

# Neue Steady-State-Techniken in der Magnetresonanztomographie

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES  
NATURWISSENSCHAFTLICHEN DOKTORGRADES  
DER JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG



vorgelegt von

**Thomas Benkert**

aus Pegnitz

Würzburg 2015

EINGEREICHT AM: 30.03.2015

BEI DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE

1. GUTACHTER: Prof. Dr. Peter M. Jakob

2. GUTACHTER: Prof. Dr. Jens Pflaum

3. GUTACHTER:

DER DISSERTATION

VORSITZENDE(R): Prof. Dr. Ronny Thomale

1. PRÜFER: Prof. Dr. Peter M. Jakob

2. PRÜFER: Prof. Dr. Jens Pflaum

3. PRÜFER: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel

IM PROMOTIONSKOLLOQUIUM

TAG DES PROMOTIONSKOLLOQUIUMS: 03.07.2015

DOKTORURKUNDE AUSGEHÄNDIGT AM:





*„It is a tribute to the inherent harmony and the organic growth of our branch of science that every advance in physics is largely due to the developments that preceded it.”*

Felix Bloch, Vortrag anlässlich der Nobelpreisverleihung, 1952



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Magnetresonanztomographie</b>	<b>5</b>
2.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	5
2.1.1	Kernspin . . . . .	6
2.1.2	Magnetische Kernresonanz . . . . .	6
2.1.3	Bloch-Gleichungen . . . . .	7
2.1.4	Relaxation . . . . .	8
2.1.5	Kontraste . . . . .	9
2.2	Bildgebung . . . . .	10
2.2.1	Ortskodierung . . . . .	10
2.2.2	k-Raum-Formalismus . . . . .	11
2.2.3	Abbildungseigenschaften . . . . .	12
2.2.4	Grundlegende MR-Sequenzen . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Radiale Bildgebung</b>	<b>17</b>
3.1	Numerisches Simulationsphantom . . . . .	17
3.2	Sequenzaufbau und Implementierung . . . . .	17
3.3	Praktische Umsetzung . . . . .	20
3.3.1	Korrektur von verzögerten Gradientenschaltzeiten . . . . .	20
3.3.2	Korrektur bei Messungen abseits des Isozentrums . . . . .	21
3.3.3	Anordnung der Projektionen . . . . .	22
3.4	Bildrekonstruktion . . . . .	26
3.4.1	Standard radiale Bildrekonstruktion . . . . .	26
3.4.2	Bildrekonstruktion mit der KWIC-Filter-Technik . . . . .	29
3.5	Eigenschaften und Besonderheiten . . . . .	29
3.5.1	Robustheit gegenüber Unterabtastung . . . . .	30
3.5.2	Robustheit gegenüber Bewegung . . . . .	31

3.5.3	Anfälligkeit auf Offresonanzen . . . . .	31
3.5.4	Extraktion des DC-Signals . . . . .	32
3.5.5	Dreidimensionale Abtastung . . . . .	33
3.6	Zusammenfassung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Steady-State-Sequenzen</b>	<b>35</b>
4.1	Vorüberlegungen . . . . .	35
4.2	Überblick Steady-State-Sequenzen . . . . .	36
4.2.1	Allgemeiner Aufbau . . . . .	37
4.2.2	Gradientengespoiltes SSFP . . . . .	37
4.2.3	HF-gespoiltes SSFP . . . . .	38
4.2.4	Balanced SSFP . . . . .	39
4.3	Zusammenfassung . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Bandingfreie bSSFP-Bildgebung mit DYPR-SSFP</b>	<b>45</b>
5.1	Motivation . . . . .	45
5.2	Theorie . . . . .	46
5.2.1	Ursprung und Auswirkung von $B_0$ -Inhomogenitäten . . . . .	46
5.2.2	Frequenz-Antwort-Funktion . . . . .	47
5.2.3	Konventionelles phasenzykliertes bSSFP . . . . .	49
5.2.4	Verwendung eines dynamischen Phasenzklus . . . . .	53
5.2.5	Dynamisch phasenzykliertes radiales bSSFP (DYPR-SSFP) . . . . .	55
5.2.6	Bildrekonstruktion . . . . .	58
5.2.7	Magnetisierungspräparation . . . . .	59
5.3	Experimente . . . . .	60
5.3.1	Messung eines Hüftgelenkersatzes . . . . .	60
5.3.2	Kniemessungen . . . . .	61
5.3.3	Abdomenmessungen unter freier Atmung . . . . .	62
5.3.4	Gehirnmessungen am Ultrahochfeld . . . . .	65
5.4	Diskussion . . . . .	65
5.5	Zusammenfassung . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Anwendungen mit DYPR-SSFP</b>	<b>71</b>
6.1	Fett-Wasser-Separation mit Dixon-DYPR-SSFP . . . . .	71
6.1.1	Dixon-Technik . . . . .	72
6.1.2	Experimente . . . . .	74
6.1.3	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	75
6.2	Schnelle Fett-Wasser-Separation mit Multiecho-Dixon-DYPR-SSFP . . . . .	77
6.2.1	Multiecho-Sequenz . . . . .	77

---

6.2.2	Experimente . . . . .	77
6.2.3	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	78
6.3	Entfernung verbleibender Signalauslöschungen mit z-Shimmed DYPR-SSFP . . . . .	81
6.3.1	Theorie . . . . .	81
6.3.2	Experimente . . . . .	84
6.3.3	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	86
6.4	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	87
<b>7</b>	<b>Isotrope bandingfreie bSSFP-Bildgebung mit 3D DYPR-SSFP</b>	<b>89</b>
7.1	Motivation . . . . .	89
7.2	3D radiale Trajektorie . . . . .	90
7.2.1	Sequenzaufbau und Implementierung . . . . .	90
7.2.2	Anordnung der Projektionen . . . . .	91
7.3	Simulationen . . . . .	93
7.4	Experimente . . . . .	95
7.4.1	Gehirnmessungen . . . . .	95
7.4.2	Bildgebung von Hirnnerven . . . . .	98
7.4.3	Kniemessungen am gesunden Probanden . . . . .	99
7.4.4	Kniemessungen eines Probanden mit Kreuzbandplastik . . . . .	99
7.5	Diskussion . . . . .	100
7.6	Zusammenfassung . . . . .	103
<b>8</b>	<b>Generierung verschiedener klinischer Kontraste mit RA-TOSSI</b>	<b>105</b>
8.1	Motivation . . . . .	105
8.2	T <sub>2</sub> -gewichtete bSSFP-Bildgebung mit TOSSI . . . . .	107
8.3	T <sub>2</sub> - und T <sub>2</sub> /T <sub>1</sub> -gewichtete bSSFP-Bildgebung mit RA-TOSSI . . . . .	109
8.3.1	Sequenzaufbau . . . . .	109
8.3.2	Bildrekonstruktion . . . . .	110
8.3.3	Experimente . . . . .	111
8.4	Auslöschung verschiedener Substanzen mit RA-TOSSI . . . . .	117
8.4.1	Sequenzaufbau . . . . .	117
8.4.2	Experimente . . . . .	119
8.5	Diskussion . . . . .	121
8.6	Zusammenfassung . . . . .	125
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>127</b>
<b>10</b>	<b>Summary</b>	<b>133</b>

---

<b>11 Anhang</b>	<b>135</b>
11.1 Simulation der Bloch-Gleichungen . . . . .	135
11.1.1 Allgemeines Vorgehen . . . . .	135
11.1.2 Matrizenformalismus für Steady-State-Sequenzen . . . . .	136
11.2 Korrektur von Gradientendays . . . . .	138
11.3 Algorithmen zur Bildverarbeitung . . . . .	139
11.3.1 Hauptkomponentenanalyse . . . . .	139
11.3.2 Rauschunterdrückung mittels Non-Local-Means . . . . .	139
11.4 Anhang zu DYPR-SSFP . . . . .	142
11.4.1 Sequenzimplementierung . . . . .	142
11.4.2 Einfluss verschiedener Winkelanordnungen . . . . .	142
11.4.3 Verwendung nichtlinearer Phasenzklusverläufe . . . . .	143
11.4.4 Einfluss des Vorzeichens des dynamischen Inkrements . . . . .	146
11.5 Anhang zu RA-TOSSI . . . . .	147
11.5.1 Sequenzimplementierung . . . . .	147
11.5.2 Bildrekonstruktion am Scanner mit ICE . . . . .	147
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>153</b>
<b>Danksagung</b>	<b>171</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>175</b>

# 1

## Einleitung

Die Magnetresonanztomographie (MRT) zählt zu den wichtigsten diagnostischen Bildgebungsverfahren. Dieser Erfolg basiert unter anderem auf den vielseitigen Kontrastmechanismen, die zur Darstellung von Strukturen aus dem Körperinneren verwendet werden können. Während andere Methoden wie das konventionelle Röntgen oder die Computertomographie (CT) lediglich auf der Strahlungsabsorption als einzigen Gewebeparameter basieren, stehen bei der MRT vielfältige Kontrastparameter zur Verfügung. Für die klinische Diagnostik sind hier an erster Stelle die Protonendichte sowie die beiden Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  zu nennen. Darüber hinaus können jedoch auch physiologische Parameter sowie Prozesse dargestellt werden, die unter anderem Fluss, Diffusion, Perfusion, Temperatur, Oxygenierung oder Elastizität umfassen.

Ein weiterer Vorteil der MRT besteht darin, dass die Bildgebung nicht auf der Applikation ionisierender Strahlung beruht. Bei modernen Niedrig-Dosis CT-Geräten liegt die notwendige Strahlendosis aufgrund kontinuierlicher Weiterentwicklungen der Hardware sowie der Rekonstruktionsalgorithmen zwar lediglich im unteren Millisievertbereich, dennoch können beispielsweise regelmäßige Kontrolluntersuchungen nach wie vor eine nicht zu vernachlässigende Strahlenbelastung darstellen. Die MRT verwendet zur Signalanregung hingegen Radiowellen im Megahertzbereich, weswegen sie auch als nicht-invasives Verfahren bezeichnet werden kann.

Ein wesentlicher Nachteil der MRT gegenüber anderen Bildgebungsmodalitäten sind die verhältnismäßig langen Messzeiten. Da die für die Bildgenerierung notwendigen Daten sequenziell akquiriert werden müssen, lagen die benötigten Akquisitionszeiten für ein einzelnes Bild früher oft im Minuten- oder sogar im Stundenbereich. Dies führte nicht nur zu erhöhten Untersuchungskosten, sondern unter Umständen auch zu einer Degradation der Bildqualität aufgrund von Patientenbewegung. Neben der Entwicklung von stärkeren und schnelleren Magnetfeldgradienten auf der Hardwareseite haben insbesondere methodische Fortschritte bezüglich der verwendeten Bildgebungssequenzen zu einer stetigen Reduktion der Messzeit beigetragen.

Ein wichtiges Beispiel eines derartigen schnellen Aufnahmeverfahrens ist die sogenannte bSSFP-Sequenz (*balanced Steady-State Free Precession*). Die zur Gruppe der Steady-State-Sequenzen gehörende Technik kombiniert sehr kurze Akquisitionszeiten (wenige Sekunden pro Bild) mit einem hohen Signallevel. Ihre Bedeutung wird dadurch unterstrichen, dass sie bei der Vielzahl

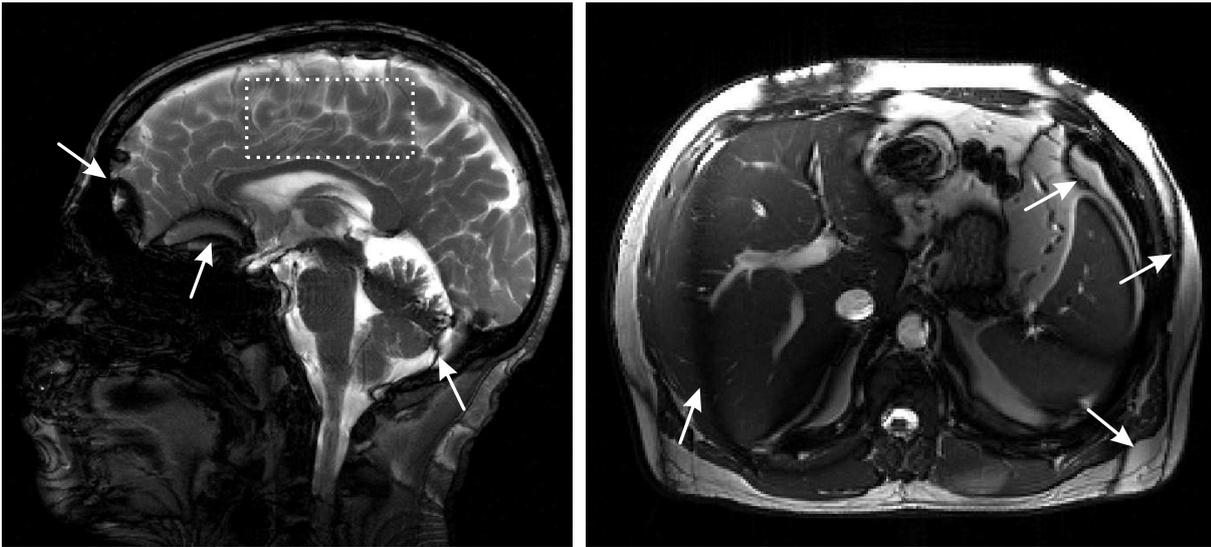


Abbildung 1.0.1: Vor- und Nachteile der Bildakquisition mittels der bSSFP-Sequenz bei einer Feldstärke von 3 Tesla, gezeigt an einer Gehirn- sowie einer Abdomenmessung. Während eine sehr hohe Signalstärke bei gleichzeitig sehr geringen Messzeiten ( $< 2$  Sekunden pro Bild) erzielt werden kann, führen Signalauslöschungen (Pfeile) zu einer erheblichen Bilddegradation. Des Weiteren weisen die Bilder einen Mischkontrast auf, der beispielsweise an der ähnlichen Signalstärke von grauer und weißer Masse (eingerahmter Bereich) erkenntlich ist.

aller existierenden Sequenzen die höchste SNR-Effizienz aufweist [180]. bSSFP wurde bereits im Jahr 1958 in der Theorie vorgeschlagen [28], jedoch wurde deren Einsatz aufgrund ihrer hohen Anforderungen an das Gradientensystem sowie an die Homogenität des vom MR-Scanner erzeugten Hauptmagnetfelds lange Zeit für unmöglich gehalten [220]. Durch technische Fortschritte gelang es allerdings, die bSSFP-Sequenz im klinischen Alltag für Anwendungen wie beispielsweise die Herzbildgebung oder die Visualisierung von Gefäßen zu etablieren [180]. Abgesehen von vereinzelten Applikationen ist die Verwendung der bSSFP-Technik jedoch nach wie vor stark limitiert. Dies liegt primär an zwei Gründen, die an dem in Abbildung 1.0.1 gezeigten Kopf- sowie Abdomenbild deutlich werden.

Der erste dieser Gründe sind bandartige Signalauslöschungen (Pfeile in Abbildung 1.0.1), die sich über das Bild erstrecken. Diese sogenannten Bandingartefakte werden durch Magnetfeldinhomogenitäten hervorgerufen und treten beispielsweise in der Nähe von Luft-Gewebe-Grenzflächen auf. Bei einer Feldstärke von 1,5 Tesla ist deren Ausmaß oft noch tolerierbar, was allerdings nicht für die im klinischen Alltag immer häufiger anzutreffenden 3-Tesla-Scanner gilt. Zwar existieren bereits zahlreiche Methoden zur Unterdrückung von Bandingartefakten, diese gehen jedoch allesamt mit einer deutlichen Messzeiterhöhung einher.

Der zweite Grund für die vergleichsweise große Unpopularität der bSSFP-Sequenz in der Routinediagnostik ist der damit erzielbare Kontrast. Für die Bildgebung von Pathologien werden in der Regel sogenannte  $T_1$ - sowie  $T_2$ -gewichtete Aufnahmen herangezogen, bei denen die Ausprägung des jeweiligen Gewebeparameters maßgeblich den Kontrast bestimmt. Mit bSSFP akquirierte Bilder weisen hingegen einen oft als  $T_2/T_1$ -bezeichneten Mischkontrast auf, der lediglich vom Verhältnis der beiden Relaxationszeiten abhängt. Dies wird beispielsweise am sehr geringen Kontrast zwischen grauer und weißer Gehirnmasse in Abbildung 1.0.1 (eingerahmter Bereich) deutlich. Während sich beide Gewebesorten sowohl in ihrer  $T_1$ - als auch in ihrer  $T_2$ -Zeit unterscheiden, ist der Quotient und folglich die zugehörige Signalstärke nahezu identisch, was die

Diagnose von Pathologien deutlich beeinträchtigen kann.

