeigt, führt eine homogenere Abtastdichte zu einem geringeren Rauschen und damit zu einem höheren SNR. Es sei angemerkt, dass dies hier nicht berücksichtigt wird.

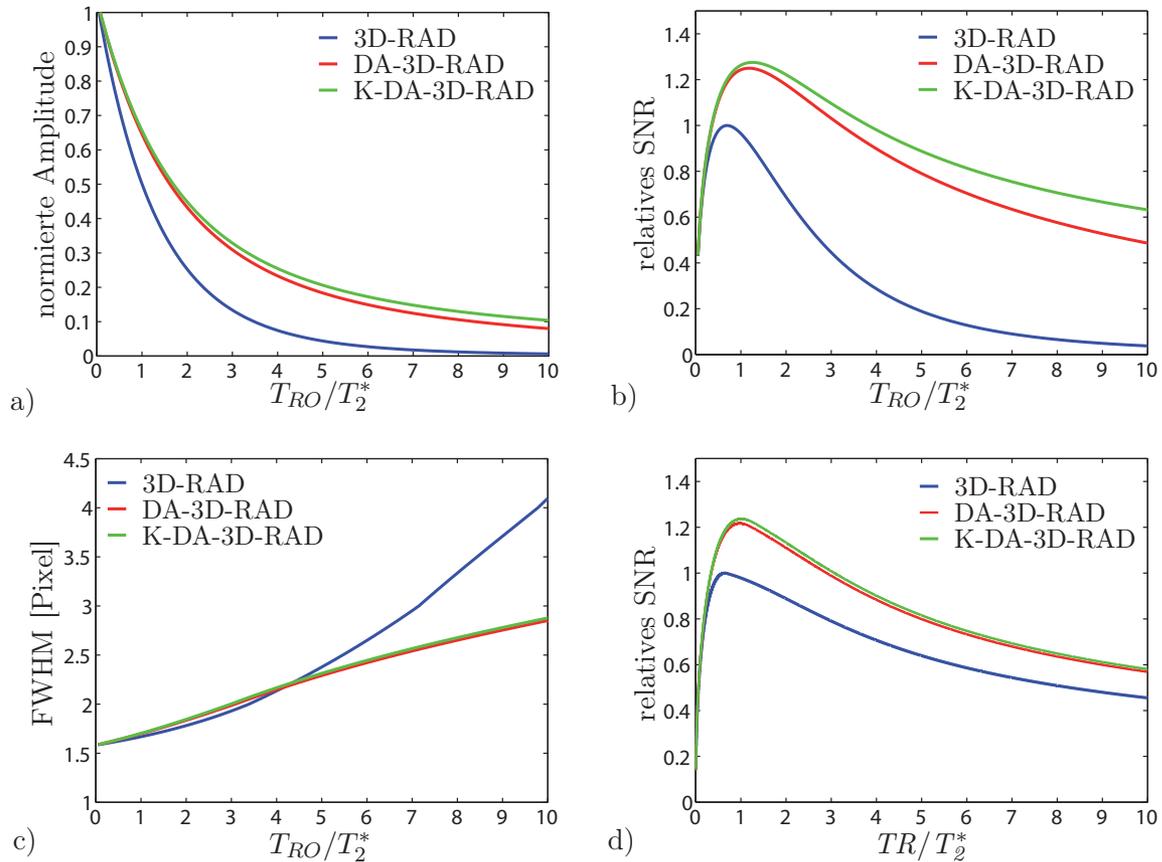


Abb. 4.6: a) Amplituden der Punktantwortfunktionen als Funktion der relativen Auslesezeit (T_{RO}/T_2^*). Die Normierung erfolgte auf die Amplitude der PSF der 3D-RAD-Sequenz ohne T_2^* -Zerfall. Die Amplitude der PSF nimmt mit zunehmender Auslesezeit bei der 3D-RAD-Sequenz deutlich schneller ab als bei der DA-3D-RAD-Sequenz.

b) Relatives SNR als Funktion der Auslesezeit bei konstanter Repetitionszeit. Die Normierung erfolgte auf das maximale SNR, das mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht wurde. Es zeigt sich, dass das SNR der DA-3D-RAD-Sequenz für alle Auslesezeiten größer ist als bei der 3D-RAD-Sequenz. Die nur theoretisch mögliche vollständige Anpassung der Abtastdichte (K-DA-3D-RAD) führt zu einem geringfügig höheren SNR im Vergleich zu der DA-3D-RAD-Sequenz.

c) FWHM der Punktantwortfunktionen als Funktion der Auslesezeit. Bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} \gtrsim 4 \cdot T_2^*$) nimmt die Verbreiterung der FWHM bei der 3D-RAD-Sequenz deutlich stärker zu als bei der DA-3D-RAD-Sequenz.

d) Relatives SNR als Funktion der Repetitionszeit. Die Simulationen wurden für $T_1 = T_2^*$ und vernachlässigbare Totzeit ($TR \approx T_{RO}$) durchgeführt. Die Normierung erfolgte auch hier auf das maximale SNR, das mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht wurde. Auch bei den jeweiligen optimalen Repetitionszeiten liefert die DA-3D-RAD-Sequenz ein größeres relatives SNR als die 3D-RAD-Sequenz.

Untersucht wurden jeweils die verschiedenen Auslesetechniken 3D-RAD (blau), DA-3D-RAD (rot) und der theoretisch mögliche Fall einer K-DA-3D-RAD-Sequenz (grün).

der 3D-RAD-Sequenz auf. Des Weiteren sind die relativen SNR-Werte der DA-3D-RAD-Sequenz bei allen Auslesezeiten größer als bei der 3D-RAD-Sequenz. Bei letzterer Technik nehmen die relativen SNR-Werte mit zunehmender Auslesezeit außerdem deutlich stärker ab als bei der DA-3D-RAD-Sequenz. Die relativen SNR-Werte für der verwendeten DA-3D-RAD-Sequenz liegen bereits recht nahe an den Werten des nur theoretisch möglichen Idealfalls der K-DA-3D-RAD-Sequenz.

Die optimalen Auslesezeiten, für die das relative SNR maximal wird, lassen sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$T_{RO} = \chi T_2^* \quad (4.19)$$

Die Parameter χ für die einzelnen Sequenzen und das dazugehörige relative SNR sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Es sei angemerkt, dass dieser Zuwachs des relativen SNRs durch eine effizientere Signalaufnahme in Anwesenheit von transversaler Relaxation erfolgt und damit auf der „Signal-seite“ zu einem größeren SNR beiträgt. Wird zusätzlich das verminderte Rauschen berücksichtigt, dass sich durch die homogenere k-Raum-Abtastung ergibt (vgl. Abschnitt 4.2.1), so erfolgt ein weiterer Zuwachs des SNRs. Beide Beiträge zusammengefasst ergeben den SNR-Gewinn, der ebenfalls in Tabelle 4.2 angegeben ist. Alle Werte sind dabei relativ zu den Optima der 3D-RAD-Sequenz angegeben. Für längere Auslesezeiten werden deutlich größere Unterschiede erreicht.

Tab. 4.2: Optimale Auslesezeiten der verschiedenen Sequenzen, ausgedrückt in Vielfachen (χ) der T_2^* -Relaxationszeit (vgl. Gleichung 4.19). Zusätzlich ist das relative SNR der einzelnen Sequenzen im Vergleich zu der 3D-RAD-Sequenz angegeben. Die Werte sind jeweils bezogen auf die Optima der einzelnen Sequenzen. Der komplette SNR-Gewinn, der sich zusammen mit der Effizienz η (vgl. Abschnitt 4.2.1) ergibt, ist ebenfalls angegeben.

Sequenz	3D-RAD	DA-3D-RAD	K-DA-3D-RAD
χ	0,69	1,18	1,26
relatives SNR	1,00	1,25	1,28
η	0,75	0,97	1,00
SNR-Gewinn	1,00	1,63	1,71

Optimale Repetitionszeit

Die im letzten Abschnitt berechnete optimale Auslesezeit wurde für eine konstante Repetitionszeit berechnet. Wie in Kapitel 2.3.4 gezeigt, erhält man für eine konstante Auslesezeit das maximale SNR bei der kürzest möglichen Repetitionszeit. Letztere ist aber durch die Länge der Auslesezeit nach unten begrenzt. Bei den in Abbildung 4.6d gezeigten SNR Werten wurden beide Ansätze kombiniert und die optimalen Parameterpaare für die Auslese- und Repetitionszeit berechnet. Bei dieser Simulation wurden gleiche Relaxationszeiten ($T_1 = T_2^*$) und eine vernachlässigbare Totzeit ($T_{RO} = TR$) angenommen. Wird eine Totzeit berücksichtigt, so verschiebt sich die optimale Repetitionszeit zu etwas größeren Werten. Die optimale Repetitionszeit, für die das SNR maximal wird, lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$TR = \lambda T_2^*. \quad (4.20)$$

Die Parameter λ für die einzelnen Sequenzen, die dazugehörigen relativen SNR-Werte und SNR-Gewinne⁴ sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Die Parameter sind für verschiedene Verhältnisse T_1/T_2^* angegeben. Die optimalen Repetitionszeiten sind etwas kürzer als die optimalen Auslesezeiten (vgl. Tabelle 4.2). Da die Auslesezeit nicht größer als die Repetitionszeit sein kann, wird bei einer gegebenen Repetitionszeit die maximal mögliche Auslesezeit gewählt. Mit steigendem Verhältnis der Relaxationszeiten T_1/T_2^* nähern sich die optimale Repetitionszeit und die optimale Auslesezeit (vgl. Tabelle 4.2) einander an.

Tab. 4.3: Optimale Repetitionszeiten TR der verschiedenen Sequenzen, ausgedrückt in Vielfachen λ der T_2^* -Relaxationszeit (vgl. Gleichung 4.20). Außerdem sind das relative SNR und der komplette SNR-Gewinn, der sich zusammen mit der Effizienz η (Gleichung 4.8) ergibt, angegeben. Die Simulationen wurden für verschiedene Verhältnisse T_1/T_2^* durchgeführt.

Sequenz	3D-RAD	DA-3D-RAD	K-DA-3D-RAD
λ ($T_1/T_2^* = 1$)	0,64	0,97	1,01
relatives SNR ($T_1/T_2^* = 1$)	1,00	1,22	1,24
SNR-Gewinn ($T_1/T_2^* = 1$)	1,00	1,60	1,66
λ ($T_1/T_2^* = 2$)	0,68	1,10	1,17
relatives SNR ($T_1/T_2^* = 2$)	1,00	1,24	1,26
SNR-Gewinn ($T_1/T_2^* = 2$)	1,00	1,62	1,69
λ ($T_1/T_2^* = 4$)	0,69	1,16	1,23
relatives SNR ($T_1/T_2^* = 4$)	1,00	1,25	1,27
SNR-Gewinn ($T_1/T_2^* = 4$)	1,00	1,63	1,70

Optimale Auslesezeit bei bi-exponentieller Relaxation

Die in Abbildung 4.6 gezeigten Simulationen wurden für mono-exponentielle Relaxation durchgeführt. *In vivo* liegen jedoch durch unterschiedliche Gewebekompartimente immer mehrere Relaxationszeiten vor. Des Weiteren ist in Bereichen, in denen die Beweglichkeit der Natriumionen eingeschränkt ist, das Relaxationsverhalten bi-exponentiell (vgl. Kapitel 2.2.3). Daher wurde in Abbildung 4.7 das relative SNR für bi-exponentielle T_2^* -Relaxation aufgetragen. Es wurden Signalanteile von 60% kurzer (T_{2s}^*) und 40% langer Relaxationskomponente (T_{2l}^*) angenommen. Die in Abbildung 4.6b dargestellten relativen SNR-Werte liegen auf der Diagonalen.

Die DA-3D-RAD-Sequenz liefert für alle Verhältnisse T_{2s}^*/T_{2l}^* höhere relative SNR-Werte als die 3D-RAD-Sequenz. Das SNR-Optimum kann für alle Sequenzen nur bei mono-exponentieller Relaxation erreicht werden. Weicht die transversale Relaxation stark von einem mono-exponentiellen Verhalten ab, so kommt es bei der 3D-RAD-Sequenz zu einem deutlichen Signalverlust. Im Vergleich hierzu fallen die Signaleinbußen bei der DA-3D-RAD-Sequenz gering aus. Des Weiteren liefert die DA-3D-RAD-Sequenz nur geringfügig schlechtere SNR-Werte im Vergleich zu der K-DA-3D-RAD-Sequenz. In Tabelle 4.4 ist das SNR für verschiedene Verhältnisse von langer zu kurzer Relaxationskomponente (T_{2l}^*/T_{2s}^*) relativ zu dem Optimum der 3D-RAD-Sequenz angegeben. Der Effizienzfaktor η ist bei den in Abbildung 4.6 gezeigten Simulationen nicht berücksichtigt. Eine Berücksichtigung würde einen zusätzlichen SNR-Gewinn der Sequenzen mit angepasster Abtastdichte zeigen.

⁴Der SNR-Gewinn beinhaltet den zusätzlichen Beitrag durch die homogenere k-Raum-Abtastung.

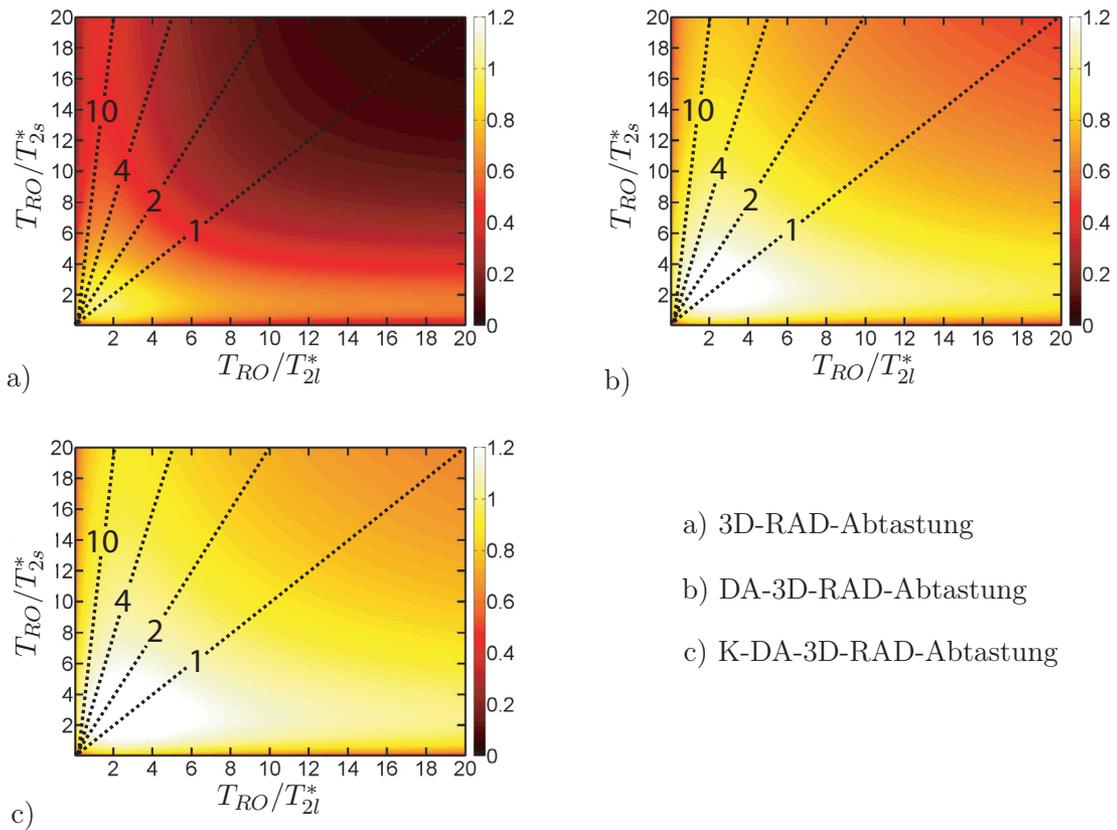


Abb. 4.7: Relatives SNR für bi-exponentielle transversale Relaxation. Es wurden Signalanteile von 60% kurzer (T_{2s}^*) und 40% langer Relaxationskomponente (T_{2l}^*) angenommen. Die relativen SNR-Werte liegen auf einer Geraden mit der Steigung T_{2l}^*/T_{2s}^* . Exemplarische Geraden sind für verschiedene Verhältnisse eingezeichnet. $T_{2l}^*/T_{2s}^* = 1$ entspricht mono-exponentiellem Zerfall. Es zeigt sich, dass auch bei bi-exponentieller Relaxation die DA-3D-RAD-Sequenz (b) einen deutlich größeren Parameterbereich, in dem vergleichsweise hohe relative SNR-Werte erreicht werden, aufweist als die 3D-RAD-Sequenz (a). Die DA-3D-RAD-Abtastung liegt dabei bereits nahe am theoretisch möglichen optimalen Fall einer vollständig angepassten Abtastdichte (c).

Tab. 4.4: Optimale Auslesezeiten für bi-exponentielle transversale Relaxation nach Abbildung 4.7 ($T_{RO} = \alpha T_{2l}^*$). Das SNR für ein punktförmiges Objekt ist relativ zu dem Optimum der 3D-RAD-Sequenz angegeben.

T_{2l}^*/T_{2s}^*	3D-RAD		DA-3D-RAD		K-DA-3D-RAD	
	α	SNR	α	SNR	α	SNR
1	0,69	1,00	1,18	1,25	1,26	1,28
2	0,50	0,97	0,87	1,22	0,94	1,25
4	0,32	0,89	0,62	1,14	0,69	1,17
6	0,23	0,83	0,50	1,07	0,59	1,11
10	0,14	0,75	0,39	0,98	0,50	1,02

4.4.2.2 Kompromiss zwischen SNR und erreichbarer Auflösung

Die im letzten Abschnitt gezeigten numerischen Berechnungen liefern das optimale SNR für ein punktförmiges Objekt. Bei Objekten, die groß im Vergleich zur Ausdehnung⁵ der Punktantwortfunktion sind, beeinflusst der T_2^* -Zerfall nicht das SNR, vorausgesetzt die Echozeit ist ausreichend klein ($TE \ll T_2^*$). Daher führt bei ausgedehnteren Objekten eine längere Auslesezeit, als im obigen Abschnitt berechnet, zu einem höheren SNR. Allerdings ist mit einer längeren Auslesezeit auch eine Verbreiterung der PSF verbunden (vgl. Abbildung 4.6c), was eine schlechtere Auflösung zur Folge hat. Die optimale Auslesezeit ist daher immer ein Kompromiss zwischen der Maximierung des SNRs und dem noch akzeptablen Verlust an Auflösung. Dieser Einfluss der Auslesezeit auf das Auflösungsvermögen der beiden Sequenztechniken (3D-RAD und DA-3D-RAD) wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

Einfluss der Objektgröße auf die Signalintensitäten

Zunächst wurde die k-Raum-Auslese bei Anwesenheit von mono-exponentieller T_2^* -Relaxation unter idealisierten Bedingungen simuliert, d.h. der Einfluss von Rauschen und von Magnetfeldinhomogenitäten wurde vernachlässigt. Dazu wurde ein analytisches Phantom mit 18 Zylindern verschiedener Durchmesser D implementiert, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben. Der Aufbau des analytischen Phantoms ist schematisch in Abbildung 4.8 gezeigt. Dabei haben alle Zylinder die gleiche Signalintensität. Die k-Raum-Auslese wurde für verschiedene Verhältnisse von Auslesezeit zu Relaxationszeit (T_{RO}/T_2^*) simuliert.

Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Zylinder mit den kleinen Durchmessern ($D < 8$ mm) zeigen bereits bei vernachlässigbarer T_2^* -Relaxation ($T_{RO}/T_2^* = 0$) eine reduzierte Signalintensität gegenüber den anderen Zylindern. Dies ist auf Partialvolumen-Effekte⁶ zurückzuführen. Des Weiteren sind *Gibbs-Ringing*-Artefakte bei den Zylindern mit den größeren Durchmessern sichtbar. Bei vernachlässigbarer T_2^* -Relaxation treten keine Unterschiede in der Bildqualität zwischen der 3D-RAD und der DA-3D-RAD-Sequenz auf. Bei den nach Abbildung

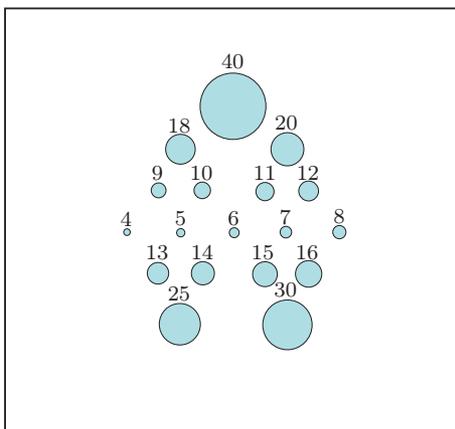


Abb. 4.8: Analytisches Phantom mit Zylindern verschiedener Durchmesser. Die Durchmesser der einzelnen Zylinder sind in Millimetern angegeben.

⁵Strenggenommen besitzt die PSF eine unendliche Ausdehnung. Ab einem bestimmten Abstand vom Zentrum der PSF ist ihre Amplitude jedoch so stark abgefallen, dass ihr Einfluss vernachlässigt werden kann. Dies ist der Fall, wenn das Integral über den Außenbereich der PSF gegenüber dem Integral über den inneren Bereich vernachlässigt werden kann.

⁶Liegt nur ein Teil des Voxels im Bereich der abzubildenden Struktur, so bekommt das Voxel anteilmäßig Signal von der Struktur und vom Hintergrund. Ist das Hintergrundsignal kleiner als das Signal des abzubildenden Objekts, so erhält auch das Voxel eine entsprechend geringere Signalintensität.

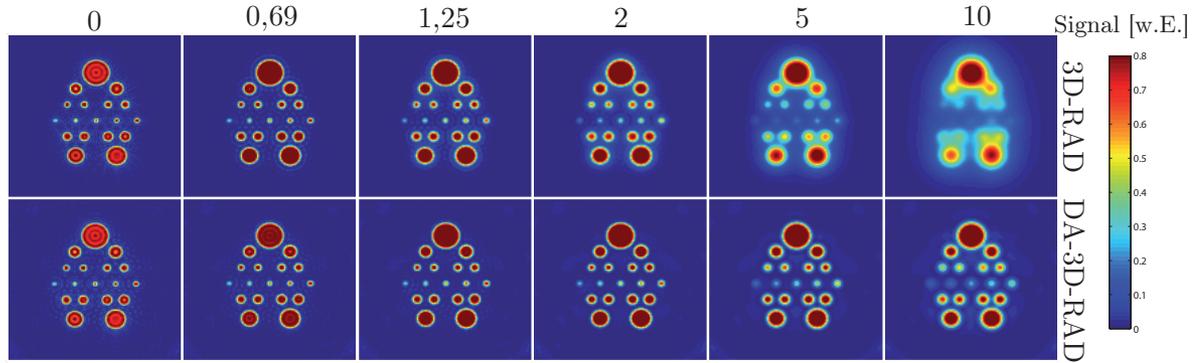


Abb. 4.9: Simulation des Einflusses von T_2^* -Relaxation auf das Auflösungsvermögen der beiden radialen Auslesetechniken. Es wurde die k -Raum-Auslese eines analytischen Phantoms, wie in Abbildung 4.8, simuliert. Es sind Querschnitte durch die Zylinder gezeigt. Bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} = 5 \cdot T_2^*$ u. $10 \cdot T_2^*$) treten insbesondere bei der 3D-RAD-Sequenz auch bei größeren Objekten ($D = 13 - 20$ mm) deutliche Abnahmen der Signalintensitäten auf. Verwendete Parameter: 13000 Projektionen, FOV = $256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte interpoliert. Die Zahlen oberhalb den Bildern geben die Verhältnisse T_{RO}/T_2^* an. Für die Auslesegradienten wurden die in Tabelle 4.5 ($T_{RO} = 5$ ms) angegebenen Parameter verwendet.

4.6b optimalen Auslesezeiten ($T_{RO} = 0,69 \cdot T_2^*$ (3D-RAD) bzw. $T_{RO} = 1,25 \cdot T_2^*$ (DA-3D-RAD)) sind noch keine signifikanten Abnahmen der Signalintensitäten der kleinen Zylinder im Vergleich zu dem Idealfall $T_{RO}/T_2^* = 0$ zu erkennen. Bei den etwas längeren Auslesezeiten ($T_{RO}/T_2^* = 1,25$ (3D-RAD) bzw. $T_{RO}/T_2^* = 2$ (DA-3D-RAD)) ist bereits eine leichte Abnahme der Signalintensitäten der kleinen Zylinder (mittlere Reihe) zu erkennen. Bei den beiden langen Auslesezeiten ($T_{RO}/T_2^* = 5$ bzw. $T_{RO}/T_2^* = 10$) treten deutliche Abnahmen der Signalintensitäten auch bei den größeren Zylindern auf. So ist bei der 3D-RAD-Sequenz und $T_{RO} = 5 \cdot T_2^*$ die Signalintensität des Zylinders mit 20 mm Durchmesser ca. 30% kleiner als die Signalintensität des großen Zylinders ($D = 40$ mm). Im Gegensatz hierzu zeigt das mit der DA-3D-RAD und der gleichen Auslesezeit aufgenommene Bild für beide Zylinder ($D = 20$ mm und $D = 40$ mm) die gleiche Signalintensität. Bei der langen Auslesezeit ($T_{RO} = 10 \cdot T_2^*$) treten bei der 3D-RAD-Sequenz sehr starke Verschmierungen auf. Die kleineren Zylinder ($D < 12$ mm) sind fast nicht mehr sichtbar. Dagegen nehmen bei dieser langen Auslesezeit zwar auch bei der DA-3D-RAD-Sequenz die Signalintensitäten der kleinen Zylinder ab, die Zylinder sind aber, mit Ausnahme der sehr kleinen Zylinder ($D = 4 - 6$ mm), noch deutlich zu erkennen.

SNR und Auflösung bei bi-exponentieller Relaxation

SNR und Auflösung bei schneller bi-exponentieller Relaxation wurden in Messungen und Simulationen mit einem Auflösungsphantom (Phantom 2) untersucht. Hierbei wurde eine konstante Repetitionszeit ($TR = 50$ ms) gewählt, und die Auslesezeiten wurden variiert ($T_{RO} = 5/10/20/30/40$ ms). So konnten die Auswirkungen der Länge der Auslesezeit auf das SNR und die Auflösung getrennt von anderen Einflüssen untersucht werden. Die weiteren Sequenzparameter sind in Tabelle 4.5 und in der Bildunterschrift von Abbildung 4.10 aufgeführt.

Bei den Simulationen wurden die gleichen Parameter wie bei den experimentellen Messungen verwendet. Das SNR der Simulationen wurde über den Parameter l (vgl. Gleichung 4.15) so eingestellt, dass es ungefähr den SNR-Werten der experimentellen Messungen entspricht. Für alle Simulationen wurde der gleiche Wert für den Parameter l verwendet. Die für die Simula-

tionen verwendeten Relaxationszeiten wurden so gewählt, dass sie ungefähr denen des realen Auflösungsphantoms (Phantom 2) entsprechen ($T_{2s}^* = 5$ ms, $T_{2f}^* = 30$ ms). Die optimalen Auslesezeiten für ein punktförmiges Objekt bei bi-exponentieller transversaler Relaxation (vgl. Tabelle 4.4) sind damit $T_{RO} = 6,9$ ms (3D-RAD) bzw. $T_{RO} = 15$ ms (DA-3D-RAD).

Tab. 4.5: Parameter der Messsequenzen der in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen. Die Notation der Parameter wurde wie in Abbildung 4.2 angegeben gewählt. p gibt den radialen k -Raum-Anteil an, der nicht homogen abgetastet wurde und η ist die SNR-Effizienz, wie in Gleichung 4.8 definiert. Die SNR-Effizienz der 3D-RAD-Sequenzen beträgt $\eta = 0,745$.

T_{RO} [ms]	5	10	20	30	40
t_0 [ms] (DA-3D-RAD)	0,20	0,25	0,50	0,70	0,85
G_0 [mT/m] (DA-3D-RAD)	15,89	9,83	4,61	3,18	2,54
p (DA-3D-RAD)	0,22	0,20	0,20	0,20	0,18
η (DA-3D-RAD)	0,97	0,99	0,99	0,99	0,99
G [mT/m] (3D-RAD)	2,23	1,11	0,56	0,37	0,28

Exemplarische Schichten sind für die Simulationen und die Experimente in Abbildung 4.10 gezeigt. Die verschiedenen Stäbe werden mit zunehmender Auslesezeit sowohl im Experiment als in den Simulationen schlechter aufgelöst. Diese Abnahme des Auflösungsvermögens ist bei der 3D-RAD-Sequenz stärker ausgeprägt als bei der DA-3D-RAD-Sequenz. Insbesondere bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} > 20$ ms) wird im Experiment eine schlechtere Auflösung als in den Simulationen erreicht.

Die SNR-Werte sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die zur SNR-Bestimmung verwendeten ROIs sind in Abbildung 4.10 eingezeichnet. Die benötigten Standardabweichungen wurden durch Differenzbildung mit einer zweiten, identischen Messung bestimmt. Der Verlauf des SNRs als Funktion der Auslesezeit zeigt dabei eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulationen und Experimenten. Auch für Auslesezeiten, die länger sind als die in Tabelle 4.4 angegebenen optimalen Werte für punktförmige Objekte, steigt das SNR deutlich an. Bei der DA-3D-RAD-Sequenz folgt das SNR bei den verwendeten Auslesezeiten dem theoretisch, bei Vernachlässigung der T_2^* -Relaxation, zu erwartenden Verlauf⁷. Bei der 3D-RAD-Sequenz fällt der Anstieg bei längeren Auslesezeiten geringer aus.

Schnitte durch die Stäbe mit 8 mm Durchmesser sind für Simulationen und Experimente in Abbildung 4.12 gezeigt. Sowohl bei den Simulationen als auch bei den experimentellen Messungen wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine bessere Auflösung der gezeigten Profile erreicht als mit der 3D-RAD-Sequenz. Insbesondere bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} = 30$ und 40 ms) treten deutliche Unterschiede zwischen den beiden Sequenztechniken auf. Wie zu erwarten, nimmt die Auflösung mit steigender Auslesezeit ab. Für Auslesezeiten, die etwas größer sind als die oben angegebenen optimalen Werte für punktförmige Objekte ($T_{RO} = 10$ ms (3D-RAD) bzw. $T_{RO} \geq 20$ ms (DA-3D-RAD)), werden die Strukturen bereits deutlich schlechter aufgelöst als bei der kürzesten verwendeten Auslesezeit ($T_{RO} = 5$ ms).

Des Weiteren wird bei den experimentellen Messungen, sowohl bei der 3D-RAD- als auch bei der DA-3D-RAD-Sequenz eine schlechtere Auflösung als bei den Simulationen erreicht. Außerdem

⁷Bei großen Objekten oder bei vernachlässigbarer T_2^* -Relaxation genügt das SNR folgender Bedingung: $SNR \propto \sqrt{T_{RO}}$.

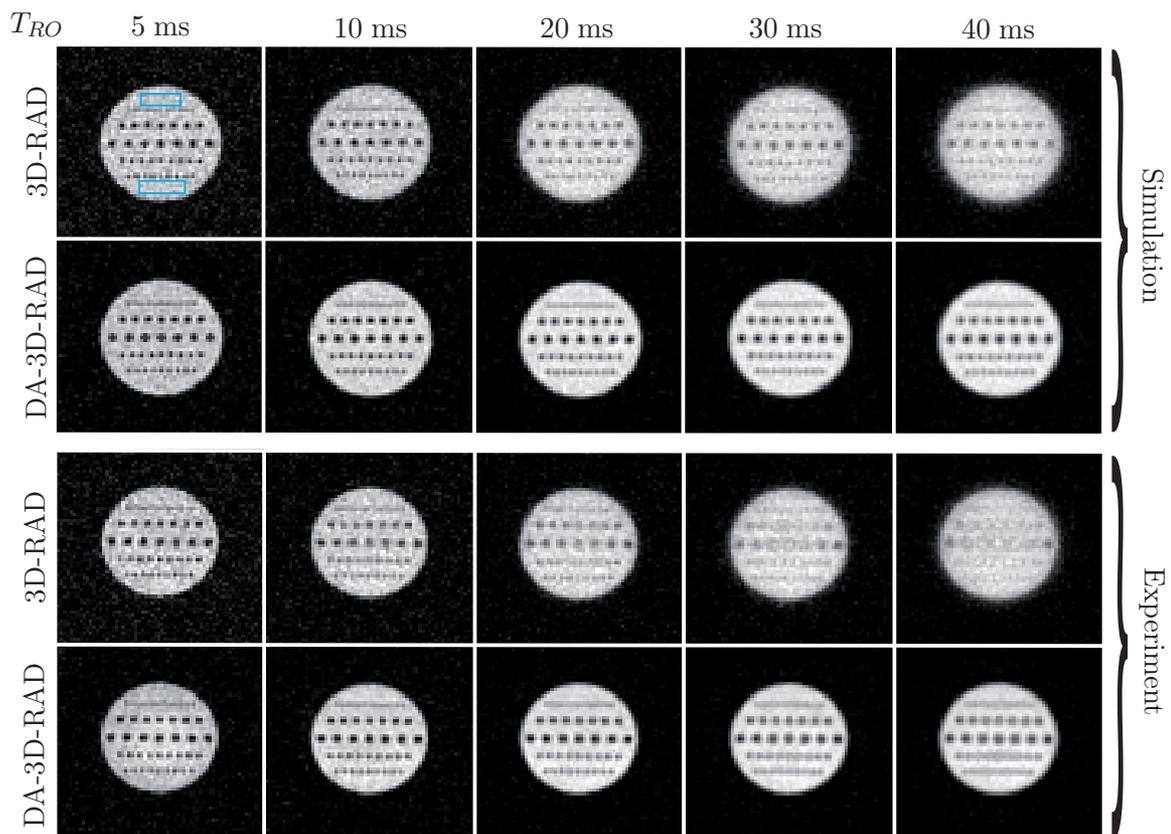


Abb. 4.10: Simulationen (oben) und experimentelle Messungen (unten) von Phantom 2 in Anwesenheit von bi-exponentieller transversaler Relaxation. Die zur SNR-Bestimmung verwendeten ROIs sind stellvertretend im ersten Bild eingezeichnet. Insbesondere bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} \geq 20$ ms) wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine deutlich bessere Auflösung der Stab-förmigen Strukturen erreicht als mit der 3D-RAD-Sequenz. Bei langen Auslesezeiten zeigen die experimentellen Messungen außerdem eine schlechtere Auflösung der Strukturen als die Simulationen. Verwendete Parameter: $TE = 0,2$ ms, $TR = 50$ ms, $T_{RO} = 5/10/20/30/40$ ms, $\alpha = 77^\circ$, $B_0 = 3$ T, 13000 Projektionen, $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, Messzeit: 10 min 50 s.

zeigen die 3D-RAD-Messungen bei den langen Auslesezeiten ($T_{RO} = 30$ und 40 ms) eine etwas schlechtere Auflösung in der Bildmitte im Vergleich zum Randbereich (Abbildung 4.10). Eine mögliche Ursache für diese Ortsabhängigkeit der Auflösung und auch für die Diskrepanz zwischen Messungen und Simulationen sind Inhomogenitäten des Magnetfeldes, die in den Simulationen nicht berücksichtigt wurden. Daher wird in Kapitel 4.4.4.1 der Einfluss von B_0 -Inhomogenitäten auf die Bildqualität der beiden Sequenztechniken näher untersucht.

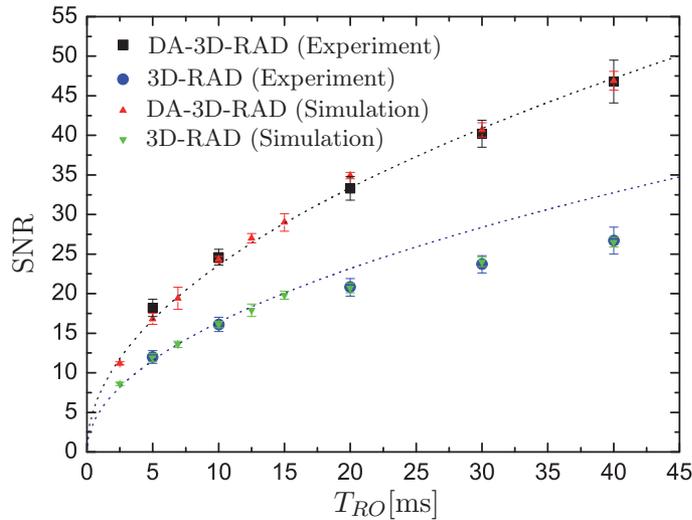


Abb. 4.11: SNR-Werte der in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen. Die beiden gestrichelt eingezeichneten Linien geben dabei den theoretisch, bei Vernachlässigung der T_2^* -Relaxation, zu erwartenden Verlauf an. Das SNR steigt dabei auch für Auslesezeiten an, die länger sind als die für punktförmige Objekte berechneten optimalen Werte ($T_{RO}^* = 6,9$ ms (3D-RAD) bzw. $T_{RO}^* = 15$ ms (DA-3D-RAD)).

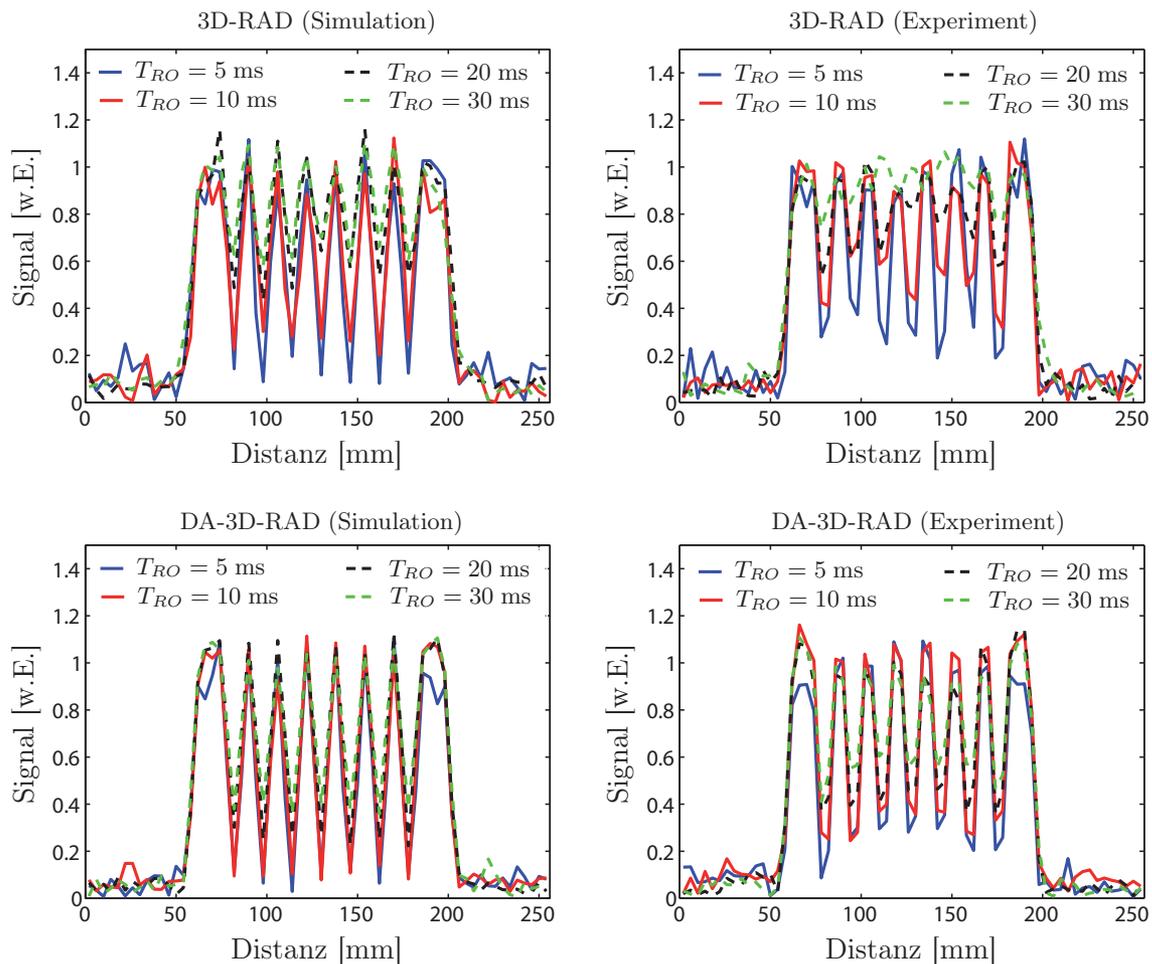


Abb. 4.12: Schnitte durch die in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen. Es ist jeweils das Profil der Stäbe mit 8 mm Durchmesser für verschiedene Auslesezeiten gezeigt. Sowohl in den Simulationen als auch in den experimentellen Messungen wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine bessere Auflösung als bei der 3D-RAD-Sequenz erreicht.

4.4.3 3D-RAD und DA-3D-RAD Auslese bei *in vivo*-Anwendungen

Um das Verhalten der Sequenzen bei *in vivo*-Anwendungen untersuchen zu können, wurden T_1 -gewichtete ^{23}Na -Bilder der Unterschenkelmuskulatur eines gesunden Probanden aufgenommen (Abbildung 4.13). Dabei wurden folgende Sequenzparameter verwendet: $TE = 0,3$ ms, $TR = 6$ ms, $\alpha = 37^\circ$, 16 Mittelungen, 14000 Projektionen und 256 Datenpunkte pro Projektion um das Nyquist-Kriterium auch in radialer Richtung zu erfüllen. Um eine isotrope Auflösung von $5 \times 5 \times 5$ mm³ zu erreichen, wurden Gradientenstärken von $G = 1,78$ mT/m (3D-RAD) und $G_0 = 12,13$ mT/m ($t_0 = 0,2$ ms; DA-3D-RAD) mit einer Auslesezeit von $T_{RO} = 5$ ms verwendet.

Außerdem wurden Bilder des Kopfes eines gesunden Probanden aufgenommen (Abbildung 4.15). Hierbei wurde der Einfluss der Auslesezeit auf die Bildqualität und das SNR untersucht. Dazu wurde die Auslesezeit variiert ($T_{RO} = 5/10/20/30/40$ ms) und alle anderen Sequenzparameter unverändert gelassen ($TE = 0,2$ ms, $TR = 50$ ms, $\alpha = 77^\circ$, 1 Mittelung, 13000 Projektionen, $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³). Die verwendeten Parameter für die Gradientenamplituden sind in Tabelle 4.5 aufgeführt. Um eine bestmögliche Vergleichbarkeit zu erhalten, wurden die einzelnen *in vivo*-Messungen ohne eine Neupositionierung des Probanden durchgeführt.

Die T_1 -gewichteten ^{23}Na -Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur sind in Abbildung 4.13 gezeigt. Die Bilder in der oberen Reihe sind mit der 3D-RAD-Sequenz aufgenommen und die Bilder in der unteren Reihe mit der DA-3D-RAD-Sequenz. Letztere zeigen ein deutlich höheres SNR als die mit der konventionellen 3D-RAD-Sequenz aufgenommenen Daten. Des Weiteren werden Details wie die Schienbeine (durch Pfeile markiert) mit der DA-3D-RAD-Sequenz besser aufgelöst.

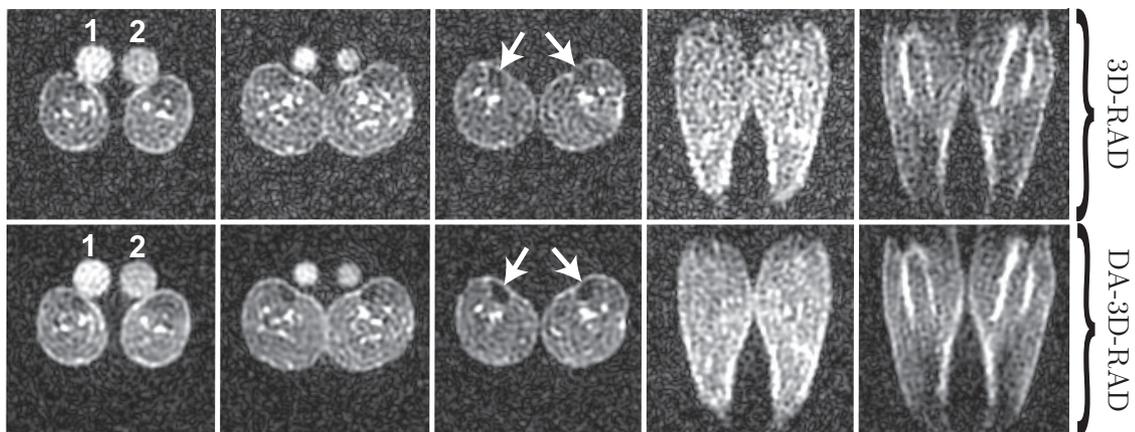


Abb. 4.13: Ausgewählte transversale und koronale Schichten von 3D T_1 -gewichteten Datensätzen, die den Unterschenkel eines gesunden Probanden zeigen. Die Bilder in der oberen Reihe sind mit einer 3D-RAD-Sequenz aufgenommen und die Bilder in der unteren Reihe mit einer DA-3D-RAD-Sequenz. Die Bilder wurden ohne Filter rekonstruiert. Referenz-Röhrchen mit 51 mmol/l NaCl ($\cong 0,3\%$) sind durch Zahlen markiert (1: NaCl-Lösung mit 5% Agarose-Gel; 2: reine NaCl-Lösung). Die mit der DA-3D-RAD-Sequenz aufgenommenen Bilder zeigen ein signifikant höheres SNR und eine bessere Auflösung von Details wie den Schienbeinen (durch Pfeil markiert). Verwendete Sequenzparameter: $TE = 0,3$ ms, $TR = 6$ ms, $T_{RO} = 5$ ms, $\alpha = 37^\circ$, 16 Mittelungen, 14000 Projektionen, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, $B_0 = 3$ T; DA-3D-RAD: $t_0 = 0,2$ ms, $G_0 = 12,13$ mT/m; 3D-RAD: $G = 1,78$ mT/m.