Zu den wichtigsten Gütekriterien für die Bildgebung im Allgemeinen zählen unter anderem ein hohes Signal sowie eine geringe Messzeit. Diese Punkte sind bei Verwendung der bSSFP-Sequenz bereits intrinsisch erfüllt, wie in der gezeigten Abbildung ersichtlich ist. Die Messungen weisen eine hohe Signalstärke bei gleichzeitig niedrigem Rauschlevel auf. Ferner betrug die Akquisitionszeit nur wenige Sekunden. Folglich stellt die bSSFP-Methode einen aussichtsreichen Kandidaten für die klinische MR-Bildgebung dar, was jedoch bisher aufgrund der geschilderten Nachteile beziehungsweise aufgrund von Limitationen entsprechender Weiterentwicklungen verwehrt war. Um das zugrunde liegende Potential voll ausschöpfen zu können und um eine Etablierung in der Routinediagnostik ermöglichen, sind weitreichendere Verbesserungen notwendig. Das Ziel der vorliegenden Dissertation war folglich die Adressierung dieser Nachteile der bSSFP-Sequenz, das heißt die Entwicklung von Methoden zur Entfernung von Bandingartefakten sowie zur Umwandlung des Mischkontrasts in klinisch relevante Kontraste.

### **Gliederung der Arbeit**

Kapitel 2 beinhaltet die zum fundamentalen Verständnis der MR-Bildgebung notwendigen physikalischen Grundlagen. Eine eingehende Beschreibung des radialen Abtastschemas, auf dem die neu vorgestellten Techniken basieren, findet sich in Kapitel 3. Die Gruppe der Steady-State-Sequenzen, zu denen die bSSFP-Sequenz gehört, ist in Kapitel 4 thematisiert. Kapitel 5 beinhaltet eine neuartige Methode zur Entfernung von Bandingartefakten bei der bSSFP-Bildgebung. Weiterführende, auf dieser Technik basierende Applikationen wie beispielsweise die Fett-Wasser-Separation sind in Kapitel 6 beschrieben. Kapitel 7 umfasst eine Weiterentwicklung des in Kapitel 5 vorgestellten Ansatzes, die die dreidimensionale isotrope bandingfreie bSSFP-Bildgebung ermöglicht. Ein Weg zur Generierung verschiedener klinisch gebräuchlicher Kontraste mittels der bSSFP-Sequenz ist in Kapitel 8 geschildert.

Da sich das Gebiet der MRT durch den Gebrauch sehr vieler Akronyme auszeichnet, können oft genutzte Abkürzungen auf Seite 169 nachgeschlagen werden.



# 2

## Grundlagen der Magnetresonanztomographie

---

*In diesem Kapitel sind die zum elementaren Verständnis der Magnetresonanztomographie notwendigen theoretischen Grundlagen beschrieben. Allgemeine Aspekte sollen hierbei jedoch nur kurz angesprochen werden, der interessierte Leser sei an dieser Stelle auf existierende Lehrbücher [11, 78, 122] verwiesen. Eine ausführliche Darstellung der für diese Arbeit besonders relevanten Themen radiale Bildgebung sowie Steady-State-Sequenzen ist in die beiden darauffolgenden, separaten Kapitel ausgelagert.*

*Das vorliegende Kapitel untergliedert sich in zwei Abschnitte. Im ersten Abschnitt werden die grundlegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten erläutert, auf denen die Magnetresonanztomographie basiert. Der zweite, bereits etwas konkretere Abschnitt beschäftigt sich mit den fundamentalen Prinzipien der Bilderzeugung.*

---

### 2.1 Physikalische Grundlagen

Die im Folgenden gewählte Beschreibung der physikalischen Grundlagen der MR bedient sich überwiegend der klassischen Physik. Dieses weitverbreitete Vorgehen ist für einen Großteil der auftretenden Effekte ohne Weiteres möglich, da die Darstellung der Magnetisierung nicht auf dem Zustand einzelner Spins, sondern auf sogenannten Spinensembles basiert [83]. Diese Kollektive, die eine sehr große Anzahl von Spins umfassen, können ohne Zuhilfenahme der Quantenmechanik weitestgehend korrekt beschrieben werden. Dennoch soll an dieser Stelle daran erinnert werden, dass Konzepte wie beispielsweise das Verhalten einzelner Spins oder die Theorie der Relaxation die Einbeziehung quantenmechanischer Gesetzmäßigkeiten benötigen.

### 2.1.1 Kernspin

Eine intrinsische, von der jeweiligen Vorgeschichte unabhängige Eigenschaft von Atomkernen ist deren Eigendrehimpuls  $I$ , der auch als Kernspin bezeichnet wird. Dieser ist bedingt durch die Drehimpulse der Nukleonen, das heißt der Protonen und Neutronen, aus denen sich das jeweilige Element zusammensetzt. Mögliche Werte sind null (MR-inaktive Kerne) sowie ganzzahlig (MR-aktive Kerne).

Der vektorielle Kernspin  $\mathbf{I}$  ist hierbei direkt mit dem zugehörigen magnetischen Moment des Atomkerns verknüpft:

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \cdot \mathbf{I}. \quad (2.1.1)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma$  bezeichnet das gyromagnetische Verhältnis der Spins und ist vom betrachteten Element abhängig.

### 2.1.2 Magnetische Kernresonanz

Bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes sind die zum Eigendrehimpuls  $I$  eines Atomkerns zugehörigen  $2I+1$  Zustände energetisch identisch. Dieses auch als Entartung bezeichnete Verhalten wird beim Einbringen in ein externes Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  aufgehoben. Der sogenannte Kern-Zeeman-Effekt [218] führt dann zu einer äquidistanten energetischen Aufspaltung der Zustände.

Im Falle eines Spin- $1/2$ -Systems, wie es bei den für die Bildgebung am häufigsten verwendeten Elementen  $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$  oder  $^{31}\text{P}$  vorliegt, führt dies zu zwei Einstellmöglichkeiten des magnetischen Moments  $\boldsymbol{\mu}$ . Für die Energiedifferenz  $\Delta E$  zwischen dem zur Richtung des externen Magnetfelds antiparallelen ( $\downarrow$ ) und parallelen ( $\uparrow$ ) Zustand ergibt sich

$$\Delta E = E_{\downarrow} - E_{\uparrow} = \frac{1}{2}\gamma\hbar B_0 - \left(-\frac{1}{2}\gamma\hbar B_0\right) = \gamma\hbar B_0 = \hbar\omega_0. \quad (2.1.2)$$

Der Energieunterschied ist also proportional zur Magnitude des angelegten externen Magnetfelds, wobei sich die zugehörige Proportionalitätskonstante aus dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  der Spins sowie dem reduzierten Planck'schen Wirkungsquantum  $\hbar$  zusammensetzt. Die Größe  $\omega_0 = \gamma B_0$ , die an dieser Stelle eingeführt werden kann, wird auch als Larmorfrequenz bezeichnet und beschreibt gleichzeitig die Frequenz der auftretenden Präzession der Spins.

Das Verhältnis der zugehörigen Besetzungszahlen dieser beiden Energiezustände lässt sich mittels der Boltzmann-Verteilung bestimmen:

$$\frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_b T}\right) = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_b T}\right). \quad (2.1.3)$$

Da die thermische Energie, die sich aus der Boltzmann-Konstanten  $k_b$  sowie der Temperatur  $T$  zusammensetzt, deutlich größer ist als die Energiedifferenz  $\hbar\omega_0$ , ist der entsprechende Besetzungsunterschied der beiden Zustände sehr gering. Nimmt man beispielsweise die klinisch oft verwendete Feldstärke von 1,5 T sowie Raumtemperatur an, weist der energetisch günstigere Zustand ( $\uparrow$ ) bei einem Spinensemble von einer Millionen Spins lediglich einen Überschuss von ungefähr fünf Spins auf. Alle anderen Spins zeigen zufällig in beliebige Raumrichtungen, weswegen sich deren magnetisches Moment im Mittel aufhebt. Für die Gleichgewichtsmagnetisierung  $M_0$  ergibt sich

$$M_0 = \rho \frac{\gamma^2 \hbar^2}{4k_b T} B_0, \quad (2.1.4)$$

wobei  $\rho = N/V$  die Spindichte, also die Anzahl der Spins pro Volumen, kennzeichnet.

Übergänge zwischen den beschriebenen Zuständen können durch das Einstrahlen magnetischer Wechselfelder generiert werden. Die Frequenz dieser Felder muss gerade mit dem Energieunterschied der jeweiligen Zustände übereinstimmen und liegt in der Magnetresonanztomographie typischerweise im Radiofrequenzbereich<sup>1</sup>. Der entsprechende Effekt wird auch magnetische Kernresonanz oder Kernspinresonanz genannt und wurde 1946 von Edward Mills Purcell [161] und Felix Bloch [20] entdeckt.

### 2.1.3 Bloch-Gleichungen

Per Konvention wird die Richtung des externen, statischen Magnetfelds  $\mathbf{B}_0$  als  $z$ -Richtung definiert, es gilt also  $\mathbf{B}_0 = B_0 \cdot \mathbf{e}_z$ . Analog dazu wird die longitudinale Magnetisierungskomponente im Folgenden als  $M_z$  bezeichnet, die dazu senkrechten, transversalen Komponenten als  $M_x$  und  $M_y$ .

#### Analytische Darstellung

Betrachtet man ein Spinensemble, also eine große Menge an Spins, ergibt sich die entsprechende makroskopische Magnetisierung als Vektorsumme der einzelnen mikroskopischen Einzelmagnetisierungen:

$$\mathbf{M} = \sum \boldsymbol{\mu}. \quad (2.1.5)$$

Die Dynamik dieser Magnetisierung  $\mathbf{M}$  im Magnetfeld  $\mathbf{B}$  kann durch die sogenannte Bloch-Gleichung [20] beschrieben werden:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B} - \begin{bmatrix} M_x/T_2 \\ M_y/T_2 \\ (M_z - M_0)/T_1 \end{bmatrix}. \quad (2.1.6)$$

Der erste Teil umfasst die Bewegung der Magnetisierung unter dem Einfluss eines externen Magnetfelds. Der zweite, auch Wechselwirkungsterm genannte Teil beinhaltet den Effekt der Relaxation mit den Zeitkonstanten  $T_1$  und  $T_2$ . Diese beiden in Kapitel 2.1.4 eingehender beschriebenen Parameter führen zu einer exponentiellen Änderung der Magnetisierung.

#### Signalerzeugung und -detektion

Durch Einstrahlen eines senkrecht zum statischen Hauptmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  orientierten magnetischen Wechselfelds  $\mathbf{B}_1$  mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  kann die Magnetisierung ausgelenkt werden. Da  $\omega_0$  im Radiofrequenzbereich, also im Hochfrequenzbereich liegt, spricht man auch von einer HF-Anregung beziehungsweise der Anregung mittels eines HF-Pulses. Der zugehörige, von der  $z$ -Achse aus gemessene Flipwinkel  $\alpha$  wird durch die Stärke und die Dauer  $\tau_{\text{HF}}$  des eingestrahlenen Wechselfelds bestimmt und ergibt sich zu

$$\alpha = \int_0^{\tau_{\text{HF}}} \gamma |\mathbf{B}_1(t)| dt. \quad (2.1.7)$$

<sup>1</sup>Beispielsweise ergibt sich bei Wasserstoffkernen sowie einer externen Magnetfeldstärke von 1,5 T eine Frequenz von  $\omega_0 = 63,9$  MHz.

Analog zum Sendefall, bei dem das gewünschte  $\mathbf{B}_1$ -Feld mit einer Hochfrequenzspule erzeugt wird, findet auch für den Signalempfang eine derartige Spule Verwendung. Die mit der Larmorfrequenz präzedierende Magnetisierung induziert in dieser eine Spannung, die entsprechend aufgezeichnet und verarbeitet werden kann.

## Numerische Simulation

Das Verhalten der Magnetisierung lässt sich mittels einfacher Matrizenformulierungen numerisch nachstellen [103]. Eine konkrete Beschreibung des entsprechenden Vorgehens, das für zahlreiche in dieser Arbeit gezeigten Simulationen angewendet wurde, findet sich in Anhang 11.1.1.

### 2.1.4 Relaxation

Relaxation beschreibt ganz allgemein die Rückkehr eines Spinsystems in seinen thermischen Gleichgewichtszustand. In diesem ist die Magnetisierung zeitlich konstant und entlang des externen statischen Magnetfelds  $\mathbf{B}_0$  ausgerichtet. Der Prozess der Relaxation beruht auf Fluktuationen des lokalen Magnetfelds, das jeweils für die magnetischen Momente vorliegt. Hierbei ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Kombination mit der Brown'schen Molekularbewegung der Spins der zugrunde liegende Hauptmechanismus. Prinzipiell unterscheidet man zwischen der longitudinalen sowie der transversalen Relaxation.

#### Longitudinale Relaxation

Die longitudinale Relaxation oder auch Spin-Gitter-Relaxation führt zur exponentiell verlaufenden Erholung der entsprechenden Magnetisierungskomponente  $M_z$ . Die zugehörige Zeitkonstante ist die bereits in der Bloch-Gleichung 2.1.6 aufgetretene  $T_1$ -Zeit. Spin-Gitter-Relaxation basiert auf der Abgabe von Energie an die Umgebung durch Übergänge zwischen Zeeman-Eigenzuständen [22].

#### Transversale Relaxation

Die transversale Relaxation oder auch Spin-Spin-Relaxation führt zum exponentiellen Abklingen der transversalen Magnetisierungskomponenten  $M_x$  und  $M_y$ . In diesem Fall wird die Zeitkonstante mit  $T_2$  bezeichnet. Spin-Spin-Relaxation basiert auf der Zerstörung der anfänglichen Phasenkohärenz aufgrund von lokalen, zufälligen Magnetfeldvariationen um die Larmorfrequenz. Diese im zeitlichen Mittel verschwindenden Fluktuationen bedingen eine kontinuierlichen Abnahme der Nettomagnetisierung, weswegen man korrekterweise auch oft von  $T_2$ -Zerfall anstelle von  $T_2$ -Relaxation spricht.

Des Weiteren können statische Feldvariationen einen zusätzlich verkürzten Zerfall der transversalen Magnetisierung verursachen. Diese treten beispielsweise aufgrund von Feldinhomogenitäten oder Suszeptibilitätsunterschieden auf und können in der Regel mittels eines monoexponentiellen Zerfalls modelliert werden. Die entsprechende Zeitkonstante wird gewöhnlich als  $T_2'$  bezeichnet und ergänzt sich mit  $T_2$  zur effektiven Relaxationszeit  $T_2^*$ :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (2.1.8)$$

Gewebetyp	$T_1$ [ms]	$T_2$ [ms]
Weißer Masse	$1084 \pm 45$	$69 \pm 3$
Graue Masse	$1820 \pm 114$	$99 \pm 7$
Muskel	$1412 \pm 13$	$50 \pm 4$
Leber	$812 \pm 64$	$42 \pm 3$
Blut	$1932 \pm 85$	$275 \pm 50$

Tabelle 2.1: *Typische Relaxationszeiten bei 3 T, entnommen aus [202]. Abhängig vom zugrunde liegenden Gewebe können diese zwischen wenigen Millisekunden und einigen Sekunden variieren.*

Aufgrund seines stochastischen, zeitabhängigen Ursprungs lässt sich der  $T_2$ -Zerfall nicht rückgängig machen. Im Gegensatz dazu wird der  $T_2'$ -Zerfall durch deterministische, zeitunabhängige Prozesse verursacht und kann beispielsweise mittels der in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Spinecho-Technik rephasiert werden.

### 2.1.5 Kontraste

Die für eine Substanz beziehungsweise eine Gewebesorte erzielbare Signalstärke hängt maßgeblich von den drei zugehörigen Parametern Spindichte ( $\rho$ ),  $T_1$  sowie  $T_2$  ab. Tabelle 2.1 beinhaltet einige Beispiele.

Die Darstellung von Strukturen aus dem Körperinneren sowie die Diagnose von Krankheiten beruht in der Regel auf der Abweichung des Signallevels im Vergleich zum umliegenden, gesunden Gewebe. Diese Differenz bezüglich der Signalintensitäten wird auch als Kontrast bezeichnet. So stellt beispielsweise eine  $T_2$ -gewichtete Messung primär Unterschiede bezüglich der zugrunde liegenden  $T_2$ -Werte dar. Abbildung 2.1.1 zeigt drei der gängigsten Bildkontraste anhand einer Schicht durch das menschliche Gehirn.