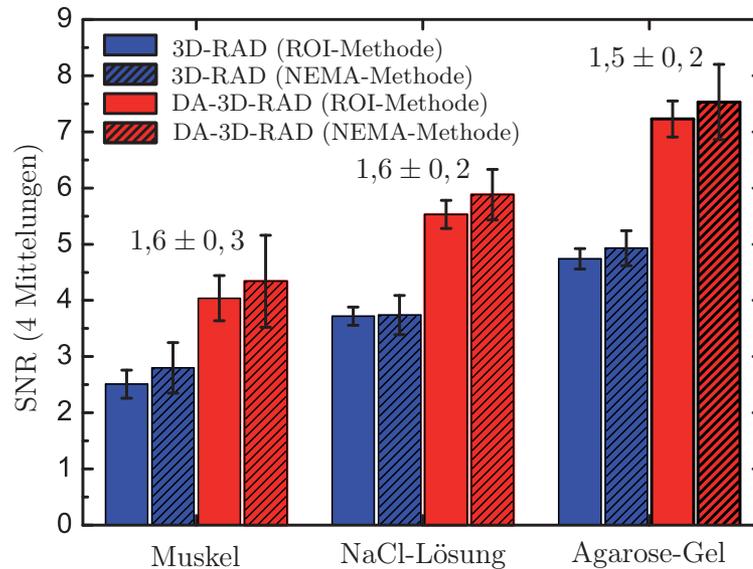


Abb. 4.14: SNR-Werte der in Abbildung 4.13 gezeigten Bilder. Die SNR-Werte wurden mit der „ROI-Methode“ sowie mit der „NEMA-Methode“ bestimmt. Die Zahlenwerte oberhalb der Balken geben den mit der „NEMA-Methode“ gemessenen SNR-Gewinn der DA-3D-RAD-Sequenz im Vergleich zur 3D-RAD-Sequenz an. Im Muskelgewebe wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz ein 1,6-fach höheres SNR erreicht.

Das SNR wurde auf zwei Arten bestimmt. Bei der ersten Methode („ROI-Methode“) wurde die Standardabweichung σ , die für die Berechnung des SNRs notwendig ist, in einer Region ohne wahrem Signal bestimmt⁸ [Gudbjartsson und Patz, 1995]. Bei der zweiten Methode („NEMA-Methode“) wurde die Standardabweichung direkt aus Differenzbildern berechnet⁹ [NEMA Standards Publication, 2001].

Die gemessenen SNR-Werte sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Im Bereich der Muskulatur erreicht die DA-3D-RAD-Sequenz ein $1,6 \pm 0,3$ fach größeres SNR als die 3D-RAD-Sequenz. Auch die Referenzröhrchen weisen bei der DA-3D-RAD-Sequenz ein $1,6 \pm 0,2$ fach (NaCl-Lösung) bzw. $1,5 \pm 0,2$ fach (Agarose-Gel) größeres SNR auf. Die nach der „NEMA-Methode“ berechneten SNR-Werte sind etwas größer als die mit der „ROI-Methode“ berechneten Werte.

²³Na-Kopf-Aufnahmen sind in Abbildung 4.15 gezeigt. Die Bilder in den oberen Reihen sind mit der 3D-RAD-Sequenz aufgenommen und die Bilder in den unteren Reihen mit der DA-3D-RAD-Sequenz. Die verwendete Auslesezeit T_{RO} nimmt von links nach rechts zu. Auch hier führt die DA-3D-RAD-Sequenz zu einer besseren Auflösung (vgl. z.B. Schädelkalotte) und zu einem größeren SNR in den nicht gefilterten Bildern. Mit zunehmender Auslesezeit nehmen insbesondere bei der 3D-RAD-Sequenz die Verschmierungs-Artefakte deutlich zu. Bei Auslesezeiten von $T_{RO} = 30$ ms und $T_{RO} = 40$ ms lassen sich mit der 3D-RAD-Sequenz die Schädelkalotte und das Hirngewebe nicht mehr getrennt voneinander auflösen. Im Gegensatz hierzu ist dies mit der DA-3D-RAD-Sequenz bei allen verwendeten Auslesezeiten möglich.

⁸Sind Artefakte in dem gewählten Bereich ohne wahrem Signal vorhanden, so wird die tatsächliche Standardabweichung überschätzt und das SNR damit unterschätzt.

⁹Da bei dieser Methode die Standardabweichung direkt durch Differenzbildung berechnet wird, ist sie weniger anfällig auf Artefakte die durch die Bildrekonstruktion entstehen. Nachteile dieser Methode sind, dass immer mehrere Mittelungen aufgenommen werden müssen und eine erhöhte Fehleranfälligkeit durch eventuelle zeitliche Veränderungen der Messbedingungen (z.B. Bewegung des Probanden) besteht.

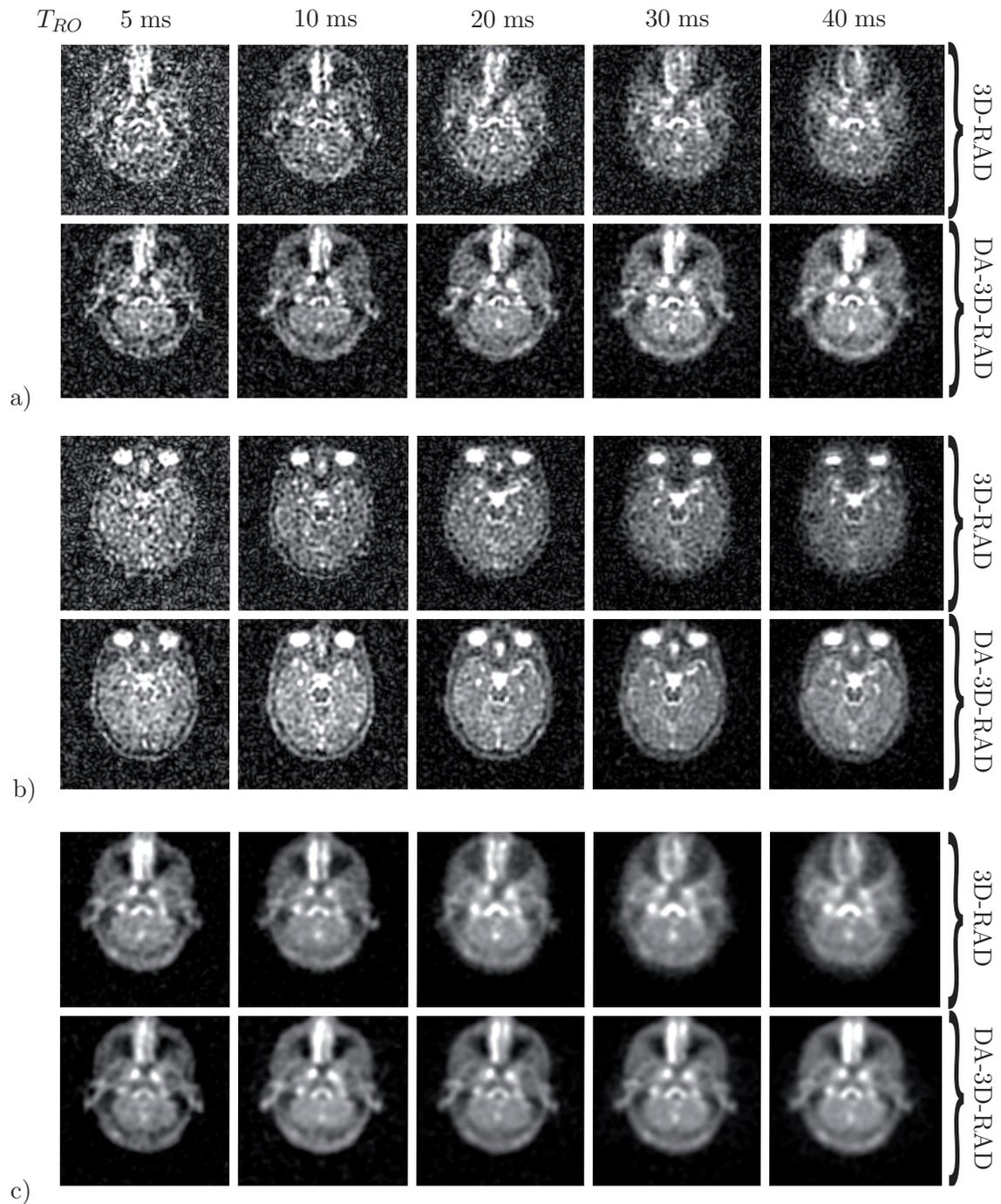


Abb. 4.15: Ausgewählte Schichten von 3D-Datensätzen des Kopfes eines gesunden Probanden. Es wurden verschiedene Auslesezeiten ($T_{RO} = 5/10/20/30/40$ ms) bei konstanter Repetitionszeit ($TR = 50$ ms) verwendet.

a), b) Bilder wurden ohne Filterung rekonstruiert. Die mit der DA-3D-RAD-Sequenz aufgenommenen Bilder zeigen ein signifikant höheres SNR.

c) Die in (a) gezeigte Schicht wurde unter Verwendung eines Hanning-Filters (vgl. Kapitel 3.3.5) rekonstruiert. Der SNR-Vorteil geht durch die Filterung verloren, da die DA-3D-RAD-Sequenz für die ungefilterte Bildrekonstruktion optimiert ist. Mit der DA-3D-RAD-Sequenz wird trotzdem eine bessere Auflösung erreicht. Verwendete Parameter: $TE = 0,2$ ms, $TR = 50$ ms, $\alpha = 77^\circ$, 1 Mittelung, 13000 Projektionen, $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, $B_0 = 3$ T. Die Parameter Gradientenstärke und t_0 -Zeit sind in Tabelle 4.5 angegeben.

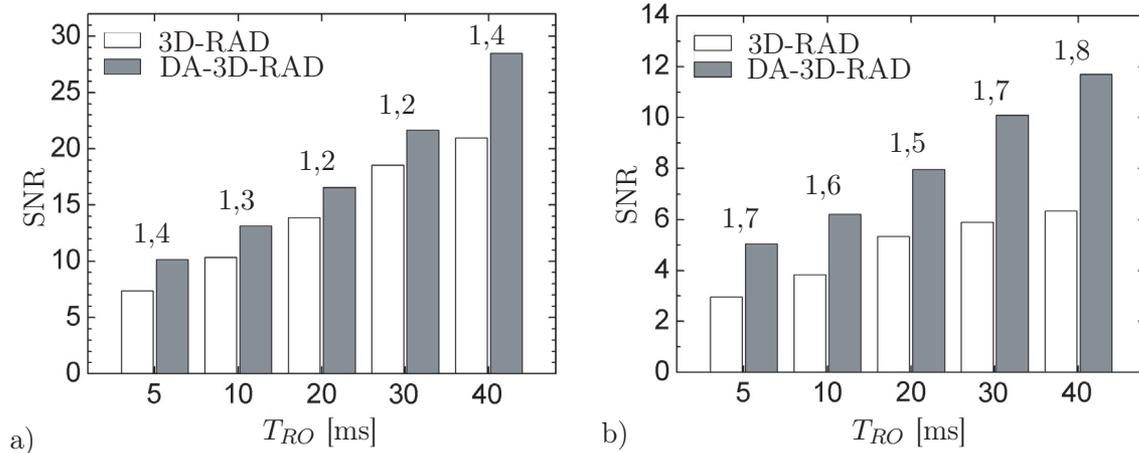


Abb. 4.16: SNR-Werte der in Abbildung 4.15 gezeigten Bilder. Die Zahlenwerte oberhalb der Balken geben den gemessenen SNR-Gewinn der DA-3D-RAD-Sequenz im Vergleich zur 3D-RAD-Sequenz an. In den Glaskörpern der Augen (a) wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz ein 1,2 bis 1,4-fach höheres SNR als mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht. Im Hirngewebe (b) ist der SNR-Vorteil der DA-3D-RAD-Sequenz deutlich größer.

In Augen und Hirngewebe gemessene SNR-Werte sind in Abbildung 4.16 gezeigt. Für alle gewählten Auslesezeiten (T_{RO}) wird bei der DA-3D-RAD-Sequenz ein deutlich größeres SNR erreicht. Die SNR-Unterschiede zwischen den DA-3D-RAD und den 3D-RAD-Aufnahmen sind in Bereichen mit kürzeren Relaxationszeiten stärker ausgeprägt (Hirngewebe) als in Bereichen mit längeren Relaxationszeiten (Glaskörper der Augen).

Wird eine gefilterte Bildrekonstruktion (d.h. Anwendung eines Hanning-Filters) verwendet, so geht der SNR-Gewinn der DA-3D-RAD-Sequenz verloren, da diese Sequenz für eine nichtgefilterte Bildrekonstruktion optimiert wurde¹⁰. Trotzdem führt die DA-3D-RAD-Sequenz auch in den gefilterten Bildern zu einer besseren Auflösung und zu weniger Verschmierungs-Artefakten (Abbildung 4.15c).

4.4.4 Artefakte bei radialer k-Raum-Auslese

Die Artefakteigenschaften von radialen Auslesetechniken unterscheiden sich zum Teil erheblich von denen der kartesischen Auslesetechniken. In den folgenden Abschnitten wird daher auf diese Besonderheiten und auf Unterschiede, die zwischen der 3D-RAD- und der DA-3D-RAD-Sequenz auftreten, eingegangen.

4.4.4.1 Einfluss von B_0 -Inhomogenitäten

Inhomogenitäten des Grundmagnetfeldes B_0 führen bei kartesischen k-Raum-Auslesetechniken zu Bildverzerrungen. Im Vergleich hierzu sind die entstehenden Artefakte bei radialen Auslesetechniken komplizierter und führen auch zu einer Verschlechterung der Auflösung [O'Donnell

¹⁰Die Verwendung eines Hanning-Filters führt bei der konventionellen 3D-RAD-Sequenz zu einem um $(21 \pm 1)\%$ höheren SNR im Vergleich zu der DA-3D-RAD-Sequenz. Dies ergaben Messungen mit einem Kugelphantom, bei denen der Einfluss von Relaxationseffekten vernachlässigt werden konnte.

und Edelstein, 1985]. In diesem Abschnitt wird der Einfluss von B_0 -Inhomogenitäten auf die Bildqualität der beiden radialen Auslesetechniken untersucht.

B_0 -Inhomogenitäten führen zu einer lokalen Verschiebung der Resonanzfrequenz und damit zu einer nichtresonanten Aufnahme einzelner Bereiche des zu untersuchenden Objektes. Dies lässt sich durch einen Phasenfaktor (Gleichung 4.21) beschreiben.

$$\Delta\Phi = e^{-2\pi i\Delta\nu(\mathbf{r})t} \quad (4.21)$$

Für das Messsignal (Gleichung 2.113) ergibt sich bei Berücksichtigung der B_0 -Inhomogenitäten folgender Ausdruck:

$$M_{xy}(\mathbf{r}) \propto \int S(\mathbf{k}(t), t) e^{2\pi i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}} e^{-2\pi i\Delta\nu(\mathbf{r})t} d\mathbf{k}. \quad (4.22)$$

Damit führen B_0 -Inhomogenitäten zu Abweichungen von der vorgegebenen k -Raum-Trajektorie. Um die daraus resultierenden Auswirkungen auf den Bildgebungsprozess genauer untersuchen zu können, wurden nichtresonante Abtastungen des ganzen Objektes betrachtet. Dies soll als Modell für Bereiche dienen, bei denen die Resonanzfrequenz signifikant von der System-Frequenz abweicht. In Simulationen lässt sich dies leicht mit dem obigen Phasenfaktor (Gleichung 4.21) berücksichtigen (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Die Simulationen wurden mit einem analytischen Phantom, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, durchgeführt. Um die Ergebnisse mit experimentellen Messungen vergleichen zu können, wurde die System-Frequenz des MR-Scanners gezielt verstellt. Vorher wurde durch die automatische Shimming-Prozedur des MR-Scanners die Magnetfeldhomogenität optimiert. Für die Simulationen und die experimentellen Messungen wurden die selben Sequenzparameter verwendet ($T_{RO} = 10$ ms, $\Delta\nu = 0$ Hz (32 Hz, 64 Hz), 14000 Projektionen, $B_0 = 3$ T, 3D-RAD: $G = 1,11$ mT/m; DA-3D-RAD: $G_0 = 9,83$ mT/m, $t_0 = 0,25$ ms).

Abbildung 4.17 zeigt die Effekte von nichtresonanten Messungen des zweiseitigen Auflösungsphantoms (Phantom 2). Abgesehen von einem größeren SNR und einer etwas besseren Auflösung bei der DA-3D-RAD-Messung, treten bei der resonanten Abtastung ($\Delta\nu = 0$ Hz), sowohl bei den Simulationen als auch bei den experimentellen Messungen, keine großen Unterschiede zwischen den beiden radialen Auslesetechniken auf. Bei einer Abweichung der Resonanzfrequenz um $\Delta\nu = 32$ Hz von der System-Frequenz¹¹, treten bei Auslese mit der konventionellen Radial-Sequenz (3D-RAD) deutliche Verbreiterungen der gemessenen Strukturen auf. Bei Teil B des Auflösungsphantoms kommt es im Bereich der Plexiglas-Stäbe teilweise sogar zu einer Umkehr der Signalintensität. Dagegen tritt bei der DA-3D-RAD Messung nur eine leichte Verschmierung der Strukturen auf. Auch bei einer Abweichung der Resonanzfrequenz um $\Delta\nu = 64$ Hz sind die entstehenden Artefakte bei DA-3D-RAD-Sequenz weniger stark ausgeprägt im Vergleich zur 3D-RAD-Abtastung. Des Weiteren liegt eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen Simulationen und experimentellen Messungen vor.

Insbesondere bei hohen Magnetfeldstärken stellen B_0 -Inhomogenitäten ein Problem für die MR-Bildgebung dar. Um diese Auswirkungen auf die *in vivo*-²³Na-MRT näher untersuchen zu können, wurden Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden bei verschiedenen Magnetfeldstärken ($B_0 = 1,5/3/7$ T) durchgeführt. Hierzu wurden die beiden Sequenztechniken 3D-RAD und DA-3D-RAD verwendet. Die Aufnahmen sind in Abbildung 4.18 gezeigt. Vor den Messungen wurde die Magnetfeldhomogenität jeweils durch die automatische Shimming-Prozeduren der MR-Scanner optimiert. Um die durch B_0 -Inhomogenitäten auftretenden Effekte besser sichtbar zu machen, wurde die Auslesezeit variiert ($T_{RO} = 5/20/40$ ms). Durch Pfeile ist der Bereich

¹¹Bei der verwendeten Feldstärke $B_0 = 3$ T entspricht dies einer Abweichung von 1 ppm.

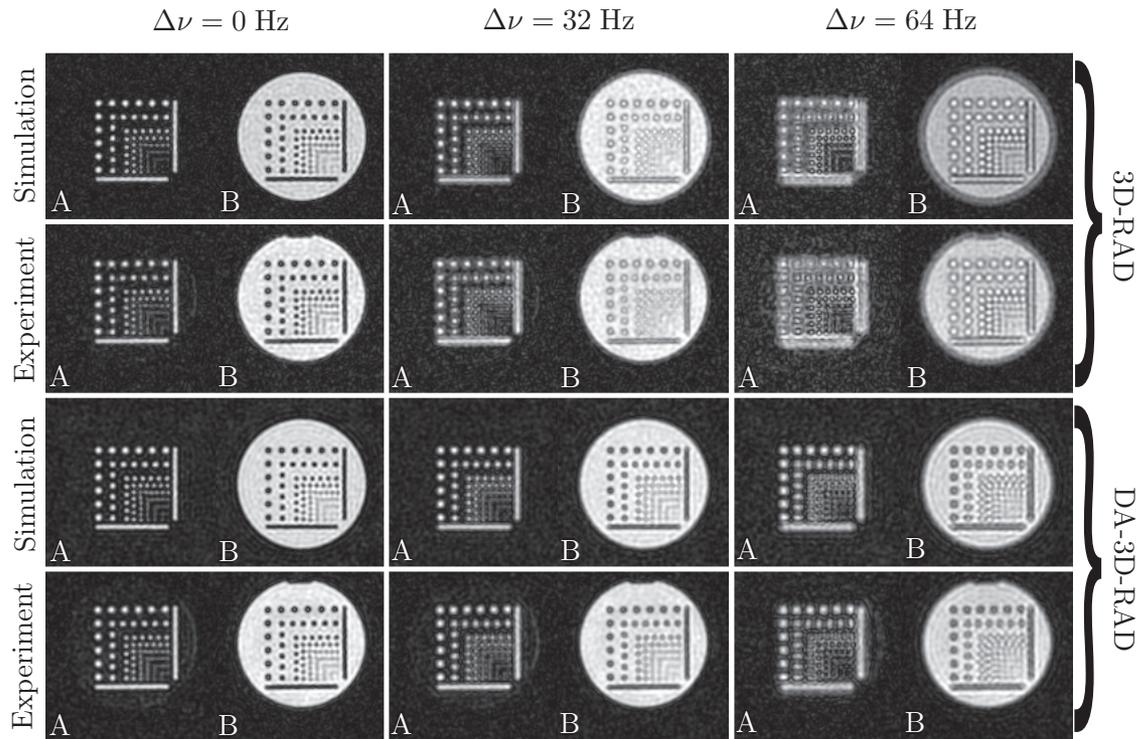


Abb. 4.17: Simulation und experimentelle Untersuchung des Einflusses von Feldinhomogenitäten auf die Bildqualität bei radialen Auslesetechniken. Abweichungen von der Resonanzfrequenz um 32 Hz und 64 Hz wurden verwendet, um die Effekte einer nichtresonanten k -Raum-Abtastung in Simulationen und Experimenten zu untersuchen. Deutlich größere Verschmierungen und Verschlechterungen der Bildqualität treten bei der konventionellen 3D-RAD-Sequenz auf. Verwendete Parameter: $T_{RO} = 10$ ms, $\Delta\nu = 0$ Hz (32 Hz, 64 Hz), 14000 Projektionen, $B_0 = 3$ T, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 128$ Bildpunkte, 3D-RAD: $G = 1,11$ mT/m; DA-3D-RAD: $G_0 = 9,83$ mT/m, $t_0 = 0,25$ ms.

der Nasennebenhöhlen markiert. Wegen den hier vorhandenen Lufteinschlüssen und den damit verbundenen Suszeptibilitätsänderungen ist dieser Bereich prädestiniert für B_0 -Inhomogenitäten. Hier weicht das lokale Magnetfeld um ca. 11 ppm vom Magnetfeld im Hirngewebe ab¹² [Shizhe Li, 1996]. Die Shimming-Prozedur kann dies nur teilweise ausgleichen.

Bei der 3D-RAD-Sequenz sind bei den beiden langen Auslesezeiten ($T_{RO} = 20/40$ ms) bereits bei $B_0 = 3$ T deutliche Auslöschungen zu erkennen. Bei $B_0 = 7$ T nehmen die Auslöschungs-Artefakte deutlich zu und sind auch bei der kurzen Auslesezeit ($T_{RO} = 5$ ms) sichtbar. Wie nach Gleichung 4.22 zu erwarten ist, nimmt das Ausmaß der Artefakte mit steigender Auslesezeit ebenfalls deutlich zu.

Bei der DA-3D-RAD-Sequenz fallen die auftretenden Artefakte deutlich geringer aus als bei der 3D-RAD-Sequenz. So ist bei $B_0 = 7$ T und $T_{RO} = 40$ ms die von Auslöschungen betroffene Region bei der DA-3D-RAD-Sequenz sogar kleiner als bei den mit der kürzeren Auslesezeit ($T_{RO} = 20$ ms) aufgenommenen Bildern und der 3D-RAD-Sequenz.

Bei einem runden und möglichst homogenen Objekt erzielt man mit der automatische Shimming-

¹²Es sei angemerkt, dass für die Stärke der auftretenden Artefakte die Abweichung $\Delta\nu$ von der Resonanzfrequenz ausschlaggebend ist. Eine bestimmte Abweichung des lokalen Magnetfeldes (angegeben in ppm) führt bei einer höheren Magnetfeldstärke entsprechend zu einer höheren Frequenzabweichung und damit zu stärkeren Bildartefakten.

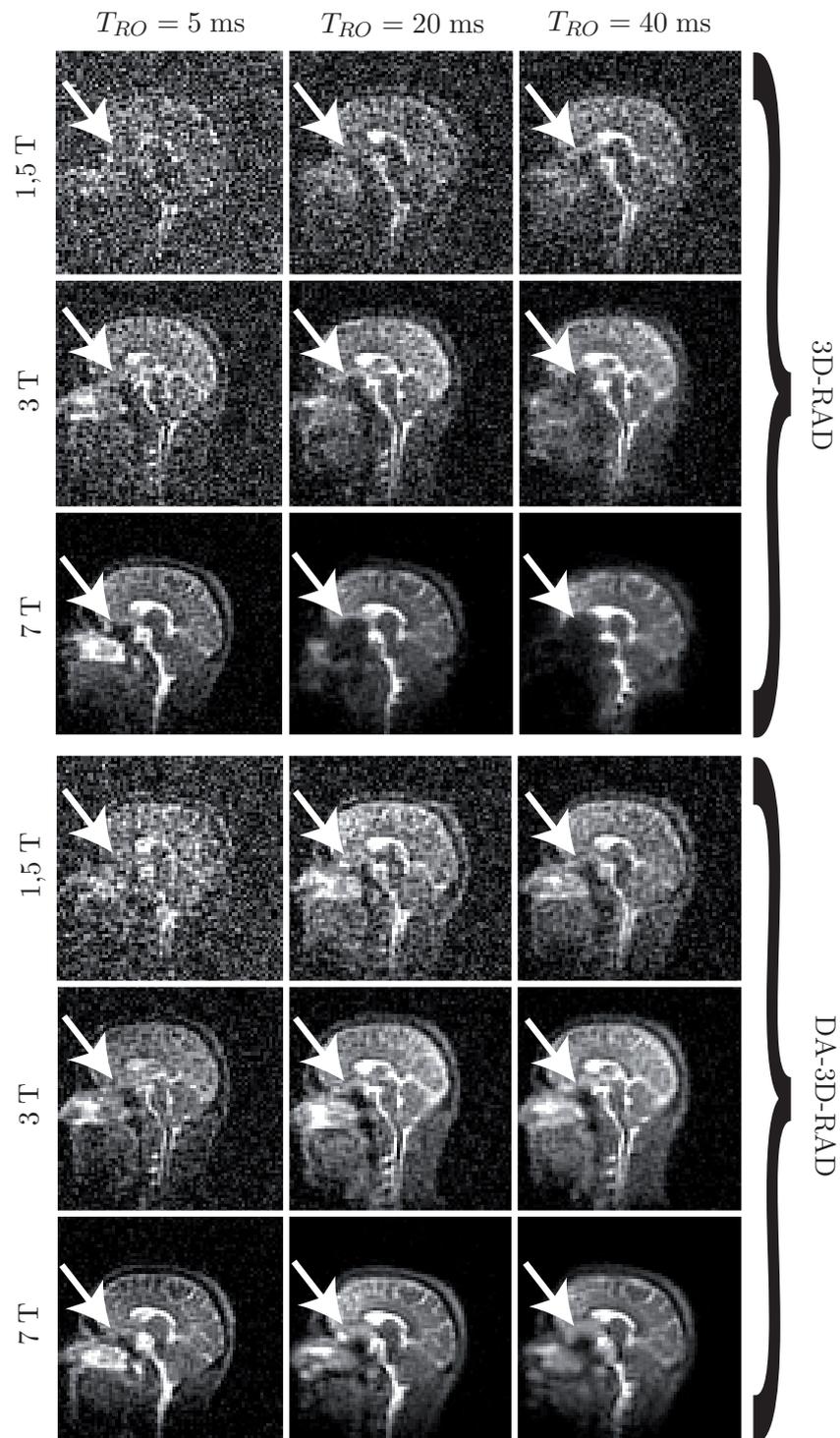


Abb. 4.18: Exemplarische sagittale Schichten von $3D\text{-}^{23}\text{Na}$ -Datensätzen vom Kopf eines gesunden Probanden, aufgenommen bei verschiedenen Magnetfeldstärken ($B_0 = 1,5/3/7\text{ T}$). Die Auslesezeit wurde variiert ($T_{RO} = 5/20/40\text{ ms}$). Insbesondere bei $B_0 = 7\text{ T}$ treten bei der $3D\text{-RAD}$ -Sequenz mit steigender Auslesezeit Auslöschungen im Bereich der Nasennebenhöhlen (siehe Pfeil) auf. Bei der $DA\text{-}3D\text{-RAD}$ -Sequenz sind diese Artefakte deutlich schwächer ausgeprägt. Verwendete Parameter: $TE = 0,2\text{ ms}$ (1,5 und 3 T), $TE = 0,5\text{ ms}$ (7 T), $TR = 50\text{ ms}$, $\alpha = 77^\circ$, 13000 Projektionen, Auflösung: $4 \times 4 \times 4\text{ mm}^3$, $FOV = 256 \times 256 \times 256\text{ mm}^3$. Die Parameter für die Gradientenstärke sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

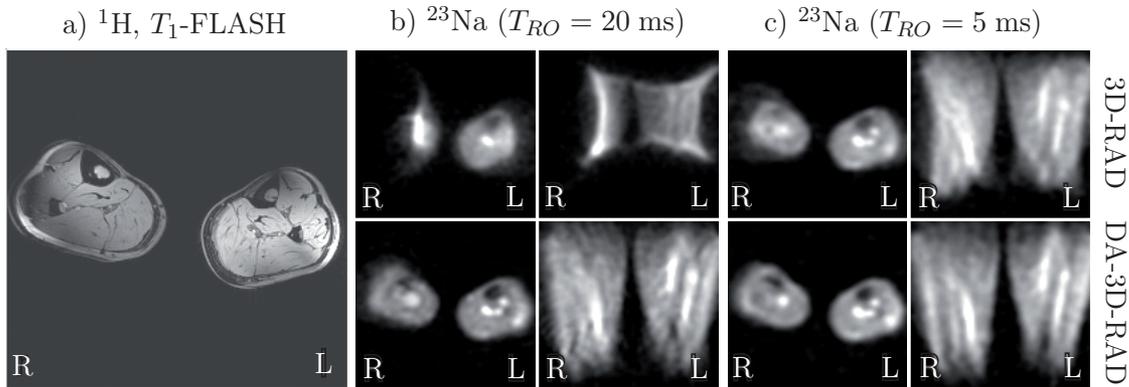


Abb. 4.19: Verschiedene Aufnahmen vom Unterschenkel eines gesunden Probanden bei $B_0 = 7$ T. Mit der kartesischen ^1H -FLASH-Sequenz wird eine gute Bildqualität erreicht (a). Im Gegensatz hierzu treten bei den radialen ^{23}Na -Auslesetechniken insbesondere beim rechten Unterschenkel deutliche Verzerrungen und Verschmierungen auf (b, c). In der oberen Reihe sind Bilder der 3D-RAD-Sequenz gezeigt und in der unteren Reihe Bilder, die mit der DA-3D-RAD-Sequenz aufgenommen wurden. Die auftretenden Artefakte sind bei der DA-3D-RAD-Sequenz geringer ausgeprägt im Vergleich zu der 3D-RAD-Sequenz.

Verwendete Parameter: a) $TE = 3,73$ ms, $TR = 10$ ms, $T_{RO} = 5$ ms, $\alpha = 25^\circ$, Auflösung: 1×1 mm², Schichtdicke: 4 mm, $FOV = 256 \times 256$ mm².

b, c) $TE = 0,5$ ms, 13000 Projektionen, $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Hanning-Filterung. b) $T_{RO} = 20$ ms, $TR = 30$ ms, $\alpha = 68^\circ$, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, auf $128 \times 128 \times 128$ Bildpunkte interpoliert. 3D-RAD: $G = 0,56$ mT/m. DA-3D-RAD: $G_0 = 4,61$ mT/m, $t_0 = 0,5$ ms, Messzeit: 6 min 30 s. c) $T_{RO} = 5$ ms, $TR = 6$ ms, $\alpha = 35^\circ$, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, auf $102 \times 102 \times 102$ Bildpunkte interpoliert. 3D-RAD: $G = 1,78$ mT/m. DA-3D-RAD: $G_0 = 10$ mT/m, $t_0 = 0,25$ ms, 4 Mittelungen, Messzeit: 5 min 12 s.

Prozedur des Tomographen die besten Ergebnisse. Eine gute Magnetfeldhomogenität für zwei Objekte gleichzeitig zu erreichen ist schwieriger als die Magnetfeldhomogenität für einen Kopf zu optimieren. Daher wurden verschiedene Datensätze von beiden Unterschenkeln eines gesunden Probanden bei $B_0 = 7$ T aufgenommen. Vor den Aufnahmen wurde die Magnetfeldhomogenität mit der automatischen Shimming-Prozedur optimiert. Danach wurden alle Messungen mit unveränderten Einstellungen für den Shim durchgeführt.

Exemplarische Schichten sind in Abbildung 4.19 gezeigt. Von B_1 -Inhomogenitäten und *chemical-shift* Artefakten abgesehen, wird mit der kartesischen ^1H -FLASH-Sequenz eine gute Bildqualität erreicht (Abbildung 4.19a). Dagegen treten bei den mit den radialen Auslesetechniken aufgenommenen ^{23}Na -Bildern deutliche Verzerrungen und Auslöschungen insbesondere im rechten Unterschenkel auf. Bei einer Auslesezeit von ($T_{RO} = 20$ ms) sind diese Artefakte bei der 3D-RAD-Sequenz so stark ausgeprägt, dass der rechte Unterschenkel fast vollständig ausgelöscht wird. Im Gegensatz hierzu fallen die Artefakte bei den mit der DA-3D-RAD aufgenommenen Bildern deutlich geringer aus. Bei der kürzeren Auslesezeit ($T_{RO} = 5$ ms) treten bei der DA-3D-RAD-Sequenz fast keine Artefakte mehr auf, dagegen führt die 3D-RAD-Technik noch zu deutlichen Verzerrungen beim rechten Unterschenkel.

4.4.4.2 Artefakte durch Unterabtastung

Wie in Kapitel 3.2.2 erläutert, sind bei der radialen k -Raum-Auslese sehr viele Projektionen notwendig, um das Nyquist-Kriterium zu erfüllen. Bei Anwendungen mit langen Repetitionszeiten kann daher die Anzahl der Projektionen durch die Messzeit limitiert sein. In diesen Fällen wird eine Verletzung des Nyquist-Kriteriums und damit Einfaltartefakte in Kauf genommen. In radialer Richtung lässt sich das Nyquist-Kriterium durch eine ausreichende Anzahl von Abtastpunkten pro Projektion erfüllen. Dies kann ohne einen zusätzlichen Bedarf an Messzeit immer erfolgen. Je nach Anzahl der Projektionen wird also immer ein innerer, kugelförmiger k -Raum-Bereich nach dem Nyquist-Kriterium abgetastet. Es findet also nur eine Unterabtastung der hohen k -Raum-Positionen statt. In Abbildung 4.20 sind die Auswirkungen einer Unterabtastung gezeigt. Da bei diesen Artefakten keine Unterschiede zwischen der 3D-RAD- und die DA-3D-RAD-Sequenz auftreten, sind nur Aufnahmen der letzteren Sequenz gezeigt.

Werden nur etwa 31% ($P = 4000$) der nach dem Nyquist-Kriterium notwendigen Anzahl an Projektionen ($P = 12868$) aufgenommen, so wird trotzdem noch eine gute Bildqualität erreicht. Wird die Anzahl der Projektionen weiter reduziert ($P = 2000$ und $P = 1000$), so treten starke Streifen-Artefakte auf.

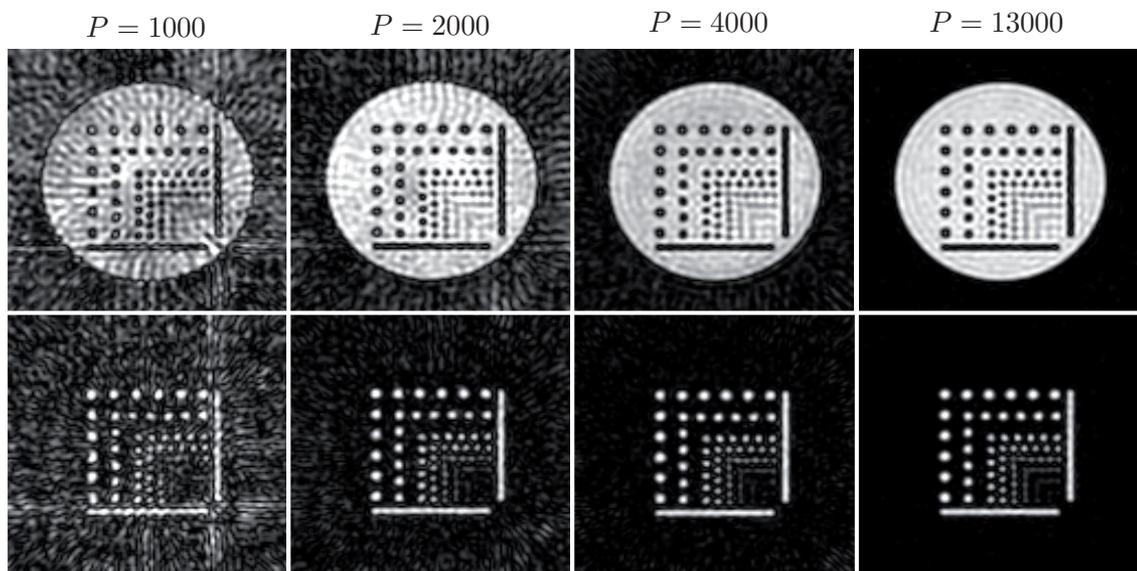


Abb. 4.20: Einfaltungs-Artefakte bei radialer k -Raum-Auslese. Gezeigt sind simulierte Aufnahmen mit unterschiedlicher Anzahl (P) an Projektionen. Um bei der verwendeten Auflösung und Größe des Gesichtsfeldes das Nyquist-Kriterium zu erfüllen, sind mindestens 12868 Projektionen notwendig (vgl. Gleichung 3.8). Auch eine deutliche Unterschreitung dieses Limits ($P = 4000$) führt noch zu einer guten Bildqualität. Werden nur 2000 Projektionen verwendet, so treten starke Streifen-Artefakte auf. Die Simulationen wurden unter idealisierten Bedingungen durchgeführt, d.h. der Einfluss von Rauschen und transversaler Relaxation wurde vernachlässigt. Verwendete Parameter: DA-3D-RAD, FOV = $256 \times 256 \times 256 \text{ mm}^3$, Auflösung: $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte.

4.4.4.3 Artefakte und *spoiler*-Gradienten

Bildartefakte können auch auftreten, wenn die verbleibende transversale Magnetisierung von vorherigen Anregung wieder refokussiert wird. Daher müssen je nach Repetitions- und Relaxationszeiten *spoiler*-Gradienten nach der Auslese geschaltet werden. Dies schränkt die Zeit, die für die Auslese zur Verfügung steht, ein. In Abschnitt 4.4.2.1 wurden optimale Repetitions- und Auslesezeiten berechnet. Maximales SNR wird dabei erreicht, wenn bei der optimalen Repetitionszeit die zur Verfügung stehende Auslesezeit vollständig genutzt wird.

Damit mehr Zeit für die Auslese vorhanden ist, wurde bei den folgenden Phantom-Experimenten, auf die *spoiler*-Gradienten verzichtet. Es wurde lediglich *RF-spoiling* durchgeführt. Die verwendeten Sequenzparameter sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. In Abbildung 4.21 sind die aufgenommenen Bilder gezeigt. Bei kurzen Repetitionszeiten wird dabei eine gute Bildqualität erreicht. Bei längeren Repetitionszeiten ($TR = 40$ ms) treten jedoch starke Artefakte auf. Bezüglich der Artefakte treten keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Sequenztechniken auf.

Das SNR wurde nach „ROI-Methode“ und nach der „NEMA-Methode“ bestimmt. Die gemessenen Werte sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Das SNR steigt, wie nach Abbildung 4.6d erwartet, mit zunehmender Repetitionszeit an¹³. Die mit den beiden Methoden bestimmten Werte stimmen für die kürzeren Auslesezeiten ($TR < 30$ ms) gut überein. Treten Artefakte auf, so wird die Standardabweichung bei der „ROI-Methode“ überschätzt und das SNR damit unterschätzt. Unterschiede in den SNR-Werten zwischen den beiden Methoden können daher als Indikator für das Auftreten von Artefakten herangezogen werden.

Diese Ergebnisse zeigen, dass insbesondere bei sehr kurzen Repetitionszeiten ($TR < T_1$) ein *RF-Spoiling* ausreichend ist und dass in diesem Fall auf die Verwendung von *spoiler*-Gradienten verzichtet werden kann. Dadurch steht insbesondere bei T_1 -gewichteten Aufnahmen (vgl. Kapitel 4.7.1.2) mehr Zeit für die Datenaufnahme zur Verfügung.

Tab. 4.6: *Verwendete Sequenzparameter der in Abbildung 4.21 gezeigten Aufnahmen. Die Werte der Gradientenstärke wurden bereits in Tabelle 4.5 angegeben.*

TR [ms]	7	12	22	32	42
T_{RO} [ms]	5	10	20	30	40
α	28°	37°	48°	56°	62°
Mittelungen	7	4	2	2	1
Messzeit	10 min 37 s	10 min 24 s	9 min 32 s	13 min 52 s	9 min 6 s

¹³Aufgrund der langen T_1 -Relaxationszeit ($T_1 \approx 55$ ms), wurde das SNR-Maximum bei den verwendeten Parametern nicht erreicht.

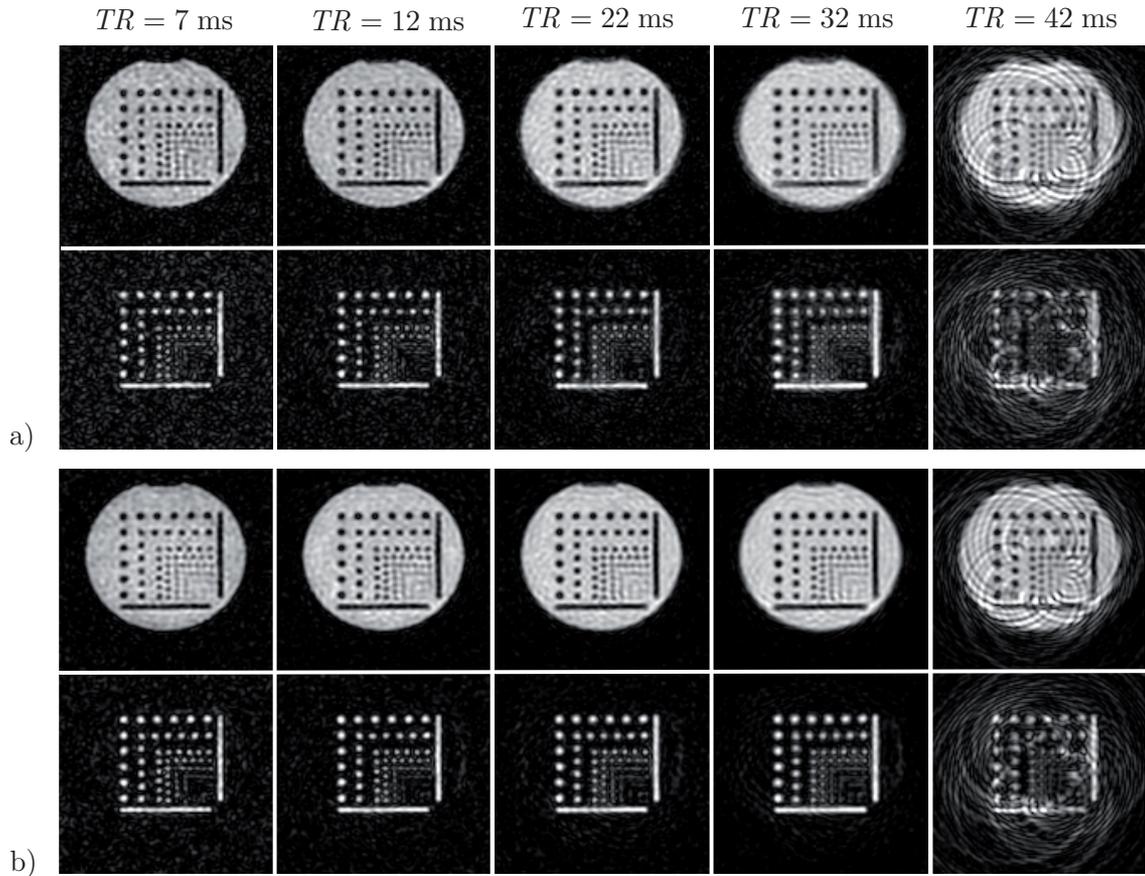


Abb. 4.21: Artefaktverhalten bei Verzicht auf spoiler-Gradienten und verschiedenen Repetitionszeiten. Bei der langen Repetitionszeit ($TR = 42$ ms) treten, im Gegensatz zu den kürzeren Repetitionszeiten, starke Artefakte auf. Es wurden jeweils 13000 Projektionen, eine Echozeit von $TE = 0,2$ ms und ein Gesichtsfeld von $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³ verwendet. Die Auflösung beträgt $4 \times 4 \times 4$ mm³. Bei der Bildrekonstruktion wurde eine Interpolation auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte durchgeführt. Die Messungen wurden bei $B_0 = 3$ T durchgeführt. Die weiteren Sequenzparameter sind in Tabelle 4.6 angegeben. a) 3D-RAD-Sequenz. b) DA-3D-RAD-Sequenz.