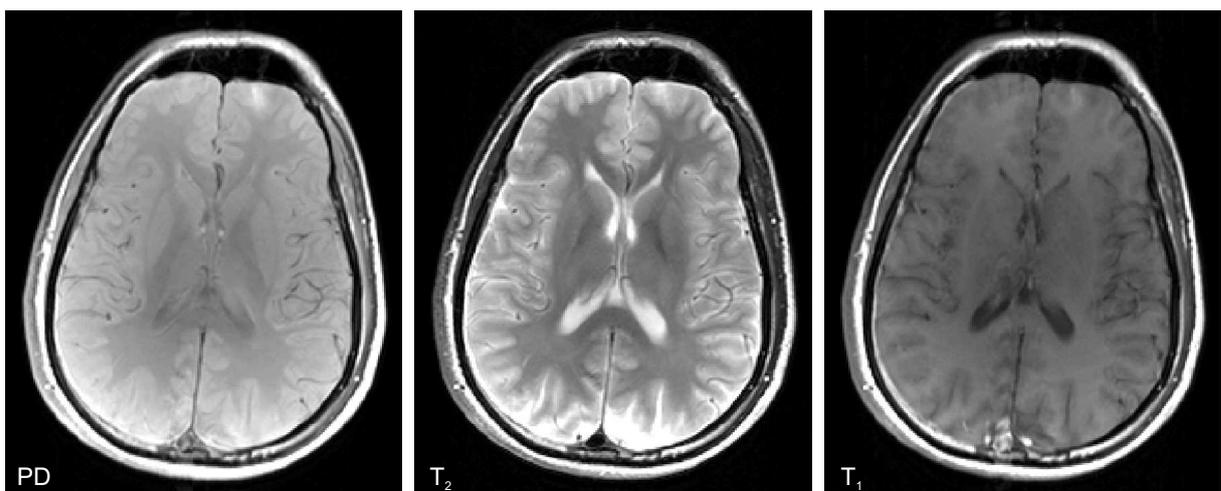


Abbildung 2.1.1: *Die gängigsten Bildkontraste in der MR (Protonendichtewichtung (PD),  $T_2$ -Wichtung sowie  $T_1$ -Wichtung). Da Pathologien nicht zwingend in allen drei Kontrasten sichtbare Veränderungen hervorrufen, umfasst ein klinisches Protokoll in der Regel die Akquisition von mehreren verschiedenen Wichtungen.*

## 2.2 Bildgebung

Wird wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben die Magnetisierung ausgelenkt, kann ein entsprechendes Signal aus der Probe aufgezeichnet werden. Zur Generierung eines Bildes muss dieses Signal jedoch räumlich aufgelöst werden, was auch als Ortskodierung bezeichnet wird und im folgenden Abschnitt beschrieben ist.

### 2.2.1 Ortskodierung

Die räumliche Lokalisation der Signalintensitäten wird durch die zusätzliche Verwendung sogenannter Gradientenfelder ermöglicht, die für jede der drei Raumrichtungen ein ortsabhängiges Magnetfeld  $B_G$  erzeugen:

$$B_G(\mathbf{r}, t) = G_x(t) \cdot x + G_y(t) \cdot y + G_z(t) \cdot z. \quad (2.2.1)$$

$\mathbf{r} = (x, y, z)$  gibt dabei die Position im Scanner in Bezug auf das Isozentrum an,  $G_x$  ist die Magnetfeldvariation in  $x$ -Richtung, das heißt  $G_x = dB_x/dx$ . Mit dieser 1973 von Lauterbur vorgestellten Technik [117] findet also eine ortsabhängige Variation der Feldstärke und somit der Larmorfrequenz statt.

### Schichtselektion

Zum Auslenken der Magnetisierung muss wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben die Resonanzbedingung erfüllt sein, das heißt die Frequenz  $\omega$  des eingestrahlten HF-Pulses muss mit der zugrunde liegenden Larmorfrequenz übereinstimmen. Dies kann dazu verwendet werden, um durch geeignete Wahl des Gradienten  $G_z$  sowie der Frequenz  $\omega$  die Resonanzbedingung nur an dem gewünschten Ort  $z$  zu erfüllen, für den gilt:

$$\omega = \omega_0 + \gamma G_z z \Leftrightarrow z = \frac{\omega/\gamma - B_0}{G_z}. \quad (2.2.2)$$

Um in der Praxis ausreichend Signal zu erhalten, sollen Spins jedoch nicht nur an einem diskreten Ort  $z$ , sondern innerhalb einer Schicht der Dicke  $\Delta z$  angeregt werden. Das heißt Gleichung 2.2.2 muss innerhalb der gesamten Schicht erfüllt sein. Dies wird durch die Tatsache ermöglicht, dass HF-Pulse stets eine gewisse Frequenzbandbreite  $\Delta\omega$  aufweisen. Für die Schichtdicke  $\Delta z$ , die bei klinischen Anwendungen in der Regel wenige Millimeter umfasst, ergibt sich somit

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z}. \quad (2.2.3)$$

Durch den Schichtselektionsgradienten, der während des HF-Pulses angelegt wird, dephasieren die Spins, was zu einer unerwünschten Signalabschwächung führt. Um diesen Effekt zu vermeiden, wird nach dem eigentlichen Schichtselektionsgradienten ein weiterer, invertierter Gradient mit halber Fläche ausgespielt, der die Auffächerung rückgängig macht.

### Frequenzkodierung

Zur Kodierung der verbleibenden zwei Raumrichtungen werden Gradienten nach dem HF-Puls geschaltet. Liegt während des Auslesevorgangs selbst ein konstanter Gradient  $G_x$  an, variiert die Larmorfrequenz entlang dieser Richtung linear, es gilt also

$$\omega(x) = \omega_0 + \gamma G_x x . \quad (2.2.4)$$

Folglich weisen Spins entlang dieser Richtung eine ortsabhängige Präzessionsfrequenz auf. Der hierfür verwendete Gradient wird auch Auslesegradient oder Frequenzkodiergradient genannt.

### Phasenkodierung

Im Gegensatz zur Frequenzkodierung wird bei der Phasenkodierung ein Gradient vor dem Auslesevorgang geschaltet. Dieses Vorgehen, mit dem die verbleibende Raumrichtung aufgelöst werden kann, führt dazu, dass den Spins eine in diese Richtung ortsabhängige Phase aufgeprägt wird. Besitzt der verwendete Gradient die Stärke  $G_y$  und wird für die Zeitdauer  $\tau$  geschaltet, gilt für die Phase der Spins nach Abschalten des Gradienten

$$\phi(y) = \gamma G_y y \tau . \quad (2.2.5)$$

### Dreidimensionale Akquisition

Wird in  $z$ -Richtung durch die Schichtsektion eine Schicht ausgewählt, reduziert sich die Ortskodierung auf die verbleibenden zwei Dimensionen. Eine weitere Möglichkeit ist die Akquisition eines dreidimensionalen Datensatzes. Hierbei wird der Prozess der Schichtsektion durch eine zusätzliche Phasenkodierung in diese Richtung ersetzt. Mittels eines breitbandigen HF-Pulses wird ein gesamter Block angeregt, woraus anschließend jedoch einzelne Schichten, die in diesem Fall auch als Partitionen bezeichnet werden, rekonstruiert werden können.

#### 2.2.2 k-Raum-Formalismus

Der 1983 eingeführte k-Raum-Formalismus [208] erlaubt eine anschauliche Schreibweise der Ortskodierung mittels Gradienten.

Die den Spins durch die Ortskodierung aufgeprägte Phase lässt sich zusammenfassend schreiben als

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_0^t \gamma \mathbf{G}(\tau) \mathbf{r} d\tau = \int_0^t \gamma \mathbf{G}(\tau) d\tau \cdot \mathbf{r} = 2\pi \cdot \mathbf{k}(t) \cdot \mathbf{r} . \quad (2.2.6)$$

Hierbei wurde der sogenannte k-Raum-Vektor

$$\mathbf{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \mathbf{G}(\tau) d\tau \quad (2.2.7)$$

eingeführt, in dem das Gradientenmoment nullter Ordnung verwendet wurde. In skalarer Form lautet dies  $M_0 = \gamma \int_0^t G(\tau) d\tau$  und ist somit gleichbedeutend mit der Fläche unter dem Gradienten<sup>2</sup>. Für das Signal innerhalb eines Volumens  $V$  ergibt sich unter Vernachlässigung von zusätzlichen Effekten wie Relaxation oder Offresonanzen

$$S(\mathbf{k}) \propto \int_V \rho(\mathbf{r}) \cdot e^{-i2\pi \mathbf{k} \mathbf{r}} d\mathbf{r} . \quad (2.2.8)$$

Dieser Zusammenhang zeigt, dass die Bildakquisition nicht direkt im Bildraum stattfindet, sondern in dem mittels einer Fourier-Transformation verknüpften k-Raum. Das entsprechende Bild,

<sup>2</sup>Das Gradientenmoment kann zu jeder beliebigen Ordnung  $k$  berechnet werden, wobei gilt:  $M_k = \gamma \int_0^t G(\tau) \tau^k d\tau$ . Gradientenmomente erster Ordnung finden beispielsweise bei der Flussbildgebung Verwendung.

das die Spindichteverteilung  $\rho$  widerspiegelt, lässt sich folglich durch Anwenden einer inversen Fourier-Transformation berechnen.

Zur Messung eines Objekts muss der  $k$ -Raum, der die verschiedenen, mit den Gradienten erzeugten Frequenzen beinhaltet, diskret abgetastet werden. Die hierzu verwendeten Gradientenschaltungen, das heißt der zeitliche Verlauf des  $k$ -Vektors und somit der Pfad durch den  $k$ -Raum, werden auch als Trajektorie bezeichnet. Die gängigste Trajektorie ist das sogenannte kartesische Abtastschema, bei dem der  $k$ -Raum schrittweise mit zueinander parallelen Zeilen gefüllt wird. Ein weiteres Schema ist die sternförmige, radiale Abtastung, für die sich aufgrund ihrer Relevanz für die vorliegende Arbeit eine eingehendere Behandlung in Kapitel 3 findet.

### 2.2.3 Abbildungseigenschaften

#### Nyquist-Kriterium und Auflösung

Die Fourier-Bildgebung eines Objekts führt einige Besonderheiten mit sich, die bei der Bildakquisition entsprechend berücksichtigt werden müssen. So muss der Abtastabstand  $\Delta k$  zwischen benachbarten  $k$ -Raum-Punkten an die Größe des Objekts beziehungsweise des Objektausschnitts (*Field-Of-View*, FOV) angepasst werden. Dieser auch als Nyquist-Kriterium bekannte Zusammenhang lautet mathematisch

$$FOV \propto \frac{1}{\Delta k}. \quad (2.2.9)$$

Wird  $\Delta k$  zu groß gewählt, das heißt wird der  $k$ -Raum zu ungenau abgetastet, spricht man von Unterabtastung. Das Erscheinungsbild der zugehörigen Artefakte ist abhängig von der gewählten Trajektorie und zeigt sich bei kartesischer Abtastung in Form von Einfaltungen.

Die erzielte Auflösung ist abhängig von der maximalen Ausdehnung des  $k$ -Raums, das heißt von  $k_{\max}$ . Für die Auflösung in  $x$ -Richtung ergibt sich beispielsweise

$$\Delta x \propto \frac{1}{2k_{x,\max}}. \quad (2.2.10)$$

Da zur Realisierung größerer  $k_{\max}$ -Werte mehr  $k$ -Raum-Punkte abgetastet werden müssen, geht eine bessere Auflösung erwartungsgemäß mit einer erhöhten Messzeit einher.

#### Informationsverteilung im $k$ -Raum

Eine weitere, durch die Fourier-Bildgebung bedingte Besonderheit ist die Verteilung von Informationen im  $k$ -Raum. Wie schematisch in Abbildung 2.2.1 dargestellt ist, sind grobe Strukturen und folglich der Hauptkontrast eines Bildes mittels der im  $k$ -Raum-Zentrum vorliegenden niedrigen Frequenzen kodiert. Hohe, in der Peripherie des  $k$ -Raums befindliche Frequenzen beinhalten hingegen die Information über feine Strukturen. Erst die Akquisition des gesamten  $k$ -Raums ergibt das gewünschte Ergebnis, das sowohl die Kontraste als auch die Kantenschärfe korrekt darstellt.

#### Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)

Ein wichtiges Kriterium für die Bildqualität ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR). Diese Größe, die ganz allgemein als Signalstärke dividiert durch die Standardabweichung des Bildrauschens definiert ist, hängt von zahlreichen Faktoren ab.

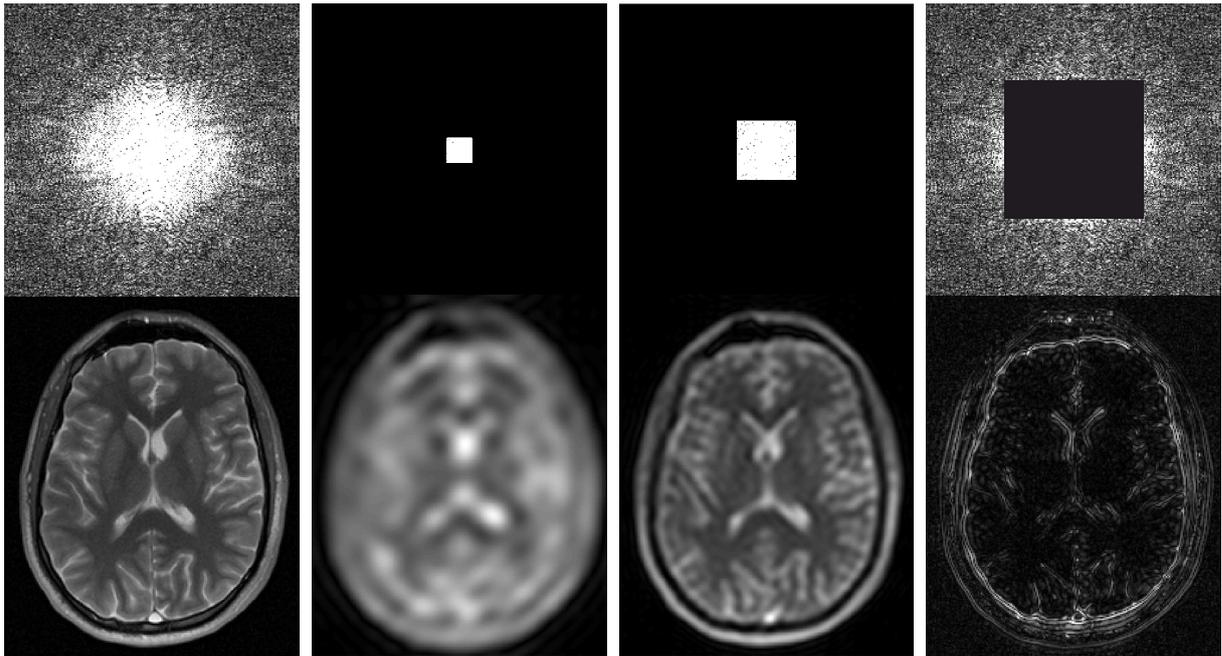


Abbildung 2.2.1: Schematische Darstellung des Informationsgehalts der verschiedenen  $k$ -Raum-Bereiche. Während der Hauptkontrast eines Bildes im  $k$ -Raum-Zentrum kodiert ist, enthält die  $k$ -Raum-Peripherie Informationen über feine Strukturen und Kanten.

Da bei der MRT das Signal durch die sich in einem Voxel<sup>3</sup> befindlichen Spins erzeugt wird, ist die entsprechende Anzahl und somit die Voxelgröße  $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$  ausschlaggebend für das erreichte SNR. Das Rauschlevel selbst ist abhängig von der Wurzel der für die Akquisition verwendeten Bandbreite  $BW$ . Eine verbreitete Methode zur Erhöhung des SNRs ist das Mitteln, das heißt die wiederholte Aufnahme eines Bildes. Dies führt zu einer Signalerhöhung entsprechend der Anzahl der Mittelungen  $NA$ , sowie zu einer Erhöhung des Rauschens gemäß der Quadratwurzel der akquirierten Bildanzahl. Des Weiteren ist das erzielte SNR abhängig von der Menge der aufgenommenen Daten, das heißt der Datenpunkte  $N_y$  in  $y$ -Richtung sowie  $N_x$  in  $x$ -Richtung.

Zusammengefasst lassen sich diese Abhängigkeiten schreiben als

$$\text{SNR} \propto \Delta x \Delta y \Delta z \cdot \sqrt{NA \cdot N_y \cdot N_x} \frac{1}{BW}. \quad (2.2.11)$$

Eine Steigerung des SNRs aufgrund Mitteln oder der Akquisition von mehr Daten bedingt eine erhöhte Messzeit. Um diese beiden für die Bildgebung fundamentalen Größen zueinander ins Verhältnis setzen zu können, kann die SNR-Effizienz  $\text{SNR}_{\text{eff}}$  betrachtet werden. Für diese gilt

$$\text{SNR}_{\text{eff}} = \frac{\text{SNR}}{\sqrt{TA}}, \quad (2.2.12)$$

wobei  $TA$  die Akquisitionszeit darstellt. Folglich ist die SNR-Effizienz oft eine aussagekräftigere Größe als das SNR ohne Berücksichtigung der Gesamtmesszeit. Neben der angesprochenen Messparameter hängt das SNR unter anderem von der Untersuchungsregion sowie der verwendeten MR-Sequenz ab.

<sup>3</sup>Voxel (*volumetric pixel*) ist das dreidimensionale Äquivalent eines Pixels.

### Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR)

Wie bereits in Abschnitt 2.1.5 behandelt, basiert die Diagnose von Strukturen oder Pathologien in der Regel auf dem Kontrast zwischen verschiedenen Gewebesorten. Kontrast ganz allgemein ist definiert als der Signalunterschied zweier Voxel. Analog dazu kann das Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (*Contrast-to-Noise Ratio*, CNR) bestimmt werden:

$$\text{CNR} = \frac{|S_1 - S_2|}{\sigma}. \quad (2.2.13)$$

Hierbei sind  $S_1$  und  $S_2$  zwei verschiedene Signalwerte,  $\sigma$  stellt die Standardabweichung des Rauschens dar. Analog zur SNR-Effizienz kann auch in diesem Fall zur Berücksichtigung der Akquisitionszeit die CNR-Effizienz angegeben werden.

Zur Einschätzung der zum Erkennen von Kontraständerungen notwendigen CNR-Werte kann das Rose-Kriterium verwendet werden. Diese mittels empirischer Untersuchungen gewonnene Faustregel besagt, dass für einen Menschen zum sicheren Erkennen zweier Strukturen ein CNR größer als fünf notwendig ist [168].

### 2.2.4 Grundlegende MR-Sequenzen

Eine MR-Sequenz beschreibt ganz allgemein ein aus Gradienten sowie HF-Pulsen bestehendes Schema. Diese Abfolge wird zum Füllen des k-Raums und somit zur Bilderzeugung verwendet. Auch wenn prinzipiell eine große Vielzahl verschiedener etablierter Sequenzen existiert, lassen sich diese in die im Folgenden beschriebenen beiden Grundklassen unterteilen.

#### Spinecho-Sequenz

Die erste dieser Grundklassen ist die sogenannte Spinecho-Sequenz. Der zugrunde liegende Mechanismus wurde bereits 1950 beschrieben [80] und basiert auf der Auslenkung der Spins mittels eines  $90^\circ$ -Pulses sowie der anschließenden Refokussierung mittels eines  $180^\circ$ -Pulses. Die Besonderheit hierbei ist, dass Dephasierungen aufgrund von Inhomogenitäten rückgängig gemacht werden. Es findet folglich keine Verkürzung der transversalen Relaxationszeit aufgrund des in Formel 2.1.8 beschriebenen Anteils  $T_2'$  auf. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit, verschiedene Kontraste generieren zu können, die gemäß der folgenden Signalformel direkt mittels der Repetitionszeit TR sowie der Echozeit TE eingestellt werden können:

$$S = M_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) \cdot e^{-\frac{TE}{T_2}}. \quad (2.2.14)$$

Das zugehörige Sequenzdiagramm ist in Abbildung 2.2.2 dargestellt. Die messzeitbestimmende Größe ist hierbei die Repetitionszeit TR, die je nach gewünschtem Kontrast bis zu mehreren Sekunden betragen kann. Innerhalb eines TRs wird bei der klassischen Spinecho-Sequenz lediglich eine k-Raum-Zeile akquiriert, was folglich in sehr langen, klinisch meist nicht tolerierbaren Gesamtmesszeiten resultiert.

Eine diesen Nachteil adressierende Weiterentwicklung ist die sogenannte Turbospinecho-Sequenz [91]. Hier werden innerhalb eines TRs mehrere Refokussierungspulse ausgespielt und folglich mehrere k-Raum-Zeilen akquiriert. Dementsprechend verbindet die Turbospinecho-Sequenz die Robustheit der ursprünglichen Spinecho-Sequenz sowie die einfache Realisierung des gewünschten Bildkontrasts mit klinisch akzeptablen Messzeiten. Eine umfassendere Beschreibung, die

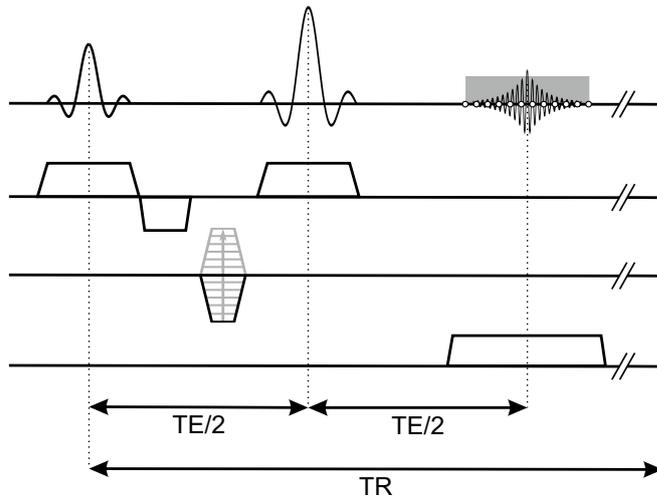


Abbildung 2.2.2: Sequenzdiagramm der grundlegenden Spinecho-Technik. Nachdem die Spins mit einem  $90^\circ$ -Puls in die Transversalebene ausgelenkt werden, wird zum Zeitpunkt  $TE/2$  ein  $180^\circ$ -Refokussierungspuls eingestrahlt. Infolgedessen entsteht zum Zeitpunkt  $TE$  das Spinecho. Dieses Schema wird solange wiederholt, bis der  $k$ -Raum vollständig gefüllt ist.

unter anderem die Auswirkung von Magnetisierungspräparationen sowie den Einfluss von Fluss-effekten und Schichtprofilen beinhaltet, findet sich beispielsweise in dem Übersichtsartikel [104].

### Gradientenecho-Sequenz

Die zweite Grundklasse ist die sogenannte Gradientenecho-Sequenz. Im Gegensatz zur Spinecho-Sequenz wird lediglich ein HF-Puls ausgespielt, dessen Flipwinkel gewöhnlich kleiner als  $90^\circ$  ist. Durch die Verwendung eines bipolaren Auslesegradienten wird wie in Abbildung 2.2.3 veranschaulicht ein Echo generiert und folglich eine  $k$ -Raum-Zeile akquiriert.

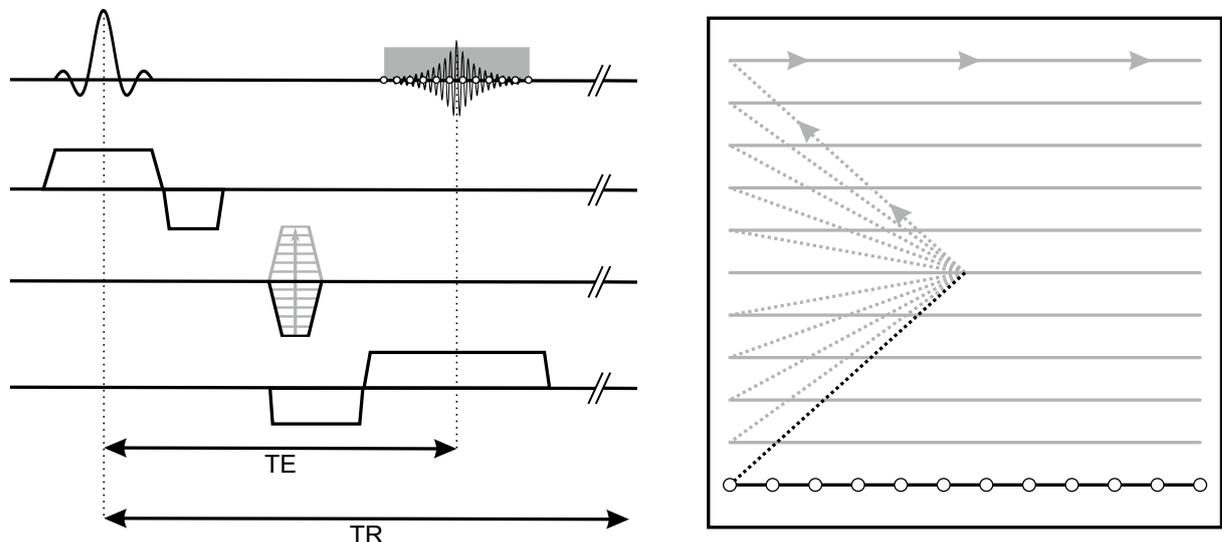


Abbildung 2.2.3: Sequenzdiagramm einer Gradientenecho-Sequenz mit zugehöriger  $k$ -Raum-Trajektorie. Nach Auslenkung der Spins mit einem HF-Puls wird ein bipolarer Auslesegradient geschaltet, mit dem die Magnetisierung zunächst dephasiert und anschließend wieder rephasiert wird. Das so generierte Echo dient der Akquisition einer  $k$ -Raum-Zeile und wird entsprechend oft wiederholt.

Der durch Feldinhomogenitäten oder Suszeptibilitätseffekte verursachte Anteil  $T_2'$  der transversalen Relaxationszeit wird bei der Echogenerierung mittels Gradienten nicht refokussiert. Dies resultiert in einer Anfälligkeit gegenüber besagten Effekten und der Signalzerfall unterliegt der verkürzten  $T_2^*$ -Zeitkonstanten.

Der mit einer Gradientenecho-Sequenz erzielbare Kontrast ist stark abhängig von der gewählten Repetitionszeit sowie von dem für die Anregung gewählten Flipwinkel. Für lange Repetitionszeiten ( $TR \gg T_2$ ) ist die transversale Magnetisierung am Ende eines TRs bereits vollständig ausrelaxiert und es lassen sich  $T_1$ - oder Protonendichtekontraste erzielen. Wird die Repetitionszeit verkürzt, ist dies nicht mehr der Fall und die Magnetisierung weist ein komplizierteres Verhalten auf. Die Behandlung der sich hieraus ergebenden Gruppe der sogenannten Steady-State-Sequenzen ist aufgrund ihrer Relevanz für die vorliegende Arbeit in Kapitel 4 ausgelagert.

# 3

## Radiale Bildgebung

---

*Inhalt dieses Kapitels ist das in der vorliegenden Arbeit häufig verwendete radiale Abtastschema. Obwohl dieses Verfahren bereits 1973 von Lauterbur im ersten MR-Bildgebungsexperiment benutzt wurde [117], findet im klinischen Alltag nahezu ausschließlich das kartesische Abtastschema [112, 55] Verwendung. Dennoch bietet die radiale Trajektorie gegenüber der kartesischen zahlreiche Vorteile und kommt somit vor allem auf dem Gebiet der schnellen oder dynamischen Bildgebung vermehrt zum Einsatz [163, 219, 31].*

*Nach der Beschreibung des grundlegenden radialen Sequenzdesigns soll auf notwendige Besonderheiten bei der praktischen Umsetzung am MR-Scanner sowie bei der Bildrekonstruktion eingegangen werden. Abschließend werden die Bildgebungseigenschaften der radialen Abtastung anhand verschiedener Beispiele demonstriert und der kartesischen gegenübergestellt.*

---

### 3.1 Numerisches Simulationsphantom

Zur besseren Darstellung der speziellen Merkmale des radialen Abtastschemas wurden entsprechende Simulationen durchgeführt. Da das weitverbreitete und nach seinen Entwicklern Larry Shepp und Benjamin F. Logan benannte Phantom [193] die anatomischen Gegebenheiten des menschlichen Kopfes nur unzureichend widerspiegelt, wurde hier auf ein anderes Modell zurückgegriffen. Ein kürzlich vorgestelltes Kopfphantom basiert ebenfalls ausschließlich auf analytischen Funktionen [76] und weist wie in Abbildung 3.1.1 ersichtlich deutlich mehr Gemeinsamkeiten mit dem menschlichen Gehirn auf.

### 3.2 Sequenzaufbau und Implementierung

Während bei der kartesischen Trajektorie der  $k$ -Raum entlang parallel verlaufender Zeilen abgetastet wird, füllt die radiale Trajektorie den  $k$ -Raum mittels sogenannter Projektionen, die

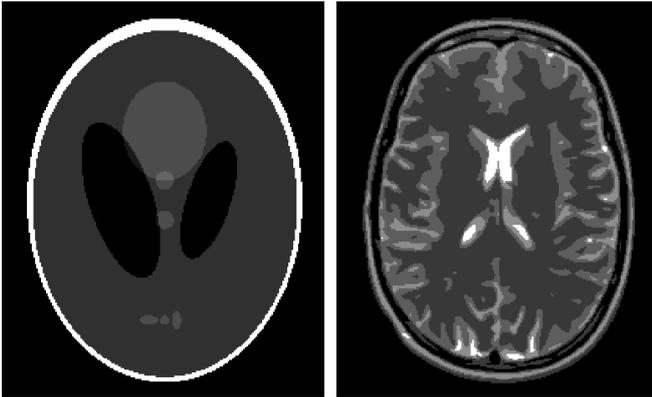


Abbildung 3.1.1: Darstellung verschiedener Simulationsphantome: Während das links gezeigte Shepp-Logan Phantom lediglich geringe Gemeinsamkeiten mit dem menschlichen Gehirn aufzeigt, gibt das hier verwendete, rechts abgebildete Kopfphantom anatomische Details deutlich wieder.

jeweils durch das k-Raum-Zentrum verlaufen. Dieses Schema wird am Scanner gewöhnlich in zwei Schritten verwirklicht:

1. Die in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Phasenkodiergradienten, mit denen bei der kartesischen Abtastung die  $y$ -Position der entsprechenden k-Raum-Zeile angesteuert wird, werden ausgeschaltet. Folglich besteht die radiale Akquisition im Grunde lediglich aus einer wiederholten Aufnahme der zentralen k-Raum-Zeile.
2. Zur Füllung des k-Raums wird diese zentrale Projektion dann um verschiedene Winkel  $\phi$  rotiert. Mathematisch entspricht dies einer Variation der zur Akquisition der zentralen k-Raum-Zeile notwendigen Gradientenstärke  $G_0$  um die Winkelfunktionen  $\cos(\phi)$  und  $\sin(\phi)$ :

$$G_x = G_0 \cdot \cos(\phi) \qquad G_y = G_0 \cdot \sin(\phi) . \qquad (3.2.1)$$

Das Abtastschema sowie die benötigten Gradientenformen sind schematisch in Abbildung 3.2.1 dargestellt.

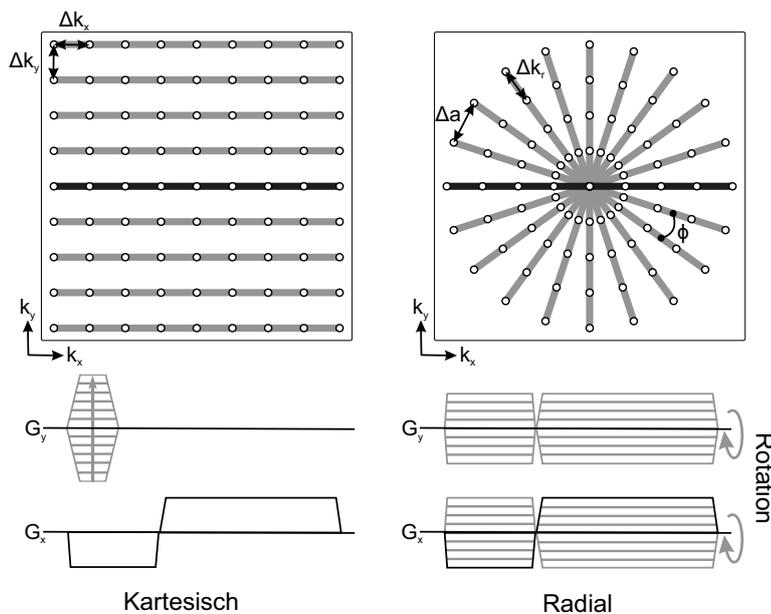


Abbildung 3.2.1: Kartesische (links) und radiale Trajektorie (rechts) im Vergleich: Zur Implementierung des radialen Abtastschemas werden die kartesischen Phasenkodiergradienten entfernt und stattdessen rotierte Versionen der zentralen k-Raum-Zeile (angedeutet in schwarz) aufgenommen.