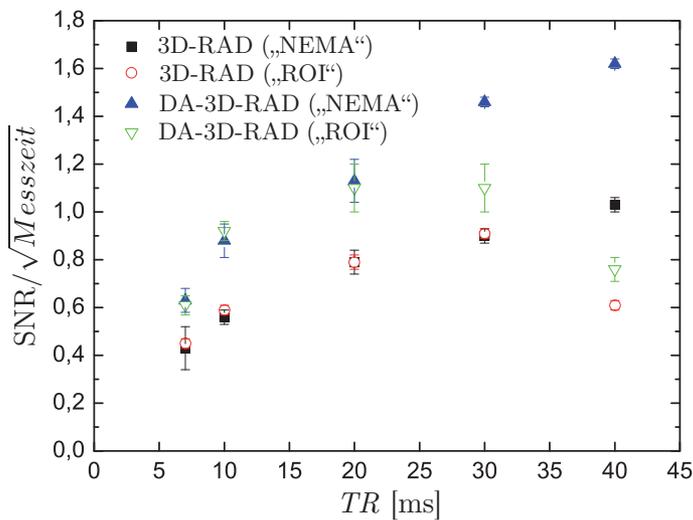


Abb. 4.22: SNR der in Abbildung 4.21 gezeigten Aufnahmen. Das SNR wurde jeweils mit der „NEMA-“ und mit der „ROI-Methode“ bestimmt. Große Abweichungen zwischen den beiden Methoden zur SNR-Bestimmung treten vor allem bei den Bildern mit Artefakten auf.

4.5 Vergleich DA-3D-RAD mit 3D spiralförmiger Auslese des k-Raums

Ein weiterer SNR-effizienter Ansatz für die ^{23}Na -MRT, der in der Literatur oft diskutiert wird, ist die Verwendung einer 3D spiralförmigen Auslese des k-Raums. Hier ist insbesondere die von Boada et al. [1997a] entwickelte TPI-Auslese (TPI - engl. *twisted projection imaging*) zu nennen. Sie stellt eine Kombination der 3D radialen und einer 3D spiralförmigen k-Raum-Auslese dar. Im k-Raum-Zentrum werden dabei bis zu einem bestimmten k-Raum-Radius $k_0 = pk_{max}$ radiale Trajektorien verwendet, und danach erfolgt eine spiralförmige Auslese, um eine homogene Verteilung der Abtastpunkte zu erzielen. Die Trajektorien befinden sich dabei auf Kegeloberflächen. Letztere lassen sich berechnen, indem die Oberfläche der k-Raum-Kugel mit dem Radius k_{max} in eine gerade Anzahl von N Ringen (Breitengrade) so unterteilt wird, dass der Abstand der Ringe gerade dem inversen FOV entspricht. Jeder Ring definiert damit einen Kegel mit einem bestimmten Öffnungswinkel θ .

Für k-Raum-Radii größer k_0 erfolgt dabei die radiale Entwicklung der k-Raum-Position nach Gleichung 4.6, wie auch bei der DA-3D-RAD-Sequenz. Wird für beide Trajektorienformen der gleiche Wert k_0 und die gleiche Auslesezeit T_{RO} verwendet, so ergibt sich auch für beide Sequenzen die gleiche SNR-Effizienz (Gleichung 4.8). Der Vorteil der TPI-Sequenz ist, dass die Anzahl der Projektionen, die notwendig ist um das Nyquist-Kriterium (Gleichung 3.8) zu erfüllen, um den Faktor p gegenüber der 3D radialen Auslese reduziert werden kann. Nachteile von TPI sind die kompliziertere Trajektorienform und eine größere benötigte Gradientenanstiegsrate. Die notwendige Gradientenanstiegsrate steigt mit dem Öffnungswinkel θ der Kegel an. Für den innersten Kegel wird dabei der größte Wert erzielt:

$$S_{max,TPI} = \frac{\gamma G_0^2 FOV}{p}. \quad (4.23)$$

Diese Anstiegsrate ist um den Faktor $\frac{FOV}{4Res}$ größer als die bei der DA-3D-RAD-Sequenz auftretende maximale Anstiegsrate (Gleichung 4.9). Da bei den verwendeten MR-Tomographen die Anstiegsrate der limitierende Faktor ist, führt dies in der Praxis bei der TPI-Sequenz zu größeren Werten p und damit zu einer geringeren SNR-Effizienz (Gleichung 4.8) und auch zu einem ungünstigeren Verhalten in Anwesenheit von schneller T_2^* -Relaxation (vgl. Kapitel 4.4.2). In Tabelle 4.7 sind die p -Werte aufgeführt, die bei den in den Abbildungen 4.10 und 4.15 gezeigten Aufnahmen verwendet wurden. Insbesondere bei den beiden kurzen Auslesezeiten ($T_{RO} = 5$ und

Tab. 4.7: p -Werte verwendeter DA-3D-RAD-Sequenzen im Vergleich zu den theoretisch möglichen minimalen Werten bei DA-3D-RAD und TPI-Sequenzen. Bei den Berechnungen wurde eine maximale Anstiegsrate der Gradienten von $S_{max} = 180$ mT/mms und ein Gesichtsfeld von $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³ angenommen.

T_{RO} [ms]	5	10	20	30	40
t_0 [ms] (DA-3D-RAD)	0,20	0,25	0,50	0,70	0,85
G_0 [mT/m] (DA-3D-RAD)	15,89	9,83	4,61	3,18	2,54
p (DA-3D-RAD)	0,22	0,20	0,20	0,20	0,18
$p_{min}(DA - 3DPR)$	0,22	0,17	0,13	0,11	0,10
$p_{min}(TPI)$	0,40	0,30	0,23	0,19	0,17

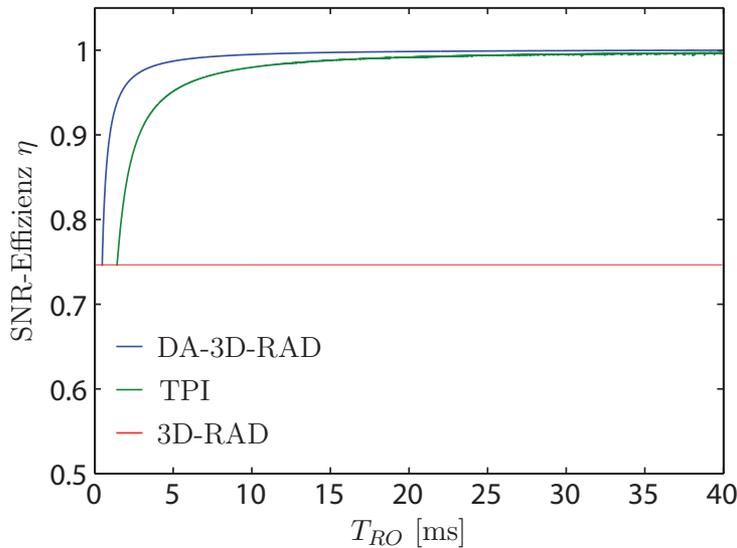


Abb. 4.23: Maximale SNR-Effizienz η (Gleichung 4.8) der verschiedenen Sequenzen als Funktion der Auslesezeit (T_{RO}), unter Berücksichtigung der maximalen Gradientenanstiegsrate der verwendeten MR-Systeme ($S_{max} = 180$ mT/mms; vgl. Tab. 3.1). Insbesondere bei kurzen Auslesezeiten ($T_{RO} < 20$ ms) kann mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine signifikant größere SNR-Effizienz, im Vergleich zu der TPI-Sequenz, erreicht werden. Als typische Parameter für Gesichtsfeld und Auflösung wurden folgende Werte gewählt: $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³.

10 ms) können mit der DA-3D-RAD-Sequenz deutlich kleinere p-Werte erreicht werden. Dies ist insbesondere bei T_1 -gewichteter Bildgebung (vgl. Kapitel 4.7.1.2) und in Anwesenheit von B_0 -Inhomogenitäten (vgl. Kapitel 4.4.4.1) ein Vorteil, da in diesen Fällen kurze Auslesezeiten verwendet werden.

Die maximale SNR-Effizienz als Funktion der Auslesezeit ist in Abbildung 4.23 gezeigt. Die konventionelle radiale Auslese besitzt eine von der Auslesezeit unabhängige SNR-Effizienz ($\eta = 0,745$). Für die DA-3D-RAD und die TPI-Sequenz nähert sich die SNR-Effizienz mit zunehmender Auslesezeit dem theoretisch möglichen Wert von $\eta = 1$ an. Insbesondere für kurze Auslesezeiten ($T_{RO} \lesssim 20$ ms) können mit der DA-3D-RAD-Sequenz deutlich größere Werte für die SNR-Effizienz erreicht werden. So kann bei der DA-3D-RAD Auslese bereits bei einer Auslesezeit von $T_{RO} = 3$ ms eine SNR-Effizienz von $\eta = 0,97$ erzielt werden, wogegen der entsprechende Wert für die TPI Auslese $\eta = 0,90$ beträgt. Diese Simulationen der SNR-Effizienz wurden für Parameter durchgeführt, wie sie bei der ²³Na-MRT typischerweise verwendet werden ($FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, $S_{max} = 180$ mT/mms).

Da, wie oben erläutert, die Gradientenanstiegsrate bei spiralförmigen Trajektorien ein limitierender Faktor darstellt, haben Gurney et al. [2006] einen numerischen Algorithmus vorgeschlagen, der beim Design der Trajektorienformen die maximale Gradientenanstiegsrate berücksichtigt (3D-Cones). Bei diesem Algorithmus wird für ein vorgegebenes FOV und eine gewünschte Auflösung für jede Kegeloberfläche eine separate Trajektorienform berechnet. Damit kann das Problem, dass der innerste Kegel die Gradientenanstiegsrate limitiert, umgangen werden. Ein Nachteil ist, dass die radiale Entwicklung der Trajektorien nicht mehr der durch Gleichung 4.6 definierten optimalen Form genügt und damit zwar noch eine bessere SNR-Effizienz als die 3D-RAD-Technik aufweist, aber einer geringeren SNR-Effizienz als die DA-3D-RAD-Technik besitzt.

Zum Vergleich mit der in dieser Arbeit verwendeten radialen Trajektorien wurde eine 3D-Cones-Sequenz implementiert. Die Schaltung der Gradienten ist schematisch in Abbildung 4.24 dargestellt. Die x- und y-Gradienten werden periodisch geschaltet und erzeugen eine spiralförmige Trajektorienform, die exemplarisch in Abbildung 4.25 dargestellt ist.

Bei einer Auflösung von $4 \times 4 \times 4$ mm³ und einer Auslesezeit von $T_{RO} = 10$ ms tastet diese Sequenz ein FOV der Größe $256 \times 256 \times 256$ mm³ mit 1196 Projektionen ab. Sie wurde mit einer 3D-RAD- und einer DA-3D-RAD-Sequenz verglichen. Dabei wurde für alle drei Sequenzen die gleiche Messzeit von 9 min 16 s verwendet. Exemplarische Schichten der aufgenommenen 3D-

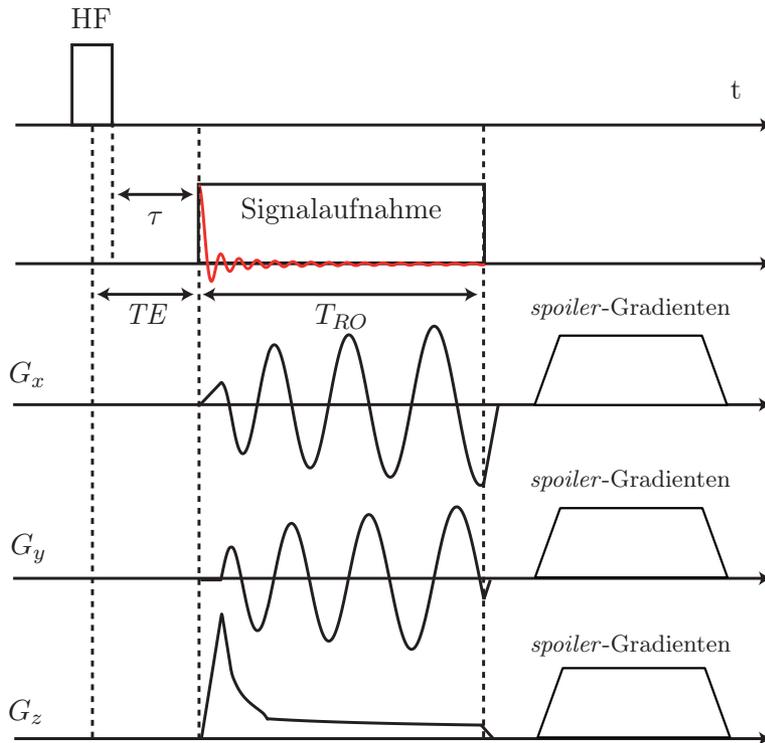


Abb. 4.24: Schematische Darstellung der Gradientenschaltung der implementierten 3D-Cones-Sequenz. Die x - und y -Gradienten werden periodisch geschaltet und erzeugen damit eine spiralförmige Auslese.

Datensätze sind in Abbildung 4.26 gezeigt. Es zeigt sich, dass die DA-3D-RAD-Sequenz von allen drei Techniken die beste Bildqualität liefert. Insbesondere wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz die Schädelkalotte besser aufgelöst als mit den anderen Techniken. Des Weiteren liefert die 3D-Cones-Sequenz zwar eine schlechtere Bildqualität als die DA-3D-RAD-Sequenz, aber ein deutlich besseres Ergebnis als die 3D-RAD-Technik.

Die gemessenen SNR-Werte sind in Tabelle 4.8 gezeigt. Auch hier werden mit der DA-3D-RAD-Technik leicht größere Werte erreicht als bei der 3D-Cones-Sequenz. Die niedrigsten Werte werden mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht.

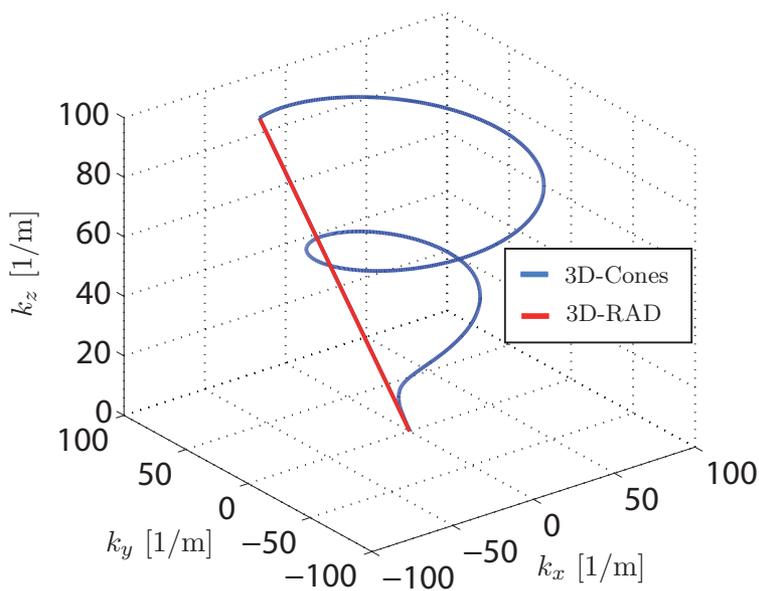


Abb. 4.25: Exemplarische Darstellung der Trajektorienform der 3D-Cones-Sequenz im Vergleich zu der radialen k -Raum-Auslese.

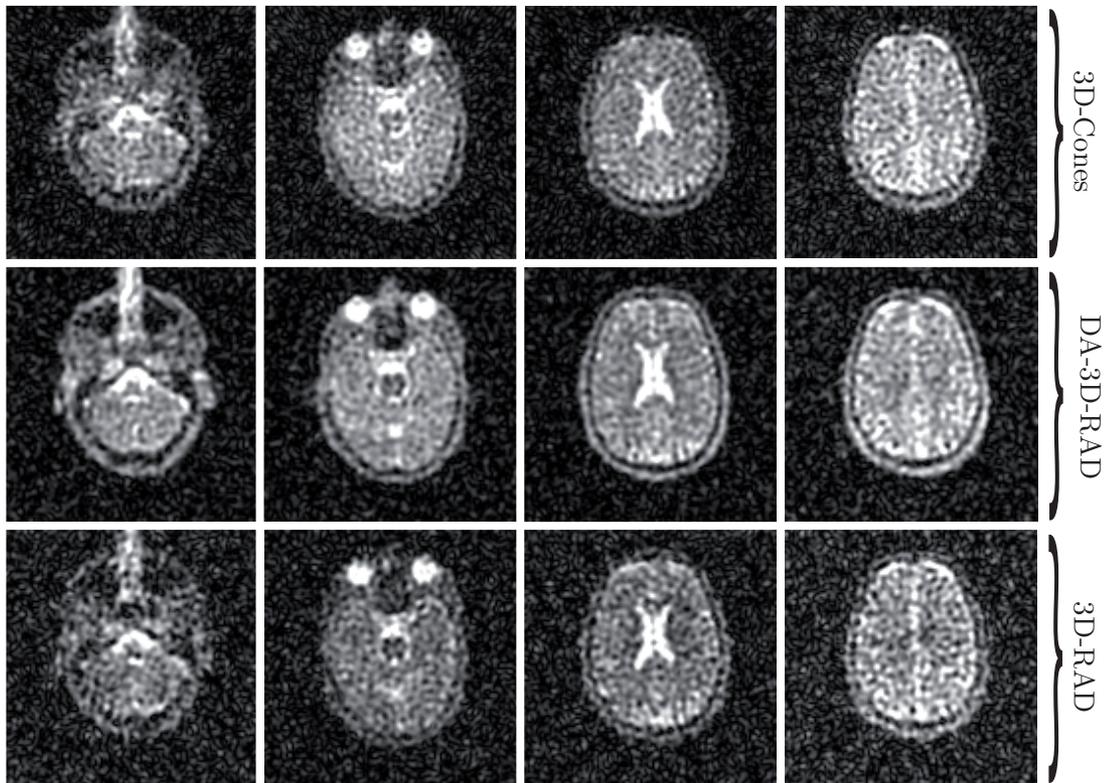


Abb. 4.26: Ausgewählte Schichten von $3D\text{-}^{23}\text{Na}$ -Aufnahmen, die mit einer 3D-Cones, einer DA-3D-RAD und einer 3D-RAD-Sequenz aufgenommen wurden. Mit der 3D-Cones-Sequenz wird eine schlechtere Bildqualität als mit der DA-3D-RAD-Sequenz erreicht. Im Vergleich zur 3D-RAD-Sequenz zeigt sie ein deutlich größeres SNR. Verwendete Parameter: $TE = 0,22$ ms, $TR = 15$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $\alpha = 52^\circ$, $B_0 = 3$ T, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, $FOV = 256 \times 256 \times 256$ mm³, auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte interpoliert, Messzeit: 9 min 16 s, 3D-Cones: 31 Mittelungen, 1196 Projektionen; DA-3D-RAD: 3 Mittelungen, 12360 Projektionen, $t_0 = 0,25$ ms, $G_0 = 9,83$ mT/m, 3D-RAD: 3 Mittelungen, 12360 Projektionen.

Tab. 4.8: SNR-Werte der in Abbildung 4.26 gezeigten Aufnahmen.

	3D-Cones	DA-3D-RAD	3D-RAD
Hirngewebe	11 ± 1	12 ± 1	9 ± 1
Liquor	6 ± 1	7 ± 1	$4,3 \pm 0,5$

4.6 Bestimmung der Relaxationszeiten

Wie in Kapitel 4.4.2 gezeigt, sind die Relaxationszeiten wichtige Parameter für die Optimierung der verschiedenen Messsequenzen. Des Weiteren ist bei IR-Sequenzen die Kenntnis der longitudinalen Relaxationszeiten wichtig, um über die Inversionszeit den gewünschten Kontrast wählen zu können (vgl. Abschnitt 2.3.5.1). Da bei Patienten-Messungen eine Kühlung der Unterschenkelmuskulatur vorgenommen wurde (vgl. Abschnitt 4.7.5), ist außerdem die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten für die Interpretation der Messergebnisse wichtig. Daher werden in den folgenden Abschnitten Ergebnisse aus Messungen der Relaxationszeiten gezeigt.

Für diese Messungen wurden verschiedene Bildgebungs-Sequenzen verwendet, die alle auf der DA-3D-RAD Auslesetechnik basieren. Zur Bestimmung der T_2^* -Relaxationszeit wurde eine Multi-Echo-Sequenz (ME-DA-3D-RAD) verwendet, die bis zu acht Echos nach einer Anregung aufnehmen kann (vgl. Kapitel 2.3.3.1). Um die T_1 -Relaxationszeit zu bestimmen, wurde von zwei verschiedenen Bildgebungs-Techniken Gebrauch gemacht. Zum einen wurde eine normale DA-3D-RAD-Sequenz und zum anderen wurde eine *Inversion-Recovery*-Sequenz (IR-DA-3D-RAD) verwendet.

Mit diesen Bildgebungs-Sequenzen können mehrere Proben gleichzeitig gemessen werden. Da insbesondere bei der Bestimmung der T_1 -Relaxationszeit immer mehrere Datensätze mit verschiedenen Parametern aufgenommen werden müssen, beträgt die Messzeit hier mehrere Stunden. Um Relaxationszeiten schneller messen und abschätzen zu können, wurden Sequenzen implementiert, die ohne die Schaltung von Gradienten und damit ohne Ortsauflösung das freie Induktions-Signal aufnehmen. Mit diesen Techniken kann innerhalb weniger Minuten eine Probe gemessen werden, da auf die Orts-Kodierung verzichtet wird. Zur Bestimmung der T_1 -Relaxationszeit wurde eine FID-Sequenz mit der in Abbildung 2.19 gezeigten Pulsfolge verwendet. Die Inversionszeit kann dabei automatisch in verschiedenen Schrittweiten variiert werden. Um die T_2 -Relaxationszeit einzelner Proben schnell messen zu können, wurde eine Spin-Echo-Sequenz implementiert, die ebenfalls den freien Induktionszerfall (FID) einer ganzen Probe aufnimmt¹⁴ (vergleiche auch Kapitel 2.1.5.1). Das Sequenzschema der FID-Sequenz zur Bestimmung der T_2 -Relaxationszeit ist in Abbildung 4.27 gezeigt. Die Echozeit kann dabei in verschiedenen Schrittweiten variiert werden, so dass innerhalb weniger Minuten eine T_2 -Zerfallskurve aufgenommen werden kann.

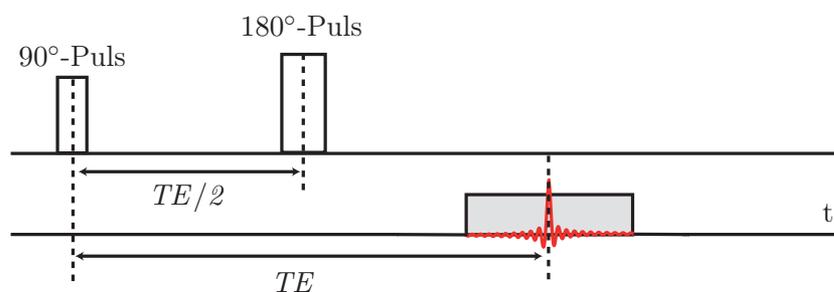


Abb. 4.27: Spin-Echo FID-Sequenz zur Bestimmung der T_2 -Relaxationszeit. Durch einen 180° -Puls nach der Zeit $TE/2$ werden Relaxationseffekte, die durch statische Magnetfeldinhomogenitäten hervorgerufen werden, nach der Echozeit TE refokussiert.

¹⁴Es sei angemerkt, dass eine Messung der T_2^* -Relaxationszeit (vgl. Kapitel 2.1.5.1) hier nicht ausreicht. Makroskopische Inhomogenitäten der Probe würden zu einer Dephasierung des Messsignals führen und damit die Ergebnisse verfälschen.

In der Programmiersprache Matlab (Mathworks, Natick, USA) wurden zwei Auswerteprogramme geschrieben, welche die mit den beiden FID-Sequenzen gemessenen Rohdaten einlesen und die entsprechenden Fitfunktionen an die Messwerte anpassen.

4.6.1 T_1 -Relaxation

Zuerst wurden die T_1 -Relaxationszeiten von verschiedenen Modelllösungen bestimmt. Die Proben enthalten 0,9% NaCl-Lösung mit verschiedenen Konzentrationen an Agarose-Gel (0%, 1,0%, 2,5%, 5,0%). Das Agarose-Gel soll dabei als Modell für Gewebe dienen, in denen die Beweglichkeit der Natriumionen eingeschränkt ist. Es wurden eine IR-DA-3D-RAD-Sequenz mit verschiedenen Inversionszeiten und eine DA-3D-RAD-Sequenz verwendet. Bei der letzteren wurde die Repetitionszeit bei konstantem Flipwinkel ($\alpha = 90^\circ$) variiert. Zusätzlich wurden Messungen mit einer IR-FID-Sequenz durchgeführt und die Ergebnisse mit den Bildgebungssequenzen ver-

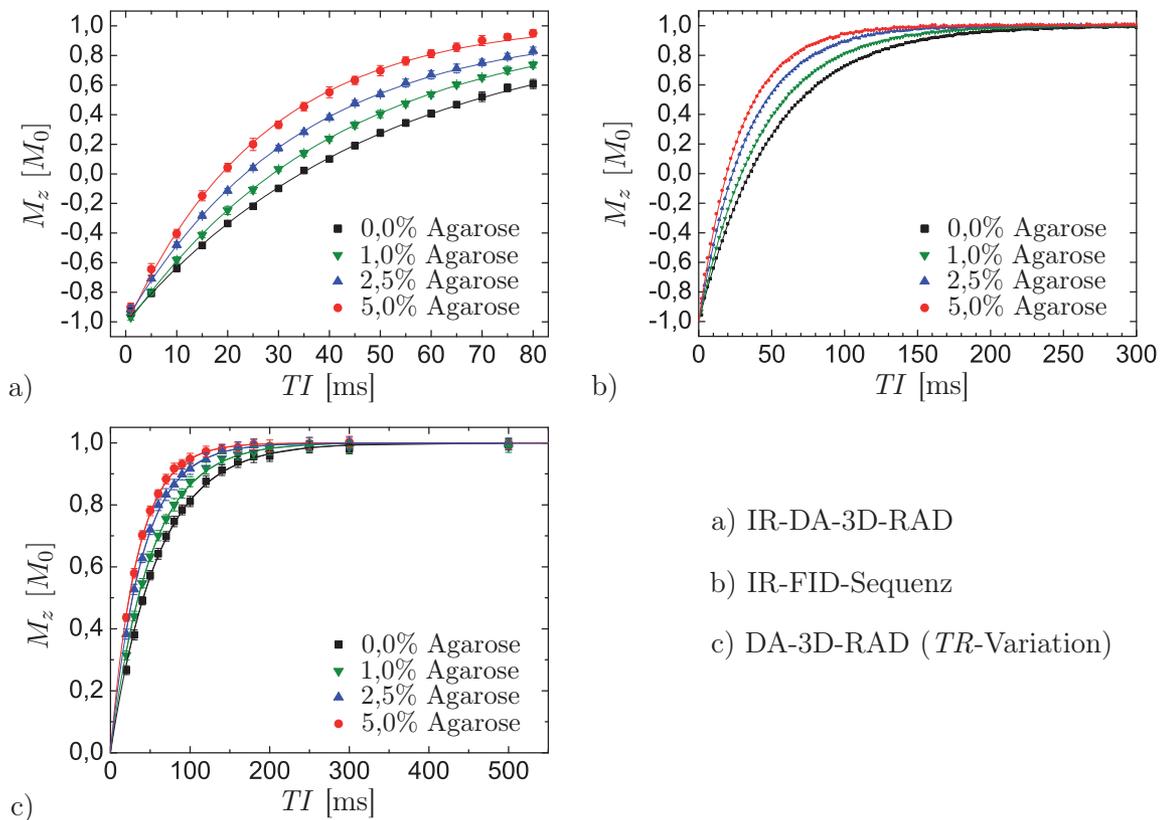


Abb. 4.28: Bestimmung der T_1 -Relaxationszeiten von Modelllösungen mit unterschiedlichen Agarose-Gel Konzentrationen. Alle Modelllösungen enthalten 0,9% NaCl. Gezeigt sind jeweils die Messwerte und die dazugehörigen Fits. Mit steigender Konzentration des Agarose-Gels nehmen die T_1 -Relaxationszeiten ab.

a) Bestimmung der T_1 -Relaxationszeit mit einer IR-DA-3D-RAD-Sequenz. Parameter: $TE = 0,3$ ms, $TR = 300$ ms, $T_{RO} = 6,67$ ms, $t_0 = 0,5$ ms, 5000 Projektionen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³.

b) Bestimmung der T_1 -Relaxationszeit mit einer IR-FID-Sequenz. Parameter: $TE = 0,2$ ms, $TR = 600$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $TI = 2, 4, \dots, 300$ ms.

c) Bestimmung der T_1 -Relaxationszeit durch Variation der Repetitionszeit einer DA-3D-RAD-Sequenz. Parameter: $TE = 0,3$ ms, $\alpha = 90^\circ$, $T_{RO} = 5$ ms, $t_0 = 0,5$ ms, 10000 Projektionen, 2 Mittelungen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³.

Tab. 4.9: T_1 -Relaxationszeiten der in Abbildung 4.28 gezeigten Messungen. Aufgeführt sind die gefitteten T_1 -Werte und die sich aus den Fits ergebenden Standardabweichungen.

Sequenz	a) IR-DA-3D-RAD	b) IR-FID	c) DA-3D-RAD
T_1 (0% Agarose) [ms]	$49,5 \pm 0,2$	$50,3 \pm 0,2$	$59,2 \pm 0,8$
T_1 (1% Agarose) [ms]	$41,7 \pm 0,1$	$42,3 \pm 0,2$	$50,1 \pm 0,6$
T_1 (2,5% Agarose) [ms]	$33,8 \pm 0,2$	$33,7 \pm 0,2$	$39,7 \pm 0,4$
T_1 (5% Agarose) [ms]	$27,1 \pm 0,3$	$27,8 \pm 0,2$	$33,6 \pm 0,3$

glichen. Die Messungen wurden bei einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 3$ T und einer Temperatur von $T = 18 \pm 1$ °C durchgeführt¹⁵.

Die verwendeten Sequenzparameter und die Messergebnisse sind in Abbildung 4.28 angegeben. Die Fits wurden mit Gleichung 2.136 (IR-Sequenzen) und Gleichung 2.127 (FLASH-Sequenz) durchgeführt. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 4.9 aufgeführt. Die Messwerte lassen sich dabei gut mit den Gleichungen für mono-exponentielle T_1 -Relaxation beschreiben.

Die gemessenen T_1 -Relaxationszeiten nehmen mit zunehmender Konzentration des Agarose-Gels ab. Die aus den Messwerten der beiden IR-Sequenzen berechneten T_1 -Werte stimmen gut überein. Dagegen sind die durch Variation der TR -Zeit bestimmten T_1 -Werte deutlich größer als die mit den beiden anderen Methoden gemessenen Werte.

4.6.2 T_2 und T_2^* -Relaxation

Wie in Kapitel 2.1.5.1 gezeigt, sollen bei den kurzen ^{23}Na -Relaxationszeiten und kleinen Feldinhomogenitäten die T_2 -Relaxationszeiten nur geringfügig länger sein als die T_2^* -Zeiten. Daher werden in diesem Abschnitt Messungen von T_2 und T_2^* -Relaxationszeiten von zwei Modelllösungen gezeigt und miteinander verglichen.

Beide Proben enthalten 0,6% NaCl-Lösung. Eine Probe enthält zusätzlich 5% Agarose-Gel. Die T_2^* -Relaxationszeit wurde mit einer ME-DA-3D-RAD-Sequenz bestimmt (vgl. Abschnitt 2.3.3.1). Dabei wurden beide Proben gleichzeitig gemessen. Um die T_2 und T_2^* -Zeiten vergleichen zu können, wurden anschließend mit einer FID-Sequenz die T_2 -Zeiten bestimmt. Die mit beiden Sequenzen gemessenen Signalwerte sind in Abbildung 4.29 aufgetragen.

Während sich die Relaxationskurven für NaCl-Lösung gut durch eine mono-exponentielle Funktion beschreiben lassen, ist zur Beschreibung der Relaxation von Agarose-Gel eine bi-exponentielle Funktion notwendig. Hierzu wurde eine bi-exponentielle Relaxation mit einem Anteil von 60% kurzer und 40% langer Relaxationskomponente angenommen (vgl. Kapitel 2.2.3). Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 4.10 aufgeführt. Für NaCl-Lösung ergeben sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den gemessenen T_2^* - und T_2 -Relaxationszeiten. Die für Agarose-Gel berechneten T_2^* -Zeiten sind etwas größer als die T_2 -Zeiten.

Es sei angemerkt, dass T_2^* -Zeiten immer kleiner sein müssen als die entsprechenden T_2 -Zeiten (vgl. Gleichung 2.33). Eine mögliche Ursache für diese Diskrepanz sind systematische Messfehler. So konnte bei der T_2 -Messung der erste Datenpunkt erst bei der vergleichsweise langen Echozeit von $TE = 2$ ms aufgenommen werden. Dies führt zu einer Ungenauigkeit bei der Bestimmung der kurzen Relaxationskomponente. Des Weiteren könnten Unterschiede durch einen unterschiedlich

¹⁵Bei den Messungen, die in den verschiedenen Kapiteln gezeigt sind, lagen zum Teil andere Temperaturen vor. Dies liegt daran, dass in den verschiedenen Tomographen-Räumen unterschiedliche Temperaturen vorlagen.

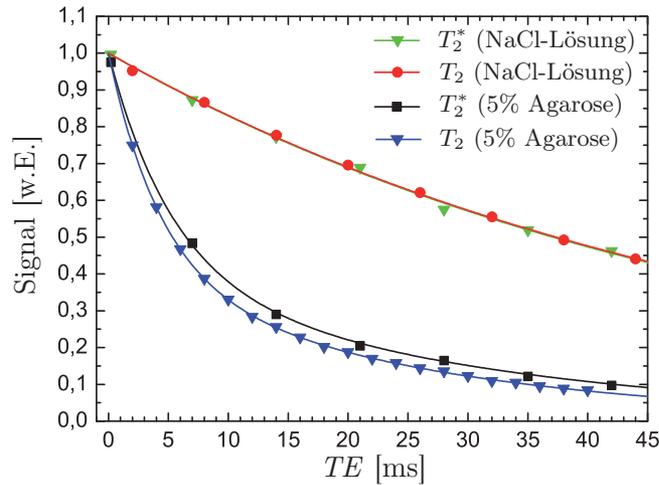


Abb. 4.29: Bestimmung der T_2 und T_2^* -Relaxationszeiten von Agarose-Gel (5%) und NaCl-Lösung. Alle Modelllösungen enthalten 0,6% NaCl. ($T = 20 \pm 1$ °C, $B_0 = 3$ T). Zur Bestimmung der T_2 -Zeit wurde eine FID-Sequenz verwendet. Parameter: $TE = 2/4/\dots/40$ ms, $TR = 300$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $\alpha = 90^\circ$, 10 Mittelungen. Zur Bestimmung der T_2^* -Zeit wurde eine ME-DA-3D-RAD-Sequenz mit folgenden Parametern verwendet: $TE = 0,2/7/14/21/28/35/42/49$ ms, $TR = 250$ ms, $T_{RO} = 4$ ms, $t_0 = 0,4$ ms, $\alpha = 90^\circ$, 5000 Projektionen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³.

starken Anteil des Rauschens am Messsignal die Unterschiede zwischen den beiden Messtechniken erklären. So führt die Einführung einer zusätzlichen Konstanten bei dem bi-exponentiellen Fit insbesondere bei der langen Komponente der T_2^* -Relaxationszeit zu kleineren Werten und damit zu geringeren Unterschieden im Vergleich zur langen Komponente der T_2 -Relaxationszeit (vgl. Tabelle 4.10).

Tab. 4.10: Ergebnisse der in Abbildung 4.29 gezeigten Messungen der T_2 - und T_2^* -Relaxationszeiten. Da bei Agarose-Gel eine bi-exponentielle transversale Relaxation vorliegt, ist hier jeweils die kurze und die lange Komponente der Relaxationszeit angegeben.

	T_2^* [ms]	T_2 [ms]
NaCl-Lösung	54 ± 1	$53,9 \pm 0,3$
5% Agarose-Gel	$5,3 \pm 0,3 / 30 \pm 1$	$4,4 \pm 0,1 / 25,2 \pm 0,2$
5% Agarose-Gel ^a	$5,5 \pm 0,3 / 21 \pm 3$	$4,4 \pm 0,1 / 24 \pm 1$

^aHier wurde beim Fit der bi-exponentiellen Relaxation eine zusätzliche Konstante verwendet, die den durch Rauschen verursachten Untergrund im Messsignal berücksichtigen soll.

4.6.3 T_1 -Relaxationszeiten bei verschiedenen Feldstärken

Um den Einfluss der Magnetfeldstärke auf die Relaxationszeiten untersuchen zu können, wurden die T_1 -Relaxationszeiten von den beiden Modelllösungen (0,6% NaCl-Lösung und 5% Agarose-Gel mit 0,6% NaCl), die auch bereits zur Bestimmung der T_2^* - und T_2 -Zeiten verwendet wurden, bei verschiedenen Feldstärken ($B_0 = 1,5/3/7$ T) gemessen. Es wurde die IR-FID Sequenz verwendet.

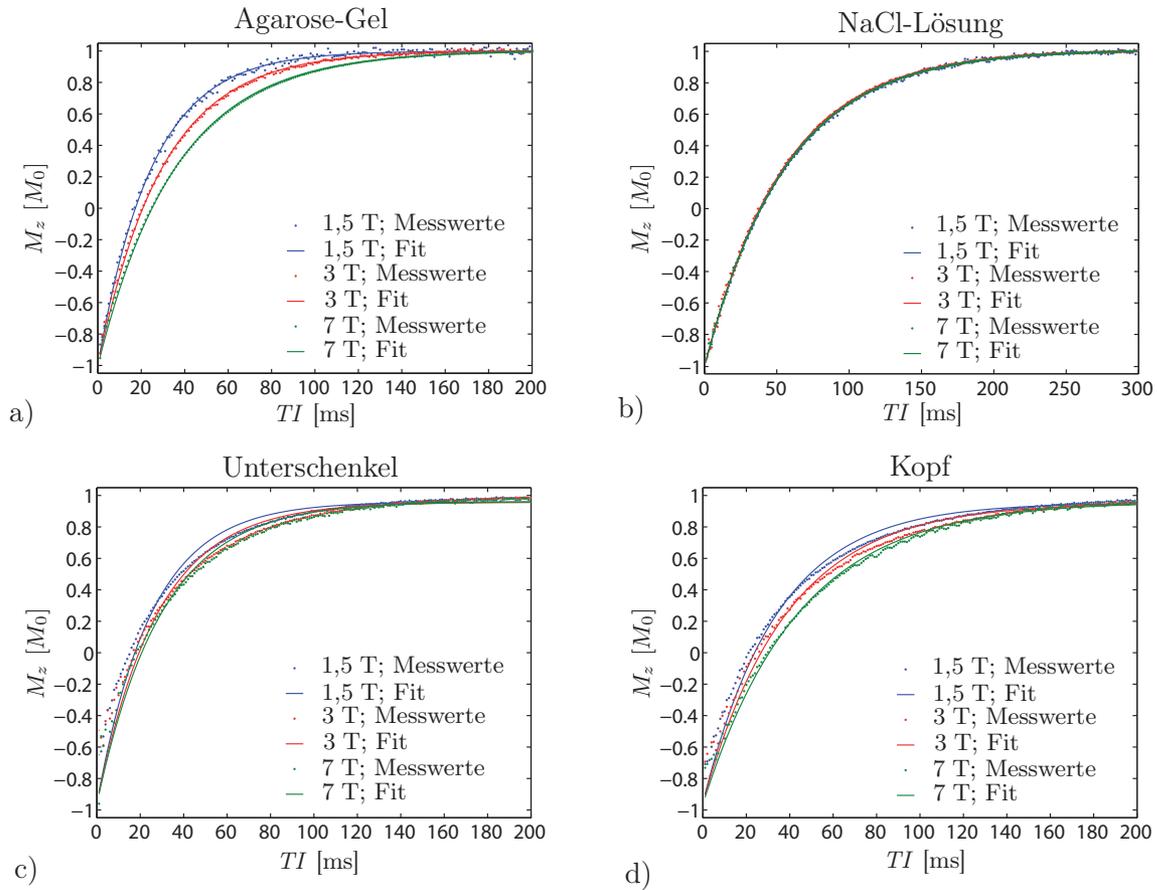


Abb. 4.30: Bestimmung der T_1 -Relaxationszeiten mit einer FID-IR-Sequenz bei verschiedenen Magnetfeldstärken ($B_0 = 1,5/3/7$ T). Die Modelllösungen hatten bei den einzelnen Messungen Raumtemperatur ($T = 22 \pm 1$ °C).

a) 0,6% NaCl mit Agarose-Gel (5%).

b) 0,6% NaCl-Lösung.

Zusätzlich wurden gemittelte T_1 -Relaxationszeiten von den Unterschenkeln (c) und vom Kopf eines gesunden Probanden (d) bestimmt. Verwendete Parameter: $TE = 0,2$ ms, $TR = 600$ ms, $TI = 1/2/\dots/300$ ms.

Die Messungen wurden alle bei Raumtemperatur durchgeführt ($T = 22 \pm 1$ °C). Zusätzlich wurden zur Abschätzung der *in vivo*-Relaxationszeiten Messungen von Kopf und den Unterschenkeln eines gesunden Probanden durchgeführt. Die Messwerte sind in Abbildung 4.30 gezeigt.

Gleichung 2.136 wurde an die Messwerte angepasst. Für die beiden Modelllösungen konnte eine gute mono-exponentielle Anpassung durchgeführt werden (Abbildung 4.30a, b). Wegen der heterogenen Zusammensetzung von den beiden *in vivo*-Beispielen wird keine gute Beschreibung durch den mono-exponentiellen Fit erreicht (Abbildung 4.30c, d). Zur Abschätzung der mittleren Relaxationszeit wurde trotzdem eine mono-exponentielle Anpassung der *in vivo*-Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.11 gezeigt.

In Agarose-Gel nimmt die T_1 -Relaxationszeit mit der Feldstärke zu. Im Gegensatz hierzu treten bei den T_1 -Zeiten von NaCl-Lösung keine signifikanten Unterschiede bei den verschiedenen Magnetfeldstärken auf. Im Vergleich zu den mittleren T_1 -Relaxationszeiten der Unterschenkel sind die entsprechenden Werte beim Kopf deutlich größer. Bei beiden *in vivo*-Beispielen zeigt sich außerdem ein Anstieg der mittleren T_1 -Relaxationszeit mit der Magnetfeldstärke. Beim Kopf fällt dieser Anstieg etwas deutlicher aus.

Tab. 4.11: Ergebnisse der in Abbildung 4.30 gezeigten Messungen der T_1 -Relaxationszeiten. Bei den beiden Modelllösungen ergeben sich die angegebenen Fehler aus der Unsicherheit in der Temperatur ($T = 22 \pm 1$ °C; vgl. Abschnitt 4.6.4).

Magnetfeldstärke	1,5 T	3 T	7 T
T_1 (5% Agarose) [ms]	$24,9 \pm 0,4$	$29,9 \pm 0,5$	$36,0 \pm 0,5$
T_1 (NaCl-Lösung) [ms]	56 ± 1	55 ± 1	56 ± 1
T_1 (Unterschenkel) [ms]	25 ± 3	28 ± 2	30 ± 2
T_1 (Kopf) [ms]	34 ± 2	39 ± 2	44 ± 1

4.6.4 Relaxationszeiten bei verschiedenen Temperaturen

Da bei der Untersuchung von Muskelerkrankungen die Unterschenkelmuskulatur zum Teil mit Eis gekühlt wird (vgl. 4.7.5), wurde das Relaxationsverhalten zweier Modelllösungen in Abhängigkeit der Temperatur untersucht.