Da das in Abschnitt 2.2.3 behandelte Nyquist-Kriterium eine Folge der diskreten Abtastung des k-Raums ist, gilt es prinzipiell unabhängig von der verwendeten Trajektorie. Dennoch muss

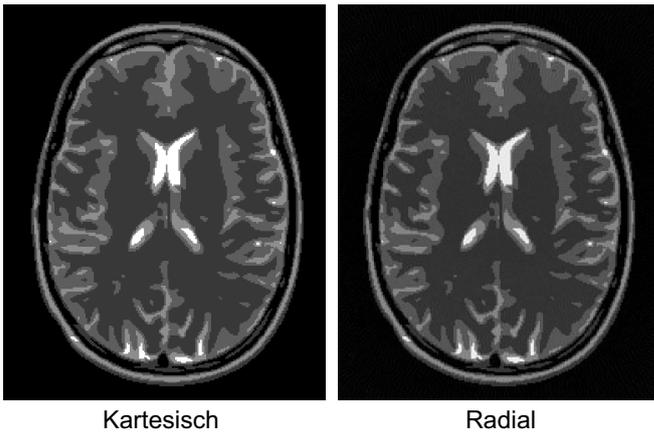


Abbildung 3.2.2: Gewöhnliche Bildrekonstruktion, durchgeführt mit der gleichen Anzahl von kartesischen Phasenkodierschritten beziehungsweise radialen Projektionen. Bezüglich der Bildqualität sind keine wesentlichen Unterschiede zwischen den zugrunde liegenden Trajektorien sichtbar.

bei der genauen Betrachtung unterschieden werden. Bei der kartesischen Abtastung wird der Abstand zwischen den ausgelesenen Punkten sowie die Distanz zwischen den verschiedenen  $k$ -Raum-Zeilen mit den Parametern  $\Delta k_x$  und  $\Delta k_y$  beschrieben, für die im Folgenden die vereinfachende Annahme  $\Delta k_x = \Delta k_y = \Delta k$  getroffen werden soll. Im radialen Fall hingegen wird der Abstand der einzelnen Auslesepunkte  $\Delta k_r$  sowie ein azimuthaler Abstand  $\Delta a$  definiert. Während auf Grund der im  $k$ -Raum-Zentrum sehr hohen Punktdichte stets  $\Delta a \leq \Delta k$  gilt, kann im äußeren Bereich des  $k$ -Raums - abhängig von der Anzahl der aufgenommenen Projektionen  $N_{\text{proj}}$  - der umgekehrte Fall eintreten. Um das Nyquist-Kriterium im gesamten  $k$ -Raum sowohl für  $\Delta k_r$  als auch für  $\Delta a$  zu erfüllen, wird für die Projektionsanzahl bei der radialen Bildgebung oft die untere Grenze

$$N_{\text{proj}} = \frac{\pi}{2} \cdot n \quad (3.2.2)$$

angegeben<sup>1</sup>. Die zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums für  $\Delta k$  notwendige Anzahl der Phasenkodierschritte in einem kartesischen Bildgebungsexperiment wird hierbei als  $n$  bezeichnet. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass in der radialen Bildgebung die  $\frac{\pi}{2} \approx 1,57$ -fache Anzahl von  $k$ -Raum-Linien aufgenommen werden muss. Werden diese Überlegungen jedoch ignoriert, das heißt wird ein Bild mit der gleichen Anzahl von Phasenkodierschritten beziehungsweise radialen Projektionen ( $N_{\text{proj}} = n$ ) aufgenommen und rekonstruiert, relativiert sich diese vermeintlich verringerte Effizienz des radialen Abtastschemas. Wie in Abbildung 3.2.2 dargestellt, sind in diesem Fall trotz Missachtung des Nyquist-Kriteriums für  $\Delta a$  keine Unterschiede auf Grund des verwendeten Abtastschemas sichtbar. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 3.5.1 näher untersucht.

Ein weiteres Merkmal der radialen Trajektorie ist ein leicht reduziertes SNR. Bedingt durch die ungleichmäßige Abtastung des  $k$ -Raums ergibt sich unter der Annahme, dass die gleiche Anzahl an  $k$ -Raum-Linien akquiriert wurde,

$$\text{SNR}_{\text{radial}}/\text{SNR}_{\text{kartesisch}} = \sqrt{3}/2 = 0,866, \quad (3.2.3)$$

das heißt eine SNR-Reduktion von 13,4% gegenüber dem kartesischen Fall [119]. Diese Erhöhung des Rauschlevels führt zwar prinzipiell zu einer geringen Verschlechterung der Bildqualität, wird jedoch durch die in Abschnitt 3.5 genannten Vorteile des radialen Abtastschemas deutlich aufgewogen. Ein mit der radialen Trajektorie eng verwandtes Abtastschema, mit dem dieser in-

<sup>1</sup>Die zugehörige Herleitung findet sich beispielsweise in [78].

härente SNR-Verlust vermieden werden kann, ist die sogenannte TWIRL-Trajektorie (*Twisting Radial Line*) [102]. Während hier durch eine spiralförmige Verdrehung der radialen Projektionen eine gleichmäßige  $k$ -Raum-Dichte erreicht wird, liegt der Hauptnachteil dieses wenig verbreiteten Ansatzes vor allem in der relativ komplizierten Implementierung.

### 3.3 Praktische Umsetzung

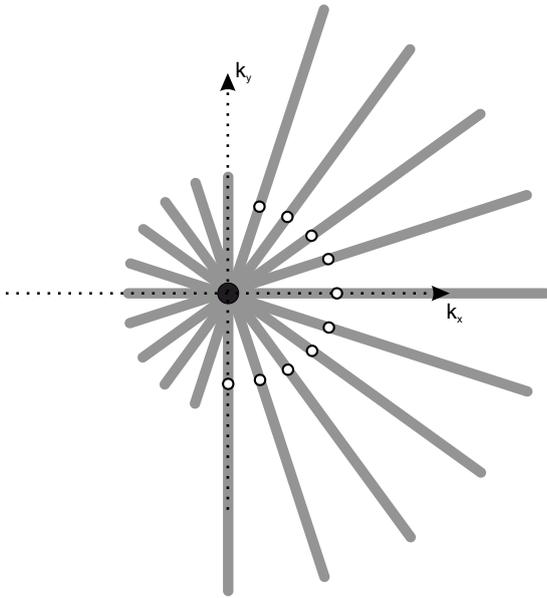


Abbildung 3.3.1: Schematische Auswirkung von Gradientendelays. Das  $k$ -Raum-Zentrum (schwarzer Kreis) wird als Folge der verschobenen erwarteten Echopositionen (weiße Punkte) der radialen Projektion verfehlt. Für das gezeigte Beispiel ist die Verzögerung in  $x$ -Richtung größer als die Verzögerung in  $y$ -Richtung.

len des MR-Scanners induzierte Wirbelströme führen jedoch zu Zeitverschiebungen zwischen den geplanten und den tatsächlich realisierten Schaltzeitpunkten der Gradienten. Diese auch Gradientendelays genannten Verzögerungen variieren in der Regel zwischen den drei physikalischen Gradientenachsen und liegen gewöhnlich im Bereich von einigen Mikrosekunden. Wird eine kartesische Trajektorie verwendet, haben diese Verzögerungen keinen Effekt auf die resultierende Bildqualität. Da hier die Ausleserichtung für die verschiedenen  $k$ -Raum-Zeilen identisch ist, verschiebt sich deren Position bezüglich der erwarteten Abtastpositionen jeweils um den gleichen Betrag. Diese konstante Verschiebung im  $k$ -Raum resultiert im rekonstruierten Bild gemäß dem Fourier-Verschiebungstheorem lediglich in einer linearen Phase, was sich bei Betrachtung des Betrags nicht auswirkt. Wird der  $k$ -Raum hingegen entlang radialer Speichen abgetastet, variiert die Ausleserichtung für jede akquirierte Projektion. Dieses in Abbildung 3.3.1 dargestellte Verhalten führt dazu, dass die erwartete Echoposition ungleichmäßig, abhängig von der jeweiligen Projektion, verschoben wird und folglich das  $k$ -Raum-Zentrum verpasst wird.

Da die Verzögerungen für jede Gradientenachse konstant sind, können diese einmal ausgemessen und entsprechend korrigiert werden. Für die Korrektur muss der Echozeitpunkt so angepasst werden, dass dieser wieder mit dem  $k$ -Raum-Zentrum übereinstimmt. Eine gängige Methode

Das radiale Abtastschema kann mit Hilfe des in Abschnitt 3.2 dargestellten Vorgehens prinzipiell leicht implementiert werden und lässt sich dementsprechend auf viele der bestehenden kartesischen Sequenzen anwenden. Dennoch gibt es bei der praktischen Umsetzung einige wichtige Punkte zu beachten. Neben der Wahl der Anordnungsreihenfolge der verschiedenen Projektionen umfasst dies Anpassungen, die auf Grund von hardwarebedingten Fehlern seitens des MR-Systems notwendig sind, um robuste Ergebnisse in guter Qualität zu erhalten.

#### 3.3.1 Korrektur von verzögerten Gradientenschaltzeiten

Die zur Ortskodierung notwendigen Gradienten müssen bei einer MR-Sequenz zu genau definierten Zeitpunkten geschaltet werden. Effekte wie beispielsweise in den leitenden Tei-

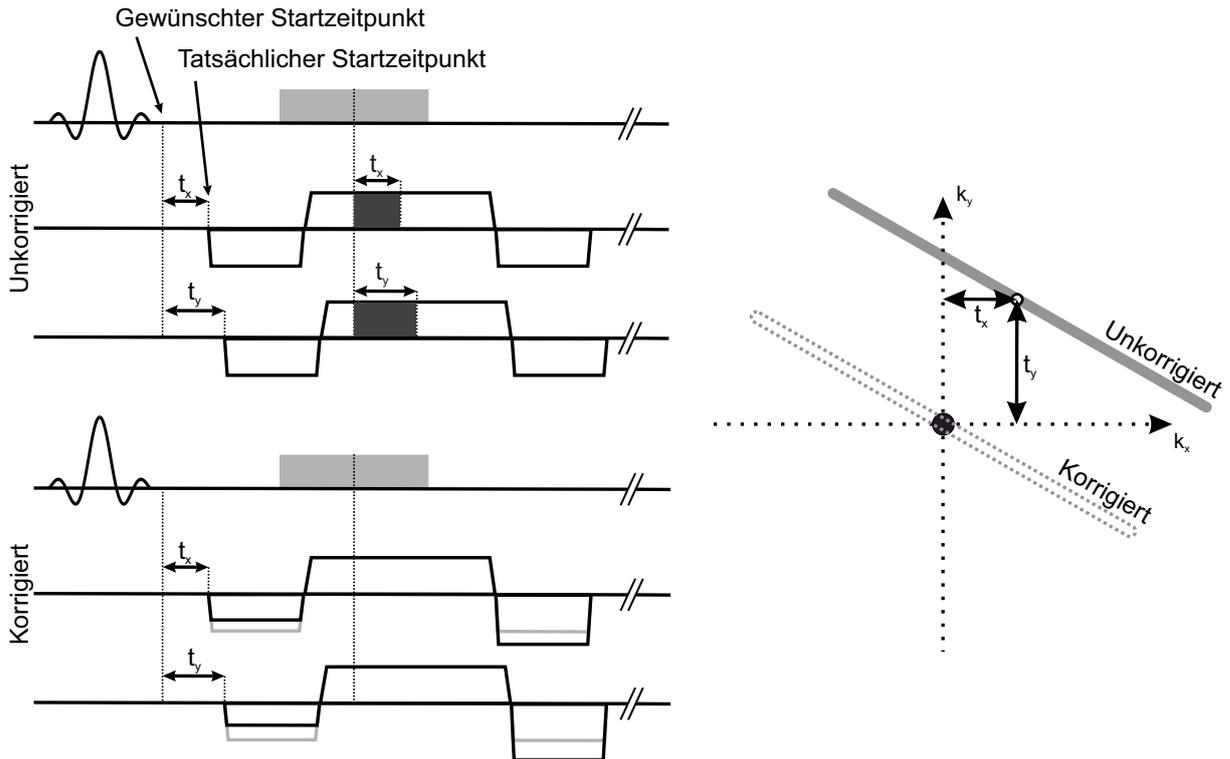


Abbildung 3.3.2: Korrektur von Gradientendelay im Sequenzdiagramm sowie schematisch im  $k$ -Raum. Der erwartete Echozeitpunkt ist aufgrund der Verzögerungen  $t_x$  und  $t_y$  verschoben (links oben). Durch Anpassung der Gradientenmomente (links unten) kann diese Verschiebung rückgängig gemacht werden. Infolgedessen fällt der Echozeitpunkt wieder mit dem  $k$ -Raum-Zentrum zusammen (rechts). Zur besseren Darstellung wurden sehr hohe, in der Realität nicht vorkommende Werte für die Gradientendelay gewählt.

stellt hierbei die in Abbildung 3.3.2 schematisch gezeigte Anpassung der Gradientenmomente dar [152]. Die Gradientendelay wurden gemäß dieser Methode für alle in der vorliegenden Arbeit verwendeten MR-Scanner ausgemessen und das hier schematisch beschriebene Verfahren zur Korrektur wurde in allen verwendeten Sequenzen implementiert. In Anhang 11.2 findet sich eine mathematischere Betrachtung dieses Vorgehens.

Eine Alternative hierzu ist die Trajektorienmessung, bei der die tatsächlich akquirierten  $k$ -Raum-Koordinaten ermittelt und anschließend für die Bildrekonstruktion verwendet werden [53]. Da die abgetasteten  $k$ -Raum-Punkte allerdings von Parametern wie der Auslesebandbreite oder der Auflösung abhängen, muss die entsprechende Messung für die jeweils verwendete Kombination von Messparametern neu durchgeführt werden.

### 3.3.2 Korrektur bei Messungen abseits des Isozentrums

Ein weiteres durch Timingfehler bedingtes Problem tritt im Gegensatz zu Gradientendelay lediglich auf, falls sich das gewählte FOV nicht im Isozentrum befindet. Um diesen auch als *Clockshift* bezeichneten Effekt verstehen und beheben zu können, ist folglich eine kurze Betrachtung notwendig, wie eine derartige FOV-Verschiebung durch den MR-Scanner realisiert wird. Gemäß dem Fourier-Verschiebungstheorem kann eine Verschiebung im Ortsraum mittels einer linearen Phase im  $k$ -Raum realisiert werden. Folglich wird das gemessene Signal mit einem durch

den NCO<sup>2</sup> erzeugten Referenzsignal  $\exp(i(\omega t + \varphi_0))$  multipliziert. Der Parameter  $\omega$  wird hierbei durch die gewünschte Verschiebung des FOVs bestimmt, während der Phasenkorrekturterm  $\varphi_0$  sicherstellt, dass im zentralen k-Raum-Punkt die Phase des Referenzsignals verschwindet. Wird dieser Wert falsch berechnet, ergibt sich ein Referenzsignal von  $\exp(i(\omega t + \varphi_0 + \omega \Delta t))$ . Folglich wird das Signal im k-Raum mit einer zusätzlichen, falschen Phase moduliert. Analog zur Situation bei Gradientendelay zeigen sich hierbei von der verwendeten Trajektorie abhängige, unterschiedliche Effekte. Da im Falle einer kartesischen Akquisition alle k-Raum-Zeilen die gleiche Verschiebung sehen und folglich mit dem gleichen Referenzsignal multipliziert werden, erhält jede k-Raum-Zeile die gleiche globale Phase, was im rekonstruierten Betragsbild keinen sichtbaren Effekt liefert. Bei Verwendung eines radialen Akquisitionsschemas erhält jedoch jede Projektion ein anderes Referenzsignal, das heißt die entsprechende Phase variiert von Projektion zu Projektion. Der zugrunde liegende Clockshift  $\Delta t$  kann durch Bestimmung der globalen Bildphase bei verschiedenen FOV-Verschiebungen bestimmt werden. Die so erhaltenen Werte für  $\Delta t$  lassen sich dann nutzen, um die Phase jeder radialen Projektion prospektiv zu korrigieren [201]. Dieses Korrekturschema erlaubt eine artefaktfreie radiale Bildgebung auch bei großen FOV-Verschiebungen und wurde bei allen in dieser Arbeit verwendeten Sequenzen implementiert.