Dazu wurde eine Probe mit Kochsalzlösung (0,6% NaCl) und eine Probe mit Agarose-Gel (5% Agarose und 0,6% NaCl) auf verschiedene Temperaturen abgekühlt bzw. erwärmt. Die Proben wurden danach bei zwei Magnetfeldstärken (1,5 T und 3 T) untersucht. Die beobachteten Temperaturverläufe sind in Abbildung 4.31 gezeigt.

In dem betrachteten Temperaturintervall steigen die gemessenen Relaxationszeiten mit der Temperatur an. Dieser Anstieg lässt sich sowohl bei der T_1 - als auch bei der T_2 -Relaxation gut durch eine lineare Anpassung beschreiben (vgl. Tabelle 4.12). Dies gilt für beide verwendeten Modelllösungen. Dabei steigen die T_1 -Zeiten von NaCl-Lösung ungefähr doppelt so schnell mit der Temperatur an, wie die T_1 -Zeiten von Agarose-Gel. Bei Agarose-Gel nehmen sowohl die T_1 - als auch die T_2 -Relaxationszeiten bei der höheren Magnetfeldstärke ($B_0 = 3$ T) schneller mit der Temperatur zu als bei $B_0 = 1,5$ T. Die Relaxationszeiten von NaCl-Lösung zeigen im betrachteten Temperaturbereich keine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Des Weiteren sind auch die T_1 und T_2 -Zeiten von NaCl-Lösung innerhalb der Fehlergrenzen gleich.

Tab. 4.12: Proportionalitätskonstanten $m(T_{1,2})$ und die dazugehörigen Standardabweichungen σ , die aus einer linearen Anpassung der in Abbildung 4.31 gezeigten Temperatur-Verläufe gewonnen wurden.

	$m(T_1)$ [ms/°C]	$m(T_2)$ [ms/°C]	$m(T_{2l})$ [ms/°C]	$m(T_{2s})$ [ms/°C]
1,5 T NaCl-Lösung	$0,95 \pm 0,01$	$0,915 \pm 0,008$	–	–
1,5 T Agarose-Gel	$0,415 \pm 0,006$	–	$0,354 \pm 0,005$	$0,0531 \pm 0,0003$
3,0 T NaCl-Lösung	$0,971 \pm 0,009$	$0,92 \pm 0,02$	–	–
3,0 T Agarose-Gel	$0,50 \pm 0,01$	–	$0,442 \pm 0,005$	$0,0568 \pm 0,0002$

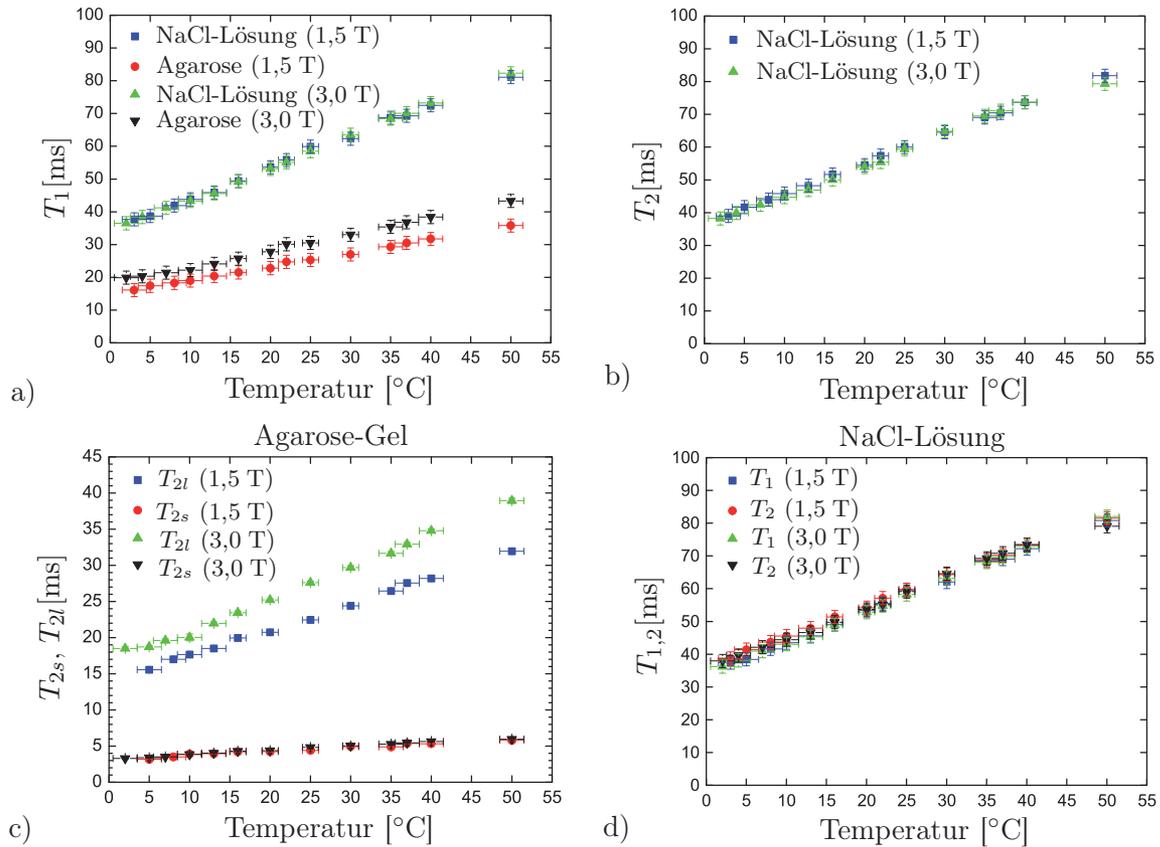


Abb. 4.31: Verhalten der Relaxationszeiten in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei den verwendeten Modelllösungen steigen im betrachteten Temperaturbereich alle Relaxationszeiten mit der Temperatur an. Die NaCl-Lösung zeigt dabei eine stärkere Temperaturabhängigkeit als das Agarose-Gel.

a) T_1 -Relaxationszeit von NaCl-Lösung und Agarose-Gel bei 1,5 T und 3,0 T.

b) T_2 -Relaxationszeit von NaCl-Lösung bei 1,5 T und 3,0 T.

c) Kurze und lange Komponente der T_2 -Relaxationszeit von Agarose-Gel bei 1,5 T und 3,0 T. Man beachte die gegenüber den anderen Diagrammen veränderte Skala.

d) Die in (a) und (b) gezeigten T_1 - und T_2 -Relaxationszeiten von NaCl-Lösung sind zum besseren Vergleich in einem Diagramm dargestellt.

4.7 *In vivo*-Anwendungen

4.7.1 Verschiedene ^{23}Na -Bildkontraste

Die verschiedenen Bildkontraste, die bei der ^1H -MRT angewendet werden (vgl. Kapitel 2.3.5), lassen sich mit Einschränkungen auch auf die ^{23}Na -MRT übertragen. In diesem Kapitel werden daher verschiedene ^{23}Na -Bildkontraste am Beispiel von gesunden Probanden untersucht.

4.7.1.1 Spindichte-Wichtung

Wie in Kapitel 2.3.5 gezeigt, wird eine Spindichte-Wichtung mit Sequenzparametern erreicht, bei denen der Einfluss der Relaxationszeiten vernachlässigt werden kann ($TE \ll T_2^*$ bzw. $TR \gg T_1$). Bei den kurzen transversalen Relaxationszeiten von ^{23}Na wählt man die Echozeit daher so kurz wie möglich (hier: $TE = 0,2$ ms). Für die Repetitionszeit wurden $TR = 250$ ms gewählt. Diese ist etwa 4,3 mal länger als die T_1 -Relaxationszeit der Liquor-Flüssigkeit ($T_1 \approx 58$ ms).

Durch Vergleich mit Referenzlösungen lassen sich die Signalintensitäten in ^{23}Na -Konzentrationen umrechnen¹⁶. In Abbildung 4.32 sind exemplarische Karten der ^{23}Na -Konzentration vom Kopf eines gesunden Probanden gezeigt. Insbesondere die Liquor-Flüssigkeit und die Glaskörper der Augen weisen im Vergleich zum Hirngewebe eine hohe ^{23}Na -Konzentration auf. Aus den gezeigten Aufnahmen ergeben sich folgende ^{23}Na -Konzentrationen: 36 ± 4 mmol/l (Hirngewebe), 121 ± 2 mmol/l (Glaskörper der Augen) und 109 ± 2 mmol/l (Liquor-Flüssigkeit).

Im Vergleich mit den ^1H -Bildkontrasten (vgl. Abbildung 2.18) ähnelt der ^{23}Na -Spindichte-Kontrast einer starken ^1H - T_2 -Wichtung.

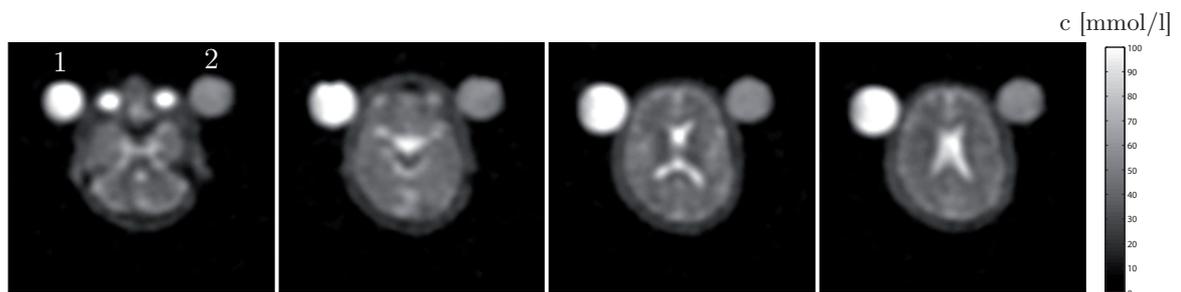


Abb. 4.32: ^{23}Na -Spindichte-Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden. Referenzlösungen zur Kalibrierung der Signalintensität sind mit Nummern markiert (1: 0,6% (102 mmol/l) NaCl-Lösung, 2: 0,3% (51 mmol/l) NaCl-Lösung). Die Bildrekonstruktion erfolgte unter der Verwendung eines Hanning-Filters. Verwendete Parameter: $TE = 0,2$ ms, $TR = 250$ ms, $T_{RO} = 5$ ms, $\alpha = 90^\circ$, $B_0 = 3$ T, 5000 Projektionen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte interpoliert, Messzeit: 20 min 50 s.

¹⁶Zusätzlich wurde eine Korrektur wegen der Temperaturabhängigkeit des Signals durchgeführt. Da die Referenzproben sich auf Raumtemperatur befinden, wurde im Vergleich zur Körpertemperatur eine Temperaturdifferenz von $\Delta T = 18^\circ\text{C}$ angenommen. Dies führt nach Gleichung 2.17 zu einer um 6% erhöhten Magnetisierung der Referenzproben und würde damit zu einer Unterschätzung der gemessenen *in vivo*-Konzentrationen führen. Zusätzliche Fehlerquellen (z.B. Inhomogenitäten im B_1 -Feld der Spule, T_2^* -Relaxation) wurden nicht korrigiert. Nach den in Kapitel 4.7.1.3 gemessenen T_2^* -Relaxationszeiten, wird daher bei der verwendeten Echozeit ($TE = 0,2$ ms) die Konzentration im Hirngewebe um etwa 3% unterschätzt. Bei den Augen und der Liquor-Flüssigkeit können T_2^* -Relaxationseffekte vernachlässigt werden ($TE \ll T_2^*$).

4.7.1.2 T_1 -Wichtung

Um einen T_1 -Bildkontrast zu erhalten, wurden eine kurze Repetitionszeit ($TR = 4$ ms) und ein großer Flipwinkel ($\alpha = 38^\circ$) verwendet¹⁷.

Exemplarische Schichten vom Kopf eines gesunden Probanden sind in Abbildung 4.33 gezeigt. Eine hohe Signalintensität weisen Strukturen auf, die Knorpel enthalten (z.B. Nasenscheidewand und Ohrmuscheln; vgl. Abbildung 4.33b). Die Liquor-Flüssigkeit und die Glaskörper der Augen weisen bei diesem Kontrast eine etwa 1,5 bis 2-fach höhere Signalintensität im Vergleich zum Hirngewebe auf (Abbildung 4.33c, f, g). Im Vergleich zu der ^{23}Na -Spindichte-Wichtung (vgl. Abschnitt 4.7.1.1) sind diese Signalintensitäten also stark unterdrückt. Eine fast vollständige Unterdrückung des Signals von Flüssigkeiten, wie bei dem ^1H - T_1 -Kontrast (vgl. Kapitel 2.18) wird jedoch nicht erreicht.

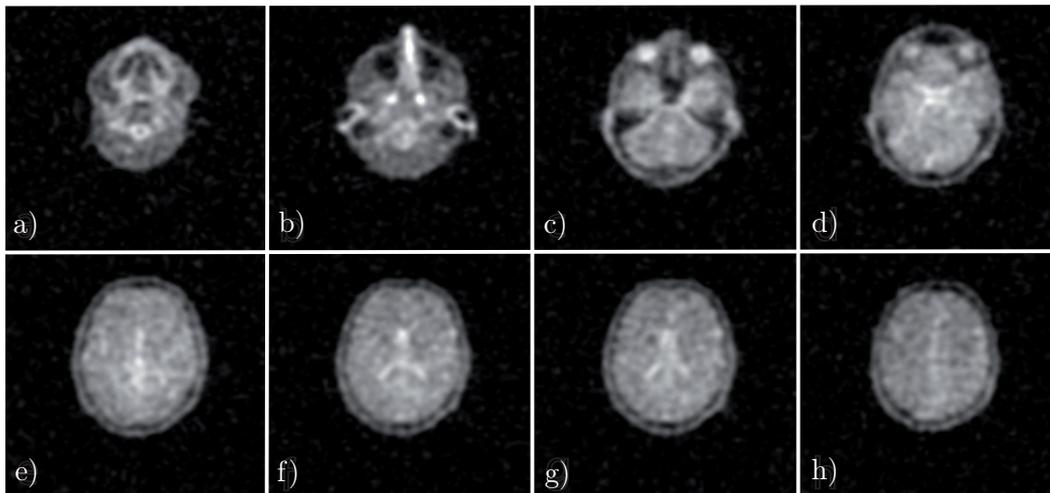


Abb. 4.33: Exemplarische Schichten eines T_1 -gewichteten ^{23}Na -3D-Datensatzes vom Kopf eines gesunden Probanden. Die Signalintensität der Liquor-Flüssigkeit (relativ zu Hirngewebe) nimmt im Vergleich zur Spindichte-Wichtung (vgl. Kapitel 4.7.1.1) ab. Eine fast vollständige Unterdrückung des Signals von Flüssigkeiten, wie bei einer ^1H - T_1 -Wichtung (vgl. Kapitel 2.18), wird jedoch nicht erreicht. Verwendete Parameter: $TE = 0,3$ ms, $TR = 4$ ms, $T_{RO} = 2,94$ ms, $\alpha = 38^\circ$, $B_0 = 3$ T, 30000 Projektionen, 5 Mittelungen, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Interpolation auf $128 \times 128 \times 80$ Bildpunkte, Hanning-Filterung. Messzeit: 10 min.

4.7.1.3 T_2^* -Wichtung

Da ^{23}Na -Ionen je nach Umgebung verschiedene T_2^* -Relaxationszeiten aufweisen (vgl. Abschnitt 4.6.2), lassen sich auch T_2^* -Bildkontraste erzeugen. Hierzu wurde eine Multi-Echo-Sequenz (MEDA-3D-RAD) verwendet. Exemplarische Schichten vom Kopf eines gesunden Probanden und die verwendeten Sequenzparameter sind in Abbildung 4.34 gezeigt.

Insbesondere das Signal von Hirngewebe und Knorpel (vgl. Nasenscheidewand) nehmen mit zunehmender Echozeit stark ab. Im Gegensatz hierzu sind die Liquor-Flüssigkeit und die Augen auch gut in den Bildern mit den längeren Echozeiten zu erkennen. Diese Unterschiede treten besonders deutlich bei der Berechnung von Differenzbildern hervor.

¹⁷Der Ernst-Winkel der Liquor-Flüssigkeit beträgt bei dieser Repetitionszeit $\alpha_E = 21^\circ$.

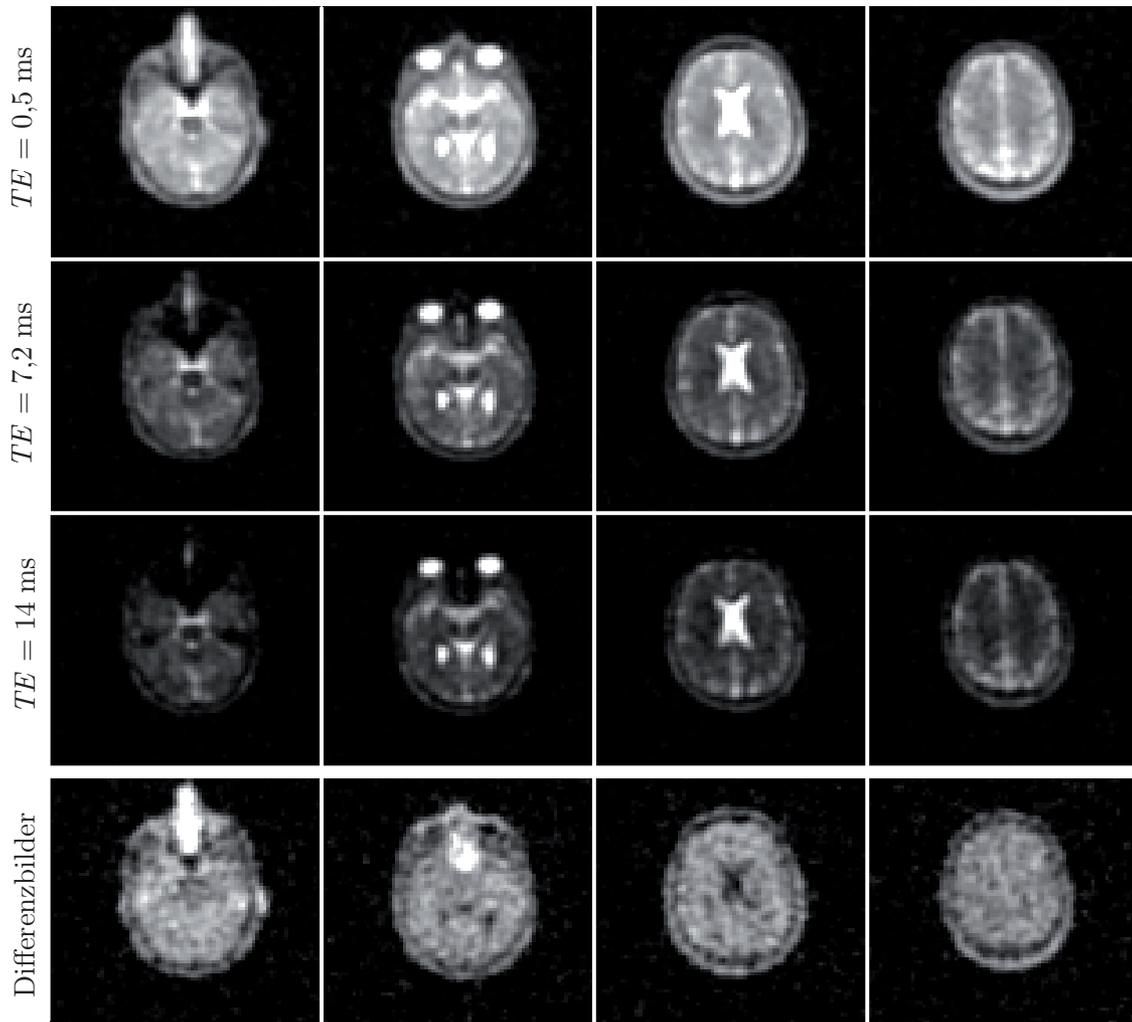


Abb. 4.34: Exemplarische Schichten vom Kopf eines gesunden Probanden, die mit einer ME-DA-3D-RAD-Sequenz aufgenommen wurden. Es sind Bilder zu verschiedenen Echozeiten ($TE = 0,5/7,2/14$ ms) gezeigt. Zusätzlich wurden Differenzbilder aus den Aufnahmen mit den kurzen Echozeiten gebildet, um Signal von Flüssigkeiten in den Bildern zu unterdrücken. Die Aufnahmen mit der längeren Echozeit wurden dabei mit einem Faktor (1,2) gewichtet, um den T_2^* -Zerfall der Liquor-Flüssigkeit zu korrigieren. Die Signalintensität der Differenzbilder wurde im Vergleich zu den anderen Aufnahmen um den Faktor 2 skaliert. Verwendete Parameter: $TE = 0,5/7,2/14/21/28/35/42/49$ ms, $TR = 80$ ms, $T_{RO} = 5$ ms, $\alpha = 86^\circ$, $B_0 = 3$ T, $G_0 = 7,55$ mT/m, $t_0 = 0,5$ ms, Auflösung: $4 \times 4 \times 4$ mm³, FOV = $320 \times 320 \times 320$ mm³, 13000 Projektionen, 4 Mittelungen, Messzeit: 69 min 20 ms.

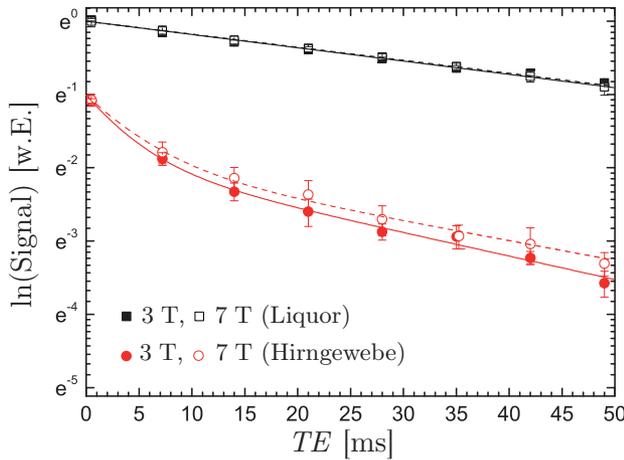


Abb. 4.35: Bestimmung der T_2^* -Relaxationszeiten ausgewählter Bereiche der in Abbildung 4.34 gezeigten Aufnahmen ($B_0 = 3$ T) und entsprechender Aufnahmen, die bei $B_0 = 7$ T durchgeführt wurden. Dargestellt sind die Messwerte und die dazugehörigen Fits. Für die Liquor-Flüssigkeit wurde eine mono-exponentielle Anpassung durchgeführt. Für Hirngewebe wurden bi-exponentielle Fits durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.13 aufgeführt.

Die gezeigten Differenzbilder wurden aus den beiden Aufnahmen mit kurzen Echozeiten ($TE = 0,5/7,2$ ms) berechnet. Es lässt sich damit gut Signal von Flüssigkeiten unterdrücken (Abbildung 4.34). Um den T_2^* -Zerfall der Liquor-Flüssigkeit zu berücksichtigen, wurden die Signalintensitäten des mit der längeren Echozeit aufgenommenen Datensatzes mit einem Wichtungsfaktor (1,12) skaliert. Bereiche mit kurzen T_2^* -Relaxationszeiten (z.B. Knorpel der Nasenscheidewand) treten in den Differenzbildern sehr deutlich hervor.

In Abbildung 4.35 sind für ausgewählte Bereiche Signalverläufe als Funktion der Echozeit aufgetragen. Zusätzlich sind entsprechende Signalverläufe gezeigt, die bei $B_0 = 7$ T mit den gleichen Sequenzparametern¹⁸ gemessen wurden.

Zur Bestimmung der T_2^* -Relaxationszeiten von Liquor-Flüssigkeit wurden mono-exponentielle Fits durchgeführt. Aufgrund der großen Verhältnisse ($\chi_{mono}^2/\chi_{bi}^2 > 6$) der quadratischen Abweichungen χ^2 , die sich aus mono- und bi-exponentiellen Fits bei Hirngewebe ergeben, wurden hier bi-exponentielle Anpassungen durchgeführt. Wegen der geringen Anzahl der Datenpunkte, die insbesondere zur Berechnung der kurzen Relaxationskomponente beitragen, können diese bi-exponentiellen Fits jedoch nur als eine grobe Abschätzung der T_2^* -Relaxationszeiten angesehen werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.13 aufgeführt. Für die Liquor-Flüssigkeit werden keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Magnetfeldstärken beobachtet. Das Hirngewebe zeigt bei der höheren Magnetfeldstärke etwas größere T_2^* -Relaxationszeiten.

Tab. 4.13: T_2^* -Relaxationszeiten der in Abbildung 4.35 gezeigten Signalverläufe. Für Hirngewebe ist jeweils eine Abschätzung für die kurze (T_{2s}^*) und die lange Komponente (T_{2l}^*) der T_2^* -Relaxationszeit angegeben. Zusätzlich ist das Verhältnis aus den quadratischen Abweichungen, die sich aus mono- und bi-exponentiellen Fits ergeben, angegeben.

Region	Liquor	$\chi_{mono}^2/\chi_{bi}^2$	Hirngewebe	$\chi_{mono}^2/\chi_{bi}^2$
T_2^* (3 T) [ms]	55 ± 3	3,5	4/31	6,8
T_2^* (7 T) [ms]	56 ± 1	1,0	5/37	33

¹⁸Bei $B_0 = 7$ T wurde nur eine Mittelung aufgenommen. Damit ist gewährleistet, dass beide Aufnahmen ungefähr das gleiche SNR haben.

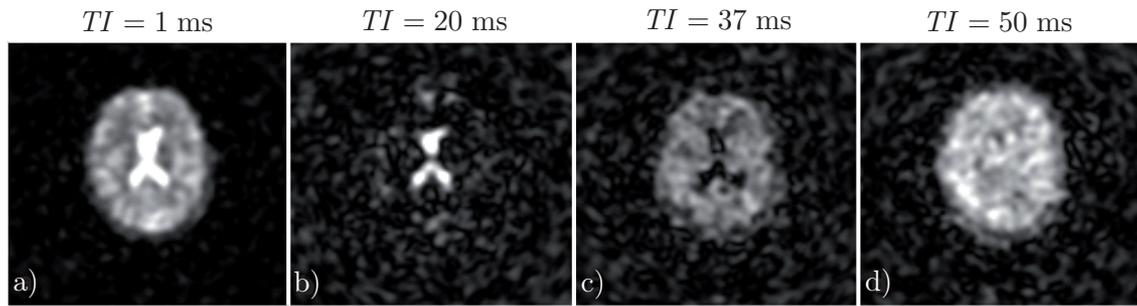


Abb. 4.36: Transversale Schicht vom Kopf eines gesunden Probanden bei verschiedenen Inversionszeiten ($TI = 1/20/37/50$ ms). Verwendete Parameter: $TE = 0,3$ ms, $TR = 250$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $B_0 = 3$ T, $G_0 = 4,68$ mT/m, $t_0 = 0,5$ ms, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Interpolation auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, 2500 Projektionen, Hanning-Filterung, Messzeit: 10 min 15 ms.

4.7.1.4 Inversion-Recovery Natrium-Bildgebung

Inversion-Recovery Natrium-Bildgebung wurde bereits von Stobbe und Beaulieu [2005] mit einer kartesischen 3D-FLASH-Sequenz durchgeführt. Dabei konnte das Signal der Liquor-Flüssigkeit unterdrückt werden. Wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, haben kartesische Auslesetechniken auch bei Verwendung von asymmetrischer k-Raum-Auslese ein schlechteres SNR, aufgrund der vergleichsweise langen Echozeit. Daher wurde hier eine DA-3D-RAD-Sequenz als Grundlage für die *Inversion-Recovery*-Sequenz verwendet (IR-DA-3D-RAD).

Um die geeigneten Inversionszeiten einstellen zu können, wurden zuerst die T_1 -Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit und von Hirngewebe bestimmt. Dazu wurden Messungen mit einer IR-DA-

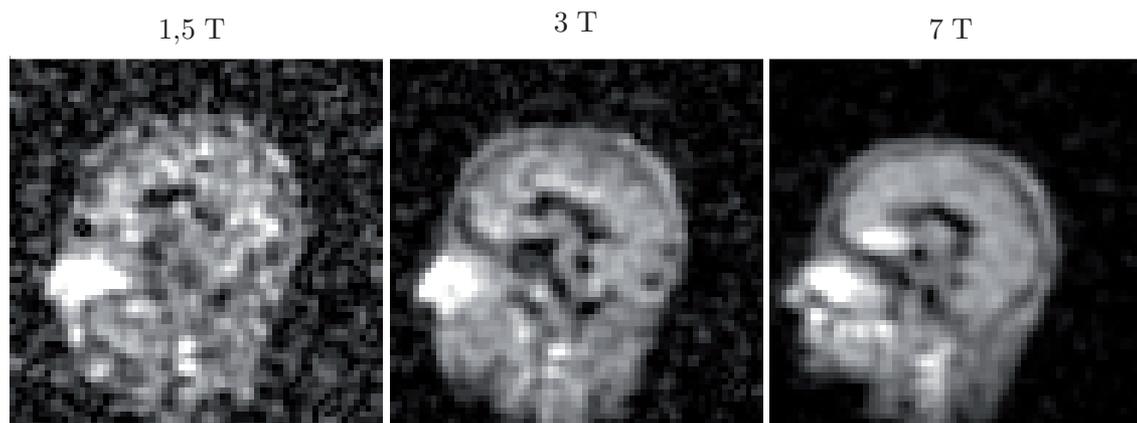


Abb. 4.37: IR-DA-3D-RAD Aufnahmen bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Liquor-Flüssigkeit konnte bei allen drei Magnetfeldstärken mit der gleichen Inversionszeit unterdrückt werden. Verwendete Parameter: $TE = 0,2$ ms (1,5 T), $TE = 0,3$ ms (3 T), $TE = 1,05$ ms (7 T), $TR = 124$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $TI = 34$ ms. Pulslängen: 0,25/0,54/2 ms (90° -Puls), 1/1,3/3 ms (180° -Puls) (angegeben für die jeweiligen Magnetfeldstärken: $B_0 = 1,5/3/7$ T). (Aufgrund der SAR (engl. specific absorption rate) Einschränkungen mussten bei den höheren Magnetfeldstärken längere Pulslängen gewählt werden. Dies führt auch zu entsprechend längeren Echozeiten.) 5000 Projektionen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, Hanning-Filterung, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Messzeit: 10 min 20 s.

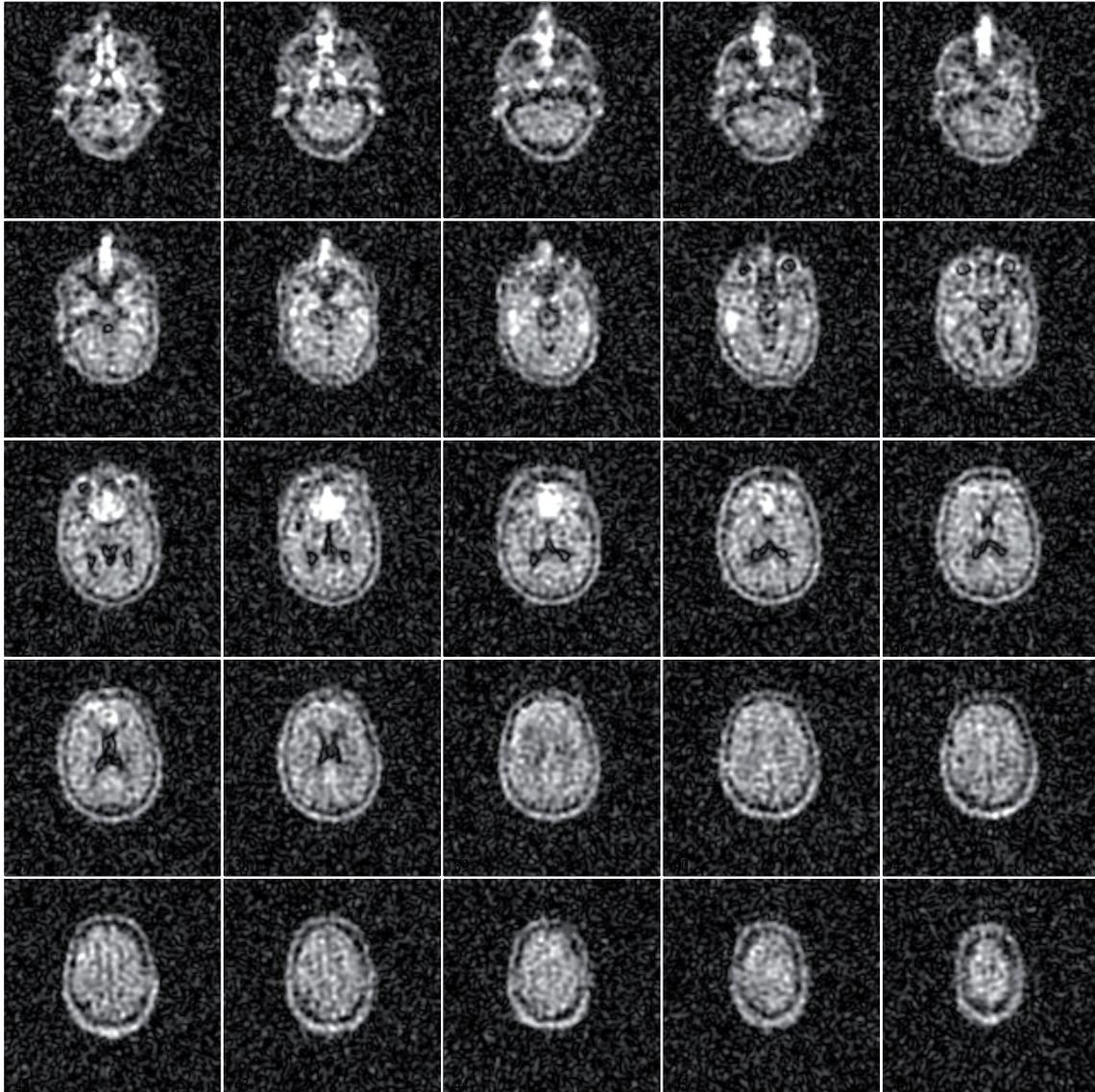


Abb. 4.38: IR-DA-3D-RAD Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden bei $B_0 = 7$ T. Die Bilder wurden ohne Filter rekonstruiert. Die Liquor-Flüssigkeit und das Signal der Glaskörper der Augen werden gut unterdrückt. Verwendete Parameter: $TE = 1,05$ ms, $TR = 124$ ms, $TI = 34$ ms, 5000 Projektionen, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, Messzeit: 10 min 20 s.

3D-RAD Sequenz durchgeführt und die Inversionszeit variiert. Exemplarische Schichten dieser Messungen und die dazugehörigen Parameter sind in Abbildung 4.36 gezeigt. Eine Inversionszeit von $TI = 20$ ms führt bei der verwendeten Repetitionszeit zu einer Unterdrückung des Signals von Hirngewebe (Abbildung 4.36b). Bei $TI = 37$ ms wird eine gute Unterdrückung des Liquor-Signals erzielt. Die T_1 -Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit ($T_1 = 58,1 \pm 0,6$ ms) und von Hirngewebe ($T_1 = 29,0 \pm 0,3$ ms) wurden durch eine mono-exponentielle Anpassung bestimmt.

Wie in Kapitel 4.6.3 gezeigt, sind die T_1 -Relaxationszeiten von NaCl-Lösung unabhängig von der Magnetfeldstärke. Es ist daher naheliegend, dass auch die T_1 -Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit unverändert bleiben. Um dies verifizieren zu können, wurden IR-DA-3D-RAD

Aufnahmen von gesunden Probanden bei verschiedenen Magnetfeldstärken ($B_0 = 1,5/3/7$ T) durchgeführt (Abbildung 4.37). Es wurde bei allen Magnetfeldstärken die gleiche Repetitionszeit ($TR = 124$ ms) und die gleiche Inversionszeit ($TI = 34$ ms) verwendet¹⁹. Es konnte bei allen drei Magnetfeldstärken eine gute Unterdrückung des Signals der Liquor-Flüssigkeit erreicht werden.

Des Weiteren sind in Abbildung 4.37 mehrere Schichten eines IR-DA-3D-RAD Datensatzes vom Kopf eines gesunden Probanden gezeigt. Die Bilder wurden bei einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 7$ T aufgenommen. Es zeigt sich, dass neben der Liquor-Flüssigkeit auch Signal von den Glaskörpern der Augen gut unterdrückt ist. Eine hohe Signalintensität weisen Strukturen auf, die Knorpel enthalten (Nasenscheidewand). Hier wird ein SNR von 16 ± 2 erreicht. Im Hirngewebe dagegen wird nur ein SNR von $5,7 \pm 0,6$ erreicht.

4.7.2 ^{23}Na -MRT bei 7 T

Bei 7 T durchgeführte ^{23}Na -Aufnahmen wurden in dieser Arbeit bereits an verschiedenen Stellen gezeigt. In den beiden vorherigen Abschnitten und in Kapitel 4.6.3 wurde die Feldstärke-Abhängigkeit der Relaxationszeiten behandelt. Des Weiteren wurden in Kapitel 4.4.4.1 Probleme aufgezeigt, die bei dieser Magnetfeldstärke durch B_0 -Inhomogenitäten entstehen. In diesem Abschnitt soll vor allem auf die Abhängigkeit des SNRs von der Magnetfeldstärke, und damit auf

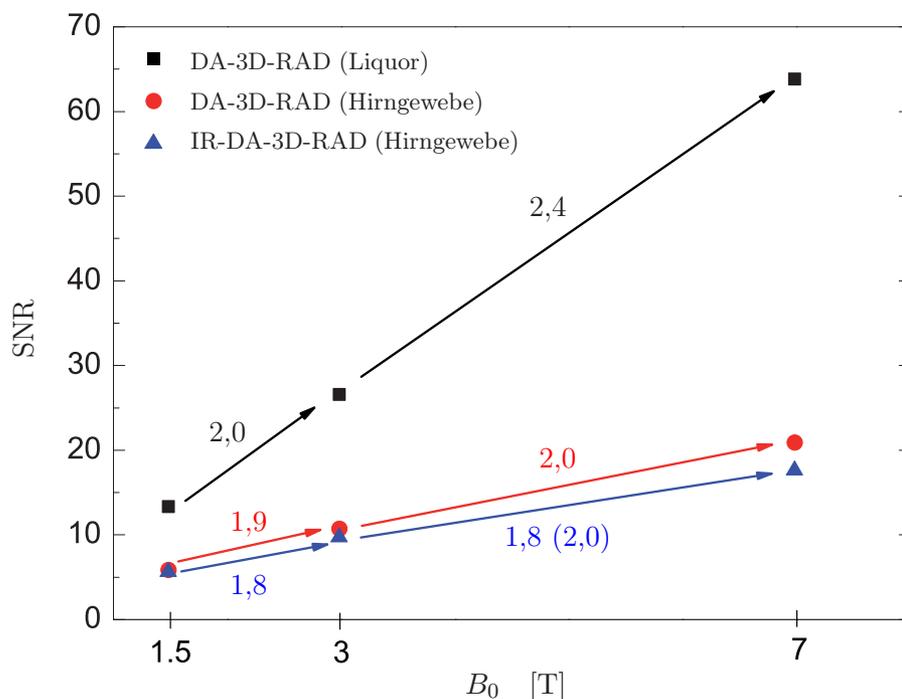


Abb. 4.39: SNR-Werte bei verschiedenen Magnetfeldstärken bei Aufnahmen vom Kopf gesunder Probanden. Die entsprechenden Aufnahmen sind in Abbildung 4.18 ($T_{RO} = 40$ ms) und Abbildung 4.37 (IR-DA-3D-RAD) gezeigt. Die an den Pfeilen angegebenen Werte geben den gemessenen SNR-Anstieg an. Bei dem in Klammern angegebenen Wert wurden die durch unterschiedliche Echozeiten verursachten Unterschiede des SNRs korrigiert. Bei allen anderen Werten führt eine Korrektur nicht zu signifikanten Unterschieden. Von kleineren Abweichungen, die auf T_1 -Relaxationseffekte zurückzuführen sind, abgesehen wird der theoretisch erwartete lineare SNR-Anstieg erreicht.

¹⁹Die notwendige Inversionszeit (TI), um Signal von Gewebe einer bestimmten T_1 -Relaxationszeit zu unterdrücken, lässt sich für eine gegebene Repetitionszeit (TR) durch Gleichung 2.137 berechnen.

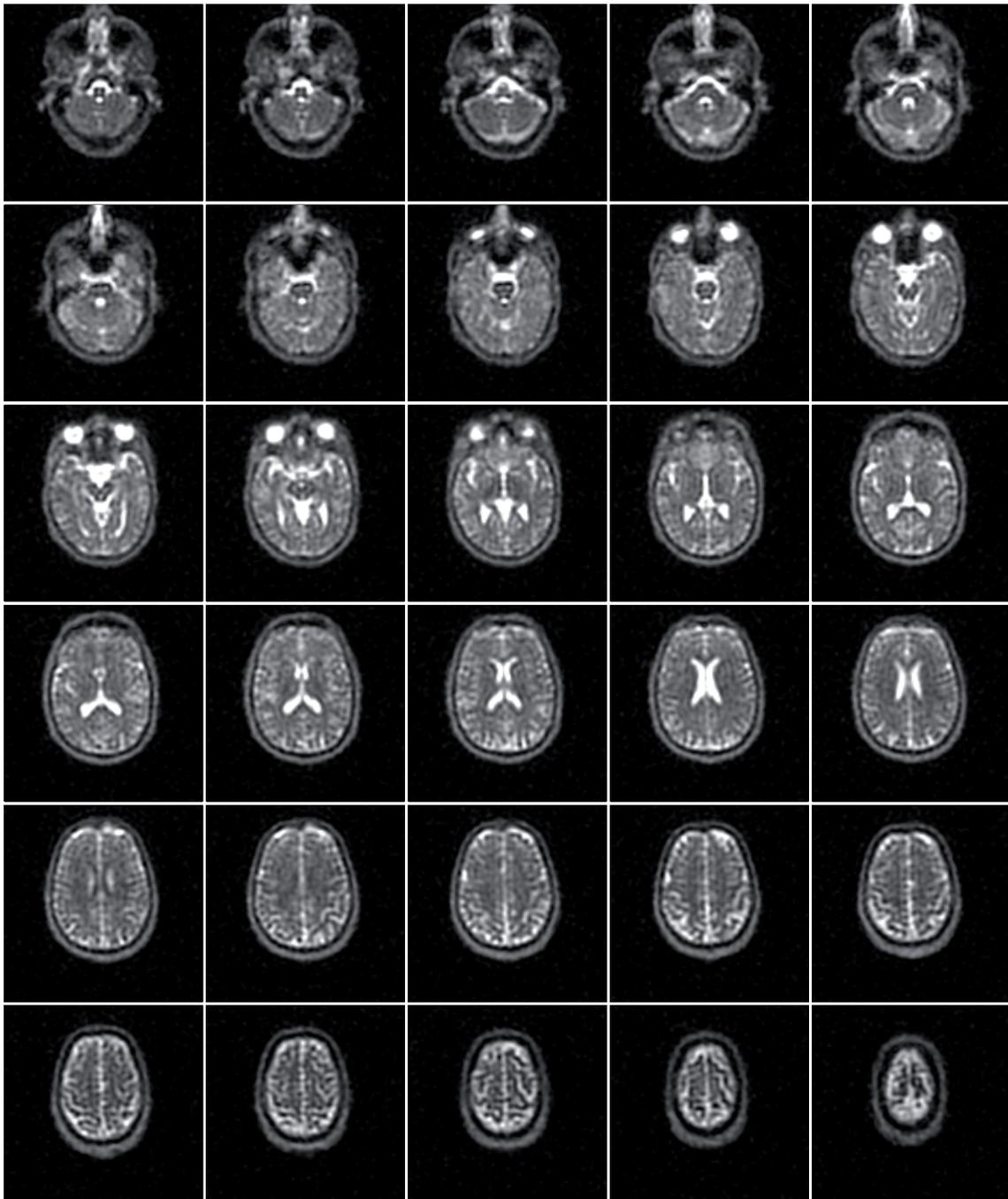


Abb. 4.40: Ausschnitt aus einem mit der DA-3D-RAD-Sequenz aufgenommenen 3D-Datensatz vom Kopf eines gesunden Probanden. Die Bilder wurden bei $B_0 = 7\text{ T}$ aufgenommen. Es wird in klinisch akzeptabler Messzeit eine gute Auflösung erreicht, so dass sich auch Liquor-Einschlüsse im Hirngewebe auflösen lassen. Verwendete Parameter: $TE = 0,6\text{ ms}$, $TR = 15\text{ ms}$, $T_{RO} = 10\text{ ms}$, $\alpha = 41^\circ$, $G_0 = 9,83\text{ mT/m}$, $t_0 = 0,25\text{ ms}$, Auflösung: $4 \times 4 \times 4\text{ mm}^3$, $FOV = 264 \times 264 \times 264\text{ mm}^3$, Interpolation auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, 13700 Projektionen, 3 Mittelungen, Messzeit: 10 min 17 ms.

die Vorteile, eingegangen werden. Wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, wird eine lineare Abhängigkeit des SNRs von der Magnetfeldstärke erwartet²⁰. Von 1,5 T auf 3 T ist daher eine Verdopplung zu erwarten und von 3 T auf 7 T ein Anstieg um einen Faktor 2,33.

In Abbildung 4.39 ist das SNR von verschiedenen Kopf-Aufnahmen als Funktion der Magnetfeldstärke aufgetragen. Das SNR steigt, wie theoretisch erwartet, ungefähr linear mit der Magnetfeldstärke an. Dies gilt insbesondere für das SNR der Liquor-Flüssigkeit. In Hirngewebe fällt der SNR-Anstieg sowohl bei der DA-3D-RAD-Sequenz als auch bei der IR-DA-3D-RAD-Sequenz etwas geringer aus.

Da bei den beiden höheren Magnetfeldstärken etwas längere Echozeiten als bei 1,5 T verwendet werden mussten²¹, führt die schnelle transversale Relaxation bei Hirngewebe zu einer Unterschätzung des SNRs. Daher wurde eine Korrektur vorgenommen. Dazu wurden die in Tabelle 4.13 angegebenen Werte verwendet. Die Korrektur führt nur bei der IR-DA-3D-RAD-Sequenz beim Übergang von $B_0 = 3$ T auf $B_0 = 7$ T zu signifikanten Veränderungen. Auch nach dieser Korrektur fällt der SNR-Anstieg bei Hirngewebe etwas geringer als bei der Liquor-Flüssigkeit aus. Eine mögliche Erklärung dieses Unterschiedes ist die Abhängigkeit der T_1 -Relaxationszeit von der Magnetfeldstärke (vgl. Abschnitt 4.6.3). Da bei der DA-3D-RAD-Sequenz eine Repetitionszeit von $TR = 50$ ms verwendet wurde, liegt eine leichte T_1 -Wichtung vor. Steigt die T_1 -Relaxationszeit, so wird eine geringere Signalintensität erreicht. Ebenso wird bei der IR-DA-3D-RAD-Sequenz mehr Signal von Hirngewebe unterdrückt, wenn die T_1 -Relaxationszeit ansteigt.

Das vergleichsweise hohe SNR, welches bei der Magnetfeldstärke von $B_0 = 7$ T erreicht wird, kann dazu genutzt werden, 3D-Datensätze vom Kopf in klinisch akzeptabler Messzeit (≈ 10 min), bei einer isotropen Auflösung von $4 \times 4 \times 4$ mm³ aufzunehmen. Bei den in Abbildung 4.40 gezeigten Aufnahmen eines gesunden Probanden wurden SNR-Werte von 13 ± 2 (Hirngewebe) und 40 ± 2 (Liquor-Flüssigkeit) erreicht. Anatomische Details wie z.B. Liquor-Einschlüsse im Hirngewebe werden gut aufgelöst.

4.7.3 ²³Na-MRT des Knies

Wie in Kapitel 2.4 erläutert, spielt der Natriumgehalt bei degenerativen Erkrankungen des Knorpels eine große Rolle. Daher wurden die entwickelten Sequenztechniken zur Bildgebung am Knie getestet.

In Abbildung 4.41 sind ²³Na-Aufnahmen des Knies eines gesunden Probanden gezeigt. Dabei wurden eine Spindichte-Wichtung und eine IR-DA-3D-RAD-Sequenz verwendet. Bei beiden Sequenztechniken hat Knorpel eine hohe Signalintensität. Bei den IR-Aufnahmen ist das Signal der NaCl-Lösungen (1 und 3) und von Blutgefäßen (gelbe Pfeile) im Vergleich zu der Spindichte-Wichtung gut unterdrückt. Bei Patienten könnte auf diese Weise auch zwischen Natriumionen des Knorpels und Natriumionen, die sich in einem angrenzenden Ödem befinden, unterschieden werden.

²⁰Dies setzt voraus, dass Effekte durch Änderungen der Relaxationszeiten vernachlässigt werden können und die verwendeten Spulen vergleichbar sind. Letzteres ist näherungsweise erfüllt (vgl. Kapitel 3.1.2).

²¹Aufgrund der SAR (engl. *specific absorption rate*) Einschränkungen mussten bei den höheren Magnetfeldstärken längere Pulslängen gewählt werden. Dies führt auch zu entsprechend längeren Echozeiten.

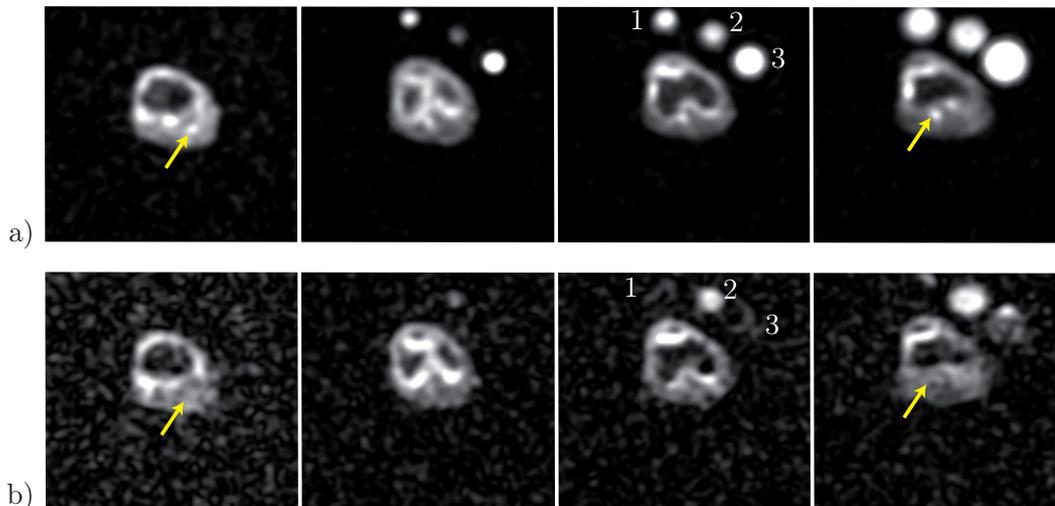


Abb. 4.41: Transversale Schichten des Knies eines gesunden Probanden. Referenzlösungen sind mit Zahlen markiert (1: 0,3% NaCl-Lösung, 2: 0,3% NaCl und 5% Agarose-Gel, 3: 0,6% NaCl-Lösung).

a) Es wurde eine lange Repetitionszeit ($TR = 120$ ms) verwendet, so dass näherungsweise eine Spindichtewichtung vorliegt.

b) IR-DA-3D-RAD Aufnahmen. Blutgefäße (durch Pfeile markiert) werden in den IR-Aufnahmen gut unterdrückt.

Verwendete Parameter: a) $TE = 0,2$ ms, $TR = 120$ ms, $T_{RO} = 20$ ms, $\alpha = 82^\circ$, $B_0 = 3$ T, 5000 Projektionen, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, Hanning-Filterung, Messzeit: 10 min. b) $TE = 0,3$ ms, $TR = 124$ ms, $T_{RO} = 10$ ms, $TI = 34$ ms, $B_0 = 3$ T, 5000 Projektionen, $FOV = 320 \times 320 \times 320$ mm³, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, interpoliert auf $128 \times 128 \times 64$ Bildpunkte, Hanning-Filterung, Messzeit: 10 min 20 s.

4.7.4 ²³Na-MRT der Niere

Mit dem in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Oberflächen-Spulenpaar können auch ²³Na-Aufnahmen vom Abdomen durchgeführt werden. Damit lassen sich insbesondere die Nieren und die Bandscheiben abbilden. Bei der Niere spielt Natrium bei der Regulation des Wasser-Elektrolyt-Haushaltes eine wichtige Rolle (vgl. Kapitel 2.4).

In den gezeigten koronalen Aufnahmen (Abbildung 4.7.4) weisen insbesondere die Nieren und die Bandscheiben eine hohe Signalintensität auf. Eine sehr große Signalintensität tritt in den transversalen Schichten im Bereich der Rippenbögen auf²².

Zusätzlich wurden Aufnahmen mit einer ME-DA-3D-RAD-Sequenz durchgeführt (nicht gezeigt). Damit wurden bi-exponentielle Fits zur Abschätzung der T_2^* -Relaxationszeiten im Bereich der Nieren ($T_{2s}^* \approx 10$ ms, $T_{2l}^* \approx 73$ ms), der Bandscheiben ($T_{2s}^* \approx 4$ ms, $T_{2l}^* \approx 26$ ms) und der Rippenbögen ($T_{2s}^* \approx 5$ ms, $T_{2l}^* \approx 17$ ms) durchgeführt.

²²Dies liegt z.T. daran, dass keine Korrektur der Signalintensitäten bzgl. des Sensitivitätsprofils der Spulen vorgenommen worden ist.

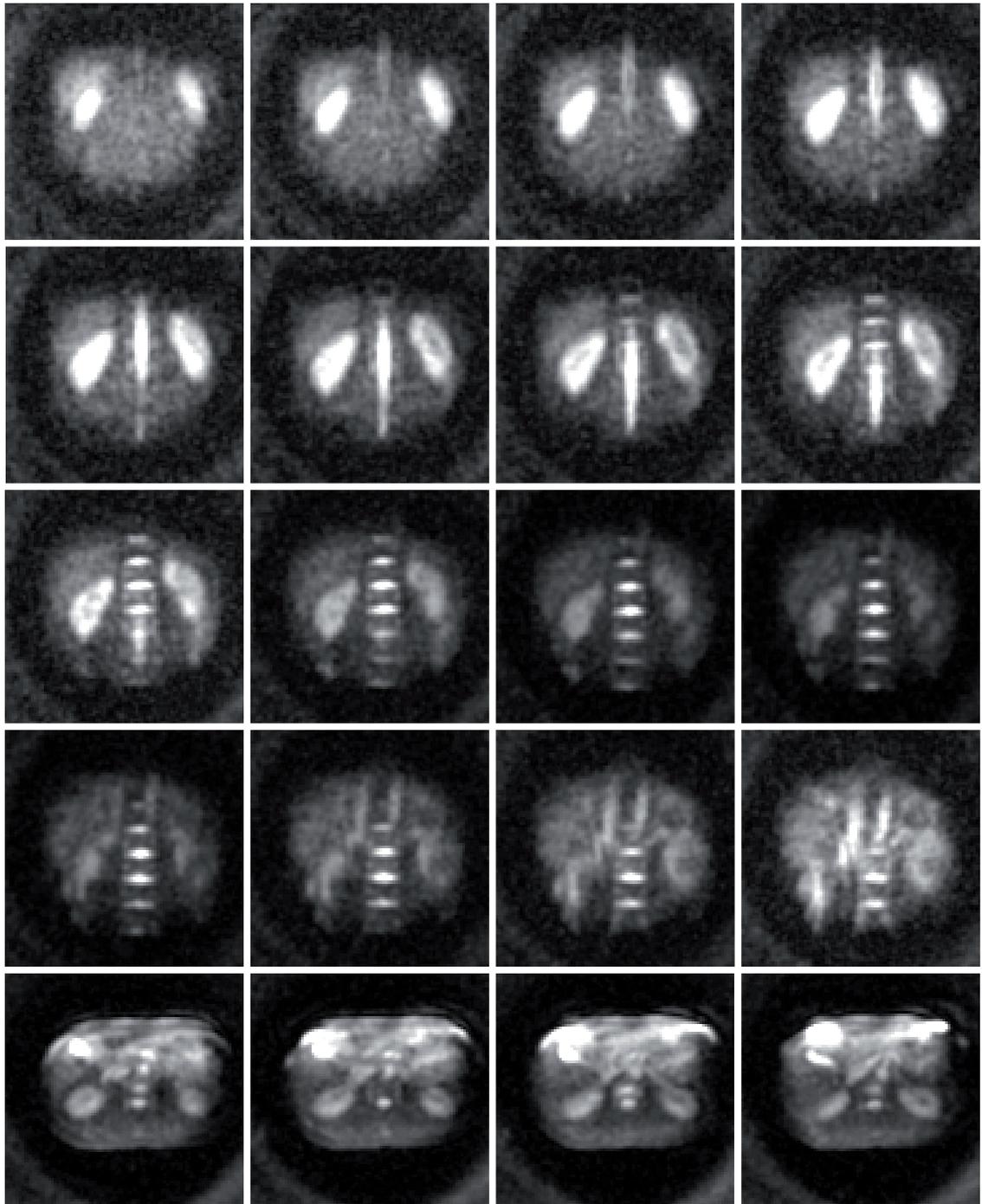


Abb. 4.42: Koronale und transversale (untere Reihe) Schichten des Abdomens eines gesunden Probanden. Insbesondere die Nieren und die Bandscheiben weisen hohe Signalintensitäten auf. Verwendete Parameter: $TE = 0,6$ ms, $TR = 50$ ms, $\alpha = 70^\circ$, $B_0 = 3$ T, 13000 Projektionen, $FOV = 450 \times 450 \times 450$ mm³, Auflösung: $5 \times 5 \times 5$ mm³, Hanning-Filterung, Messzeit: 10 min 50 s.

4.7.5 Muskelerkrankungen

Die in Abschnitt 4.7.1 vorgestellten Techniken wurden bei Patienten mit einer hypokaliämischen periodischen Paralyse (HypoPP) angewendet, um eventuelle pathologische Veränderungen detektieren zu können. HypoPP ist eine erblich bedingte Ionenkanal-Erkrankung (vgl. Kapitel 2.4), bei der eine Provokation der Muskulatur (z.B. Kühlung) zu einem Anstieg der intrazellulären ^{23}Na -Konzentration und zu einer Muskelschwäche führt [Lehmann-Horn und Jurkat-Rott, 1999]. Daher bietet sich diese Erkrankung an, um zu testen, ob mit den entwickelten Techniken ein intrazellulärer Anstieg der Natriumkonzentration detektiert werden kann.

Dazu wurde die Unterschenkelmuskulatur von zwei HypoPP-Patienten mit drei verschiedenen ^{23}Na -MRT-Kontrasten untersucht. Es erfolgten ^{23}Na -Messungen mit einer T_1 -gewichteten Sequenz, einer IR-Sequenz, die Signal von Flüssigkeiten unterdrückt und einer auf die Spindichte gewichteten Sequenz, welche die Natriumkonzentration misst. Die verwendeten Sequenzparameter sind in Tabelle 4.14 aufgeführt. Zum Vergleich mit der Anatomie wurden T_2 -gewichtete STIR²³ (engl. *short tau inversion recovery*) Aufnahmen vorgenommen.

Tab. 4.14: Parameter der für Abbildung 4.43 verwendeten ^{23}Na -Sequenzen. Alle Aufnahmen wurden auf ein $320 \times 320 \times 320 \text{ mm}^3$ großes FOV rekonstruiert. Es wurde ein Hanning-Filter zur Rauschunterdrückung verwendet. Bei der IR-Sequenz wurde eine Inversionszeit von $TI = 34 \text{ ms}$ verwendet.

Parameter Einheit	TE [ms]	TR [ms]	T_{RO} [ms]	α [°]	Projektionen	Auflösung [mm ³]	G_0 [mT/m]	t_0 [ms]
^{23}Na - T_1	0,3	6	5	40°	14000	5x5x5	12,13	0,2
^{23}Na -IR	0,3	124	10	90°/180°	5000	6x6x6	3,88	0,5
^{23}Na -Konz.	0,2	100	20	90°	5000	5x5x5	3,68	0,5

Zuerst wurde ohne Provokation der Muskulatur eine Referenzmessung durchgeführt. Anschließend wurde ein Unterschenkel mit Eis für 25 min gekühlt und eine Kraftübung ($\approx 2 \text{ min}$) durchgeführt. Danach wurde die Muskelkraft der Unterschenkelmuskulatur gemessen²⁴. Der nicht gekühlte Unterschenkel diente bei der zweiten Messung als Referenz. Als weitere Referenz wurden die Messungen einschließlich der Provokation an zwei gesunden Probanden durchgeführt.

Bei den gesunden Probanden blieb die Muskelkraft nach der Provokation unverändert, im Gegensatz hierzu nahm die Muskelkraft der Patienten beim gekühlten Bein ab (Tabelle 4.15).

In Abbildung 4.43 sind exemplarische Schichten aus den aufgenommenen 3D-Datensätzen gezeigt. Ödeme (durch gelben Pfeil markiert), die auch in den Anatomieaufnahmen sichtbar sind, führen zu einer erhöhten Natriumkonzentration und auch zu einer Hyperintensität in den T_1 -gewichteten ^{23}Na -Aufnahmen (Abbildung 4.43b). In den IR-Aufnahmen sind sowohl die Ödeme als auch die NaCl-Lösung (Referenzröhrchen 1) gut unterdrückt. Im Vergleich zum gesunden Probanden (Abbildung 4.43a) ist die Natriumkonzentration in der Muskulatur des Patienten deutlich erhöht. Weitere Aufnahmen der Muskulatur von gesunden Probanden und Patienten sind im Anhang aufgeführt.

Nach Kühlung des Unterschenkels treten beim gesunden Probanden keine signifikanten Ver-

²³Bei STIR-Sequenzen wird die Inversionszeit so eingestellt, dass Signal von Fett unterdrückt wird. Hier: $TE = 65 \text{ ms}$, $TR = 6920 \text{ ms}$, $\alpha = 150^\circ$, $TI = 220 \text{ ms}$

²⁴Die Bestimmung der Muskelkraft erfolgte nach einem vom *British Medical Research Council* vorgeschlagenen Test. Der Test erfasst dabei die Fähigkeit eines Muskels, sich zu kontrahieren (1) bis hin zur normalen Muskelkraft (5). Eine ausführliche Beschreibung dieses Tests findet man in [Schädler et al., 2006].

änderungen auf. Dagegen steigt in der IR-Aufnahme beim Patienten die Signalintensität im gekühlten Bein im Vergleich zur Referenzmessung und zum nicht gekühlten Bein deutlich an. Die Natriumkonzentration bleibt dagegen unverändert.

In Abbildung 4.44 sind die bei den Patienten und Probanden gemessenen Signalintensitäten quantitativ aufgetragen. Die Natriumkonzentrationen wurden dabei mit den Spindichte-gewichteten Aufnahmen durch Normierung der Signalintensitäten auf die Signalintensität der NaCl-Lösung (Referenzröhrchen 1) bestimmt. Bei den $^{23}\text{Na-T}_1$ und $^{23}\text{Na-IR}$ Messungen wurde die angegebene Signalintensität durch Normierung auf die Agarose-Gel-Referenz (Referenzröhrchen 2) berechnet. Es zeigt sich, dass die Muskulatur der Patienten im Vergleich zu den gesunden Probanden eine deutlich höhere Natriumkonzentration aufweist (Abbildung 4.44a). Des Weiteren führt die Kühlung zu keiner signifikanten Veränderung der Natriumkonzentration. Dagegen steigen die mit den $^{23}\text{Na-T}_1$ und $^{23}\text{Na-IR}$ Messungen berechneten Signalintensitäten im gekühlten Bein der Patienten an. Insbesondere bei der IR-Sequenz ist ein deutlicher Anstieg sichtbar (Abbildung 4.44c), wobei bei den T_1 -gewichteten Aufnahmen nur leichte Veränderungen auftreten (Abbildung 4.44b).

Die Kühlung führt bei den Patienten also zu lokalen Veränderungen der T_1 -Relaxationszeiten, da die gesamte Natriumkonzentration konstant bleibt (Abbildung 4.44a), aber bei Sequenzen, die einen T_1 -Kontrast aufweisen ($^{23}\text{Na-T}_1$ und $^{23}\text{Na-IR}$), ein Signalanstieg zu beobachten ist.

Um diese Änderung der T_1 -Relaxationszeit näher untersuchen zu können, wurden zusätzlich globale Messungen der T_1 -Relaxationszeit mit einer FID-Sequenz durchgeführt. Zur Abschätzung der T_1 -Relaxationszeit wurden die Messergebnisse mit Gleichung 2.136 gefittet²⁵. Die auf diese Weise abgeschätzten T_1 -Relaxationszeiten sind in Tabelle 4.16 angegeben. Es zeigt sich, dass die mittlere T_1 -Relaxationszeit in der Muskulatur der Patienten deutlich größer als bei den gesunden Probanden ist. Des Weiteren treten bei den Patienten nach der Kühlung keine signifikanten Unterschiede bei den global gemessenen T_1 -Relaxationszeiten auf. Bei den Probanden nehmen die T_1 -Relaxationszeiten dagegen leicht ab. Ob es sich dabei jedoch um Messfehler (z.B durch die neue Positionierung) oder um einen Effekt handelt, der auf die Kühlung zurückzuführen ist, lässt sich bei der geringen Fallzahl nicht sagen.

Die lokale Veränderung der T_1 -Relaxationszeit bei den Patienten kann dabei zwei Ursachen haben. Zum einen besteht die Hypothese, dass im Intrazellulärraum kürzere T_1 -Relaxationszeiten vorliegen als im Extrazellulärraum. Der Signalanstieg würde damit auf einer Verschiebung der Natriumionen vom Extra- in den Intrazellulärraum beruhen. Eine weitere Möglichkeit ist, dass es sich um einen Temperatureffekt handelt. Bleibt die Temperaturerniedrigung nach der Kühlung während der Messung bestehen, so könnte auch dies zu einer Verkürzung der T_1 -Relaxationszeiten

Tab. 4.15: Muskelkraft bei HypoPP Patienten und gesunden Probanden. Die Einteilung erfolgte nach einer Skala, auf der 0 einer kompletten Lähmung und 5 der vollen Muskelkraft entspricht.

	Patient 1		Patient 2		Proband 1		Proband 2	
	Ref.	gek.	Ref.	gek.	Ref.	gek.	Ref.	gek.
1: Referenzmessung	5	4	5	5	5	5	5	5
2: ein Bein gekühlt	5	3,5	5	3,5	5	5	5	5

²⁵Dieser mono-exponentielle Fit dient nur zur Abschätzung der Relaxationszeiten. Für eine genauere Betrachtung müsste ein Modell mit mehreren Relaxationszeiten verwendet werden, was aber wiederum die Stabilität des Fits beeinträchtigen würde.

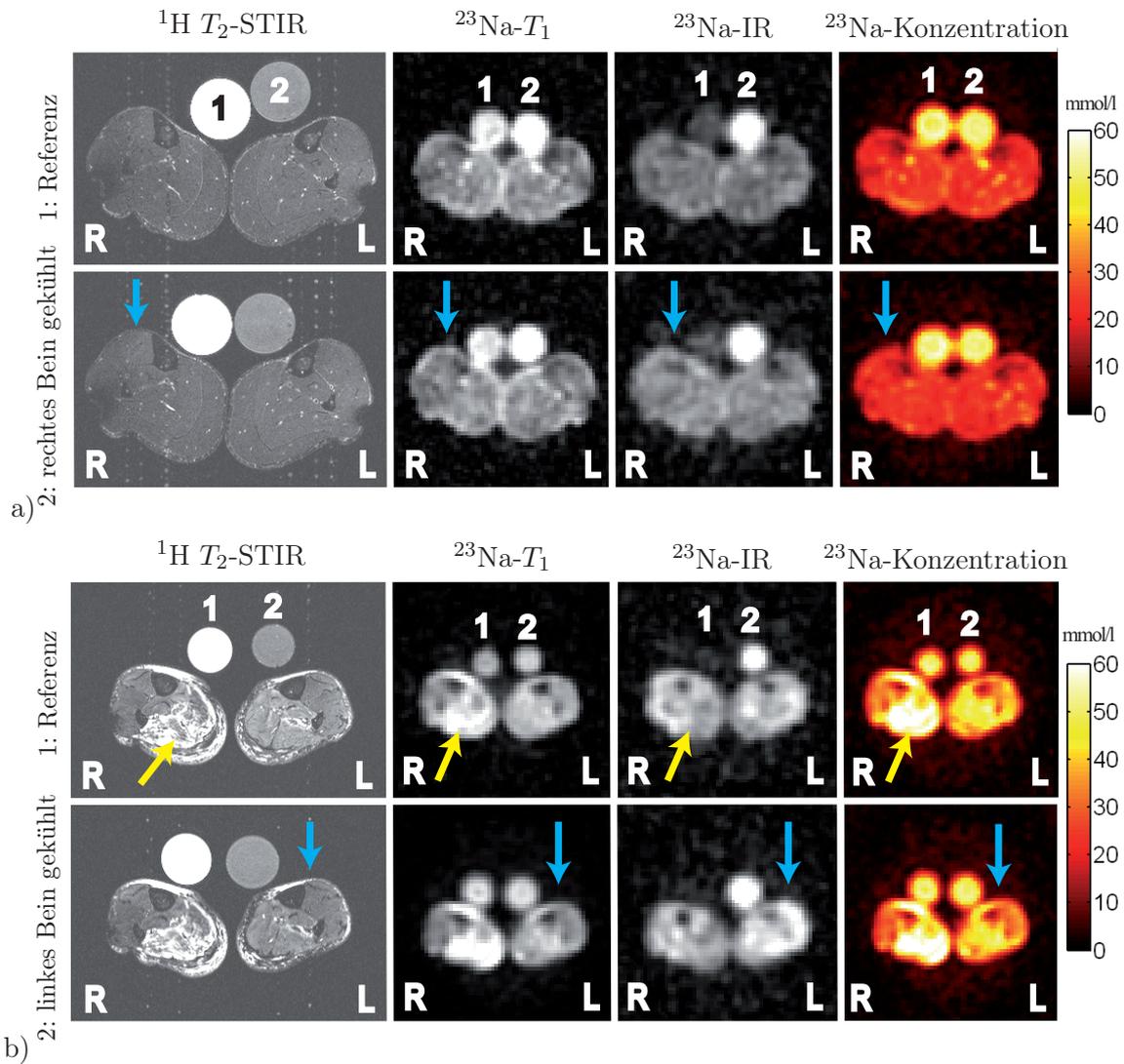


Abb. 4.43: a) Bilder der Unterschenkel von Proband 1. b) Bilder der Unterschenkel von Patient 1. Die Referenzröhrchen sind durch Nummern markiert (1: 51 mmol/l NaCl-Lösung, 2: 51 mmol/l NaCl-Lösung mit 5,0% Agarose). In den oberen Reihen sind jeweils die Aufnahmen der Referenzmessungen gezeigt und in den unteren Reihen sind die Messungen nach Provokation gezeigt. Ödeme (durch gelben Pfeil markiert) werden durch die ^{23}Na -IR-Sequenz gut unterdrückt. Die gekühlten Beine sind jeweils durch einen blauen Pfeil markiert. Das gekühlte Bein des Patienten zeigt in der ^{23}Na -IR Aufnahme eine erhöhte Signalintensität im Vergleich zur Referenzmessung. Des Weiteren ist die Natriumkonzentration in der Muskulatur des Patienten (b) deutlich höher als beim gesunden Probanden (a). Zusätzliche Aufnahmen sind im Anhang gezeigt.

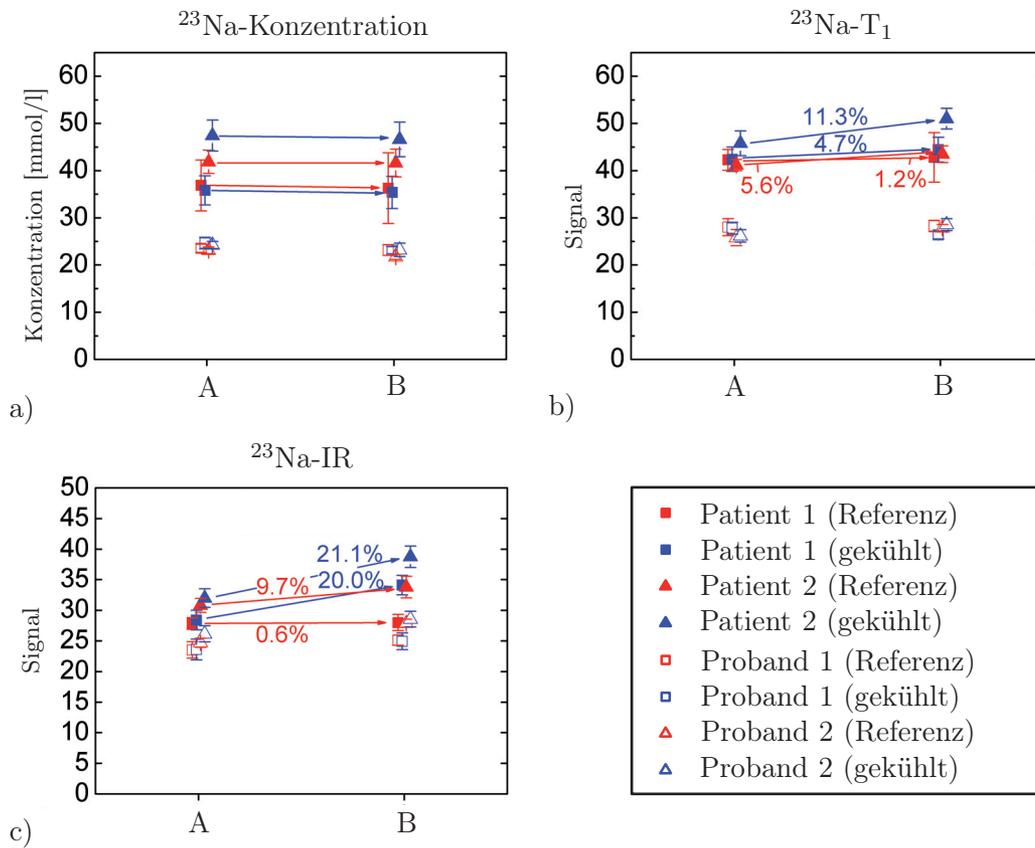


Abb. 4.44: Signalintensitäten im soleus-Muskel. A: Referenz Messung (vor Kühlung). B: Ein Unterschenkel wurde gekühlt. Bei den $^{23}\text{Na-T}_1$ und $^{23}\text{Na-IR}$ Messungen wurde die angegebene Signalintensität durch Normierung auf die Agarose-Gel-Referenz (Referenzröhrchen 2) berechnet. Die Patienten haben eine signifikant höhere Natriumkonzentration (a) als die gesunden Probanden. Bei den Patienten tritt im gekühlten Bein insbesondere bei der $^{23}\text{Na-IR}$ -Sequenz (c) ein deutlicher Signalanstieg auf. Die gemessene Natriumkonzentration wird dagegen nicht durch die Kühlung beeinflusst.

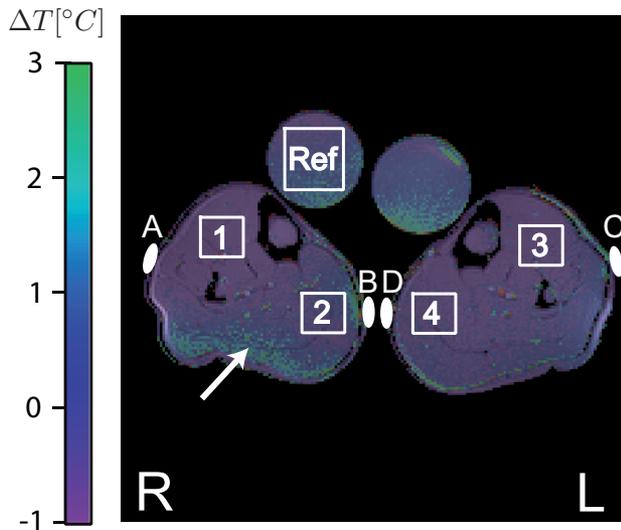


Abb. 4.45: Mit MRT gemessene Temperaturänderung in der Unterschenkelmuskulatur eines gesunden Probanden. Der linke Unterschenkel wurde 25 min mit Eis gekühlt. Die Messung begann 15 min nach Beendigung der Kühlung und endete ca. 60 min nach Beendigung der Kühlung. Dargestellt sind Temperaturänderungen im Vergleich zu einer Agarose-Gel-Referenz (Ref.).

führen und den auftretenden Signalanstieg erklären. Wie die Ergebnisse in Abschnitt 4.6.4 zeigen, ist insbesondere bei Geweben mit kurzen Korrelationszeiten (z.B. ödematösen Gewebe) eine stärkere Temperaturabhängigkeit der T_1 -Relaxationszeit zu erwarten als bei gesundem Muskelgewebe. Dies könnte die zwischen Patienten und gesunden Probanden auftretenden Unterschiede erklären. Um dies genauer untersuchen zu können, wurde bei einem gesunden Probanden die Temperatur im Muskel nach der Kühlung gemessen. Der Messaufbau und die Ergebnisse dieser Messung werden im Folgenden vorgestellt.

Die Temperaturmessung wurde auf zwei Arten durchgeführt. Zum einen erfolgte eine direkte Messung der Oberflächentemperatur auf der Haut mit einem für den Einsatz im Magnetfeld geeigneten faseroptischen Thermometer. Zum anderen wurde der Temperaturverlauf nach der Kühlung mit der MRT gemessen. Diese Messmethode beruht auf der Temperaturabhängigkeit der chemischen Verschiebung [Hindman, 1966]. Um die Vergleichbarkeit zu den Messungen der Patienten zu gewährleisten, wurde die gleiche Vorgehensweise gewählt. D.h., ein Unterschenkel wurde für 25 min in Eis gekühlt, anschließend wurde für ca. 2 min eine Kraftübung durchgeführt. Die Messung mit dem faseroptischen Thermometer konnte 10 min nach Beendigung der Kühlung und die MRT-Messung 15 min nach Beendigung der Kühlung gestartet werden.

Die mit der MRT gemessene Temperaturveränderung ist in Abbildung 4.45 dargestellt. Gezeigt ist die Temperaturänderung im Vergleich zur Agarose-Gel-Referenz vom Zeitpunkt 15 min nach der Kühlung bis 60 min nach der Kühlung. Der Temperaturverlauf für die eingezeichneten Muskelbereiche ist in Abbildung 4.46b aufgetragen. Zur Auswertung wurde eine hausinterne Software (TAM-Monitor²⁶) verwendet.

Die mit dem faseroptischen Thermometer gemessenen Temperaturen sind in Abbildung 4.46a

Tab. 4.16: Ergebnisse der globalen Abschätzung der T_1 -Relaxationszeiten.

	Patient 1	Patient 2	Proband 1	Proband 2
1: Referenzmessung	37 ± 2 ms	40 ± 2 ms	32 ± 2 ms	34 ± 2 ms
2: ein Bein gekühlt	37 ± 2 ms	39 ± 2 ms	29 ± 2 ms	32 ± 2 ms

²⁶engl. *thermal ablation monitor*. - TAM

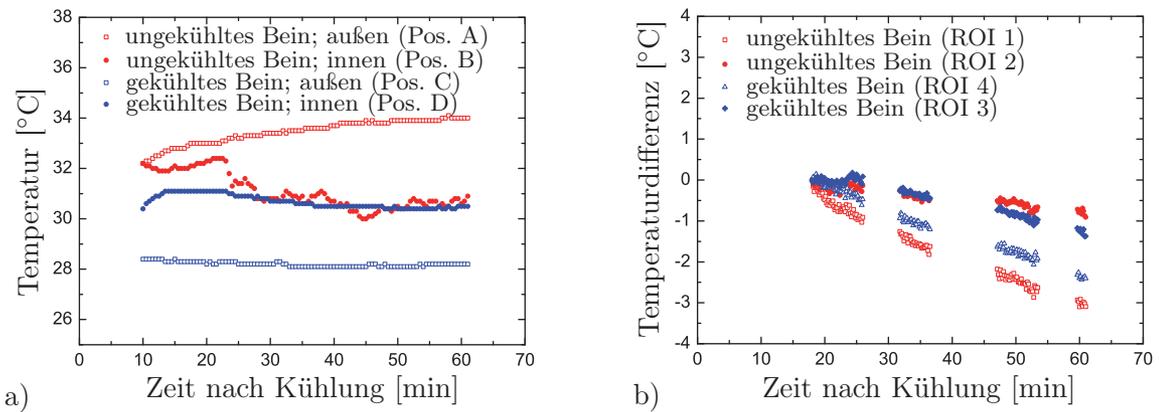


Abb. 4.46: Temperaturverlauf der Unterschenkelmuskulatur eines gesunden Probanden nach Beendigung der Kühlung. Die Positionen, an denen die Temperatur gemessen wurde, sind in Abbildung 4.45 eingezeichnet. a) Temperaturmessung mit einem faseroptischen Thermometer. b) Der Temperaturverlauf wurde mit der MRT gemessen.

gezeigt. Mit der MRT Methode wird im beobachteten Zeitraum in den eingezeichneten Bereichen (Abbildung 4.45) eine Abnahme der Temperatur im Vergleich zur Referenz gemessen. Dabei wird in einzelnen Muskelbereichen (siehe Pfeil) auch eine Erwärmung detektiert. Im Gegensatz hierzu sind die mit der faseroptischen Methode gemessenen Veränderungen geringer. Die zu Beginn gemessenen Oberflächentemperaturen sind beim gekühlten Bein um 2-4°C niedriger als beim ungekühlten Bein. In den Außenbereichen (Pos. C und Pos. D) verstärkt sich dieser Trend mit der Zeit. Hier besteht am Ende eine Temperaturdifferenz von ca. 6°C.

Um den Einfluss einer Temperaturänderung auf die Signalintensität der verwendeten Sequenzen besser untersuchen zu können, wurde ein einfaches Modell gewählt. Dabei wurden zwei Kompartimente (a und b) mit unterschiedlichen Relaxationszeiten ($T_{1a} = 23$ ms, $T_{1a} = 58$ ms) und unterschiedlichen relativen Anteilen (Modell M1: $A_a = 45\%$, $A_b = 55\%$; Modell M2: $A_a = 70\%$, $A_b = 30\%$) betrachtet²⁷. Für Kompartiment a wurde eine vernachlässigbare Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit angenommen²⁸ und für Kompartiment b wurde die für NaCl-Lösung gemessene Temperaturabhängigkeit ($m(T_1) = 0,97$ ms/°C; vgl. Abschnitt 4.6.4) angenommen. Modell M1 soll also die Verhältnisse bei Patienten beschreiben und Modell M2 die Gegebenheiten in der gesunden Muskulatur. Die berechneten relativen Änderungen der Signalintensitäten der verwendeten Sequenzen sind als Funktion der Temperaturänderung in Abbildung 4.47 gezeigt. Die Signalintensität der ^{23}Na -IR-Sequenz zeigt bei den verwendeten Parametern für beide Modelle eine stärkere Temperaturabhängigkeit im Vergleich zu der $^{23}\text{Na} - T_1$ -Sequenz. Des Weiteren ist die Temperaturabhängigkeit im Modell M2 (Probanden) deutlich geringer ausgeprägt als bei M1 (Patienten), in guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.44 gezeigten Ergebnissen.

Um die bei den Patienten beobachteten Signalanstiege mit der Temperaturabhängigkeit der

²⁷Die verwendeten Parameter führen bei einem mono-exponentiellen Fit der T_1 -Relaxation gerade zu den bei Patienten ($T_1 \approx 39$ ms) und Probanden ($T_1 \approx 31$ ms) beobachteten Relaxationszeiten. Des Weiteren beschreiben sie auch die Annäherung zwischen den bei Patienten und gesunden Probanden mit der ^{23}Na -IR Sequenz gemessenen Signalintensitäten

²⁸Der in Abschnitt 4.6.4 gezeigte Anstieg der T_1 -Relaxationszeit lässt auch eine entsprechende Temperaturabhängigkeit bei gesundem Muskelgewebe vermuten. Wie Abbildung 2.7 zeigt, hängt aber die Temperaturabhängigkeit von der Korrelationszeit ab und für längere Korrelationszeiten verändert sich das Temperaturverhalten hin zu einer inversen Temperaturabhängigkeit. Eine genaue Aussage über die Temperaturabhängigkeit der T_1 -Relaxationszeit bei gesundem Muskelgewebe lässt sich daher nicht treffen.

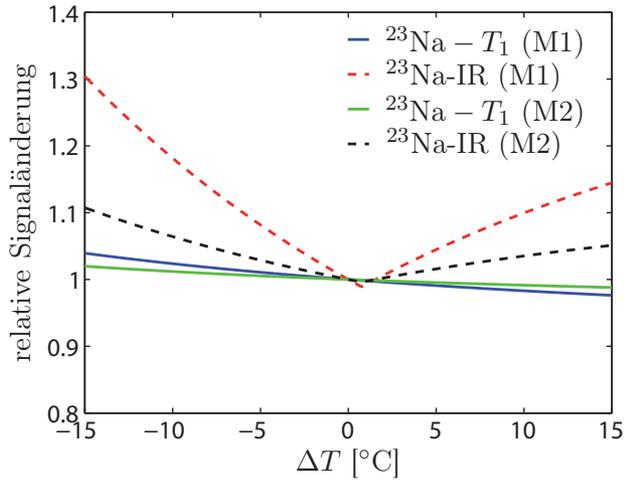


Abb. 4.47: Simulierte relative Signaländerung der verwendeten Sequenzen ($^{23}\text{Na} - T_1$ und $^{23}\text{Na-IR}$) in Abhängigkeit der Temperaturänderung. Angenommen wurde ein einfaches Modell mit zwei Kompartimenten. Modell M1 soll dabei in vereinfachter Weise die Verhältnisse bei Patienten widerspiegeln und Modell M2 die Verhältnisse in der gesunden Muskulatur. Nach diesem Modell ist eine Temperaturerniedrigung von etwa 10°C notwendig, um die in Abbildung 4.44 gezeigten Signaländerungen zu erklären.

Relaxationszeit erklären zu können, ist nach dem Modell M1 eine Temperaturerniedrigung von 10°C im gekühlten Bein notwendig. Bei dem gesunden Probanden wurde an der Außenseite des gekühlten Beins eine um bis zu 6°C geringere Oberflächentemperatur gemessen als beim ungekühlten Bein. Sollte eine vergleichbare Temperaturdifferenz auch in tieferen Schichten vorliegen, so könnte es sich bei dem bei Patienten beobachteten Signalanstieg um einen Temperatureffekt handeln.

4.7.6 Hirntumorpatienten

In der Literatur gibt es zahlreiche ^{23}Na -MRT Studien von Hirntumorpatienten. Meistens wird dabei die ^{23}Na -Konzentration gemessen [Thulborn et al., 1999; Ouwerkerk et al., 2003; Schepkin et al., 2006]. Nekrotische, aber auch besonders aktive Tumorbereiche können eine hohe ^{23}Na -Konzentration im Vergleich zu gesundem Hirngewebe aufweisen. Wird nur die ^{23}Na -Konzentration gemessen, so kann keine Unterscheidung zwischen diesen beiden Bereichen vorgenommen werden.

Daher wurden in dieser Arbeit Messungen mit verschiedenen ^{23}Na -MRT Kontrasten bei einem Astrozytom-Patienten durchgeführt (Abbildung 4.48). Bei den in Abbildung 4.48c gezeigten Aufnahmen handelt es sich um einen Kompromiss zwischen der Maximierung des SNRs und einer Spindichte-Wichtung. Die verwendeten Sequenzparameter sind in Tabelle 4.17 aufgeführt.

Tab. 4.17: Parameter der verwendeten ^{23}Na -Sequenzen. Alle Aufnahmen wurden auf ein $256 \times 256 \times 256 \text{ mm}^3$ großes FOV rekonstruiert. Es wurde ein Hanning-Filter zur Rauschunterdrückung verwendet. Bei der IR-Sequenz wurden eine Inversionszeit von $TI = 33 \text{ ms}$ verwendet. Alle Messungen wurden bei $B_0 = 3 \text{ T}$ durchgeführt.

Parameter Einheit	TE [ms]	TR [ms]	T_{RO} [ms]	α [°]	Projektionen	Auflösung [mm ³]	Messzeit
b) $^{23}\text{Na} - T_1$	0,3	4	2,94	38°	5000	4x4x4	10 min
c) ^{23}Na	0,2	60	20	82°	7500	4x4x4	15 min
d) ^{23}Na -IR	0,3	124	10	90°/180°	5000	5x5x5	20 min 40 s

Bei den T_1 -gewichteten ^{23}Na -Aufnahmen wird, ähnlich wie bei den T_1 -gewichteten ^1H -Aufnahmen, kein guter Kontrast zwischen Tumor und gesundem Hirngewebe erzielt. Die näherungsweise Spindichte-gewichteten ^{23}Na -Bilder zeigen in fast allen Tumor-Regionen höhere Natriumkonzentrationen als im gesunden Hirngewebe. Dagegen weisen in den ^{23}Na -IR Aufnahmen verschiedene Tumorbereiche unterschiedliche Signalintensitäten auf. Regionen, die in den ^1H - T_2 -FLAIR Aufnahmen eine geringe Intensität aufweisen, zeigen auch in den ^{23}Na -IR Aufnahmen eine geringe Intensität. Dagegen sind Regionen, die in den ^1H - T_2 -FLAIR Bildern eine hohe Signalintensität haben, in den ^{23}Na -IR Aufnahmen differenzierter dargestellt. So gibt es in diesen Regionen Bereiche, die fast vollständig unterdrückte Signalintensitäten zeigen, aber auch Bereiche, die hohe Signalintensitäten aufweisen.