Abbildung 3.3.3 zeigt zusammenfassend die Auswirkung der Gradientendelay, des Clockshifts sowie die durch die entsprechenden Korrekturen erzielten Ergebnisse.

### 3.3.3 Anordnung der Projektionen

Die Anordnung der verschiedenen radialen Projektionen im k-Raum ist gleichbedeutend mit der Wahl der Winkel  $\phi$  aus Gleichung 3.2.1. Im Folgenden werden verschiedene Varianten für dieses Vorgehen, das auch als *Reordering* bezeichnet wird, vorgestellt.

#### Lineare Winkelanordnung

Die lineare Winkelanordnung ist die gebräuchlichste Methode. Hierbei wird für aufeinanderfolgende Projektionen der Winkel  $\phi$  um ein konstantes Inkrement von  $180^\circ/N_{\text{proj}}$  beziehungsweise  $360^\circ/N_{\text{proj}}$  schrittweise erhöht. In beiden Fällen sind die k-Raum-Koordinaten der resultierenden Projektionen identisch, lediglich die Orientierung zueinander ändert sich: Während im ersten Fall alle Projektionen gleich ausgerichtet sind, wechselt die Orientierungsrichtung im zweiten Fall von Projektion zu Projektion. Wie in Abschnitt 3.5.3 dargestellt ist, kann sich dieser Unterschied beispielsweise beim Erscheinungsbild von Artefakten durch Offresonanzen auswirken. Die Stärke der linearen Anordnungsschemata ist die perfekt gleichmäßige Abtastung des k-Raums. Diese Gleichmäßigkeit ist jedoch an die Bedingung gekoppelt, dass die voreingestellte Anzahl von Projektionen  $N_{\text{proj}}$  auch tatsächlich akquiriert wird. Ist dies nicht der Fall, weist der k-Raum wie in Abbildung 3.3.4 veranschaulicht große Lücken auf, was zu starken Artefakten führen kann und die entsprechenden Bilder unbrauchbar macht.

---

<sup>2</sup>*Numerically Controlled Oscillator*, ein im Scanner verbautes elektronisches Bauelement zur Schwingungserzeugung.

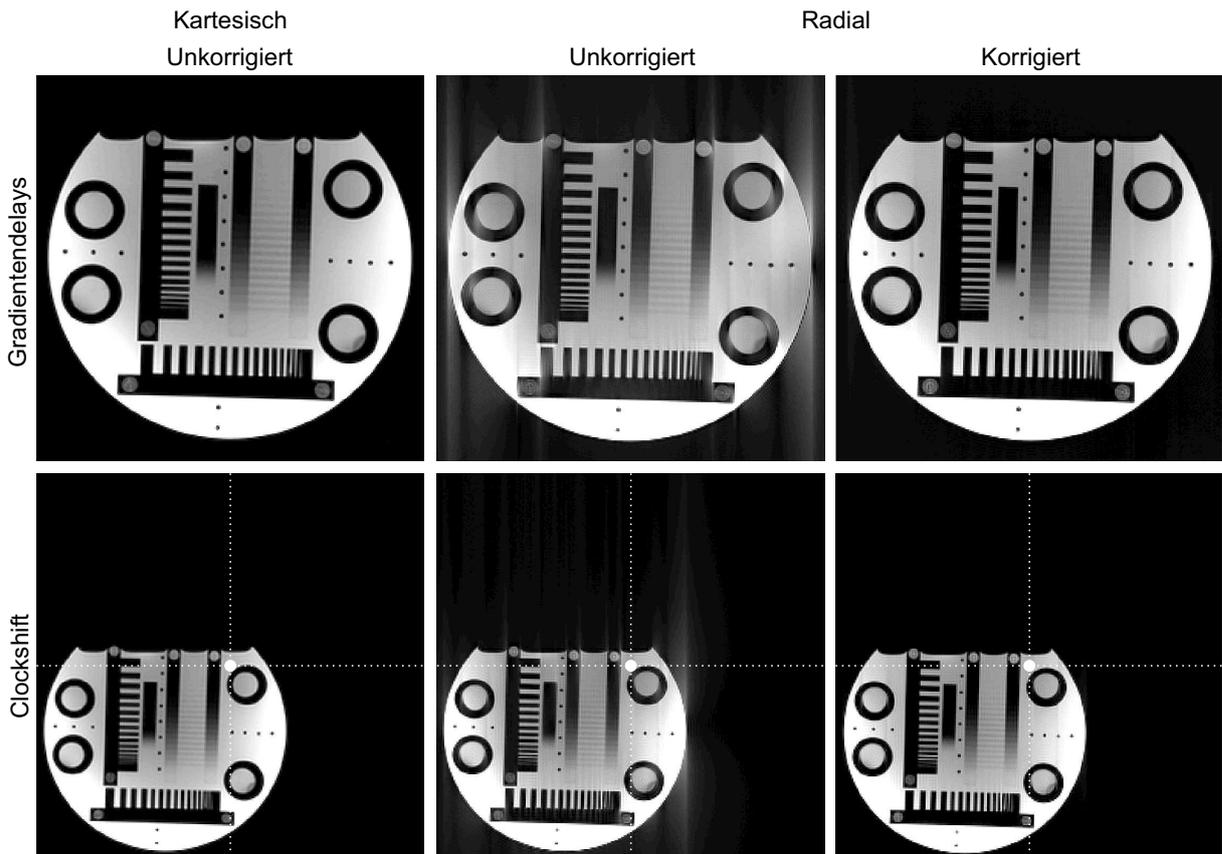


Abbildung 3.3.3: Phantommessungen zur Gradientendelay- und Clockshift-Korrektur. Während sich bei der kartesischen Trajektorie diese Effekte nicht sichtbar auswirken, führen sie bei der radialen Trajektorie im unkorrigierten Fall zu einer deutlichen Verschlechterung der Bildqualität. Nach Korrektur wird annähernd die kartesische Bildqualität erreicht. In der unteren Reihe ist zusätzlich die Position des Isozentrums gekennzeichnet.

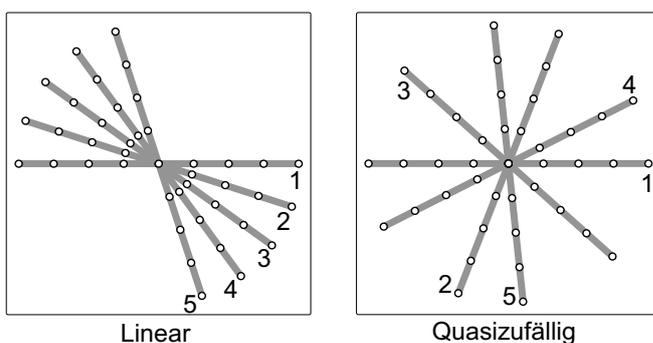


Abbildung 3.3.4: Auswirkung der Winkelanordnung bei einer Teilauswahl der akquirierten radialen Projektionen. Während bei der linearen Anordnung große Lücken im  $k$ -Raum entstehen, wird bei einer quasizufälligen Abtastung, zu der auch die Anordnung nach dem Goldenen Winkel gehört, eine nahezu gleichmäßige Füllung des  $k$ -Raums erreicht.

### Anordnung nach dem Goldenen Winkel

Ein deutlich flexibleres Abtastschema ist der sogenannte Goldene Winkel [211]. Hierbei wird der Winkel aufeinanderfolgender Projektionen um einen Wert von  $\phi_{\text{gd}} = 180^\circ / (1 + \sqrt{5}) \cdot 2 \approx 111,246^\circ$  inkrementiert. Dieser auf dem Goldenen Schnitt  $\tau = (1 + \sqrt{5})/2$  basierende Zahlenwert ermöglicht eine nahezu perfekt gleichmäßige  $k$ -Raum-Abtastung unabhängig von  $N_{\text{proj}}$ . Folglich lässt sich der für die Rekonstruktion verwendete Wert  $N_{\text{proj}}$  nachträglich festlegen, das heißt, das Rekonstruktionsfenster kann retrospektiv gewählt werden und die so erhaltenen  $k$ -Räume weisen keine ungleichmäßigen Lücken auf. Diese in Abbildung 3.3.4 veranschaulichte Tatsache

ist eine wichtige Eigenschaft, die die mittlerweile weite Verbreitung dieser Winkelanordnung vor allem im Bereich der dynamischen Bildgebung bedingt hat [31, 200].

Ein Nachteil der Abtastung gemäß diesem Schema sind jedoch die für die Verwirklichung des Goldenen Winkels notwendigen großen Änderungen der Gradientenschaltungen zwischen aufeinanderfolgenden Projektionen. Dies führt dazu, dass sich die durch induzierte Wirbelströme zusätzlich akkumulierte Phase von TR zu TR stark unterscheidet, was in entsprechenden Artefakten resultiert [14]. Eine gängige Methode zur Abhilfe ist die wiederholte, entweder etwas versetzte [14] oder vollständig identische [135] Akquisition jeder k-Raum-Linie.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung sogenannter kleiner Goldener Winkel [214]. Diese Verallgemeinerung des gewöhnlichen Goldenen Winkels weist einige Gemeinsamkeiten auf. Beispielsweise ergibt sich ab einer gewissen Projektionsanzahl, die von der Wahl des jeweiligen kleinen Goldenen Winkels abhängt, ebenfalls eine relativ gleichmäßige k-Raum-Abtastung. Aufgrund der verringerten Winkelinkremente<sup>3</sup> hat diese Anordnung den Vorteil, dass Artefakte durch Wirbelströme weniger ausgeprägt sind.

### Winkelanordnung nach Zufallszahlen

Anordnungen mit ähnlichen Eigenschaften wie die Abtastung nach dem Goldenen Winkel basieren auf Zufallszahlen. Hierbei sind sowohl pseudozufällige als auch quasizufällige Abfolgen [144] denkbar. Quasizufallszahlen werden nach einer analytischen Rechenvorschrift erzeugt und weisen gegenüber Pseudozufallszahlen den Vorteil auf, dass deren Verteilung weniger Anhäufungen aufweist und folglich gleichförmiger ist. Während Zufallszahlen bei zweidimensionaler Abtastung keine wesentlichen Vorteile gegenüber dem einfach implementierbaren Goldenen Winkel liefern, können sich diese wie in Kapitel 7.2.2 beschrieben beispielsweise bei einer 3D radialen Trajektorie als nützlich erweisen.

### Bitvertauschte Winkelanordnung

Ein weiteres Schema, bei dem die radialen Projektionen in einer unregelmäßigen Reihenfolge angeordnet werden, nennt sich bitvertauscht (*bitreversed*) [206]. Zur Berechnung der entsprechenden Reihenfolge werden die Projektionsnummern zunächst in ihre binäre Darstellung transformiert. Die so erhaltenen Zahlen werden dann umgedreht und anschließend wieder in die gewohnte Darstellung zurücktransformiert. Das Vorgehen ist beispielhaft für acht radiale Speicher in Gleichung 3.3.1 dargestellt.

$$\begin{array}{ll}
 \text{Projektionsnummern:} & [0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7] \\
 \text{Binärdarstellung:} & [000, 001, 010, 011, 100, 101, 110, 111] \\
 \text{Bitvertauscht:} & [000, 100, 010, 110, 001, 101, 011, 111] \\
 \text{Projektionsnummern, bitvertauscht:} & [0, 4, 2, 6, 1, 5, 3, 7] \tag{3.3.1}
 \end{array}$$

Um eine gleichmäßige Abtastung ohne k-Raum-Lücken zu erreichen, muss die Projektionsanzahl eine Zweierpotenz sein und somit die Vorschrift  $N_{\text{proj}} = 2^k, k \in \mathbb{N}$  erfüllen. Dies begrenzt

<sup>3</sup>Der  $n$ -te Goldene Winkel berechnet sich nach der Vorschrift  $\phi_{\text{gd},n} = 180^\circ / (\frac{1+\sqrt{5}}{2} + n - 1)$ , womit sich für  $n = 1-5$  die folgende Abfolge ergibt: 111, 246°; 68, 754°; 49, 751°; 38, 978°; 32, 040°.

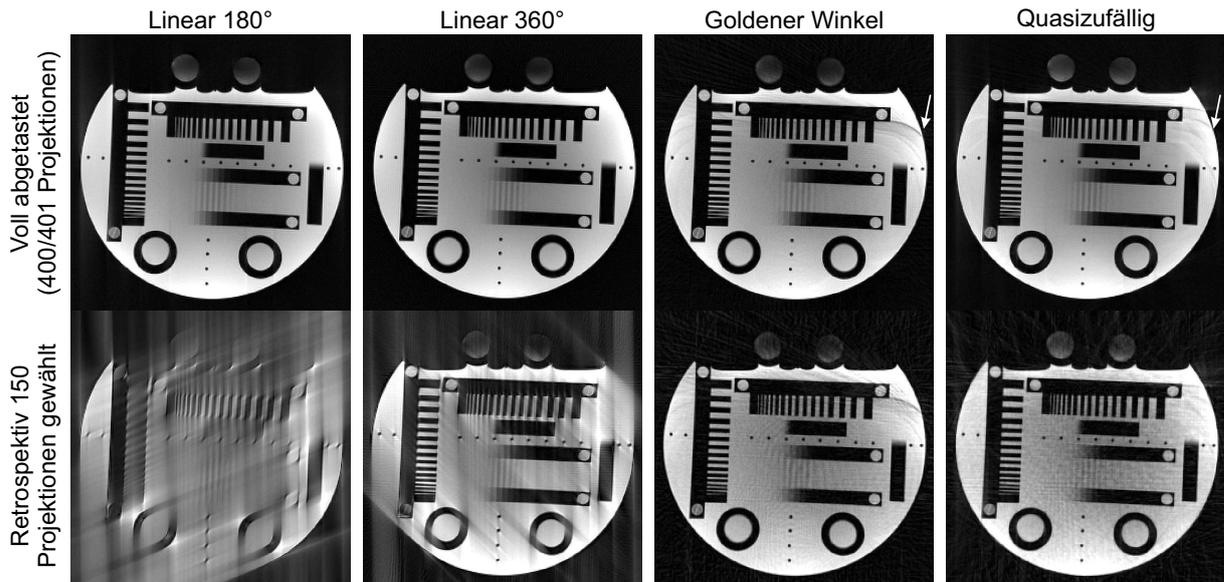


Abbildung 3.3.5: Auswirkung verschiedener Winkelanordnungen bei einer Phantommessung, durchgeführt mit einer radialen bSSFP-Sequenz. Bei voller  $k$ -Raum-Abtastung (obere Reihe) kann unabhängig vom gewählten Abtastschema eine gute Bildqualität erreicht werden. Lediglich die starken Gradientenschaltungen bei Verwendung des Goldenen Winkels beziehungsweise von Quasizufallszahlen führen zu entsprechenden Artefakten (Pfeile).

Wird retrospektiv nur ein Teil der akquirierten Projektionen ausgewählt (untere Reihe), ist die Bildqualität bei den linearen Anordnungen aufgrund der großen  $k$ -Raum-Lücken deutlich beeinträchtigt. Bei den unregelmäßigen Winkelanordnungen zeigen sich hingegen nur leichte Artefakte, die durch die Unterabtastung bedingt sind.

jedoch die Flexibilität bezüglich der Wahl von  $N_{\text{proj}}$ , weswegen das Schema wenig verbreitet ist. Aufgrund der damit erzielten unregelmäßigen Anordnung der Projektionen erfüllt es allerdings eine der Voraussetzungen der in Kapitel 5 beschriebenen Technik, weswegen die entsprechende Kombination in Anhang 11.4.2 vorgestellt wird.

### Zusammenfassung

In Abbildung 3.3.5 ist zusammenfassend die Auswirkung verschiedener Abtastschemas in einer realen Messung mit einer bSSFP-Sequenz dargestellt. In der oberen Reihe sind die Bildrekonstruktionen der jeweiligen vollständigen Datensätze gezeigt, die in diesem Fall 400 beziehungsweise 401 Projektionen umfassten. Unabhängig von der gewählten Winkelanordnung kann eine gute Bildqualität erreicht werden. Bei Verwendung des Goldenen Winkels sowie des quasizufälligen Abtastschemas zeigen sich durch Wirbelströme erzeugte Artefakte (Pfeile).