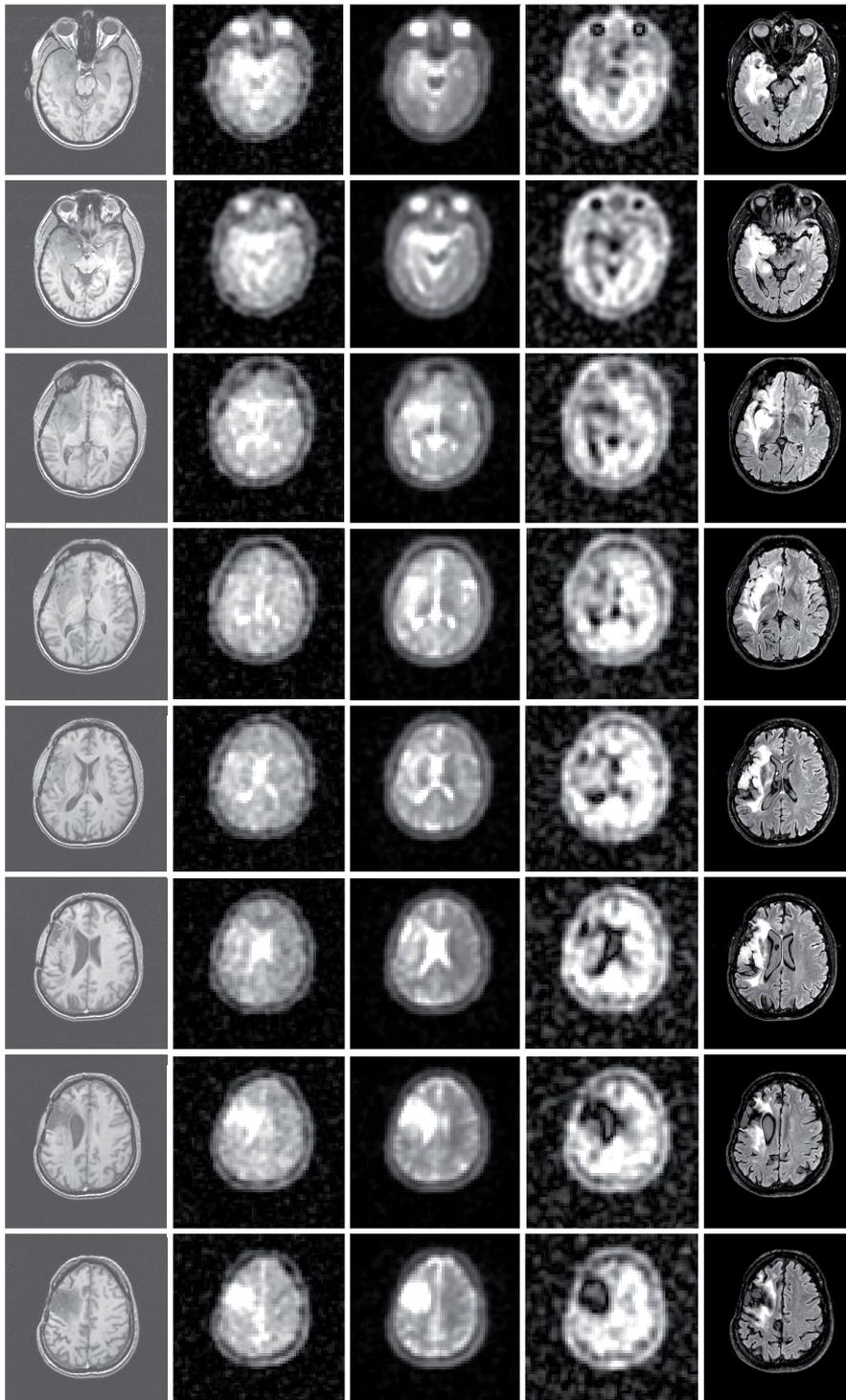
a) ^1H T_1 FLASH b) ^{23}Na - T_1 c) ^{23}Na ($TR = 60$ ms) d) ^{23}Na -IR e) ^1H T_2 -FLAIR

Abb. 4.48: Verschiedene ^1H - und ^{23}Na -Aufnahmen eines Hirntumors (Astrozytom). Die für die ^{23}Na -Aufnahmen verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.17 aufgeführt. Tumor-Bereiche zeigen eine hohe Natriumkonzentration. Die heterogene Tumorstruktur wird in den ^{23}Na -IR-Aufnahmen sichtbar. Hier werden ödematöse Bereiche unterdrückt. Andere Tumor-Bereiche weisen dagegen auch in den ^{23}Na -IR-Aufnahmen eine hohe Signalintensität auf.

Kapitel 5

Diskussion

Das Hauptziel dieser Arbeit war es, eine SNR-effiziente ^{23}Na -MR-Sequenz zu entwickeln, die kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) ermöglicht. Des Weiteren sollten verschiedene ^{23}Na -Bildkontraste mit dieser Sequenz erzeugt und deren Nutzen bei verschiedenen Pathologien zu untersucht werden. Da mit der Entwicklung neuer MR-Tomographen immer höhere Magnetfeldstärken ($B_0 \geq 7$ T) zur Verfügung stehen, sollten die Vor- und Nachteile, die ein 7 T Ganzkörper-MR-Tomograph für die Natriumbildgebung bietet, untersucht werden.

Das Hauptziel konnte durch die Entwicklung einer 3D radialen k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte (DA-3D-RAD) erreicht werden. Mit den durch diese Sequenz zur Verfügung gestellten verschiedenen ^{23}Na -Bildkontrasten konnte bei Patienten mit muskulären Ionenkanalerkrankungen nachgewiesen werden, dass der durch Kühlung der Muskulatur verursachte ^{23}Na -Signalanstieg auf eine Veränderung der T_1 -Relaxationszeiten zurückzuführen ist. Des Weiteren konnte mit dem hohen SNR, das bei der 7 T-Natriumbildgebung erreicht wird, Liquor-Einschlüsse im Hirngewebe aufgelöst werden. Für Probleme durch B_0 -Inhomogenitäten, die bei hohen Magnetfeldstärken vermehrt auftreten, konnte außerdem mit der DA-3D-RAD-Sequenz ein Lösungsansatz zur Verfügung gestellt werden.

3D radiale k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte (DA-3D-RAD)

Die kurzen transversalen Relaxationszeiten von Natrium erfordern Auslesetechniken, die sehr kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) ermöglichen. Daher bietet sich für die ^{23}Na -MRT eine 3D radiale Auslese des k-Raums an. Dabei kann unmittelbar nach der HF-Anregung¹, die mit einem kurzen rechteckförmigen HF-Puls erfolgt, mit der Datenaufnahme begonnen und direkt das Zentrum des k-Raums aufgenommen werden. Im Gegensatz zu allen kartesischen Auslesetechniken, bei denen die minimale Echozeit mit steigender Auslesezeit und Auflösung zunimmt, ist die Echozeit bei 3D radialen Sequenzen unabhängig von der Auslesezeit und der Auflösung. Daher stehen bei radialen Techniken mehr Freiheitsgrade zur Optimierung der Sequenzparameter zur Verfügung.

Ein Nachteil der 3D radialen k-Raum-Auslese (3D-RAD), wie sie in bisherigen Arbeiten zur ^{23}Na -MRT verwendet wurde [Jerecic et al., 2002; Nielles-Vallespin et al., 2007], ist eine ungleichmäßige Abtastung des k-Raums. Im Zentrum liegt eine sehr hohe Abtastdichte vor und nach außen fällt die Abtastdichte stark ab. Diese inhomogene Verteilung der Abtastpunkte führt zu einem geringeren SNR als mit einer homogenen Verteilung der Abtastdichte erreichbar ist.

Aus diesem Grund wurde die Form der Auslese-Gradienten, und damit die Auslesegeschwindigkeit, so angepasst, dass ab einem bestimmten k-Raum-Radius k_0 die mittlere Abtastdichte konstant bleibt (DA-3D-RAD). Die dazu notwendige Form der Gradienten konnte analytisch be-

¹Hier ist nur eine Totzeit von 20 μs einzuhalten. Diese Zeit benötigt der Tomograph um vom Sende- auf den Empfangsfall umzuschalten.

rechnet werden (vgl. Gleichung 4.7) und lässt sich somit gut in einer Messsequenz implementieren. Der minimale Wert von k_0 ist dabei durch die Gradienten-Hardware beschränkt. Theoretisch ist, bei Vernachlässigung der transversalen Relaxation, ein 34% höheres SNR für eine vollständig homogene Verteilung der Abtastdichte zu erwarten. Bei dem verwendeten Gradientensystem und einer typischen Auflösung von $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$ werden bei einer Auslesezeit von $T_{RO} = 5 \text{ ms}$ bereits 97% der theoretisch möglichen SNR-Effizienz erreicht. Bei längeren Auslesezeiten steigt die in der Praxis erreichbare Effizienz weiter an (vgl. Tabelle 4.5). Damit stellt die Leistungsfähigkeit der verwendeten Gradienten-Hardware keine große Einschränkung für die entwickelte DA-3D-RAD-Sequenz dar.

Ein Nachteil der DA-3D-RAD-Sequenz ist die größere Datenmenge, die bei der Rekonstruktion anfällt. Aufgrund der größeren Gradientenamplituden der DA-3D-RAD-Sequenz müssen entsprechend mehr Datenpunkte pro Projektion als bei der 3D-RAD-Sequenz aufgenommen werden, um das Nyquist-Kriterium in radialer Richtung erfüllen zu können. Da die Bandbreite der Abtastung während der Datenaufnahme nicht verändert werden kann, muss die Abtastrate auf das Maximum der Gradientenamplitude angepasst werden. Damit werden auch in Bereichen mit geringerer Gradientenamplitude G_0 mehr Punkte aufgenommen als notwendig. Dadurch steigt die Datenmengen proportional zu dem Verhältnis aus den beiden Gradientenamplituden ($\frac{G_0(DA-3D-RAD)}{G(3D-RAD)}$) an. In der Praxis ist damit bei der DA-3D-RAD-Sequenz die Datenmenge um einen Faktor sieben bis neun größer (vgl. Tabelle 4.5) als bei einer vergleichbaren 3D-RAD-Sequenz notwendig ist. Da die Rechenzeit für die Bildrekonstruktion fast ausschließlich durch den *gridding*-Prozess bestimmt wird und die Rechenzeit beim *gridding*-Prozess proportional zur Datenmenge ist, werden bei der DA-3D-RAD-Sequenz entsprechend längere Rechenzeiten für die Bildrekonstruktion benötigt. Bei der implementierten *offline*-Rekonstruktion wird für einen 3D-Datensatz bei typischen Sequenzparametern (vgl. Tabelle 4.5) eine Rechenzeit von ungefähr 3 min benötigt (Prozessorleistung: 1,86 GHz). Diese Zeit ist für die Rekonstruktion eines Kanals und damit für die Rekonstruktion der mit den 1-Kanal-Volumenspulen aufgenommenen Daten notwendig. Bei der verwendeten 8-Kanal-Spule ist die Rechenzeit entsprechend länger. Eine Implementierung der Bildrekonstruktion auf den leistungsfähigeren Bildrekonstruktionsrechnern der Tomographen lassen deutlich kürzere Rechenzeiten erwarten, so dass insbesondere bei einer Verteilung der verschiedenen Kanäle auf mehrere Prozessoren auch bei Mehrkanalspulen klinisch akzeptable² Bildrekonstruktionszeiten erreicht werden können. Eine weitere Möglichkeit die Rechenzeit zu verkürzen ist eine Verkleinerung der Fensterweite der Kaiser-Bessel-Funktion. So führt eine Verkleinerung der Fensterweite von $W = 4$ auf $W = 3$ ungefähr zu einer Halbierung der Rechenzeit, bei geringen Einbußen auf die Bildqualität.

Der Vorteil des oben angegebenen, erwarteten SNR-Anstiegs, der in Phantom-Messungen nachgewiesen werden konnte (vgl. Abbildung 4.5), überwiegt also bei der Leistungsfähigkeit heutiger Computersysteme, den Nachteil, den die größere Datenmenge mit sich bringt. Da das SNR proportional zur Wurzel aus der Messzeit ist, kann damit bei Verwendung der DA-3D-RAD-Sequenz die Messzeit um bis zu 44% im Vergleich zu der konventionellen 3D radialen Auslese (3D-RAD) reduziert werden. Alternativ kann in der gleichen Messzeit eine entsprechend höhere Auflösung erreicht werden. Dies ist für eine mögliche klinische Etablierung ein großer Fortschritt, da für die ²³Na-MRT aufgrund des geringen SNRs lange Messzeiten notwendig sind.

Die in diesem Abschnitt diskutierten Unterschiede zwischen der 3D-RAD- und der DA-3D-RAD-Sequenz beruhen auf der veränderten Verteilung der Abtastdichte, bei ansonsten idealen

²Als klinisch akzeptabel werden hier Rekonstruktionszeiten angesehen, die kürzer sind als die Messzeiten der Sequenzen. Damit ist gewährleistet, dass der Datensatz rekonstruiert ist, bevor die Aufnahme des folgenden Datensatzes beendet ist.

Bedingungen. Transversale Relaxation und B_0 -Inhomogenitäten führen zu weiteren Vorteilen der DA-3D-RAD- gegenüber der 3D-RAD-Sequenz. Dies wird in den folgenden beiden Abschnitten diskutiert.

DA-3D-RAD- und 3D-RAD-Sequenz bei schneller transversaler Relaxation

Um den Einfluss von transversaler Relaxation auf die Datenauslese der beiden radialen Sequenz-techniken charakterisieren zu können, wurden Simulationen der PSF, sowie Simulationen und Messungen mit analytischen bzw. realen Auflösungsphantomen durchgeführt.

Aus Simulationen der PSF konnten die optimalen Werte der Auslese- und der Repetitionszeit für ein punktförmiges Objekt berechnet werden (vgl. Kapitel 4.4.2). Für die 3D-RAD-Sequenz wurde eine analytische Berechnung der optimalen Auslesezeit bereits von Rahmer et al. [2006] durchgeführt. Die PSF lässt sich dabei durch eine Faltung der Fourier-Transformation des abgetasteten Volumens mit der Fourier-Transformation des Zerfallsmusters berechnen. Die sich daraus ergebende analytische Form der PSF ist bereits bei einer konstanten Auslesegeschwindigkeit sehr komplex. Aufgrund der variablen Auslesegeschwindigkeit bei der DA-3D-RAD-Sequenz weist hier das Zerfallsmuster bereits eine komplexe Form auf. Daher mussten in dieser Arbeit die Betrachtungen auf numerische Berechnungen beschränkt werden.

Für trapezförmige Auslesegradienten mit der kürzest möglichen Gradientenrampe, ergeben die Simulationen den gleichen optimalen Wert der Auslesezeit ($T_{RO,opt.} = 0,69 \cdot T_2^*$), den auch Rahmer et al. aus analytischen Berechnungen unter Vernachlässigung der Gradientenrampe erhielten. Für die DA-3D-RAD-Sequenz wird das Optimum bei längeren Auslesezeiten erreicht ($T_{RO,opt.} = 1,18 \cdot T_2^*$) und das SNR ist bei diesen optimalen Sequenzparametern um weitere 25% größer als bei der 3D-RAD-Sequenz. Damit ist für die DA-3D-RAD-Sequenz, insbesondere bei kleinen Objekten, zusätzlich zu dem SNR-Anstieg durch die homogenere k-Raum-Abtastung, ein SNR-Gewinn (im Vergleich zu der 3D-RAD-Sequenz) aufgrund der transversalen Relaxation zu erwarten. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei der DA-3D-RAD-Sequenz die einzelnen k-Raum-Positionen früher abgetastet werden als bei der 3D-RAD-Sequenz (vgl. Abbildung 4.3), wodurch bei der DA-3D-RAD-Sequenz weniger Signal durch transversale Relaxation zerfallen ist, wenn die Abtastung erfolgt. Als Folge ist insbesondere bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} \gtrsim 4 \cdot T_2^*$) die Halbwertsbreite der PSF bei der 3D-RAD-Sequenz deutlich größer als bei der DA-3D-RAD-Sequenz (Abbildung 4.6c). Deswegen treten bei der 3D-RAD-Sequenz bei langen Auslesezeiten deutlich stärkere Verschmierungs-Artefakte auf als bei der DA-3D-RAD-Sequenz (vgl. Abbildung 4.15).

Da dieser SNR-Anstieg unabhängig von dem Zuwachs durch die homogenere k-Raum-Abtastung ist ergibt sich bei den verwendeten Sequenzparametern für die DA-3D-RAD-Sequenz insgesamt ein SNR-Vorteil von 63%.

Die gute SNR-Effizienz der DA-3D-RAD-Sequenz bei transversaler Relaxation ist eine wichtige Eigenschaft für die ^{23}Na -MRT. Auch bei Auslesezeiten, die größer sind als die für punktförmige Objekte berechneten optimalen Werte, fällt das relative SNR bei der DA-3D-RAD-Sequenz deutlich langsamer ab als bei der 3D-RAD-Sequenz (vgl. Abbildung 4.6). Es ist vorteilhaft, dass auch fernab dieser optimalen Einstellungen große relative SNR-Werte erreicht werden, da in der Praxis die Auslesezeit nur für eine Gewebeart optimiert werden kann. *In vivo* liegen jedoch immer verschiedene Gewebe mit unterschiedlichen T_2^* -Relaxationszeiten vor und die transversale Relaxation bei eingeschränkter Beweglichkeit der Natriumionen ist bereits bei einer einzigen Gewebeart bi-exponentiell (vgl. Kapitel 2.2.3).

Daher wurde auch eine Optimierung für den bi-exponentiellen Fall durchgeführt (vgl. Ab-

bildung 4.7). Die DA-3D-RAD-Sequenz weist auch hier über einen größeren Parameterbereich als die 3D-RAD-Sequenz vergleichsweise hohe SNR-Werte auf. Dagegen fallen die SNR-Werte für Parameter, die nicht dem Optimum entsprechen, deutlich schneller ab. Wie auch bei der Simulation der mono-exponentiellen Relaxation sind die relativen SNR-Werte der verwendeten DA-3D-RAD-Sequenz ($T_{RO} = 5$ ms) bereits nahe am Optimum, das mit der K-DA-3D-RAD-Sequenz erreicht wird. Bei der letzteren Sequenz wird eine vollständig homogene Verteilung der Abtastpunkte angenommen. Dies ist jedoch aufgrund von Einschränkungen, die durch das Gradientensystem bedingt sind, nicht möglich.

Wie bereits erwähnt, gelten die oben diskutierten optimalen Auslesezeiten für punktförmige Objekte. Da der Messvorgang sich durch eine Faltung der PSF mit dem realen Objekt beschreiben lässt, könnten prinzipiell optimale Auslesezeiten für jede beliebige Objektgröße berechnet werden. Ist das Objekt groß im Vergleich zu der Breite der PSF, so hat die transversale Relaxation keinen Einfluss mehr auf die gemessene Signalintensität. Um dies näher untersuchen zu können, wurde die k-Raum-Auslese in Anwesenheit von T_2^* -Relaxation für verschiedene Objektgrößen simuliert (vgl. Abbildung 4.9). Bei der 3D-RAD-Sequenz ist bei langen Auslesezeiten auch bei großen Objekten ($D = 5 \cdot Res$) ein deutlicher Rückgang des Signals und eine starke Verschmierung des Signals zu beobachten. Im Vergleich hierzu fallen die Artefakte bei der DA-3D-RAD-Sequenz gering aus. Die Vorteile der DA-3D-RAD-Sequenz, die bei schneller transversaler Relaxation im Vergleich zur 3D-RAD-Sequenz auftreten, sind also nicht nur auf sehr kleine, punktförmige Objekte beschränkt.

Die Wahl der Auslesezeit ist daher meist ein Kompromiss aus möglichst hohem SNR und einem noch akzeptablen Verlust an Auflösung. Dies entspricht der Optimierung der Auslesezeit für eine bestimmte Objektgröße, wie die in Kapitel 4.4.2.2 gezeigten Betrachtungen verdeutlichen. Da hier das SNR in einem relativ großen Bereich gemessen wird (vgl. Abbildung 4.10), steigt es auch für Auslesezeiten an (vgl. Abbildung 4.11), die länger sind als die für punktförmige Objekte berechneten optimalen Werte. Gleichzeitig nimmt jedoch die Auflösung ab (vgl. Abbildungen 4.10 und 4.12).

DA-3D-RAD- und 3D-RAD-Sequenz bei *in vivo*-Anwendungen

Mit den in Kapitel 4.7.1.3 gemessenen T_2^* -Relaxationszeiten und den in Abbildung 4.7 gezeigten Simulationen lassen sich die optimalen Auslesezeiten für punktförmige Objekte berechnen. Bei $B_0 = 3$ T ergeben sich für die Relaxationszeiten von Hirngewebe (vgl. Kapitel 4.7.1.3) folgende Werte: $T_{RO} \approx 6$ ms (3D-RAD) und $T_{RO} \approx 13$ ms (DA-3D-RAD). Ein Vergleich dieser Werte mit den in Abbildung 4.15 aufgeführten *in vivo* Aufnahmen zeigt, dass auch für lange Auslesezeiten ($T_{RO} > 20$ ms) das SNR noch ansteigt. Allerdings verschlechtert sich mit zunehmender Auslesezeit auch die Auflösung. Dies verdeutlicht, dass wie bereits oben diskutiert, die Wahl der Auslesezeit ein Kompromiss zwischen SNR-Zuwachs und Verlust an Auflösung darstellt.

Die mit der DA-3D-RAD-Sequenz in den Glaskörpern der Augen gemessenen SNR-Werte sind 1,2 bis 1,4 mal größer als die Werte, die mit der 3D-RAD-Sequenz gemessen wurden. Da die Glaskörper der Augen eine vergleichsweise lange T_2^* -Relaxationszeit besitzen ($T_2^* \gtrsim T_{RO}$), ist dies in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch, bei Vernachlässigung der T_2^* -Relaxation, zu erwartenden SNR-Zuwachs (34%). Größere Unterschiede zwischen der 3D-RAD- und der DA-3D-RAD-Sequenz werden bei Muskel- und Hirngewebe gemessen (vgl. Abbildungen 4.14 und 4.16). Dies weist darauf hin, dass in diesen Fällen Relaxationseffekte die Unterschiede verstärken. Die Variationen (zwischen einem Faktor von 1,5 und 1,8) deuten jedoch auf Unsicherheiten bei den SNR-Messungen hin. Daher wurde bei den Muskel-Aufnahmen (Abbildung 4.13) das SNR mit

zwei verschiedenen Methoden gemessen („NEMA“- und „ROI“-Methode).

Die mit der „NEMA“-Methode gemessenen Werte sind tendenziell etwas größer als die Werte, die mit der „ROI“-Methode gemessen wurden. Die Unterschiede liegen dabei jedoch innerhalb der Fehlergrenzen (vgl. Abbildung 4.14). Daher kann hier angenommen werden, dass bei den gemessenen SNR-Werten keine großen systematische Messfehler vorliegen. Wie die Betrachtungen in Kapitel 4.4.4 andeuten, treten Unterschiede zwischen beiden Messmethoden vor allem auf, wenn Artefakte in den Bereichen ohne wahrem Signal vorliegen. In diesem Fall wird bei der „ROI“-Methode die Standardabweichung überschätzt und damit das SNR unterschätzt. Bei der „NEMA“-Methode treten Fehler auf, wenn sich die Messbedingungen zwischen den einzelnen Aufnahmen verändert haben. Solche Veränderungen können durch Bewegung der Probanden oder durch Temperaturänderungen auftreten.

Bei den Kopf-Aufnahmen wurde aufgrund der langen Messzeiten nur eine Mittelung durchgeführt. Daher konnte bei diesen Messungen nur die „ROI“-Methode angewendet werden, weil die „NEMA“-Methode Differenzbilder und somit mehrere Mittelungen erfordert. Da bei den Kopf-Aufnahmen *spoiler*-Gradienten nach der Auslese verwendet wurden, ist jedoch nicht zu erwarten, dass es zu großen systematischen Messfehlern durch Artefakte kommt.

Da beide Methoden unterschiedliche systematische Messfehler hervorrufen können, bietet es sich bei Probanden-Messungen an, nach Möglichkeit immer beide Methoden zur SNR-Bestimmung zu verwenden und die Ergebnisse miteinander zu vergleichen.

Einfluss von B_0 -Inhomogenitäten

Inhomogenitäten des Magnetfeldes bereiten vor allem bei hohen Magnetfeldstärken Probleme. Bei kartesischen Auslesetechniken führen B_0 -Inhomogenitäten zu Verzerrungen des Bildes. Im Gegensatz hierzu sind die auftretenden Artefakte bei radialer Auslese des k -Raums komplizierter. Es treten Verschmierungen auf und es kommt zu einem Verlust an Auflösungsvermögen [O'Donnell und Edelstein, 1985].

Zur Untersuchung, inwieweit sich B_0 -Inhomogenitäten auf die Bildqualität der entwickelten DA-3D-RAD und der 3D-RAD-Sequenz auswirken, wurden Messungen mit einem Auflösungsphantom durchgeführt. Um andere Einflüsse ausschließen zu können, wurden die Messungen mit Simulationen der k -Raum-Auslese verglichen. Bei den Messungen und Simulationen wurde eine nichtresonante Abtastung des ganzen Objekts angenommen. Bei der verwendeten Auslesezeit ($T_{RO} = 10$ ms) liegt eine gute Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulationen vor. Die DA-3D-RAD-Sequenz zeigt dabei eine geringere Anfälligkeit für B_0 -Inhomogenitäts-Artefakte als die 3D-RAD-Sequenz. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei der DA-3D-RAD-Sequenz die einzelnen k -Raum-Positionen zeitlich früher abgetastet werden als bei der 3D-RAD-Sequenz. Dies gilt für alle k -Raum-Positionen, außer für $k = 0$ und $k = k_{max}$. Da B_0 -Inhomogenitäten zu einer zusätzlichen Phase führen (vgl. Gleichung 4.21) und diese Phase mit der Zeit ansteigt, akkumuliert die DA-3D-RAD-Sequenz bei den einzelnen k -Raum-Positionen eine entsprechend kleinere Phase. Daher fallen bei dieser Sequenz auch die Artefakte geringer aus. Die Relevanz dieser Artefakte bei *in vivo* Aufnahmen zeigen insbesondere die bei $B_0 = 7$ T durchgeführten Messungen (vgl. Kapitel 4.4.4.1).

Bei diesen Aufnahmen wird deutlich, dass insbesondere bei $B_0 = 7$ T oftmals nicht T_2^* -Relaxationseffekte die Länge der Auslesezeit limitieren, sondern Artefakte durch B_0 -Inhomogenitäten, die ebenfalls mit zunehmender Auslesezeit stärker werden. So treten bereits bei einer Auslesezeit von $T_{RO} = 5$ ms bei den mit der 3D-RAD-Sequenz aufgenommen Bildern der Unterschenkel im Bereich des rechten Beines starke Verzerrungen und Verschmierungen auf (vgl.

Abbildung 4.19). Im Gegensatz hierzu sind die auftretenden Verzerrungen bei der DA-3D-RAD-Sequenz sogar bei der längeren Auslesezeit ($T_{RO} = 20$ ms) etwas geringer. In diesen Fällen entsteht indirekt für die DA-3D-RAD-Sequenz ein weiterer SNR-Vorteil gegenüber der 3D-RAD-Sequenz, da eine vergleichbare Stärke der Artefakte bei der DA-3D-RAD-Sequenz eine längere Auslesezeit erlaubt und damit auch ein höheres SNR ermöglicht wird.

Entwicklung von 3D analytischen Phantomen

Mit den implementierten analytischen Phantomen lassen sich verschiedene Effekte, die durch transversale Relaxation, B_0 -Inhomogenitäten und durch Rauschen entstehen, getrennt voneinander untersuchen. Eine vollständige Trennung dieser Effekte ist im Experiment hingegen nur eingeschränkt möglich. Des Weiteren lassen sich zeitintensive Messreihen, die am Tomographen nur schwer durchgeführt werden können, am Rechner leicht simulieren.

Da die analytischen Phantome den selben Aufbau besitzen wie die realen Phantome, konnten Messungen und Simulationen direkt miteinander verglichen werden.

Vergleich der DA-3D-RAD-Sequenz mit spiralförmiger Auslese des k-Raums

Ein anderer SNR-effizienter Ansatz, der oft für die Natriumbildgebung verwendet wird, ist *twisted projection imaging* (TPI) [Boada et al., 1997a]. TPI-Trajektorien starten ebenfalls im Zentrum des k-Raums und ermöglichen damit die gleichen kurzen Echozeiten wie radiale Trajektorien. Bei TPI-Trajektorien wird nach einem radialen Teil eine spiralförmige Auslese vorgenommen und so ebenfalls eine homogene Verteilung der Abtastdichte erreicht. Im Vergleich zur radialen Auslese kann damit die Anzahl der Projektionen, die notwendig ist, um das Nyquist-Kriterium zu erfüllen, um einen Faktor $(1-p)$ reduziert werden, wobei der Parameter p dabei den radialen Anteil ($p = \frac{k_0}{k_{max}}$) der Trajektorie angibt. Bei typischen Sequenzparametern kann damit die Anzahl der Projektionen um 83% bis 60% verkleinert werden (vgl. Tabelle 4.7). Ein gegebenes Gesichtsfeld kann so in einer entsprechend kürzeren Zeit abgetastet werden.

Für gleiche Werte p unterscheiden sich die radialen Entwicklungen von TPI- und DA-3D-RAD-Trajektorien nicht. In diesen Fällen wird für beide Trajektorien die gleiche SNR-Effizienz erreicht (vgl. Gleichung 4.8). Auch hinsichtlich der durch T_2^* -Zerfall erzeugten Effekte (vgl. 4.4.2.1) treten in diesen Fällen keine Unterschiede zwischen den beiden Sequenztechniken auf. Die berechneten optimalen Sequenzparameter können daher auch bei Verwendung von TPI-Sequenzen übernommen werden.

Bei der ^{23}Na -MRT ist in vielen Fällen die durch TPI mögliche Reduzierung der Anzahl der Projektionen ein vernachlässigbarer Vorteil. Aufgrund des geringen SNRs sind meistens mehrere Mittelungen notwendig. Diese Messzeit kann ohne Nachteil auch für eine größere Anzahl von Projektionen verwendet werden. Von Relevanz ist die Möglichkeit der Reduzierung nur, wenn lange Repetitionszeiten ($TR \gtrsim 50$ ms) verwendet werden. Dies ist bei einem Spindichte-Kontrast der Fall (vgl. Kapitel 4.7.1.1). Möchte man das Nyquist-Kriterium erfüllen, so ist in diesem Fall die Messzeit durch die Anzahl der Projektionen limitiert. Es muss dann entweder eine sehr lange Messzeit ($\gtrsim 20$ min) oder eine Unterabtastung des k-Raums in Kauf genommen werden. In dieser Arbeit wurde der letztere Ansatz gewählt, da bei radialer Auslese und einer zu geringen Anzahl an Projektionen nur eine Unterabtastung des äußeren k-Raum-Bereichs stattfindet. Da der äußere Bereich des k-Raums nur eine niedrige Energie enthält, fallen die Einfaltungs-Artefakte in diesem Wellenzahlbereich gering aus. So konnte in Simulationen gezeigt werden (vgl. Kapitel 4.4.4), dass selbst bei einer Unterabtastung von 32% noch eine gute Bildqualität erreicht wird. Somit können

auch lange Repetitionszeiten gewählt werden, ohne dass es zu klinisch inakzeptablen Messzeiten kommt.

Ein Nachteil von TPI-Trajektorien ist die größere benötigte Gradientenanstiegsrate. Sie ist etwa um einen Faktor $FOV/(4Res)$ größer als bei der DA-3D-RAD-Sequenz³. Bei typischen Sequenzparametern ($FOV = 256 \times 256 \times 256 \text{ mm}^3$, $Res = 4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$) ist damit die Gradientenanstiegsrate um einen Faktor 16 größer als bei einer DA-3D-RAD-Sequenz. In der Praxis ist daher bei TPI-Trajektorien der homogen abgetastete Anteil des k-Raums kleiner als bei DA-3D-RAD-Trajektorien (d.h. $p_{DA-3D-RAD} < p_{TPI}$). Wie in Tabelle 4.7 gezeigt, ist dies insbesondere bei kurzen Auslesezeiten der Fall. In diesen Fällen wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine höhere SNR-Effizienz erreicht und eine durch transversale Relaxation verursachte Verbreiterung der PSF fällt damit bei der DA-3D-RAD-Sequenz geringer aus. Zusätzlich ist auch eine geringere Anfälligkeit für Artefakte durch B_0 -Inhomogenitäten zu erwarten. Aus diesen Gründen ist es insbesondere bei kurzen Repetitionszeiten ($TR \lesssim 50 \text{ ms}$) von Vorteil die DA-3D-RAD-Sequenz gegenüber der TPI-Sequenz vorzuziehen. Im Gegensatz hierzu sollten bei langen Repetitionszeiten ($TR \gtrsim 100 \text{ ms}$) in Kombination mit langen Auslesezeiten ($T_{RO} \gtrsim 20 \text{ ms}$) mit der TPI-Sequenz bessere Resultate erzielt werden als mit der DA-3D-RAD-Sequenz, da bei TPI-Trajektorien auf eine Unterabtastung verzichtet werden kann.

Eine Abwandlung der TPI-Technik, die 3D-Cones-Sequenz [Gurney et al., 2006], wurde in dieser Arbeit direkt mit der DA-3D-RAD-Sequenz verglichen. Wie in Abbildung 4.25 gezeigt, erfolgt bei der 3D-Cones-Sequenz ebenfalls eine spiralförmige Auslese des k-Raums. Bei vorgegebener Gradientenanstiegsrate, Gradientenamplitude und Auflösung wird dabei ein gegebenes Gesichtsfeld mit der kleinstmöglichen Anzahl an Projektionen abgetastet. Damit können die Anforderungen an die Gradientenanstiegsrate besser berücksichtigt werden als bei der TPI-Sequenz, allerdings weist die 3D-Cones-Sequenz eine geringe SNR-Effizienz auf.

Mit der implementierten 3D-Cones-Sequenz konnten zwar eine bessere Bildqualität (vgl. Abbildung 4.26) und ein höheres SNR (vgl. Tab. 4.8) als bei der 3D-RAD-Sequenz erreicht werden, jedoch wurden mit der DA-3D-RAD-Sequenz deutlich bessere Ergebnisse erzielt. Dies lässt sich mit der Verteilung der Abtastdichte erklären. So erfolgt mit der 3D-Cones-Sequenz zwar eine homogenere Abtastung als mit der 3D-RAD-Sequenz, allerdings weist sie eine ungleichmäßigere Verteilung der Abtastdichte als die DA-3D-RAD-Sequenz auf. Des Weiteren werden bei der DA-3D-RAD-Sequenz die radialen k-Raum-Positionen zeitlich früher abgetastet als bei der 3D-RAD- oder 3D-Cones-Sequenz. Dies führt dazu, dass bei der k-Raum-Auslese mit der DA-3D-RAD-Sequenz entsprechend weniger Signal durch transversale Relaxation an den jeweiligen k-Raum-Positionen zerfallen ist. Damit wird, wie in Kapitel 4.4.2.1 gezeigt, insbesondere bei Objekten, deren Ausmaße kleiner oder gleich der Breite der PSF sind, eine höhere Signalintensität erreicht.

Ein weiterer Vorteil der DA-3D-RAD-Sequenz im Vergleich zur 3D-Cones-Sequenz ist die analytische Form der Auslese-Gradienten. Die verschiedenen Sequenzparameter können daher leicht verändert werden, ohne dass eine neue Sequenz implementiert werden muss. Im Gegensatz hierzu ist bei der 3D-Cones-Sequenz eine numerische Berechnung der Trajektorienformen erforderlich. Diese erfolgt nicht direkt am Tomographen. Änderungen der Auflösung, der Auslesezeit oder des Gesichtsfeldes erfordern daher die Implementierung einer neuen Sequenz. Auch wenn eine direkte Implementierung der numerischen Berechnung der Trajektorienform am Tomographen prinzipiell möglich sein sollte, ist hier ein deutlich größerer Aufwand erforderlich als bei der DA-3D-RAD-Sequenz.

³Bei dieser Formel sind die eindimensionalen Werte von FOV und Res zu verwenden, d.h. bei $FOV = 256 \times 256 \times 256 \text{ mm}^3$ ist $FOV = 256 \text{ mm}$ zu verwenden.

Weitere mögliche Anpassungen der Abtastdichte

Die DA-3D-RAD-Abtastung wurde für eine ungefilterte Bildrekonstruktion optimiert. Die im Hinblick auf das SNR optimale Abtastdichte ist proportional zum Wert der Filterfunktion an der jeweiligen k -Raum-Position [Parker et al., 1987]. Daher kann bei Verwendung eines Hanning-Filters, je nach Verhältnis von Auslesezeit zu transversaler Relaxationszeit (T_{RO}/T_2^*), mit der 3D-RAD-Sequenz ein etwas größeres SNR als bei der DA-3D-RAD-Sequenz erreicht werden. Da aber die Artefakte durch B_0 -Inhomogenitäten (vgl. Kapitel 4.4.4.1) und durch T_2^* -Zerfall (vgl. Abbildung 4.6c) bei der 3D-RAD-Sequenz stärker ausfallen als bei der DA-3D-RAD-Sequenz, wurde auch bei Anwendungen, in denen eine Hanning-Filterung vorgenommen wurde, die DA-3D-RAD-Sequenz gegenüber der 3D-RAD-Sequenz vorgezogen. Dies wird auch durch die in Abbildung 4.15c gezeigten Aufnahmen gerechtfertigt. Allerdings bietet es sich an, für solche Anwendungen eine Anpassung der Abtastdichte an die Filterfunktion vorzunehmen. Da die relative Abtastdichte nur von dem aktuellen k -Raum-Radius und der gerade vorliegenden Gradientenamplitude abhängt, kann eine derartige Anpassung leicht vorgenommen werden.

Stobbe und Beaulieu [2008b] haben die Abtastdichte einer TPI-Sequenz an eine „Hamming“-artige Filterfunktion angepasst. Damit konnte ein um 17% höheres SNR erreicht werden als bei einer nach der Datenaufnahme durchgeführten Filterung. Eine weitere spektrale Wichtung der k -Raum-Positionen bei TPI-Sequenzen wurde von Boada et al. [1997b] vorgeschlagen. Sie berücksichtigten den T_2^* -Zerfall. Damit konnte ebenfalls ein höheres SNR erreicht werden. Diese Ansätze lassen sich leicht auf die DA-3D-RAD-Sequenz übertragen. Da außerdem bei der DA-3D-RAD-Sequenz kleinere p -Werte vorliegen, kann hier sogar bei einem größeren k -Raum-Bereich eine Anpassung vorgenommen werden. Bei derartigen Anpassungen lässt sich daher bei der DA-3D-RAD-Technik ein etwas größerer SNR-Anstieg erwarten, als bei TPI-Sequenzen gemessen wurde.

^{23}Na -Bildkontraste

In Analogie zur ^1H -Bildgebung lassen sich auch bei der ^{23}Na -MRT verschiedene Bildkontraste erzeugen (vgl. Kapitel 4.7.1).

Eine lange Repetitionszeit ($TR \gg T_1$) und eine kurze Echozeit ($TE \ll T_2^*$) führen zu einem Spindichte-gewichteten Kontrast, aus dem sich Natriumkonzentrationen berechnen lassen. Da bei kürzeren Repetitionszeiten ein höheres SNR erreicht werden kann (vgl. Kapitel 4.4.2.1), wird in der Praxis oft ein Kompromiss aus dem Spindichte-Kontrast und der Maximierung des SNRs gewählt.

Für medizinische Anwendungen ist neben der gesamten Natriumkonzentration auch eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Gewebekompartimenten von Interesse. Hierbei bietet es sich an, die unterschiedlichen Relaxationszeiten zur Kontrasterzeugung auszunutzen.

So können aus Aufnahmen mit verschiedenen Echozeiten Differenzbilder berechnet werden. Damit ist es möglich, Signal von Flüssigkeiten zu unterdrücken (vgl. Kapitel 4.7.1.3). Eine derartige Unterdrückung des Signals von Flüssigkeiten ist auch mit IR-Sequenzen möglich (vgl. Kapitel 4.7.1.4). Damit stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung selektiv Signal von Natriumionen, deren Beweglichkeit eingeschränkt ist, zu messen. Da die relativen Unterschiede in den T_2^* -Relaxationszeiten größer sind als bei den T_1 -Relaxationszeiten und außerdem bei IR-Sequenzen längere Repetitionszeiten benötigt werden, wird mit der Methode der Differenzbildung ein höheres SNR als mit der IR-Sequenz erreicht. Eine weitere Möglichkeit selektiv Signal von Natriumionen mit eingeschränkter Beweglichkeit zu detektieren, bieten Multi-Quanten-Filter-Techniken

[Borthakur et al., 1999]. Hier wird jedoch ein noch geringeres SNR als bei den konventionellen ^{23}Na -Sequenzen erreicht, was eine klinische Einsetzbarkeit erschwert.

Es konnte gezeigt werden, dass sich mit der IR-Sequenz Signal von Ödemen gut unterdrücken lässt (vgl. Abbildungen 4.43b und 4.48). Für die Untersuchung von Muskelerkrankungen und Hirntumoren ist somit eine Möglichkeit gegeben, ^{23}Na -Signal von verschiedenen Gewebekompartimenten zu unterscheiden.

In bisherigen Studien zur ^{23}Na -MRT bei Muskelerkrankungen wurde entweder die gesamte Natriumkonzentration gemessen [Constantinides et al., 2000] oder es wurde eine T_1 -gewichtete Natriumsequenz verwendet [Weber et al., 2006; Nielles-Vallespin et al., 2007]. In den beiden letzteren Veröffentlichungen wurde nach Kühlung ein ^{23}Na -Signalanstieg bei Patienten mit muskulären Ionenkanalerkrankungen beobachtet und einem intrazellulären Anstieg der Natriumkonzentration zugeordnet.

Durch eine Kombination verschiedener ^{23}Na -Bildkontraste konnte gezeigt werden, dass bei den in dieser Arbeit untersuchten HypoPP-Patienten eine Kühlung der Muskulatur lokal zu einer Erniedrigung der T_1 -Relaxationszeiten führt. Ob die Ursache hierfür ein intrazellulärer Anstieg der Natriumkonzentration ist oder ob der Anstieg auf die Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten (vgl. Kapitel 4.6.4) zurückzuführen ist, ließ sich nicht abschließend klären. Diese Messungen zeigen jedoch, dass eine solche Temperaturabhängigkeit bei zukünftigen Untersuchungen von Patienten mit Muskelerkrankungen in Betracht gezogen werden muss.

Um die Machbarkeit einer dazu notwendigen Temperaturmessungen zu untersuchen, wurde die Oberflächentemperatur des Unterschenkels eines gesunden Probanden mit einem faseroptischen Thermometer nach der Kühlung gemessen. Außerdem wurden die Temperaturänderungen direkt mit der MRT gemessen (vgl. Kapitel 4.7.5). Hier wurde erwartet, dass, falls bei Beginn der Messung noch eine relevante Erniedrigung der Temperatur des gekühlten Beins besteht, sich der Muskel während der Messung wieder langsam erwärmt. Eine solche Erwärmung konnte nicht festgestellt werden. Auch bei der Oberflächentemperatur des gekühlten Beins wurde keine Erwärmung festgestellt. Allerdings lag hier bei der Außenseite des gekühlten Beins eine deutlich geringere Oberflächentemperatur vor als auf der Außenseite des ungekühlten Beins (vgl. Abbildung 4.46). Sollte eine vergleichbare Temperaturdifferenz auch im Inneren der Muskel von Patienten vorliegen, könnte dies den bei T_1 -gewichteten Sequenzen beobachteten Signalanstieg im gekühlten Bein der Patienten erklären (vgl. Abbildung 4.47).

Diese Untersuchungen verdeutlichen die Schwierigkeit nichtinvasiv die Temperatur im Muskel zu messen, da mit der MR-Methode nur der Verlauf der Temperatur gemessen werden kann, aber keine absoluten Temperaturen angegeben werden können. Daher bietet es sich an, nach der Provokation wieder eine Erwärmung der Muskulatur vorzunehmen (z.B. durch ein Wasserbad) und auch während der MR-Messung durch einen geeigneten Wärmeerhalt ein Auskühlen der Muskulatur zu vermeiden. Denn nur wenn ein relevanter Temperaturunterschied ausgeschlossen werden kann, lässt sich zeigen, ob die entwickelten Sequenzen geeignet sind, einen intrazellulären Anstieg der Natriumkonzentration nachzuweisen.

Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass mit der entwickelten Sequenztechnik, die Natriumkonzentrationen in der Muskulatur gemessen und auch Unterschiede zwischen gesunden Probanden und Patienten nachgewiesen werden können (vgl. Kapitel 4.7.5). Mit der DA-3D-RAD-Sequenz wurde eine Konzentration von $(22 \pm 1 \text{ mmol/kg})$ gemessen⁴. Da keine Korrektur für die T_2^* -Relaxation vorgenommen wurde, wird aufgrund der schnellen T_2^* -Relaxation die Konzentration eventuell etwas unterschätzt. Bei einer anderen ^{23}Na -MRT Studie wurde ein Wert von

⁴Zur Umrechnung der Konzentration wurde eine Dichte des Muskels von $\rho = 1,06 \text{ kg/l}$ angenommen.

$28,4 \pm 3,6$ mmol/kg gemessen [Constantinides et al., 2000]. In [Constantinides et al., 2000] sind außerdem weitere Literaturwerte aus Nadel-Biopsie Untersuchungen zusammengefasst. Bei der größten Studie ($n = 46$) wird dabei ein Wert von $26,0 \pm 5,5$ mmol/kg angegeben. Damit liegen die mit der MRT gemessenen Werte innerhalb der bei der Nadel-Biopsie angegebenen Fehlergrenzen. Die ^{23}Na -MRT stellt damit zu dem Standardverfahren der Nadel-Biopsie, eine nichtinvasive Alternative dar, die darüber hinaus auch eine orts aufgelöste Darstellung der Natriumkonzentration liefert. Wie die heterogene Verteilung der Natriumkonzentration in der Muskulatur des Patienten zeigt (vgl. Abbildung 4.43), ist diese orts aufgelöste Information ein großer Vorteil gegenüber der Methode der Nadel-Biopsie.

Weitere mögliche Einsatzgebiete der ^{23}Na -MRT stellen die Schlaganfall- [Thulborn et al., 2005] und die Herzinfarkt-Diagnostik dar [Hillenbrand et al., 2005]. Bei der ^{23}Na -Herzbildgebung besteht das Problem, dass das ^{23}Na -Signal des Blutes das Signal des Herzmuskels zum Teil überstrahlt. Um derartige Artefakte zu vermeiden, könnte hier zukünftig mit der IR-Natriumbildgebung das Signal des Blutes unterdrückt werden.

^{23}Na -MRT bei 7 T

Es wurde bereits diskutiert, dass B_0 -Inhomogenitäten insbesondere bei hohen Magnetfeldstärken die Bildqualität stark beeinträchtigen können und die DA-3D-RAD-Sequenz diese Artefakte reduziert. Da jedoch solche Artefakte nicht komplett vermieden werden können, ist es wichtig, die Magnetfeldhomogenität durch die automatische Shimming-Prozedur der Tomographen zu optimieren. Dazu sind jedoch ^1H -Messungen erforderlich. Dies zeigt die Notwendigkeit von doppelt-resonanten Spulen, da bei $B_0 = 7$ T, im Gegensatz zu den anderen beiden Tomographen, kein Body-Resonator zur Verfügung steht mit dem diese Messungen durchgeführt werden können. Daher ist eine mono-resonante Spule (vgl. Kapitel 3.1.2.2), so wie sie für die Aufnahmen des Abdomens bei $B_0 = 3$ T verwendet wurde, bei $B_0 = 7$ T weniger geeignet.

Dass bei dem 7 T-Tomographen kein Body-Resonator zur Verfügung steht, bietet aber auch einen Vorteil für die ^{23}Na -MRT. So kann bei diesem Tomographen keine HF-Leistung der Natriumspule in den Body-Resonator eingekoppelt werden. Bei dem für die Messungen verwendeten 3 T-Tomographen führte dies dazu, dass der Body-Resonator vom Hersteller ausgetauscht werden musste. Letztendlich wurde eine andere Bauart des Body-Resonators verwendet, bei dem durch eine Erdung solche Einkopplungen vermindert werden.

Mit steigender Magnetfeldstärke nimmt auch die HF-Energie zu, die eingestrahlt werden muss, um einen bestimmten Flipwinkel zu erreichen. Um eine zu starke Erwärmung des Gewebes zu vermeiden, müssen die sogenannten SAR-Grenzwerte eingehalten werden (SAR - engl. *specific absorption rate*). Dies führt dazu, dass längere HF-Pulse verwendet werden müssen. Damit steigen auch die Echozeiten an und es kommt wegen der kurzen transversalen Relaxationszeiten zu einem Verlust an SNR. Wie Stobbe und Beaulieu [2008a] bereits für eine Magnetfeldstärke von $B_0 = 4,7$ T zeigten, ist es daher sinnvoll, die SAR-Grenzwerte bei einer Optimierung der Sequenzparameter mit einzubeziehen⁵.

Um die Messequenzen anpassen zu können, ist die Kenntnis der Relaxationszeiten notwendig. Es wurde gezeigt, dass in reiner NaCl-Lösung die T_1 -Relaxationszeit innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig von der Magnetfeldstärke ist (vgl. Kapitel 4.6.3). Dies bedeutet, dass in NaCl-Lösung die Korrelationszeit τ_c so klein ist ($\omega\tau_c \ll 1$), dass die Abhängigkeit von der

⁵Diese Optimierung folgt daraus, dass bei längeren Repetitionszeiten kürzere Pulslängen und damit auch kürzere Echozeiten möglich sind. Andererseits sinkt das SNR bei steigender Repetitionszeit ($TR \gtrsim T_2^*$), durch die geringere Signal-Effizienz (vgl. Kapitel 4.4.2.1).

Magnetfeldstärke vernachlässigt werden kann (vgl. Kapitel 2.2.3). Wird die Beweglichkeit der Natriumionen z.B. durch Agarose-Gel eingeschränkt, so steigt die T_1 -Relaxationszeit mit der Magnetfeldstärke an. Damit nähern sich die T_1 -Relaxationszeiten von reiner NaCl-Lösung und NaCl in Agarose-Gel mit steigender Magnetfeldstärke aneinander an. Ein analoges Verhalten ist auch für die Liquor-Flüssigkeit und Hirngewebe zu erwarten, da die über den ganzen Kopf gemittelten T_1 -Relaxationszeiten mit der Magnetfeldstärke ansteigen (vgl. Abbildung 4.30), aber bei der T_1 -Relaxationszeit der Liquor-Flüssigkeit keine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke festgestellt wurde (vgl. Abbildung 4.37). Damit bieten höhere Magnetfeldstärken auch den Vorteil, dass bei der Bestimmung der Natriumkonzentration die Fehler durch T_1 -Relaxationseffekte bei höheren Magnetfeldstärken geringer werden. Dies ist insbesondere interessant, da oftmals, auch wenn die Natriumkonzentration von Interesse ist, ein Kompromiss aus Spindichte-Wichtung und einer kürzeren Repetitionszeit gewählt wird, um ein höheres SNR zu erreichen.

Des Weiteren steigen, in guter Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. Kapitel 2.2.3), die T_2 -Relaxationszeiten ebenfalls mit der Magnetfeldstärke an (Agarose-Gel) oder bleiben unverändert (NaCl-Lösung; vgl. Kapitel 4.6.4). Dieser Trend konnte auch für die T_2^* -Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit und von Hirngewebe bestätigt werden (vgl. Kapitel 4.7.1.3). Dies zeigt, dass auch bei höheren Magnetfeldstärken beide transversalen Relaxationskomponenten mit der verwendeten Sequenztechnik detektiert werden können.

Der größte Vorteil, den hohe Magnetfeldstärken bieten, ist sicherlich das größere SNR. Wie in Abbildung 4.39 gezeigt, steigt das SNR ungefähr linear mit der Magnetfeldstärke an, wenn Einflüsse durch veränderte Relaxationszeiten vernachlässigt werden können. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Anstieg (vgl. Kapitel 2.2.1). Bei Hirngewebe wird bei den verwendeten Sequenzparametern, sowohl bei der DA-3D-RAD- als auch bei der IR-DA-3D-RAD-Sequenz, ein etwas geringerer Anstieg gemessen. Dies ist auf T_1 -Relaxationseffekte zurückzuführen, da die T_1 -Zeit von Hirngewebe mit der Magnetfeldstärke ansteigt und sowohl bei der DA-3D-RAD-Sequenz ($TR = 50$ ms) als auch bei der IR-Sequenz eine T_1 -Wichtung vorliegt. Da bei hohen Magnetfeldstärken die T_1 -Relaxationszeit von Hirngewebe sich der Relaxationszeit der Liquor-Flüssigkeit annähert, wird bei einer IR-Sequenz, die das Signal der Liquor-Flüssigkeit unterdrückt, auch mehr Signal von Hirngewebe unterdrückt.

Ein weiterer wichtiger Faktor, der das SNR beeinflusst, sind die verwendeten HF-Spulen. Bei den hier durchgeführten Messungen wurde angenommen, dass solche Einflüsse beim Vergleich der Messungen vernachlässigt werden können, da drei Volumenspulen mit ähnlichen Durchmessern (vgl. 3.1.2.1) verwendet wurden.

Das höhere SNR, das bei $B_0 = 7$ T erreicht wird, bietet die Möglichkeit, in klinisch akzeptabler Messzeit (≈ 10 min) ^{23}Na -Bilder mit einer isotropen Auflösung von $4 \times 4 \times 4$ mm³ ohne Filter aufzunehmen. Damit lassen sich auch Liquor-Einschlüsse im Hirngewebe sehr gut auflösen (vgl. Abbildung 4.40). Die bessere Auflösung könnte auch eine genauere Quantifizierung von Signalintensitäten ermöglichen, da so z.B. Liquor-Einschlüsse besser von Hirngewebe abgegrenzt werden können. Es sollten somit zukünftig auch exaktere Messungen der Natriumkonzentrationen in weißer (WM) und grauer Substanz (GM) möglich sein. Hier werden in der Literatur unterschiedliche Werte angegeben (GM: 69 ± 16 mmol/kg, WM: 34 ± 7 mmol/kg, [Winkler et al., 1989]; GM: 60 ± 6 mmol/kg, WM: 69 ± 11 mmol/kg, [Ouwkerk et al., 2003]). In dieser Arbeit wurde nur ein Wert für Hirngewebe angegeben (35 ± 4 mmol/kg), da bei der verwendeten Auflösung die ROIs sowohl Beiträge der weißen als auch der grauen Substanz enthielten (vgl. Kapitel 4.7.1.1)⁶. Da bei den verwendeten ROIs der Volumenanteil der weißen Substanz deutlich größer als der Anteil der grauen Substanz war, sollten die angegebenen Werte jedoch näher an den Werten der

⁶Zur Umrechnung der Einheiten wurde für das Hirngewebe eine Dichte von $\rho = 1,04$ kg/l angenommen.

weißen Substanz liegen und damit eher das Ergebnis von Winkler et al. [1989] bestätigen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass trotz einiger Nachteile (B_0 -Inhomogenitäten, SAR-Grenzwerte) die Vorteile des höheren SNRs bei hohen Magnetfeldstärken deutlich überwiegen, so dass in den meisten Fällen ein näherungsweise linearer SNR-Anstieg mit der Magnetfeldstärke erreicht werden kann. Des Weiteren wurde mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine Messtechnik entwickelt, die zusätzlich zu einer höheren SNR-Effizienz eine deutlich geringere Anfälligkeit für B_0 -Inhomogenitäten aufweist als die konventionelle 3D-RAD-Sequenz und damit besser für die ^{23}Na -MRT bei hohen Magnetfeldstärken geeignet ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Für die ^{23}Na -MRT werden Messsequenzen mit sehr kurzen Echozeiten ($TE \lesssim 0,5$ ms) benötigt. Solche Echozeiten lassen sich mit einer dreidimensionalen radialen Auslese des k-Raums (3D-RAD) erreichen. Aufgrund einer ungleichmäßigen Verteilung der Abtastpunkte weist diese Technik jedoch nur eine vergleichsweise geringe SNR-Effizienz auf. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine dreidimensionale radiale k-Raum-Auslesetechnik mit angepasster Abtastdichte entwickelt (DA-3D-RAD). Hierbei wurde die Form der Auslese-Gradienten so angepasst, dass die mittlere Abtastdichte ab einem bestimmten k-Raum-Radius k_0 konstant bleibt. Der minimale Wert von k_0 ist durch die Hardware des Gradientensystems limitiert. Für eine theoretisch mögliche vollständig homogene Abtastung des k-Raums lässt sich unter idealen Bedingungen, d.h. unter Vernachlässigung der transversalen Relaxation, ein um 34% höheres SNR als bei der konventionellen radialen Auslese erreichen. Bei typischen Sequenzparametern kann mit dem verwendeten Gradientensystem ein 30 bis 33% höheres SNR als mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht werden.

Die entwickelte DA-3D-RAD-Sequenz wurde in Simulationen und experimentellen Messungen mit der konventionellen 3D-RAD-Sequenz verglichen. Zusätzlich zu dem erwähnten SNR-Gewinn, der durch eine gleichmäßigere Verteilung der Abtastpunkte erreicht wird, ergibt sich ein weiterer SNR-Vorteil für die DA-3D-RAD-Sequenz bei Anwesenheit von transversaler Relaxation. Dies beruht darauf, dass die jeweiligen k-Raum-Positionen bei der entwickelten DA-3D-RAD-Sequenz zeitlich früher abgetastet werden als bei der 3D-RAD-Sequenz. Damit ist bei der DA-3D-RAD-Sequenz an den jeweiligen k-Raum-Positionen entsprechend weniger Signal durch transversale Relaxation zerfallen. Dieses Verhalten wurde durch Simulationen der Punktantwortfunktionen, sowie durch simulierte und experimentelle Messungen näher charakterisiert. Die Simulationen der PSFs liefern optimale Auslesezeiten, bei denen das SNR für ein punktförmiges Objekt seinen maximalen Wert annimmt. Die optimale Auslesezeit ist bei der DA-3D-RAD-Sequenz ($T_{RO} = 1,18 \cdot T_2^*$) größer als bei der 3D-RAD-Sequenz ($T_{RO} = 0,69 \cdot T_2^*$). Bei diesen optimalen Parametern wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz für ein punktförmiges Objekt ein um 25% größeres SNR als mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht. Zusammen mit dem SNR-Vorteil durch die gleichmäßigere k-Raum-Abtastung ergibt dies insgesamt einen SNR-Gewinn von 63%. Für längere Auslesezeiten kann dieser SNR-Vorteil noch größer ausfallen. Dies ist insbesondere bei *in vivo*-Anwendungen wichtig, da hier verschiedene Gewebeareale mit unterschiedlichen T_2^* -Relaxationszeiten vorliegen und die transversale Relaxation auch bei einer einzigen Umgebung bereits ein bi-exponentielles Verhalten zeigt. Daher wurden die optimalen Sequenzparameter auch für bi-exponentielle Relaxation berechnet. Der SNR-Vorteil der DA-3D-RAD- gegenüber der 3D-RAD-Sequenz ist hier noch etwas stärker ausgeprägt als im mono-exponentiellen Fall.

Mit steigender Objektgröße fällt der aufgrund transversaler Relaxation bestehende SNR-Vorteil der DA-3D-RAD-Sequenz geringer aus. Für Objekte, die groß sind im Vergleich zur Ausdehnung

der PSF, beschränkt sich der SNR-Vorteil auf die oben angegebenen 30 bis 33%, die durch die homogenere Verteilung der Abtastdichte erreicht werden. Simulationen der PSF zeigen jedoch, dass die Verschmierungs-Artefakte bei langen Auslesezeiten ($T_{RO} > 4 \cdot T_2^*$) bei der 3D-RAD-Sequenz deutlich stärker ausfallen.

Das Verhalten der beiden Sequenztechniken wurde außerdem bei *in vivo*-Anwendungen getestet. In den Glaskörpern der Augen wurde mit der DA-3D-RAD-Sequenz ein 1,2 bis 1,4-fach höheres SNR als mit der 3D-RAD-Sequenz erreicht. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch, bei vernachlässigbarer transversaler Relaxation, zu erwartenden Anstieg. Für Hirngewebe wurde ein 1,5 bis 1,8-fach höheres SNR mit der DA-3D-RAD-Sequenz gemessen. Hier verstärken T_2^* -Relaxationseffekte die Unterschiede zwischen den beiden Sequenztechniken. In den *in vivo*-Aufnahmen wird mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine bessere Auflösung erreicht, da weniger Verschmierungs-Artefakte auftreten.

Des Weiteren wurde der Einfluss von B_0 -Inhomogenitäten auf die Bildqualität der beiden Sequenztechniken untersucht. Hierzu wurden nichtresonante Messungen eines Auflösungsphantoms und Simulationen der k-Raum-Auslese vorgenommen. Eine Abweichung der Resonanzfrequenz um $\Delta\nu = 32$ Hz ($\hat{=} 1$ ppm bei $B_0 = 3$ T) von der System-Frequenz führt bei der 3D-RAD-Sequenz bereits bei einer Auslesezeit von $T_{RO} = 10$ ms zu einer deutlichen Verbreiterung der gemessenen Strukturen. Teilweise kommt es auch zu einer Invertierung der Signalintensität. Im Gegensatz hierzu fallen bei der DA-3D-RAD-Sequenz die auftretenden Artefakte deutlich geringer aus. Bei *in vivo*-Anwendungen sind diese Artefakte vor allem bei hohen Magnetfeldstärken ($B_0 \geq 3$ T) von Relevanz. So wurde gezeigt, dass bei einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 7$ T zum Teil B_0 -Inhomogenitäten den limitierenden Faktor für die Auslesezeit darstellen und nicht die kurzen transversalen Relaxationzeiten.

Die Eigenschaften der entwickelten DA-3D-RAD-Sequenz wurden außerdem mit den theoretischen Eigenschaften einer TPI-Sequenz (engl. *twisted projection imaging*) [Boada et al., 1997a] verglichen. TPI-Trajektorien stellen eine Kombination der 3D radialen mit einer spiralförmigen Auslese des k-Raums dar. Mit einer TPI-Sequenz können die gleichen kurzen Echozeiten wie mit der DA-3D-RAD-Sequenz erreicht werden. Außerdem wird der äußere k-Raum bei TPI-Sequenzen ebenfalls homogen abgetastet. Damit ergibt sich für beide Sequenztechniken die gleiche SNR-Effizienz, sofern bei beiden Sequenzen der gleiche Anteil des k-Raums homogen abgetastet wird. Aufgrund geringerer Anforderungen an die Gradientenanstiegsrate kann bei DA-3D-RAD-Sequenzen jedoch ein größerer Bereich des k-Raums homogen abgetastet werden. Damit ergibt sich vor allem bei kurzen Auslesezeiten ($T_{RO} \lesssim 20$ ms) eine höhere SNR-Effizienz für die DA-3D-RAD-Sequenz. Im Gegensatz hierzu bieten TPI-Sequenzen den Vorteil, dass die Anzahl der Projektionen, die bei typischen Sequenzparametern zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums notwendig ist, um 83% bis 60% gegenüber der radialen Auslese reduziert werden kann. Für die ^{23}Na -MRT ist diese Möglichkeit der Reduzierung nur bei langen Repetitionszeiten ($T_{RO} \gtrsim 50$ ms), d.h. bei einem Spindichte-Kontrast, von Relevanz. In diesen Fällen wurde bei der DA-3D-RAD-Sequenz eine Unterabtastung des äußeren k-Raums in Kauf genommen. Es wurde jedoch gezeigt, dass mit der DA-3D-RAD-Sequenz selbst bei einer deutlichen Unterabtastung eine gute Bildqualität erreicht wird, so dass diese auch bei langen Repetitionszeiten angewendet werden kann, ohne dass es zu klinisch inakzeptablen Messzeiten kommt.

Mit der 3D-Cones-Sequenz [Gurney et al., 2006], die eine Abwandlung der TPI-Technik darstellt, erfolgte ein direkter experimenteller Vergleich. Die Gradientenanstiegsrate, die eine Limitation für TPI-Sequenzen darstellt, fließt bei der 3D-Cones-Sequenz direkt in das Design der k-Raum-Trajektorien ein. Jedoch wird dafür eine geringere Homogenität bei der Verteilung der Abtastdichte in Kauf genommen. Es konnte gezeigt werden, dass die 3D-Cones-Sequenz ein

höheres SNR als die 3D-RAD-Sequenz ermöglicht, aber die DA-3D-RAD-Sequenz ein noch deutlich besseres Ergebnis liefert. Des Weiteren lässt sich die DA-3D-RAD-Sequenz aufgrund der analytischen Form der Gradienten leichter implementieren und Änderungen der Sequenzparameter können bei der DA-3D-RAD-Sequenz flexibler vorgenommen werden als bei der 3D-Cones-Sequenz.

Für die Sequenzoptimierung wurden T_1 - und T_2^* -Relaxationszeiten *in vivo* und von verschiedenen Modelllösungen gemessen. Im Hirngewebe wurden bei $B_0 = 3$ T eine T_1 -Relaxationszeit von $29,0 \pm 0,3$ ms und transversale Relaxationszeiten von $T_{2s}^* \approx 4$ ms und $T_{2l}^* \approx 31$ ms gemessen. Die Liquor-Flüssigkeit weist deutlich längere Relaxationszeiten auf ($T_1 = 58,1 \pm 0,6$ ms; $T_2^* = 55 \pm 3$ ms). Bei $B_0 = 7$ T steigen sowohl die T_1 - als auch die T_2^* -Relaxationszeiten von Hirngewebe an. Die Relaxationszeiten der Liquor-Flüssigkeit zeigen dagegen keine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Des Weiteren stellt die Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten bei der Untersuchung von Muskelerkrankungen einen wichtigen Parameter dar, da hier eine Kühlung der Muskulatur vorgenommen wurde. Im betrachteten Temperaturintervall ($T = 2 - 50$ °C) ließ sich die Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten der verwendeten Modelllösungen gut durch eine lineare Funktion beschreiben. Dabei stiegen die T_1 - und T_2 -Relaxationszeiten sowohl bei Agarose-Gel (5%) als auch bei NaCl-Lösung mit zunehmender Temperatur an. Bei NaCl-Lösung tritt dabei ein stärkerer Anstieg auf ($m(T_1) = 0,971 \pm 0,009$ ms/°C; $m(T_2) = 0,92 \pm 0,02$ ms/°C; $B_0 = 3$ T) als bei Agarose-Gel ($m(T_1) = 0,50 \pm 0,01$ ms/°C; $m(T_{2s}) = 0,0568 \pm 0,0002$ ms/°C; $m(T_{2s}) = 0,442 \pm 0,005$ ms/°C; $B_0 = 3$ T).

Die Unterschiede in den Relaxationszeiten von Hirngewebe und der Liquor-Flüssigkeit lassen sich ausnutzen, um verschiedene Bildkontraste zu erzeugen und ^{23}Na -Signal von verschiedenen Gewebekompartimenten zu unterscheiden. So konnte bei einem Hirntumorpatienten und bei Patienten mit einer Muskelerkrankung durch eine IR-Sequenz selektiv ^{23}Na -Signal von Ödemen unterdrückt werden. Des Weiteren konnte durch die Kombination eines T_1 -, eines Spindichtegewichteten Kontrasts und einer IR-Sequenz gezeigt werden, dass die Ursache eines ^{23}Na -Signalanstiegs, der bei Patienten mit einer Muskelerkrankung nach einer Kühlung der Muskulatur beobachtet wurde, eine lokale Veränderung der T_1 -Relaxationszeit ist. Ob diese Änderung auf einen intrazellulären Anstieg der Natriumkonzentration oder auf die Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten zurückzuführen ist, ließ sich nicht abschließend klären. Diese Messungen an Patienten zeigen jedoch, dass die entwickelten Sequenztechniken zusätzliche diagnostische Informationen liefern.

Darüber hinaus konnten an einem 7 T-Tomographen Natriumbilder vom Kopf eines gesunden Probanden aufgenommen werden. Der theoretisch erwartete lineare Anstieg des SNRs mit der Magnetfeldstärke wurde für die Liquor-Flüssigkeit erreicht. Bei Hirngewebe wurde ein etwas geringerer Anstieg gemessen. Dies ist auf die größere T_1 -Relaxationszeit, die bei Hirngewebe mit der Magnetfeldstärke ansteigt, zurückzuführen. Bei einer Magnetfeldstärke von $B_0 = 7$ T konnten in klinisch akzeptabler Messzeit (≈ 10 min) und bei einer isotropen Auflösung von $4 \times 4 \times 4$ mm³ SNR-Werte von 13 ± 2 (Hirngewebe) und 40 ± 2 (Liquor-Flüssigkeit) erreicht werden. Damit konnten auch Liquor-Einschlüsse im Hirngewebe aufgelöst werden.

Weitere Einsatzgebiete für die DA-3D-RAD-Sequenz bieten ^1H -Anwendungen, in denen sehr kurze Echozeiten benötigt werden. So wurden radiale Sequenztechniken auch zur Untersuchung der Knochenhaut [Reichert et al., 2004], zur Bildgebung von Sehnen [Robson et al., 2004] und zur Bildgebung des Lungenparenchyms [Lohberger, F., 2006] verwendet. Da bei diesen Anwendungen teilweise auch 2D radiale Techniken verwendet werden, bietet es sich an, eine Anpassung der Abtastdichte auch für 2D radiale Sequenzen vorzunehmen (vgl. Anhang). Eine derartige Anpassung kann analog zum 3D Fall erfolgen (vgl. Kapitel 4.2). Der bei Vernachlässigung von

T_2^* -Relaxationseffekten zu erwartende SNR-Anstieg (15%) fällt allerdings etwas geringer aus als bei der DA-3D-RAD-Sequenz (34%). Bei den kurzen T_2^* -Relaxationszeiten ist jedoch, ähnlich wie bei der DA-3D-RAD-Sequenz, ein zusätzlicher SNR-Gewinn durch Relaxationseffekte zu erwarten.

Zur Validierung der verschiedenen ^{23}Na -Bildkontraste bieten sich außerdem tierexperimentelle Untersuchungen an, da hier paramagnetische *Shift Reagenzien* verwendet werden können, um intra- und extrazelluläre Natriumanteile getrennt voneinander zu detektieren. Im Vergleich mit IR- und T_1 -gewichteten Messungen lässt sich damit untersuchen, inwieweit diese Techniken eine Wichtung auf den intrazellulären Natriumanteil ermöglichen.

Mit der DA-3D-RAD-Sequenz wurde eine Technik bereitgestellt, die auch eine SNR-effiziente Messung anderer Quadrupolkerne ermöglichen sollte. Hier bieten sich insbesondere ^{17}O [Fiat et al., 2004] und ^{39}K [Parrish et al., 1997] an, die ähnliche Relaxationseigenschaften wie ^{23}Na haben, jedoch eine noch geringere NMR-Sensitivität als ^{23}Na aufweisen. Mit der Kalium-Bildgebung wäre es dann auch möglich, den zellulären Gegenspieler von Natrium zu untersuchen.

Abschließend lässt sich somit sagen, dass nicht nur das Ziel dieser Arbeit, die Entwicklung einer Sequenztechnik, die sehr kurze Echozeiten ($TE < 0,5$ ms) ermöglicht und eine hohe SNR-Effizienz aufweist, erreicht wurde, sondern mit der DA-3D-RAD-Sequenz eine Messtechnik zur Verfügung gestellt werden konnte, die weitere wichtige Vorteile gegenüber der konventionellen 3D radialen k-Raum-Auslese bietet. So zeigt die entwickelte DA-3D-RAD-Sequenz auch eine deutlich geringere Anfälligkeit für Artefakte, die durch schnelle transversale Relaxation und B_0 -Inhomogenitäten entstehen. Insbesondere in Kombination mit dem neuen 7 T-Tomographen, der in den letzten Monaten am Deutschen Krebsforschungszentrum installiert wurde, stehen damit Sequenztechniken für vielversprechende klinische ^{23}Na -MRT Studien zur Verfügung.

Anhang A

A.1 2D radiale k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte

Viele Anwendungen, bei denen eine 2D radiale k-Raum-Auslese verwendet wird, können von einer analogen Anpassung der Abtastdichte, wie sie für den dreidimensionalen Fall vorgenommen wurde (vgl. Kapitel 4.2), profitieren.

In diesem Kapitel werden die für eine 2D radiale k-Raum-Auslese mit angepasster Abtastdichte notwendigen Formeln angegeben. Diese Anpassung folgt in Analogie zum dreidimensionalen Fall aus der Anforderung, dass die mittlere Abtastdichte pro Kreissegment, ab einem bestimmten durch die Hardware des Tomographen limitierten Wert k_0 , konstant bleiben soll.

Bei einer zweidimensionalen radialen Auslese ist die Abtastdichte proportional zu:

$$D(k) \propto \frac{1}{2\pi k G(k)}. \quad (\text{A.1})$$

Unter Vernachlässigung der Gradientenanstiegszeit ergibt sich ein Effizienzfaktor (vgl. Gleichung 4.2) von $\eta = \frac{\sqrt{3}}{2} \approx 0,87$. D.h., durch eine theoretisch mögliche, vollständig homogene Abtastung des k-Raums ($\eta = 1$) kann das Rauschen um 13% reduziert und damit das SNR um 15% vergrößert werden. In Analogie zu Gleichung 4.6 erhält man für die radiale k-Raum-Position folgende Differentialgleichung:

$$\dot{k}(t) = \gamma G_0 \frac{k_0}{k(t)}. \quad (\text{A.2})$$

Diese Gleichung lässt sich durch folgenden Ausdruck lösen:

$$k(t) = \sqrt{k_0^2 + 2\gamma k_0 G_0 (t - t_0)} \quad (\text{A.3})$$

Daraus ergibt sich für die Form der Auslese-Gradienten:

$$G(t) = \dot{k}(t) = \frac{k_0 G_0}{\sqrt{k_0^2 + 2\gamma k_0 G_0 (t - t_0)}} \quad (\text{A.4})$$

Die maximale Gradientenanstiegsrate ist halb so groß wie im dreidimensionalen Fall (vgl. Gleichung 4.9):

$$S_{B \rightarrow C} = \frac{2 \text{Res} \gamma G_0^2}{p} \quad (\text{A.5})$$

Im Gegensatz zum dreidimensionalen Fall lässt sich die t_0 -Zeit leicht durch Lösen einer quadratischen Gleichung analytisch berechnen (vgl. Gleichung A.6), wenn folgende Parameter vorgegeben

sind: die Auflösung (Res), die Auslesezeit (T_{RO}), die Gradientenanstiegsrate (S) und die Gradientenamplitude (G_0).

$$\begin{aligned}
 t_0 &= \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad \text{mit} \\
 a &= -\gamma^2 G_0^2 \\
 b &= 2\gamma^2 G_0^2 T_{RO} \\
 c &= \frac{p_A^2}{4Res^2} - \frac{\gamma G_0 p_A T_{RO}}{Res}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

p_A gibt dabei den Anteil der Gradientenrampe an. Dieser lässt sich aus der Gradientenamplitude und der Gradientenanstiegsrate berechnen.

A.2 ^{23}Na -Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Probanden und Patienten

In Kapitel 4.7.5 wurden exemplarische ^{23}Na -Aufnahmen von gesunden Probanden und von Patienten mit muskulären Ionenkanalerkrankungen gezeigt (vgl. Abbildung 4.43). Um besser die Signifikanz und die Lokalisation des ^{23}Na -Signalanstiegs verdeutlichen zu können, werden in diesem Kapitel mehr Schichten aus den aufgenommenen 3D-Datensätzen gezeigt. Die verwendeten Sequenzparameter und der Versuchsaufbau werden in Kapitel 4.7.5 beschrieben.

In Abbildung A.1 sind auf die Spindichte gewichtete Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1 gezeigt. Diese Spindichte-gewichteten Aufnahmen zeigen, dass die Kühlung zu keinen signifikanten Veränderungen der Natriumkonzentration führt. Im Gegensatz hierzu führt die Kühlung zu einem deutlichen Signalanstieg bei der IR-Sequenz (vgl. Abbildungen A.2 (Patient 1) und A.5 (Patient 2)). Bei Patient 2 ist außerdem eine Fettschicht im Außenbereich des Unterschenkels zu erkennen. Diese Fettschicht zeigt sowohl in IR-Aufnahmen (Abbildung A.5) als auch bei den auf die Spindichte gewichteten Aufnahmen (Abbildung A.4) deutlich geringere Signalintensitäten als die Muskulatur. Bei der T_1 -gewichteten Sequenz tritt dagegen nur eine geringe Zunahme des Signals auf (vgl. Abbildung A.3). Bei den untersuchten gesunden Probanden führt die Kühlung zu keinen signifikanten Veränderungen der Signalintensitäten der IR-Aufnahmen (Abbildung A.6).

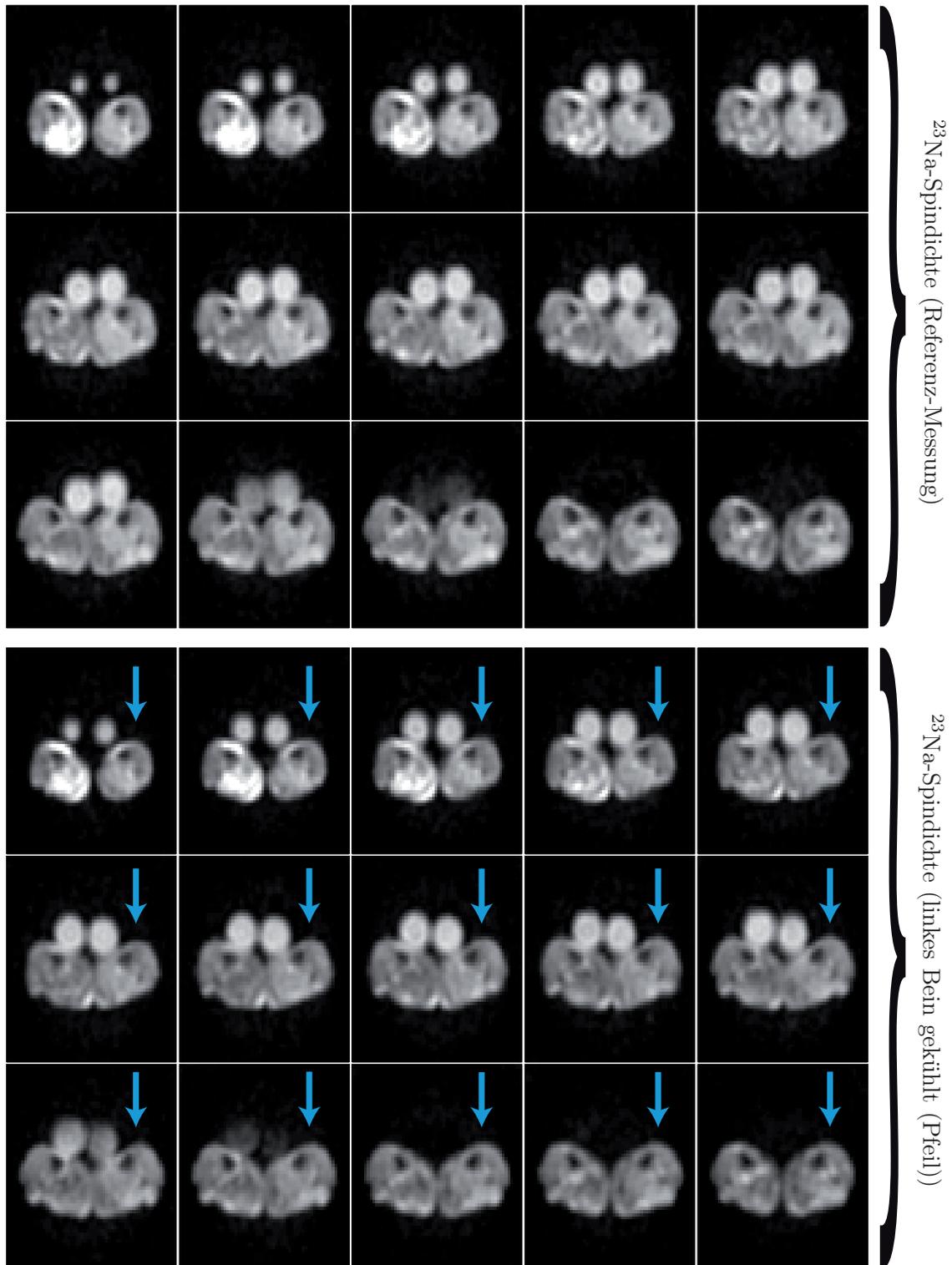


Abb. A.1: Auf die Spindichte gewichtete Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1. Vor der zweiten Messung (unten) wurde der linke Unterschenkel (Pfeil) gekühlt. Die Kühlung führt zu keinen signifikanten Veränderungen der Natriumkonzentration (Spindichte).

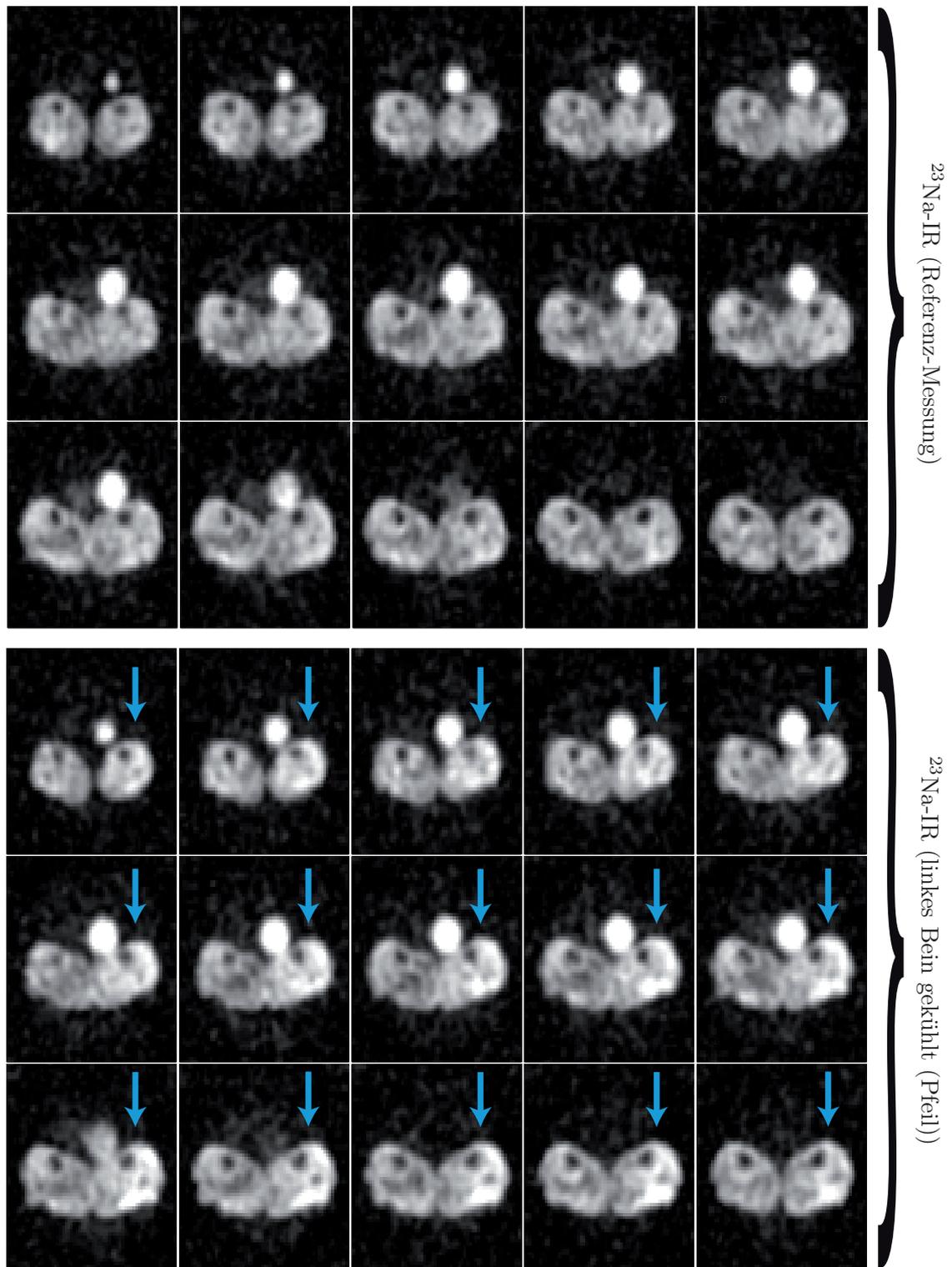


Abb. A.2: IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1. Vor der zweiten Messung (unten) wurde der linke Unterschenkel (Pfeil) gekühlt. Die Kühlung führt zu einer deutlichen Zunahme des Signals.

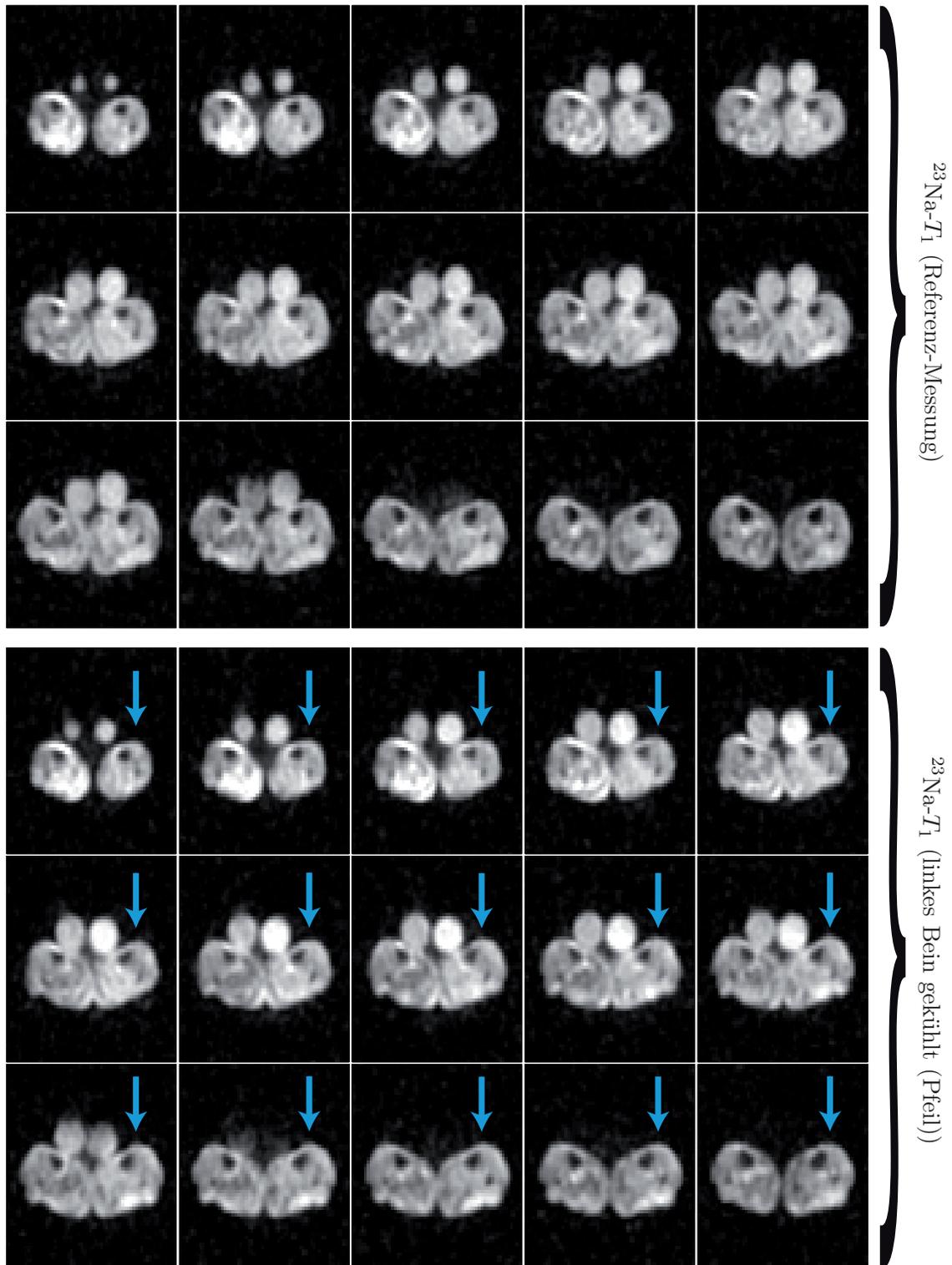


Abb. A.3: T_1 -gewichtete Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1. Vor der zweiten Messung (unten) wurde der linke Unterschenkel (Pfeil) gekühlt. Die Kühlung führt zu einer geringen Zunahme des Signals.

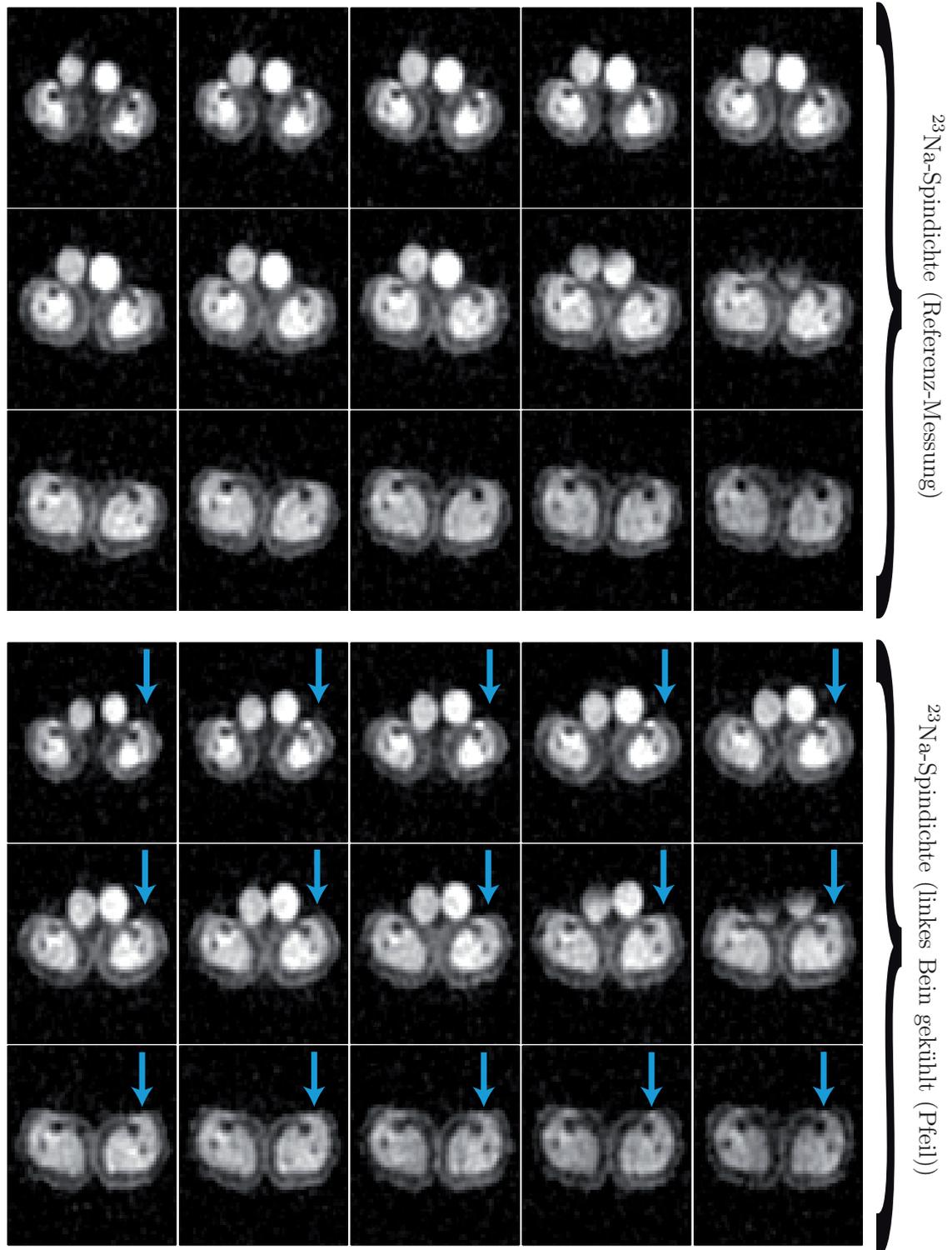


Abb. A.4: Auf die Spindichte gewichtete Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 2. Vor der zweiten Messung (unten) wurde der linke Unterschenkel (Pfeil) gekühlt. Die Kühlung führt auch bei diesem Patienten zu keinen signifikanten Veränderungen der Natriumkonzentration (Spindichte). Des Weiteren ist die Natriumkonzentration in der Fettschicht (Außenbereich) deutlich geringer als im Muskelgewebe.