In der unteren Reihe sind die entsprechenden Ergebnisse abgebildet, wenn retrospektiv nur die ersten 150 Projektionen des jeweiligen Datensatzes für die Bildrekonstruktion verwendet wurden. Wie in Abbildung 3.3.4 veranschaulicht, weist der  $k$ -Raum in diesem Fall bei der linearen Winkelanordnung große Lücken auf, was die Bildqualität deutlich reduziert. Bei unregelmäßigen Anordnungen ist der jeweilige  $k$ -Raum nach wie vor relativ gleichmäßig abgetastet. Folglich resultiert die Unterabtastung hier nur in leichten Artefakten.

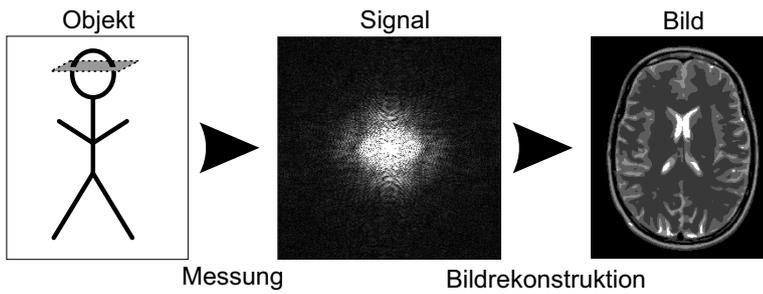


Abbildung 3.4.1: Schematische Darstellung des Problems der Rekonstruktion bei der MR-Bildgebung.

## 3.4 Bildrekonstruktion

Das Wort Bildrekonstruktion bezeichnet ganz allgemein den Vorgang, aus dem Messsignal das zugehörige Bild zu generieren. Dieses in Abbildung 3.4.1 dargestellte Problem ist prinzipiell auf viele verschiedene Arten lösbar. Während in letzter Zeit vermehrt iterative Methoden aufkommen [21, 126], bleibt bei der kartesischen Bildgebung die *iFFT* (*inverse Fast Fourier Transform*) das Standardvorgehen. Dies liegt in der für den klinischen Alltag notwendigen Schnelligkeit, Einfachheit und Robustheit dieser Methode begründet. Wird jedoch eine radiale Trajektorie verwendet, lässt sich diese Technik nicht mehr anwenden. Im Folgenden soll kurz auf dieses Problem sowie auf verschiedene Lösungsmöglichkeiten eingegangen werden.

### 3.4.1 Standard radiale Bildrekonstruktion

Eine notwendige Voraussetzung zur Anwendung der (inversen) FFT ist es, dass die aufgenommenen Datenpunkte auf einem kartesischen Gitter liegen. Zwar ist diese Bedingung für die kartesische Bildgebung intrinsisch erfüllt, jedoch nicht für die radiale oder allgemein die nicht-kartesische Bildgebung, wie in Abbildung 3.4.2 veranschaulicht ist. Benutzt man anstelle der FFT die gewöhnliche, diskrete Fourier-Transformation, so entfällt die genannte Voraussetzung. Allerdings erhöht sich damit die Komplexität des Problems bei  $N$  Datenpunkten von  $N \cdot \log N$  auf  $N^2$ , was auf Grund der damit verbundenen sehr langen Rekonstruktionszeiten auch mit modernen Rechnern keine praktikable Lösung darstellt.

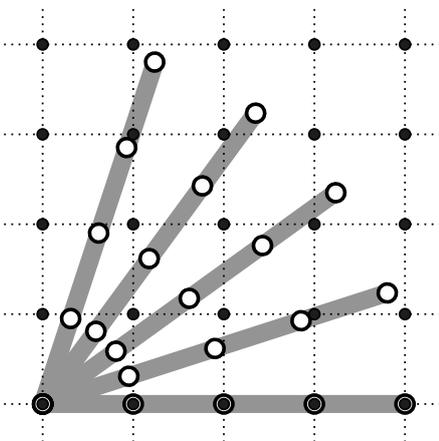


Abbildung 3.4.2: Lage der radialen Messpunkte (weiße Kreise) im kartesischen Gitter (schwarze Punkte). Da diese nicht übereinstimmen, müssen vor der Anwendung der *iFFT* beim sogenannten *Gridding* die gemessenen Daten auf die Gitterpunkte interpoliert werden. Des Weiteren zeigt sich die der radialen Trajektorie intrinsische ungleichmäßige Abtastdichte: Während diese nahe des  $k$ -Raum-Zentrums erhöht ist, befinden sich in der  $k$ -Raum-Peripherie weniger Datenpunkte. Dies muss bei der radialen Rekonstruktion im Schritt der Dichtekompensation berücksichtigt werden.

Zur Lösung dieses Problems steht eine Vielzahl von Algorithmen zur Verfügung. Ein Beispiel ist die aus der Computertomographie bekannte (Gefilterte) Rückprojektion, die auf der Radontransformation [162] basiert und die für die radiale Bildgebung verwendet werden kann. Auch

wenn sich dieses Verfahren in der MRT nicht durchgesetzt hat, bildet es die Grundlage für einige moderne, spezialisierte Rekonstruktionsalgorithmen [141]. Eine weitere, heutzutage stark verbreitete Methode ist das sogenannte *Gridding*<sup>4</sup>, deren Hauptvorteil gegenüber der Rückprojektion die Anwendbarkeit unabhängig der zugrunde liegenden Trajektorie ist.

Um auch mit einer radialen Trajektorie aufgenommene Daten mittels der iFFT rekonstruieren zu können, müssen die entsprechenden Punkte zuvor auf ein kartesisches Gitter übertragen werden. Für diesen Prozess hat sich das sogenannte *Convolution Gridding* etabliert, bei dem die Datenpunkte mit einer bestimmten Funktion gefaltet werden. Die Ergebnisse werden anschließend an den kartesischen Gitterstellen ausgewertet und können dann mit einer iFFT rekonstruiert werden. Neben dem beschriebenen Vorgehen muss bei der Implementierung jedoch noch auf einige Details geachtet werden:

- Wahl des Faltungskerns: Während der ideale Faltungskern eine unendlich ausgedehnte Sinc-Funktion wäre [147], sind die damit verbundenen Rekonstruktionszeiten wiederum nicht praktikabel. Eine Möglichkeit ist es, die Breite dieser Funktion zu begrenzen. Allerdings hat sich gezeigt, dass deutlich bessere Ergebnisse erzielt werden können, wenn ein Kaiser-Bessel-Fenster mit begrenzter Breite als Faltungskern genutzt wird [101]. Da mit diesem Vorgehen robuste Ergebnisse bei akzeptabler Rekonstruktionszeit erzielt werden können, hat es sich in der Praxis durchgesetzt.
- Zur Vermeidung von durch den Rekonstruktionsprozess bedingten Einfaltungen, die überwiegend am Bildrand auftreten, wird gewöhnlich auf das doppelte FOV, also auf ein zweifach feineres k-Raum-Gitter gegriddet. Der gewünschte Ausschnitt muss anschließend im Bildraum ausgewählt werden. Generell ist es allerdings möglich, auf das  $x$ -fache FOV zu gridden, wobei Werte von  $x < 2$  die Rekonstruktionszeit weiter reduzieren, während durch die Wahl eines angepassten Faltungskerns keine Verschlechterung der Bildqualität aufgrund von Einfaltungen auftritt [9].
- Roll-off-Korrektur: Aufgrund der Faltung mit einer endlichen, begrenzten Funktion weist das rekonstruierte Bild eine Modulation auf. Dieser unerwünschte Effekt wird beseitigt, indem das Ergebnis durch die Fourier-Transformierte der Faltungsfunktion dividiert wird.
- Dichtekompensation: Ein weiterer Effekt, der bei der Bildrekonstruktion berücksichtigt werden muss, ist die in Abbildung 3.4.2 erkennbare unregelmäßige Punktdichte. Um hieraus resultierende Artefakte zu vermeiden, müssen die aufgenommenen Daten mit einer sogenannten DCF (*Density Compensation Function*) gewichtet werden. Während für einige Trajektorien bisher keine analytische Funktion für die DCF existiert, kann für die radiale Abtastung prinzipiell der einfach zu berechnende Ram-Lak-Filter [119] verwendet werden. Da bei diesem jedoch von äquidistanten azimuthalen Abständen ausgegangen wird, ist die gebräuchliche Variante lediglich für die lineare Winkelanzordnung korrekt. Bei anderen Schemata wie dem Goldenen Winkel oder zufälligen Anordnungen muss dieser Filter jedoch jeweils für den zugrunde liegenden Fall angepasst werden. Hier stellen iterative Verfahren eine sinnvolle Alternative dar [156, 27, 172]. Eine entsprechende Technik wurde auch in der vorliegenden Arbeit angewendet [156], da diese Methoden unabhängig von der zugrunde liegenden Trajektorie einsetzbar sind, kein zusätzliches Vorwissen benötigen sowie robuste

---

<sup>4</sup>wörtlich: „Auf das Gitter zurückführen“

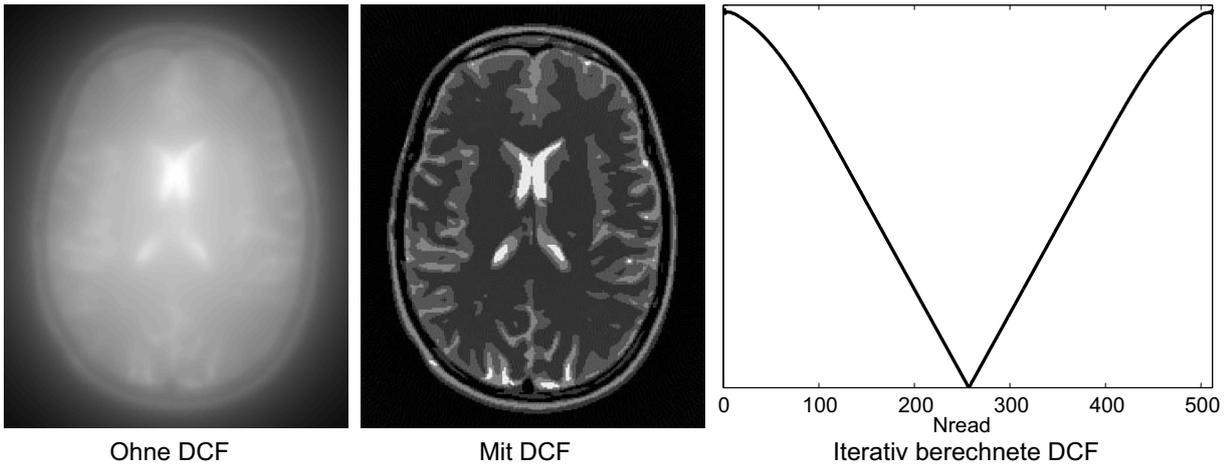


Abbildung 3.4.3: Einfluss der Dichtekompensation: Während die Intensitätsverteilung in dem ohne DCF rekonstruierten Bild falsch ist, liefert die Wichtung der Messwerte mit einer passenden DCF vor der Rekonstruktion das gewünschte Ergebnis. Ein Beispiel für eine mit der verwendeten iterativen Methode berechnete DCF ist rechts abgebildet.

Ergebnisse bei akzeptabler Rechenzeit liefern. Abbildung 3.4.3 zeigt den Effekt der DCF auf die rekonstruierte Bildqualität.

Um also das Problem der Bildrekonstruktion für einen radialen Datensatz zu lösen, müssen die beschriebenen Schritte in der folgenden Reihenfolge ausgeführt werden:

$$\text{Dichtekompensation} \Rightarrow \text{Gridding} \Rightarrow \text{iFFT} \Rightarrow \text{Roll-off-Korrektur}$$

Eine mögliche Implementierung dieses mehrstufigen Verfahrens ist die sogenannte *Non-Uniform Fast Fourier Transform* (NUFFT). Abbildung 3.4.4 zeigt den schematischen Ablauf der Bildrekonstruktion, der in der vorliegenden Arbeit verwendet und mit Hilfe einer Matlab-Toolbox [61] durchgeführt wurde.

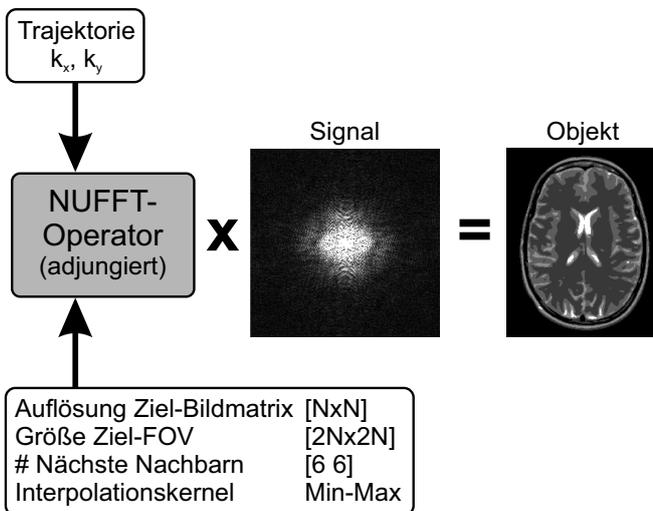


Abbildung 3.4.4: Schematische Bildrekonstruktion mit dem NUFFT Algorithmus. Nach Übergabe der notwendigen Rekonstruktionsparameter wird der NUFFT Operator berechnet und auf das gemessene Signal angewendet.

### 3.4.2 Bildrekonstruktion mit der KWIC-Filter-Technik

Während bei der kartesischen Trajektorie die Abtastpunkte im  $k$ -Raum gleichverteilt sind, befinden sich bei der radialen Trajektorie im  $k$ -Raum-Zentrum deutlich mehr Punkte als im Außenbereich. Das  $k$ -Raum-Zentrum ist folglich überabgetastet, das heißt, in diesem Bereich wurden mehr Projektionen akquiriert, als zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums notwendig sind. Dementsprechend ist es möglich, für diese Region unter Einhaltung des Nyquist-Kriteriums nur eine geringe Anzahl von Projektionen auszuwählen. Für weiter außen liegende  $k$ -Raum-Bereiche werden dann mehr und mehr andere Projektionen hinzugenommen, bis der  $k$ -Raum vollständig gefüllt ist. Da wie in Abbildung 2.2.1 dargestellt der Hauptkontrast des Bildes jedoch im  $k$ -Raum-Zentrum kodiert ist, bestimmen die für diesen Bereich gewählten Projektionen den wesentlichen Bildkontrast. Diese auch KWIC-Filter genannte Technik [198] erlaubt es also bei wiederholter Anwendung eine Vielzahl von Bildern aus einem einzelnen, radialen Datensatz zu extrahieren. Hat sich das Signal während der Aufnahme dieses Datensatzes geändert, können folglich näherungsweise Bilder zu verschiedenen Zeitpunkten auf der Signalkurve rekonstruiert werden. Verbreitete Beispiele hierfür sind Relaxation der Magnetisierung [198, 57] oder Bewegung [199, 123, 200]. Abbildung 3.4.5 zeigt schematisch die Anwendung des KWIC-Filters auf einen radialen Datensatz sowie die Generierung verschiedener Kontraste entlang einer Relaxationskurve. Sollen aus einem Datensatz verschiedene Bilder rekonstruiert werden, müssen die Projektionen bei Verwendung einer linearen Winkelanordnung verschachtelt aufgenommen werden [198]. Ein anderer Ansatz ist die Wahl einer quasizufälligen Anordnung wie beispielsweise dem Goldenen Winkel [57]. Dieses deutlich flexiblere Vorgehen wurde für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse gewählt, wobei der KWIC-Filter nach den folgenden Kriterien implementiert wurde:

- Für das  $k$ -Raum-Zentrum wurde eine Fibonacci-Zahl<sup>5</sup> (in der Regel 5, 8 oder 13 Projektionen) verwendet.
- Diese Zahl wurde bei Verletzung des Nyquist-Kriteriums auf die jeweils nachfolgende Fibonacci-Zahl erhöht.
- Die so entstehenden abrupten Übergänge zwischen den verschiedenen Bereichen wurden mittels einer Tukey-Filterfunktion geglättet.

## 3.5 Eigenschaften und Besonderheiten

Wie eingangs beschrieben, unterscheidet sich die radiale Trajektorie von der kartesischen bezüglich ihres Aufbaus lediglich in der Anordnung der  $k$ -Raum-Zeilen. Dennoch bedingt dieser Schritt einige weitreichende Konsequenzen. Dies umfasst einerseits die bereits beschriebenen notwendigen Maßnahmen wie die Korrektur von Gradientendelays und Clockshift bei der Implementierung oder die Wahl eines geeigneten Algorithmus für die Bildrekonstruktion. Andererseits bringt die sternförmige Anordnung der Projektionen eine Reihe von interessanten Eigenschaften mit sich, die im Folgenden beschrieben werden sollen.

<sup>5</sup>Die Folge  $f_n$  der Fibonacci-Zahlen (0,1,1,2,3,5,8,13,21,34,55,89,144,233,...) kann nach der rekursiven Vorschrift  $f_n = f_{n-1} + f_{n-2}$  für  $n \geq 2$  mit den Anfangswerten  $f_0 = 0$  und  $f_1 = 1$  berechnet werden.

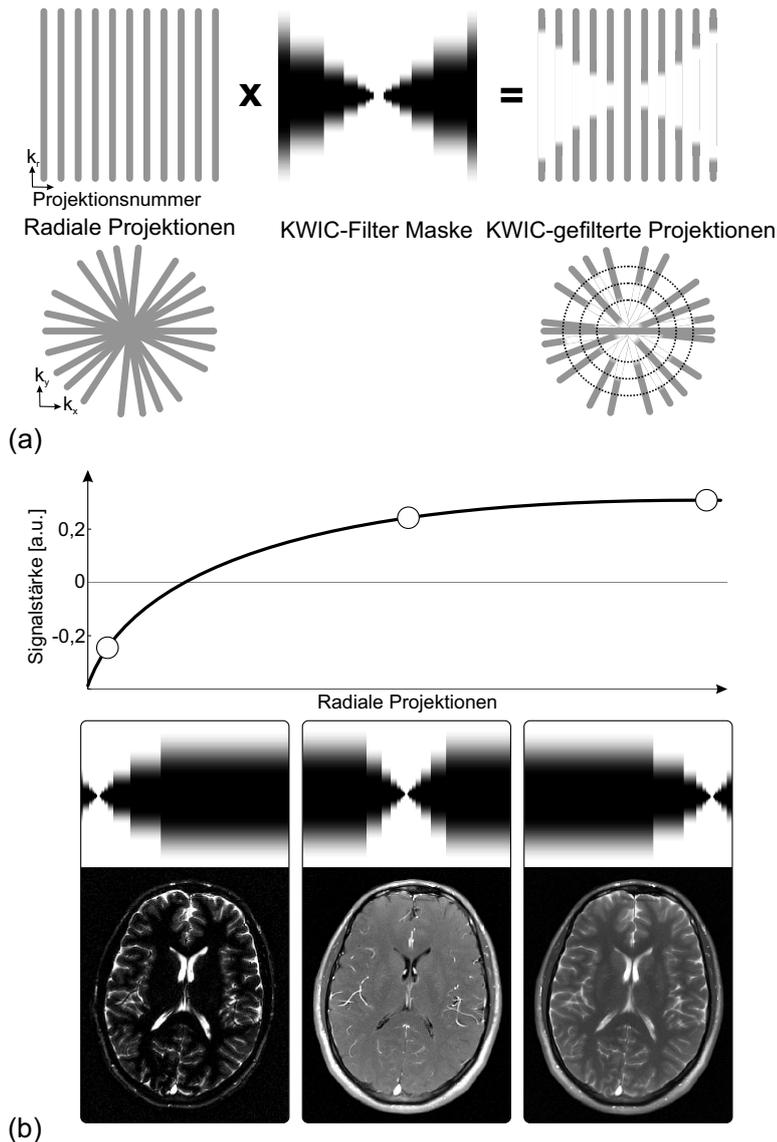


Abbildung 3.4.5: (a) Anwendung eines KWIC-Filters auf einen radialen Datensatz. Der KWIC-Filter kann hierbei als Maske implementiert werden, die mit den radialen Projektionen multipliziert wird. Dabei wird für jeden  $k$ -Raum-Bereich lediglich die Anzahl von Projektionen ausgewählt, die zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums notwendig sind.

(b) Wird der KWIC-Filter mehrfach angewendet und werden dabei jeweils andere Projektionen für das  $k$ -Raum-Zentrum gewählt, können entlang der gezeigten Signalkurve verschiedene Kontraste rekonstruiert werden.

### 3.5.1 Robustheit gegenüber Unterabtastung

Der wohl größte Vorteil der radialen Trajektorie ist deren Auswirkung bei Unterabtastung und Bewegung. Während sich Unterabtastung beim herkömmlichen, kartesischen Abtastschema in Geisterbildern (Ghostingartefakten) äußert, zeigen sich bei Verwendung des radialen Abtastschemas streifenförmige Artefakte (Streakingartefakte) [71]. Des Weiteren können kleinere Strukturen unter Umständen nicht mehr aufgelöst werden und erscheinen demzufolge verschwommen, was auch als Verwaschung (Blurring) bezeichnet wird. Wie in Abbildung 3.5.1 ersichtlich, ist die Bildqualität in diesem Fall zwar verringert, das Objekt ist jedoch nach wie vor gut erkennbar. Diese Robustheit der radialen Trajektorie kann durch die im  $k$ -Raum-Zentrum intrinsisch hohe Abtastdichte erklärt werden. Folglich ist in diesem Bereich das Nyquist-Kriterium auch bei einer zu geringen Anzahl von akquirierten Projektionen erfüllt. Lediglich Lücken in der  $k$ -Raum-Peripherie verursachen also Artefakte. Wird das Nyquist-Kriterium wie in Abbildung 3.2.2 dargestellt nur leicht verletzt, sind die Artefakte aufgrund ihrer geringen Intensität sowie ihrer Lokalisation im Außenbereich des  $k$ -Raums [119, 178] im entsprechenden rekonstruierten

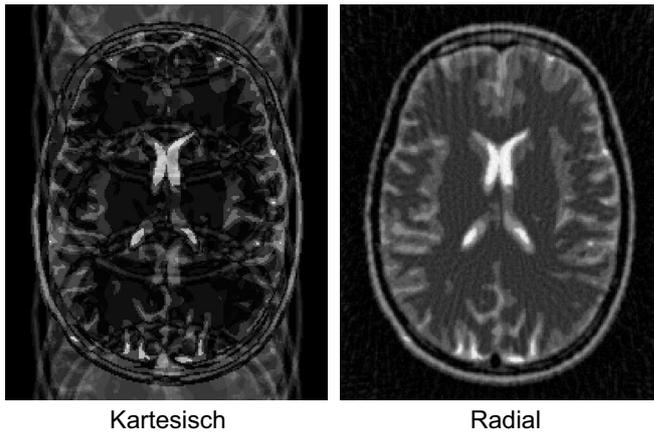


Abbildung 3.5.1: Verhalten bei Unterabtastung. Während im kartesischen Fall die Bildqualität durch Ghostingartefakte stark beeinträchtigt ist, können bei Verwendung einer radialen Trajektorie die wesentlichen Details trotz Streakingartefakte nach wie vor erkannt werden.

Bild kaum sichtbar. Bei höheren Unterabtastungsfaktoren zeigen sich die Streakingartefakte im rekonstruierten Bild aufgrund der von Projektion zu Projektion variierenden Ausleserichtung als radiale, streifenförmige Strukturen. Da diese ungleichmäßige Erscheinungsform von Unterabtastungsartefakten eine der notwendigen Bedingungen von modernen Rekonstruktionsverfahren wie Compressed Sensing [126] darstellt, ist die radiale Trajektorie eine in diesem Bereich oft gewählte Bildgebungsform.

### 3.5.2 Robustheit gegenüber Bewegung

Bei Bewegung auftretende Translationen im Ortsraum resultieren im k-Raum in einer zusätzlichen, unerwünschten Phase. Diese überlagert im Fall von kartesischer Abtastung den konstanten Phasenoffset, um den sich nachfolgend akquirierte k-Raum-Zeilen unterscheiden. Die Position der betroffenen Zeilen im k-Raum sind also leicht verschoben, was dazu führt, dass das Nyquist-Kriterium lokal verletzt ist. Da die im vorherigen Abschnitt diskutierte Unterabtastung ebenso eine Verletzung des Nyquist-Kriteriums bedingt, können entsprechende Argumentationen analog übernommen werden. Die Robustheit der radialen Trajektorie gegenüber Bewegung kann zusätzlich durch die Tatsache erklärt werden, dass das k-Raum-Zentrum und der hier kodierte Hauptkontrast des Bildes durch die wiederholte Aufnahme von Projektionen fortlaufend aktualisiert wird, das heißt es tritt intrinsisch ein zeitlicher Mittelungseffekt ein.

### 3.5.3 Anfälligkeit auf Offresonanzen

Auch wenn das Hauptmagnetfeld bei heutigen MR-Scannern in der Regel bereits eine hohe Homogenität aufweist, präzedieren Spins in einem Objekt stets mit leicht unterschiedlichen Larmorfrequenzen. Die Gründe für diese sogenannten Offresonanzen, sind - neben verbleibenden Inhomogenitäten des  $B_0$ -Feldes - durch das Objekt selbst bedingt. Weisen benachbarte Gewebesorten verschiedene Suszeptibilitäten auf, wirken lokal unterschiedliche Magnetfelder, die dem Hauptmagnetfeld überlagert werden. Während dieser Effekt beispielsweise besonders an Luft-Gewebe-Grenzflächen relevant ist, stellen Moleküle wie Fett eine weitere Ursache für auftretende Inhomogenitäten dar: Aufgrund der Abschirmung durch die umgebenden Elektronen ist die Resonanzfrequenz der beinhalteten Protonen leicht verändert. Dieses auch als chemische Verschiebung bekannte Verhalten resultiert zusammen mit den vorher genannten Gründen in einer Verteilung von verschiedenen Larmorfrequenzen innerhalb des Objekts. Die bei der Anwendung

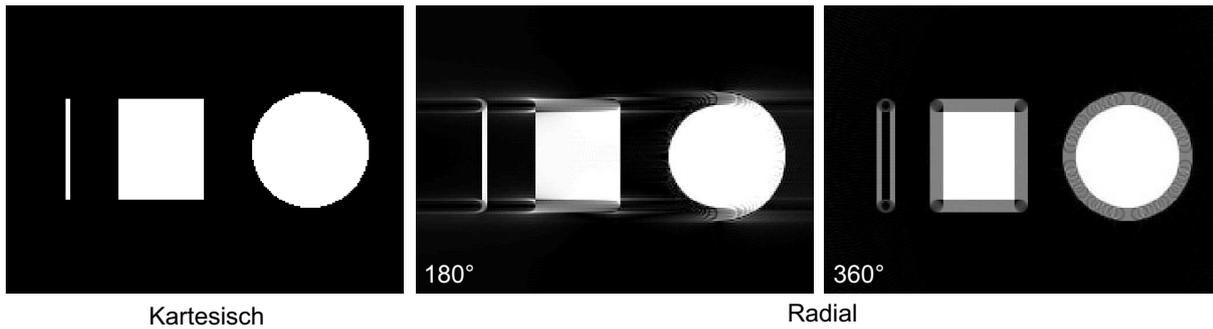


Abbildung 3.5.2: Auswirkung von Offresonanzen in Abhängigkeit der gewählten Trajektorie und der Winkelanzahl, gezeigt an drei simulierten Objekten. Im kartesischen Fall lassen sich keine Artefakte erkennen, wobei bei radialer Abtastung Schlieren beziehungsweise Blurring sichtbar sind. Die Ergebnisse bei Verwendung einer unregelmäßigen Projektionsanordnung (beispielsweise nach dem Goldenen Winkel oder nach Zufallszahlen) entsprechen dem Fall der 360°-Abtastung.

der Auslesegradienten stattfindende Frequenzkodierung wird folglich von dieser Frequenzverteilung überlagert. Dies beeinflusst den nachfolgenden Rekonstruktionsprozess und äußert sich in einer geringfügigen Verschiebung der betroffenen Regionen in Ausleserichtung. Im Gegensatz zur kartesischen Abtastung, wo die Verschiebung über das gesamte Bild konstant ist, variiert die Ausleserichtung bei der Verwendung einer radialen Trajektorie mit jeder Projektion. Hier zeigen sich die entsprechenden, in Abbildung 3.5.2 dargestellten Artefakte abhängig von der gewählten Winkelanzahl als Schlieren oder Blurring. Diese Erscheinungsform ist für die klinische Interpretation der Bilder deutlich problematischer als die Verschiebung im Fall einer kartesischen Trajektorie. Ebenso ist eine auf der Fett-Wasser-Separation basierende Korrektur dieses ungewünschten Effekts nicht ohne Weiteres möglich und erfordert die Verwendung spezieller Algorithmen [24].

### 3.5.4 Extraktion des DC-Signals

Der auch DC<sup>6</sup>-Signal genannte zentrale k-Raum-Punkt ist weder frequenz- noch phasenkodiert. Folglich stammt das entsprechende Signal aus dem gesamten angeregten Volumen. Ist dieses bei Vernachlässigung von Effekten wie Bewegung oder Fluss zeitlich konstant, können die Ortsinformationen von lokalisierten Oberflächenspulen dazu genutzt werden, um eben diese Effekte zu detektieren. Beim sogenannten Gating kann dieses Wissen dann beispielsweise zur Bewegungskorrektur verwendet werden. Während bei der Anwendung von kartesischer Bildgebung die Magnetisierung vor oder wahlweise nach der Aufnahme einer k-Raum-Zeile rephasiert werden muss, um das DC-Signal akquirieren zu können [40], entfällt dieser zusätzliche Schritt bei Verwendung einer radialen Trajektorie [173, 116]. Da hier jede Projektion das k-Raum-Zentrum durchläuft, wird das DC-Signal automatisch aufgenommen und kann wie in Abbildung 3.5.3 dargestellt extrahiert werden. Eine weitere potentielle Anwendung ist eine auf dem DC-Signal beruhende Phasenkorrektur [191], die ebenso ohne Verlängerung der Messzeit durchgeführt werden kann.

<sup>6</sup>DC steht hierbei für *Direct Current*.

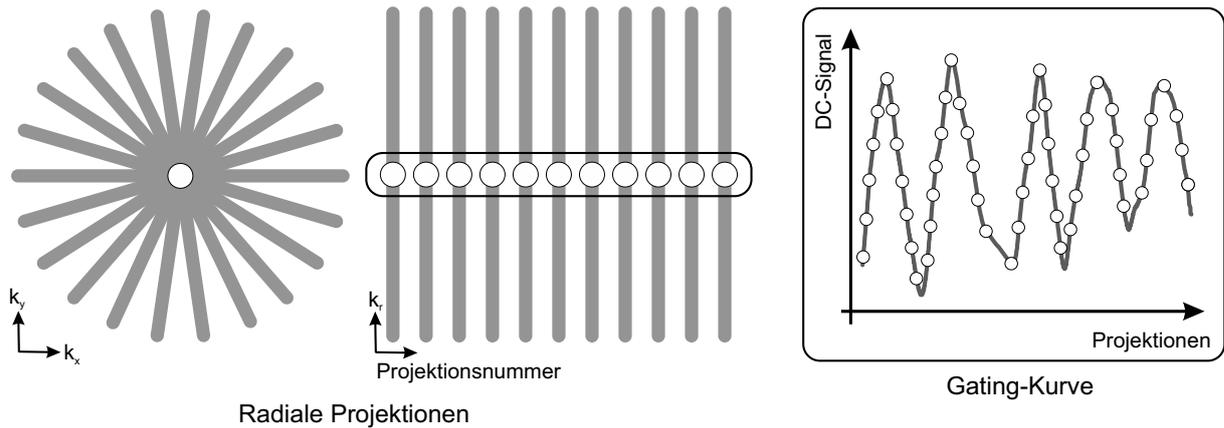


Abbildung 3.5.3: Schematische Darstellung der Extraktion des DC-Signals aus radialen Projektionen.

### 3.5.5 Dreidimensionale Abtastung

Analog zur kartesischen Bildgebung lässt sich auch bei Verwendung einer radialen Trajektorie ein dreidimensionales Volumen abtasten. Wie in Abbildung 3.5.4 veranschaulicht, stehen hierbei zur Füllung des entsprechenden k-Raums zwei konzeptionell unterschiedliche Verfahren zur Verfügung.

- **Stack-of-Stars:** Dieses Schema stellt eine Hybridmethode dar, bei der die Abtastung in  $z$ -Richtung kartesisch mit konventioneller Phasenkodierung erfolgt, während die verschiedenen Partitionen in  $xy$ -Richtung mit radialen Projektionen gefüllt werden. Die anschließende Bildrekonstruktion kann dabei in zwei separaten Schritten erfolgen: Nach Auflösung der Kodierung in  $z$ -Richtung mittels einer gewöhnlichen iFFT können die radialen Projektionen partitionsweise mit der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