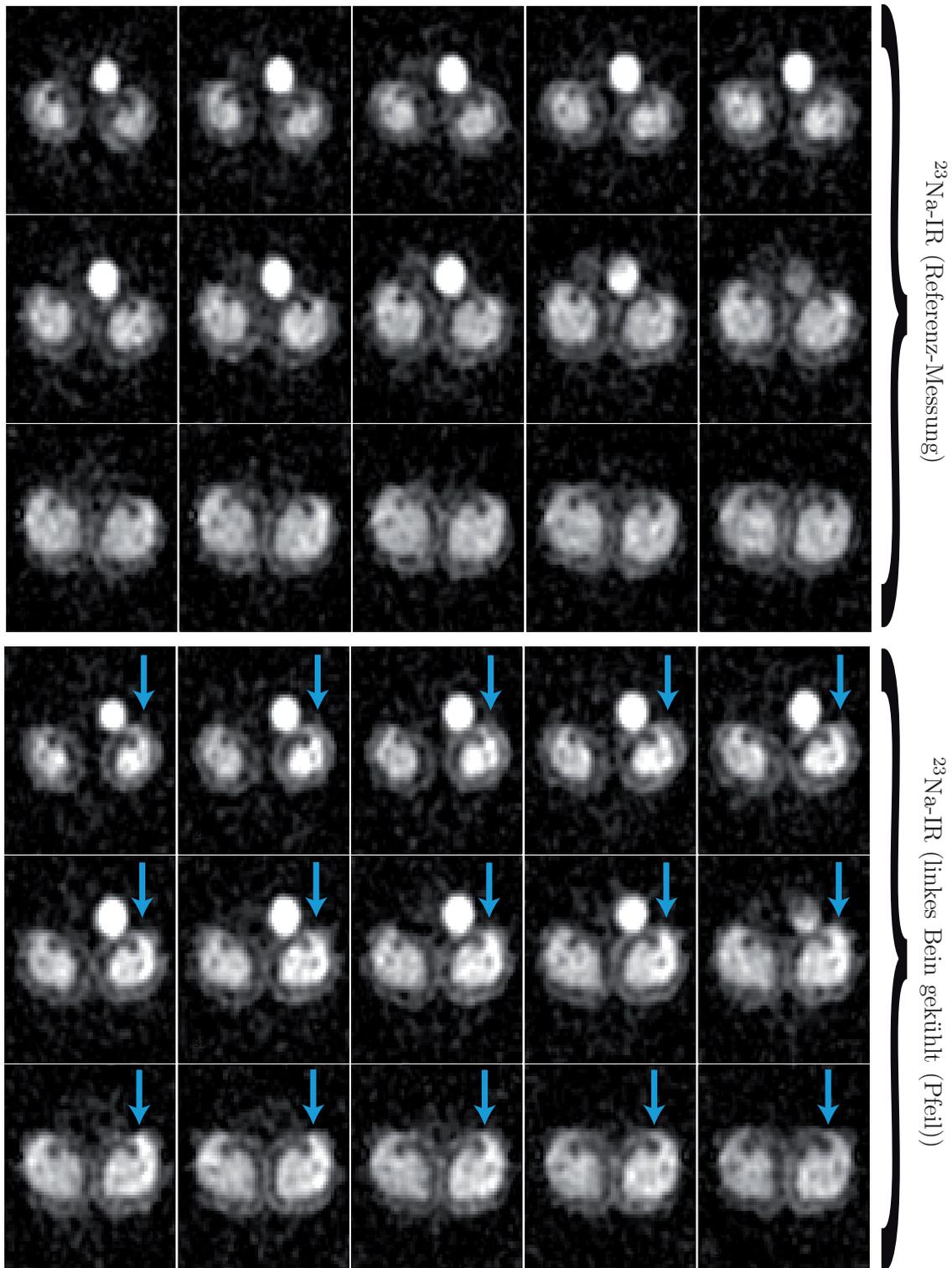


Abb. A.5: IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 2. Vor der zweiten Messung (unten) wurde der linke Unterschenkel (Pfeil) gekühlt. Die Kühlung führt zu einer deutlichen Zunahme des Signals (Pfeil). Zusätzlich ist im Außenbereich der Unterschenkel eine Fettschicht zu erkennen, die eine geringere Signalintensität als die Muskulatur aufweist.

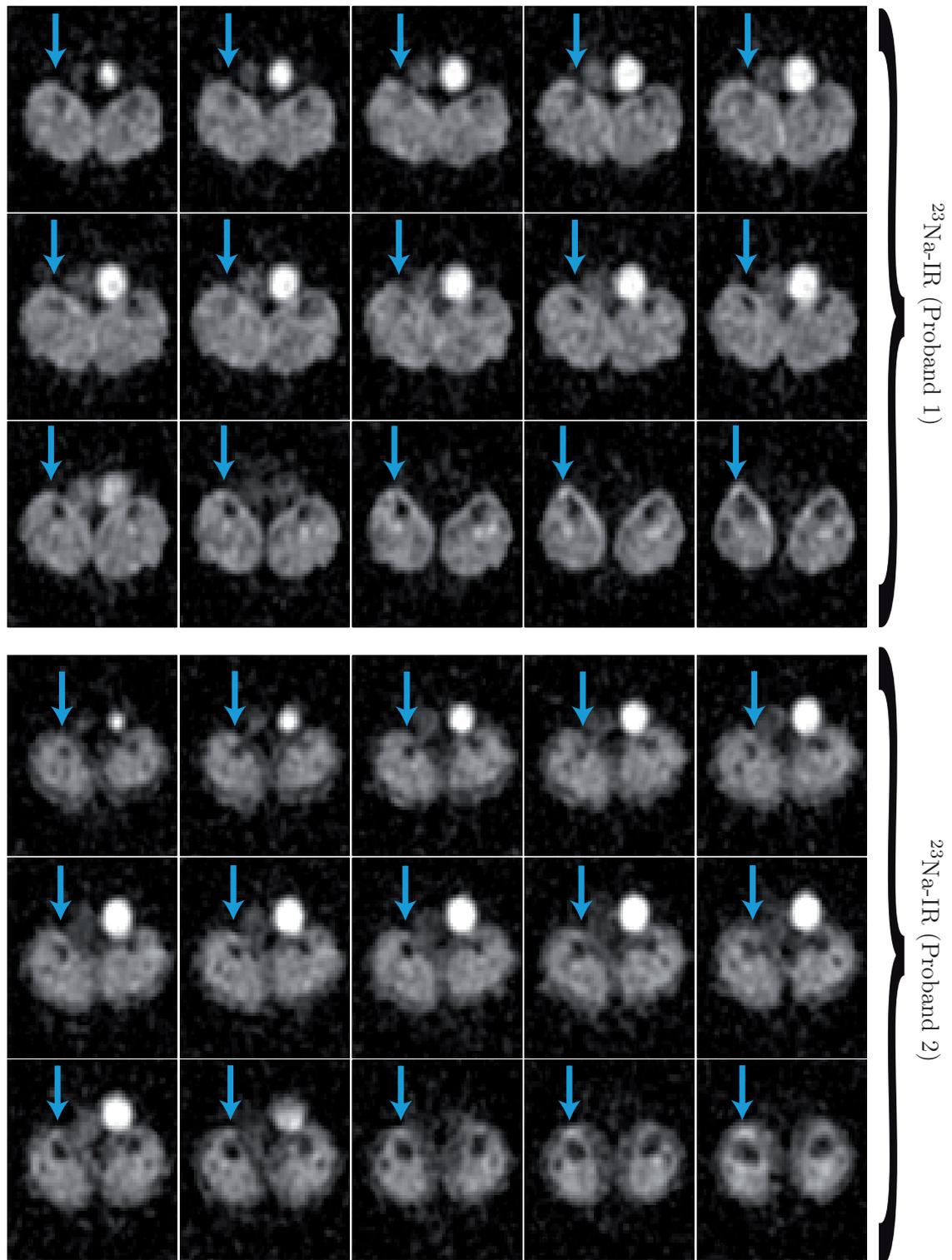


Abb. A.6: IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von gesunden Probanden. Es wurde jeweils der rechte Unterschenkel gekühlt. Im Gegensatz zu den bei Patienten durchgeführten Messungen (vgl. Abbildungen A.2 und A.5), führt Kühlung hier zu keinen signifikanten Veränderungen der Signalintensitäten.

Literaturverzeichnis

- Abragam, A.: *Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, New York, 1961.
- Amann, M.: *Dreidimensionale Magnetresonanz-Angiographie mit spiralförmiger Auslese (Spiral 3D-MRA)*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2000.
- Bernstein, M. A., King, K. F. und Zhou, X. J.: *Handbook of MRI Pulse Sequences*. Elsevier Academic Press, 2004.
- Bloch, F.: Nuclear Induction. *Physical Review*, 70(7-8): 460, 1946.
- Bloch, F., Hansen, W. W. und Packard, Martin: Nuclear Induction. *Physical Review*, 69(3-4): 127, 1946.
- Bloembergen, N., Purcell, E. M. und Pound, R. V.: Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption. *Physical Review*, 73(7): 679, 1948.
- Boada, F. E., Gillen, J. S., Shen, G. X., Chang, S. Y. und Thulborn, K. R.: Fast three dimensional sodium imaging. *Magn Reson Med*, 37(5): 706–15, 1997a.
- Boada, F. E., Laverde, G., Jungreis, C., Nemoto, E., Tanase, C. und Hancu, I.: Loss of cell ion homeostasis and cell viability in the brain: what sodium MRI can tell us. *Curr Top Dev Biol*, 70: 77–101, 2005.
- Boada, F. E., Shen, G. X., Chang, S. Y. und Thulborn, K. R.: Spectrally weighted twisted projection imaging: reducing T_2 signal attenuation effects in fast three-dimensional sodium imaging. *Magn Reson Med*, 38(6): 1022–8, 1997b.
- Borthakur, A., Hancu, I., Boada, F. E., Shen, G. X., Shapiro, E. M. und Reddy, R.: In vivo triple quantum filtered twisted projection sodium MRI of human articular cartilage. *J Magn Reson*, 141(2): 286–90, 1999.
- Borthakur, A., Shapiro, E. M., Beers, J., Kudchodkar, S., Kneeland, J. B. und Reddy, R.: Sensitivity of MRI to proteoglycan depletion in cartilage: comparison of sodium and proton MRI. *Osteoarthritis Cartilage*, 8(4): 288–93, 2000.
- Bracewell, R. N.: *The Fourier Transform And Its Applications*. McGraw-Hill, dritte Auflage, 1999.
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K.A., Musiol, G. und Mühlig, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, 2008.
- Brown, Robert J. S.: Distribution of Fields from Randomly Placed Dipoles: Free-Precession Signal Decay as Result of Magnetic Grains. *Physical Review*, 121(5): 1379, 1961.
- Constantinides, C. D., Gillen, J. S., Boada, F. E., Pomper, M. G. und Bottomley, P. A.: Human skeletal muscle: sodium MR imaging and quantification-potential applications in exercise and disease. *Radiology*, 216(2): 559–68, 2000.
- Deetjen, P. und Speckmann, E-J.: *Physiologie*. Urban & Fischer, dritte Auflage, 1999.
- Ernst, R. R. und Anderson, W. A: Application of fourier transform spectroscopy to magnetic resonance. *Review of Scientific Instruments*, 37(1): 93–102, 1966.

- Ernst, R. R., Bodenhausen, G und Wokaun, A.: *Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions*. Oxford Science Publications, 1989.
- Fiat, D., Hankiewicz, J., Liu, S., Trbovic, S. und Brint, S.: ^{17}O magnetic resonance imaging of the human brain. *Neurol Res*, 26(8): 803–8, 2004.
- Gudbjartsson, H. und Patz, S.: The Rician distribution of noisy MRI data. *Magn Reson Med*, 34(6): 910–4, 1995.
- Gurney, P. T., Hargreaves, B. A. und Nishimura, D. G.: Design and analysis of a practical 3D cones trajectory. *Magn Reson Med*, 55(3): 575–82, 2006.
- Haacke, E. M., Brown, R. W., Thompson, M. R. und Venkatesan, R.: *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design*. J. Wiley & Sons, New York, 1999.
- Haase, A., Frahm, J., Matthaei, D., Hanicke, W. und Merboldt, K. D.: FLASH imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 67(2): 258–266, 1986.
- Hahn, E. L.: Spin Echoes. *Physical Review*, 80(4): 580, 1950.
- Haken, H. und Wolf, H. C.: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer-Verlag, 2003.
- Hayes, Cecil E., Edelstein, William A., Schenck, John F., Mueller, Otward M. und Eash, Matthew: An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 63(3): 622–628, 1985.
- He, Xiang und Yablonskiy, Dmitriy A.: Quantitative BOLD: Mapping of human cerebral deoxygenated blood volume and oxygen extraction fraction: Default state. *Magn Reson Med*, 57(1): 115–126, 2007.
- Hillenbrand, H. B., Becker, L. C., Kharrazian, R., Hu, K., Rochitte, C. E., Kim, R. J., Chen, E. L., Ertl, G., Hruban, R. H. und Lima, J. A.: ^{23}Na MRI combined with contrast-enhanced ^1H MRI provides in vivo characterization of infarct healing. *Magn Reson Med*, 53(4): 843–50, 2005.
- Hindman, J. C.: Proton Resonance Shift of Water in the Gas and Liquid States. *The Journal of Chemical Physics*, 44(12): 4582–4592, 1966.
- Hoult, D. I. und Richards, R. E.: The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 24(1): 71–85, 1976.
- Hubbard, Paul S.: Nonexponential Nuclear Magnetic Relaxation by Quadrupole Interactions. *The Journal of Chemical Physics*, 53(3): 985–987, 1970.
- Huff, S.: *Entwicklung und Optimierung von DTI-Messtechniken mit richtungsangepassten b-Werten und deren Applikation am Rückenmark*. Dissertation, RWTH Aachen, 2007.
- Jaccard, Guy, Wimperis, Stephen und Bodenhausen, Geoffrey: Multiple-quantum NMR spectroscopy of $S=3/2$ spins in isotropic phase: A new probe for multiexponential relaxation. *J. Chem. Phys.*, 85(11): 6282–6293, 1986.
- Jackson, J. I., Meyer, C. H., Nishimura, D. G. und Macovski, A.: Selection of a convolution function for Fourier inversion using gridding. *IEEE Trans Med Imaging*, 10(3): 473–8, 1991.
- Jerecic, R., Bock, M., Wacker, C., Bauer, W. und Schad, L. R.: ^{23}Na -MRI of the human heart using a 3D radial projection technique. *Biomed Tech (Berl)*, 47 Suppl 1 Pt 1: 458–9, 2002.
- Klösterg, G. und Jansen, M.: Determination of the (Na^+) Sternheimer antishielding factor by ^{23}Na NMR spectroscopy on sodium oxide chloride, Na_3OCl . *Solid State Nuclear Magnetic Resonance*, 16(4): 279–283, 2000.

- Koay, C. G., Sarlls, J. E. und Ozarslan, E.: Three-dimensional analytical magnetic resonance imaging phantom in the Fourier domain. *Magn Reson Med*, 58(2): 430–6, 2007.
- Lanz, T., Mayer, M., Robson, M.D., Neubauer, S., Ruff, J. und Weisser, A.: An 8 Channel ^{23}Na Heart Array for Application at 3 T. In: *Proc 15th Annual Meeting ISMRM, Berlin*, 2007: 241, 2007.
- Lauterbur, P. C.: Image Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance. *Nature*, 242(5394): 190–191, 1973.
- Lehmann-Horn, F. und Jurkat-Rott, K.: Voltage-gated ion channels and hereditary disease. *Physiol Rev*, 79(4): 1317–72, 1999.
- Liao, J. R., Pauly, J. M., Brosnan, T. J. und Pelc, N. J.: Reduction of motion artifacts in cine MRI using variable-density spiral trajectories. *Magn Reson Med*, 37(4): 569–75, 1997.
- Lohberger, F.: *Entwicklung und Optimierung nicht-kartesischer Techniken für die Magnetresonanzbildgebung*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2006.
- Man, Pascal P.: Quadrupolar interactions. In: Grant, David M. und Harris, Robin (Hg.) *Encyclopedia of Nuclear Magnetic Resonance*, John Wiley & Sons, New York, 3838–3847. 1996.
- Maril, N., Rosen, Y., Reynolds, G. H., Ivanishev, A., Ngo, L. und Lenkinski, R. E.: Sodium MRI of the human kidney at 3 Tesla. *Magn Reson Med*, 56(6): 1229–34, 2006.
- McLachlan, A.D.: Line widths of electron resonance spectra in solution. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 280: 271–288, 1964.
- Mispelter, J., Mihaela, L. und Briguët, A.: *NMR Probeheads for Biophysical and Biomedical Experiments: Theoretical Principles & Practical Guidelines*. Imperial College Press, 2006.
- NEMA Standards Publication, MS 1-2001: Determination of Signal-to Noise Ratio (SNR) in Diagnostic Magnetic Resonance imaging. *National Electrical Manufacturers Association*, 2001.
- Niëlles-Vallespin, S., Weber, M. A., Bock, M., Bongers, A., Speier, P., Combs, S. E., Wohrle, J., Lehmann-Horn, F., Essig, M. und Schad, L. R.: 3D radial projection technique with ultrashort echo times for sodium MRI: clinical applications in human brain and skeletal muscle. *Magn Reson Med*, 57(1): 74–81, 2007.
- Niëlles-Vallespin, S.: *Development and Optimisation of Radial Techniques for Sodium Magnetic Resonance Imaging*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2004.
- Nuttal, A.: Some windows with very good sidelobe behavior. *IEEE Trans Acoust., Speech, and Signal Processing*, ASSP-29(1): 84–91, 1981.
- Nyquist, H.: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review*, 32(1): 110, 1928.
- O'Donnell, M. und Edelstein, W. A.: NMR imaging in the presence of magnetic field inhomogeneities and gradient field nonlinearities. *Med Phys*, 12(1): 20–6, 1985.
- Oesterle, C., Markl, M., Strecker, R., Kraemer, F. M. und Hennig, J.: Spiral reconstruction by regridding to a large rectilinear matrix: a practical solution for routine systems. *J Magn Reson Imaging*, 10(1): 84–92, 1999.
- O'Sullivan, J. D.: A Fast Sinc Function Gridding Algorithm for Fourier Inversion in Computer Tomography. *IEEE Trans Med Imaging*, MI-4: 200–207, 1985.
- Ouwkerk, R., Bleich, K. B., Gillen, J. S., Pomper, M. G. und Bottomley, P. A.: Tissue sodium concentration in human brain tumors as measured with ^{23}Na MR imaging. *Radiology*, 227(2): 529–37, 2003.

- Parker, D. L., Gullberg, G. T. und Frederick, P. R.: Gibbs artifact removal in magnetic resonance imaging. *Med Phys*, 14(4): 640–5, 1987.
- Parrish, T. B., Fieno, D. S., Fitzgerald, S. W. und Judd, R. M.: Theoretical basis for sodium and potassium MRI of the human heart at 1.5 T. *Magn Reson Med*, 38(4): 653–61, 1997.
- Pauly, J. M.: Reconstruction of non-cartesian data. 2005.
- Pipe, J. G.: Reconstructing MR images from undersampled data: data-weighting considerations. *Magn Reson Med*, 43(6): 867–75, 2000.
- Pipe, J. G. und Menon, P.: Sampling density compensation in MRI: rationale and an iterative numerical solution. *Magn Reson Med*, 41(1): 179–86, 1999.
- Purcell, E. M., Torrey, H. C. und Pound, R. V.: Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid. *Physical Review*, 69(1-2): 37, 1946.
- Qian, Y., Lin, J. und Jin, D.: Reconstruction of MR images from data acquired on an arbitrary k-space trajectory using the same-image weight. *Magn Reson Med*, 48(2): 306–11, 2002.
- Rabi, I. I. und Cohen, V. W.: The Nuclear Spin of Sodium. *Physical Review*, 43(7): 582, 1933.
- Rahmer, J., Bornert, P., Groen, J. und Bos, C.: Three-dimensional radial ultrashort echo-time imaging with T_2 adapted sampling. *Magn Reson Med*, 55(5): 1075–82, 2006.
- Rakhmanov, E. A., Saff, E. B. und Zhou, Y. M.: Minimal Discrete Energy on the Sphere. *Mathematical Research Letters*, 1: 647–662, 1994.
- Reichert, I.L.H., Benjamin, M., Gatehouse, P.D., Chappell, K. E., Holmes, J., He, T. und Bydder, G.M.: Magnetic resonance imaging of periosteum with ultrashort TE pulse sequences. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 19(1): 99–107, 2004.
- Robson, M. D., Benjamin, M., Gishen, P. und Bydder, G. M.: Magnetic resonance imaging of the Achilles tendon using ultrashort TE (UTE) pulse sequences. *Clinical Radiology*, 59(8): 727–735, 2004.
- Rooney, W. D. und Springer, Jr., C. S.: A comprehensive approach to the analysis and interpretation of the resonances of spins 3/2 from living systems. *NMR Biomed*, 4(5): 209–26, 1991.
- Rooney, William D., Barbara, Thomas M. und Springer, Charles S.: Two-dimensional double-quantum NMR spectroscopy of isolated spin 3/2 systems: sodium-23 examples. *J. Am. Chem. SOC*, 110(3): 674–681, 1988.
- Sandstede, J. J., Hillenbrand, H., Beer, M., Pabst, T., Butter, F., Machann, W., Bauer, W., Hahn, D. und Neubauer, S.: Time course of ^{23}Na signal intensity after myocardial infarction in humans. *Magn Reson Med*, 52(3): 545–51, 2004.
- Schädler, S., Kool, J., Lütti, H., Marks, D., Oesch, P., Pfeffer, A. und Wirz, M.: *Assessments in der Neurorehabilitation*. Verlag Hans Huber, 2006.
- Schepkin, V. D., Chenevert, T. L., Kuszpit, K., Lee, K. C., Meyer, C. R., Johnson, T. D., Rehemtulla, A. und Ross, B. D.: Sodium and proton diffusion MRI as biomarkers for early therapeutic response in subcutaneous tumors. *Magn Reson Imaging*, 24(3): 273–8, 2006.
- Schmidt, R. F., Lang, F. und Thews, G.: *Physiologie des Menschen*. Springer Medizin Verlag, Heidelberg, 29. Auflage, 2004.
- Schmitter, S.: *Entwicklung von geräuscharmen Bildgebungstechniken für die funktionelle Magnetresonanztomographie*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2008.

- Shizhe Li, Bernard J. Dardzinski Christopher M. Collins Qing X. Yang Michael B. Smith: Three-dimensional mapping of the static magnetic field inside the human head. *Magnetic Resonance in Medicine*, 36(5): 705–714, 1996.
- Silbernagl, S. und Despopoulos, A.: *Taschenatlas der Physiologie*. Thieme, Stuttgart, 2001.
- Slichter, C. P.: *Principles of Magnetic Resonance*. Springer Verlag, Berlin, 1989.
- Springer, Charles S.: Biological systems: Spin-3/2 nuclei. In: Grant, David M. und Harris, Robin (Hg.) *Encyclopedia of Nuclear Magnetic Resonance*, John Wiley & Sons, New York, 940–951. 1996.
- Stobbe, R. und Beaulieu, C.: In vivo sodium magnetic resonance imaging of the human brain using soft inversion recovery fluid attenuation. *Magn Reson Med*, 54(5): 1305–10, 2005.
- Stobbe, R. und Beaulieu, C.: Sodium imaging optimization under specific absorption rate constraint. *Magn Reson Med*, 59(2): 345–55, 2008a.
- Stobbe, R.W. und Beaulieu, C.: Sodium Relaxometry (Part 2): Towards the Characterization of the Sodium NMR Environment in the Human Brain Using a Novel Relaxometry Technique. In: *Proc 14th Annual Meeting ISMRM, Seattle*, 2006: 3104, 2006.
- Stobbe, R.W. und Beaulieu, C.: Advantage of sampling density weighted apodization over post-acquisition filtering apodization for sodium MRI of the human brain. *Magn Reson Med*, 60(4): 981–986, 2008b.
- Thulborn, K. R., Davis, D., Adams, H., Gindin, T. und Zhou, J.: Quantitative tissue sodium concentration mapping of the growth of focal cerebral tumors with sodium magnetic resonance imaging. *Magn Reson Med*, 41(2): 351–9, 1999.
- Thulborn, K. R., Davis, D., Snyder, J., Yonas, H. und Kassam, A.: Sodium MR imaging of acute and subacute stroke for assessment of tissue viability. *Neuroimaging Clin N Am*, 15(3): 639–53, xi–xii, 2005.
- van der Maarel, J. R. C.: Thermal Relaxation and Coherence Dynamics of Spin 3/2. I. Static and Fluctuating Quadrupolar Interactions in the Multipole Basis. *Concepts in Magnetic Resonance Part A*, 19A(2): 97–116, 2003.
- Van Emous, J. G., Vleggeert-Lankamp, C. L., Nederhoff, M. G., Ruigrok, T. J. und Van Echteld, C. J.: Postischemic Na(+)-K(+)-ATPase reactivation is delayed in the absence of glycolytic ATP in isolated rat hearts. *Am J Physiol Heart Circ Physiol*, 280(5): H2189–95, 2001.
- Vaughan, J. T., Hetherington, H. P., Otu, J. O., Pan, J. W. und Pohost, G. M.: High frequency volume coils for clinical NMR imaging and spectroscopy. *Magnetic Resonance in Medicine*, 32(2): 206–218, 1994.
- Vembu, S.: Fourier Transformation of the n-dimensional radial delta function. *The Quarterly Journal of Mathematics*, 12: 165–168, 1961.
- Weber, M. A., Nielles-Vallespin, S., Huttner, H. B., Wohrle, J. C., Jurkat-Rott, K., Lehmann-Horn, F., Schad, L. R., Kauczor, H. U., Essig, M. und Meinck, H. M.: Evaluation of patients with paramyotonia at ^{23}Na MR imaging during cold-induced weakness. *Radiology*, 240(2): 489–500, 2006.
- Werbelow, Lawrence G.: Relaxation theory for quadrupolar nuclei. In: Grant, David M. und Harris, Robin (Hg.) *Encyclopedia of Nuclear Magnetic Resonance*, John Wiley & Sons, New York, 4092–4101. 1996.

Winkler, S. S., Thomasson, D. M., Sherwood, K. und Perman, W. H.: Regional T_2 and sodium concentration estimates in the normal human brain by sodium-23 MR imaging at 1.5 T. *J Comput Assist Tomogr*, 13(4): 561–6, 1989.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufspaltung der Energiezustände beim Zeeman-Effekt.	5
2.2	Magnetisierungsvektor im rotierenden Koordinatensystem.	7
2.3	Relaxation der longitudinalen Magnetisierungskomponente.	9
2.4	Relaxation der transversalen Magnetisierungskomponente.	9
2.5	Abhängigkeit der T_2^* -Relaxationszeit von T_2 und R_2'	11
2.6	Energiediagramme bei isolierten Spin- $3/2$ -Systemen und ^{23}Na -Spektren.	17
2.7	Verhalten der Relaxationszeiten als Funktion der Korrelationszeit τ_C	23
2.8	Verhältnis aus schneller und langsamer Komponente der Relaxationszeiten.	24
2.9	Vergleich zwischen k-Raum und Ortsraum.	26
2.10	Shah-Funktion im k-Raum.	28
2.11	Shah-Funktion im Ortsraum.	28
2.12	PSF eines würfelförmigen und eines kugelförmigen k-Raum-Volumens.	29
2.13	Prinzip der Schichtselektion.	31
2.14	Sequenzschema einer 3D Gradientenecho-Sequenz.	32
2.15	Multi-Echo-Sequenz zur Bestimmung der T_2^* -Relaxationszeit.	33
2.16	Relatives SNR als Funktion der Repetitionszeit.	34
2.17	Vergleich des SNRs bei 2D und 3D-Sequenzen.	35
2.18	MRT-Kontraste.	36
2.19	Sequenzschema einer <i>Inversion-Recovery</i> -Sequenz.	37
2.20	Transversalmagnetisierung als Funktion der Inversionszeit (TI).	38
2.21	^1H -Aufnahme mit unterdrücktem Signal von Flüssigkeiten.	38
2.22	Schematische Darstellung der Natrium-Kalium-Pumpe ($\text{Na}^+ \text{-K}^+ \text{-ATPase}$).	39
3.1	HF-Volumenspulen.	44
3.2	Schematischer Aufbau des verwendeten 8-Kanal Spulen-Arrays.	45
3.3	Querschnitte durch die verwendeten Auflösungsphantome.	46
3.4	Zweidimensionale Darstellung der k-Raum-Abtastung bei asymmetrischer Auslese.	47
3.5	Sequenzschema einer 3D-FLASH-Sequenz mit asymmetrischer k-Raum-Auslese.	48
3.6	Zweidimensionale Darstellung der radialen k-Raum-Abtastung.	49
3.7	Sequenzschema der 3D radialen k-Raum-Auslese.	50
3.8	Isotrope Verteilung von Punkten auf einer Kugeloberfläche.	51
3.9	Schematische Darstellung des <i>gridding</i> -Verfahrens.	53
3.10	Effekte des <i>gridding</i> -Prozesses und der nichtkartesischen k-Raum-Auslese.	54
3.11	1D Kaiser-Bessel-Funktion und ihre Fourier-Transformierte.	56
3.12	Vergrößerung des effektiven Gesichtsfeldes.	57
3.13	Schematische Darstellung der Berechnung der Dichtekompensationsfunktion.	59
4.1	Vergleich der asymmetrischen FLASH-Bildgebung mit der 3D-RAD-Sequenz.	61
4.2	Gradientenform der DA-3D-RAD-Sequenz.	64
4.3	Radiale k-Raum-Position in Abhängigkeit von der Zeit.	65

4.4	Simulierte und experimentelle Aufnahmen des Auflösungsphantoms.	68
4.5	Theoretische SNR-Effizienz η und gemessene SNR-Werte als Funktion der t_0 -Zeit.	70
4.6	Punktantwortfunktionen als Funktion der relativen Auslesezeit (T_{RO}/T_2^*).	72
4.7	Simuliertes relatives SNR für bi-exponentielle transversale Relaxation.	75
4.8	Analytisches Phantom mit Zylindern verschiedener Durchmesser.	76
4.9	Simulation des Einflusses von T_2^* -Relaxation auf das Auflösungsvermögen.	77
4.10	Simulierte und experimentelle Messungen bei bi-exponentieller Relaxation.	79
4.11	SNR-Werte der in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen.	80
4.12	Schnitte durch die in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen.	80
4.13	3D-RAD und DA-3D-RAD-Sequenz am Beispiel von Muskel-Aufnahmen.	81
4.14	SNR-Werte der in Abbildung 4.13 gezeigten Bilder.	82
4.15	3D-RAD und DA-3D-RAD-Aufnahmen vom Kopf mit verschiedenen Auslesezeiten.	83
4.16	SNR-Werte der in Abbildung 4.15 gezeigten Bilder.	84
4.17	Simulation und experimentelle Untersuchung des Einflusses von B_0 -Inhomogenitäten.	86
4.18	^{23}Na -Aufnahmen des Kopfes bei verschiedenen Magnetfeldstärken.	87
4.19	Aufnahmen vom Unterschenkel eines gesunden Probanden bei $B_0 = 7$ T.	88
4.20	Einfaltungs-Artefakte bei radialer k-Raum-Auslese.	89
4.21	Artefaktverhalten bei Verzicht auf <i>spoiler</i> -Gradienten.	91
4.22	SNR der in Abbildung 4.21 gezeigten Aufnahmen.	91
4.23	Maximale SNR-Effizienz η bei DA-3D-RAD, 3D-RAD und TPI-Sequenzen.	93
4.24	Gradientenschaltung der implementierten 3D-Cones-Sequenz.	94
4.25	Trajektorienform der 3D-Cones-Sequenz im Vergleich zu radialen Trajektorien.	94
4.26	3D-Cones, DA-3D-RAD und 3D-RAD-Sequenzen bei Kopf-Aufnahmen.	95
4.27	Spin-Echo FID-Sequenz.	96
4.28	Bestimmung der T_1 -Relaxationszeiten mit verschiedenen Sequenztechniken.	97
4.29	T_2 - und T_2^* -Relaxationszeiten von Agarose-Gel (5%) und NaCl-Lösung.	99
4.30	T_1 -Relaxationszeiten bei verschiedenen Magnetfeldstärken.	100
4.31	Verhalten der Relaxationszeiten in Abhängigkeit von der Temperatur.	102
4.32	^{23}Na -Spindichte-Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden.	103
4.33	T_1 -gewichtete ^{23}Na -Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden.	104
4.34	^{23}Na -Aufnahmen vom Kopf eines gesunden Probanden bei verschiedenen Echozeiten.	105
4.35	T_2^* -Relaxationszeiten im Kopf bei $B_0 = 3$ T und $B_0 = 7$ T.	106
4.36	Transversale Aufnahmen vom Kopf bei verschiedenen Inversionszeiten.	107
4.37	IR-DA-3D-RAD Aufnahmen bei verschiedenen Magnetfeldstärken.	107
4.38	IR-DA-3D-RAD Aufnahmen vom Kopf bei $B_0 = 7$ T.	108
4.39	<i>In vivo</i> SNR-Werte bei verschiedenen Magnetfeldstärken.	109
4.40	DA-3D-RAD-Aufnahmen vom Kopf bei $B_0 = 7$ T.	110
4.41	Transversale Schichten des Knies eines gesunden Probanden.	112
4.42	Aufnahmen des Abdomens eines gesunden Probanden.	113
4.43	^{23}Na -Bildkontraste des Unterschenkels eines Probanden und eines Patienten.	116
4.44	^{23}Na -Signalintensitäten der Muskulatur von Probanden und von Patienten.	117
4.45	Mit MRT gemessene Temperaturänderung in der Muskulatur eines Probanden.	118
4.46	Oberflächentemperatur des Unterschenkels eines Probanden nach Kühlung.	119
4.47	Simulierte Signaländerung in Abhängigkeit von einer Temperaturänderung.	120
4.48	^{23}Na -MRT-Untersuchung eines Hirntumor-Patienten.	122
A.1	Spindichte-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1.	142
A.2	IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1.	143

A.3	T_1 -gewichtete Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 1.	144
A.4	Spindichte-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 2.	145
A.5	IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von Patient 2.	146
A.6	IR-Aufnahmen der Unterschenkelmuskulatur von gesunden Probanden.	147

Tabellenverzeichnis

3.1	Maximal mögliche Gradientenanstiegsraten und Amplituden.	43
3.2	Optimale Werte für den Parameter β der Kaiser-Bessel-Funktion.	56
4.1	SNR-Werte der in Abbildung 4.1 gezeigten Aufnahmen.	62
4.2	Optimale Auslesezeiten der verschiedenen Sequenzen.	73
4.3	Optimale Repetitionszeiten der verschiedenen Sequenzen.	74
4.4	Optimale Auslesezeiten für bi-exponentielle transversale Relaxation.	75
4.5	Parameter der Messesequenzen der in Abbildung 4.10 gezeigten Aufnahmen. . . .	78
4.6	Parameter der Messesequenzen der in Abbildung 4.21 gezeigten Aufnahmen. . . .	90
4.7	p-Werte bei DA-3D-RAD und TPI-Sequenzen.	92
4.8	SNR-Werte der in Abbildung 4.26 gezeigten Aufnahmen.	95
4.9	T_1 -Relaxationszeiten bei verschiedenen Modelllösungen.	98
4.10	T_2 - und T_2^* -Relaxationszeiten von Agarose-Gel (5%) und NaCl-Lösung.	99
4.11	T_1 -Relaxationszeiten bei verschiedenen Magnetfeldstärken.	101
4.12	Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeiten.	101
4.13	<i>In vivo</i> T_2^* -Relaxationszeiten.	106
4.14	Bei der Untersuchung von Muskelerkrankungen verwendete Sequenzparameter. . .	114
4.15	Muskelkraft bei HypoPP Patienten und gesunden Probanden.	115
4.16	Globale T_1 -Relaxationszeiten der Muskulatur von Patienten und Probanden. . . .	118
4.17	Bei der Untersuchung eines Hirntumor-Patienten verwendete Sequenzparameter. .	121

Abkürzungsverzeichnis

α	Flipwinkel
α_E	Ernst-Winkel
B_0	Grundmagnetfeld
B_1	HF-Feld
β	Parameter der Kaiser-Bessel-Funktion
D	Durchmesser der Zylinder (vgl. Abbildung 4.8)
\mathfrak{F}	Fourier-Transformation
\mathfrak{F}^{-1}	Inverse Fourier-Transformation
$G(t)$	Gradientenstärke
G_0	maximale Gradientenstärke der DA-3D-RAD-Sequenz
γ	gyromagnetisches Verhältnis
γ'	gyromagnetisches Verhältnis geteilt durch 2π
J_n	spektrale Dichtefunktion (vgl. Gleichung 2.70)
k_0	k-Raum-Radius, ab dem die Abtastdichte angepasst ist
k_{max}	Betrag der größten k-Raum-Koordinate
M_0	Magnetisierung im Grundzustand
M_z	Longitudinale Magnetisierung
M_{xy}	Transversale Magnetisierung
ν	Resonanzfrequenz
$\Delta\nu$	Abweichung von der Resonanzfrequenz
ω_0	Larmorfrequenz bei B_0
ω_1	Frequenz des HF-Feldes
ω_Q	charakteristische Frequenz der Quadrupolwechselwirkung
P	Anzahl der Projektionen
p	radialer Anteil des k-Raums ohne Anpassung der Abtastdichte ($p = \frac{k_0}{k_{max}}$)
R_1	longitudinale Relaxationszeitsrate (entspricht der inversen T_1 -Zeit)
R_2	transversale Relaxationszeitsrate (entspricht der inversen T_2 -Zeit)
Res	Auflösung (engl. <i>resolution</i>)
T	Temperatur
t_0	Zeitpunkt, ab dem die k-Raum-Abtastdichte angepasst wird
T_1	Longitudinale Relaxationszeit
T_2	Transversale Relaxationszeit (bei einem Spin-Echo-Experiment)
T_2^*	Transversale Relaxationszeit (bei einem Gradienten-Echo-Experiment)
T_{2s}^*	kurze Komponente der transversalen Relaxationszeit
T_{2l}^*	lange Komponente der transversalen Relaxationszeit
τ_C	Korrelationszeit
TE	Echozeit (Zeit zwischen der Mitte des HF-Pulses und Erreichen des k-Raum-Zentrums)
TI	Inversionszeit
TR	Repetitionszeit
T_{RO}	Auslesezeit (RO - engl.: <i>readout</i>)
W	Fensterweite der Kaiser-Bessel-Funktion
3D-RAD	dreidimensionale radiale k-Raum-Auslese
ATP	Adenosindihosphat
ATP	Adenosintriphosphat

CT	Computertomographie
DA-3D-RAD ..	radiale k-Raum-Auslese mit angepasster Verteilung der Abtastdichte
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
FF	Fourier-Transformation
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (engl.: <i>fast fourier-transformation</i>)
FID	Freier Induktionszerfall (engl.: <i>free induction decay</i>)
FLASH	engl.: <i>fast low angle shot</i> ; schnelle Messesequenz mit kleinen Flipwinkeln
FOV	Gesichtsfeld (engl.: <i>field of view</i>)
FWHM	Halbwertsbreite der Punktantwortfunktion (engl.: <i>full width at half maximum</i>)
GM	Graue Substanz
HF	Hochfrequenz
HypoPP	hypokaliämische periodische Paralyse; muskuläre Ionenkanalerkrankung
IR	<i>Inversion-Recovery</i>
K-DA-3D-RAD	DA-3D-RAD-Sequenz mit vollständig angepasster Verteilung der Abtastdichte
ME	Multi-Echo
MRI	<i>magnetic resonance imaging</i>
MR	Magnetresonanz
MRT	Magnetresonanztomographie
NaCl	Natriumchlorid
NMR	Kernspinresonanz (engl.: <i>nuclear magnetic resonance</i>)
OS	Überabtastung (engl.: <i>oversampling</i>)
PET	Positronenemissionstomographie
PSF	Punktantwortfunktion (engl.: <i>point spread function</i>)
SAR	spezifische Absorptionsrate (engl.: <i>specific absorption rate</i>)
SNR	Signal-zu-Rausch Verhältnis (engl.: <i>signal-to-noise ratio</i>)
STIR	¹ H-Messesequenz mit Fett-Unterdrückung (engl.: <i>short tau inversion recovery</i>).
TAM	Auswerte-Software für MR-Temperaturmessungen (engl.: <i>thermal ablation monitor</i>).
TEM	transversale elektromagnetische Welle (engl.: <i>transverse electromagnetic</i>)
TPI	Kombination aus 3D radialer und 3D spiralförmiger k-Raum-Auslese (engl.: <i>twisted projection imaging</i>)
w.E.	willkürliche Einheiten
WM	Weißer Substanz

Danke!

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonders danken möchte ich ...

... Prof. Schad für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, dieses interessante Thema bearbeiten zu dürfen. Bei ihm habe ich nicht nur viel über die MRT, sondern auch viele strategische Dinge und das Präsentieren eigener Arbeiten gelernt.

... Prof. Schlegel für die Vertretung dieser Arbeit gegenüber der Fakultät.

... meinen Zimmernachbarn Frederik Laun und Christian Matthies für die angenehme Büro-Atmosphäre und die große Unterstützung.

... Sebastian Schmitter, Maja Sohlin, Falko Lohberger und Grzegorz Bauman für viele hilfreiche Diskussionen und die tolle Atmosphäre, die in der Arbeitsgruppe herrschte.

... Marc-André Weber (Universitätsklinikum Heidelberg) und Prof. Lehmann-Horn (Universität Ulm) für die Kooperation bei medizinischen Anwendungen. Darüber hinaus möchte ich den MTRAs und den weiteren Kollegen der medizinischen Arbeitsgruppe für das gute Betriebsklima und die große Hilfsbereitschaft danken.

... Axel Krafft und Florian Maier für ihre Hilfe bei den Temperaturmessungen und die Zurverfügungstellung der dazugehörigen Auswerte-Software (TAM-Monitor).

... Matthias Korn und Reiner Umathum für ihre Hilfe, wenn es Probleme mit den Spulen gab.

... Sarah Snyder für ihre Hilfe bei der englischen Sprache.

... allen anderen Kollegen am DKFZ und im CKM-Team für das tolle Arbeitsklima und die große Hilfsbereitschaft.

... allen Probanden für die ungezählten Stunden im Magnetfeld. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen! Stellvertretend für alle sei Moritz Berger genannt, als der Proband mit den meisten „Tesla-Stunden“.

... Hans Gross (Fa. Siemens) für sein großes Engagement und die angenehme Zusammenarbeit. Von ihm konnte ich viel über die Hardware des Tomographen lernen.

... Michael Manglberger (Fa. Rapid), der stets Lösungsvorschläge hatte, wenn es Probleme mit den Spulen gab.

... Michael Bock und Prof. Bachert für ihre Hilfe in fachlichen Fragen.

... Prof. Semmler für die Aufnahme in seine Abteilung und die Unterstützung dieser Arbeit.

... Prof. Moser und Prof. Trattinig (Medizinische Universität Wien) für ihre Gastfreundschaft und die Möglichkeit, Natriummessungen an einem 7 T-Tomographen durchführen zu können.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern für ihre umfangreiche Unterstützung und ihr Vertrauen.

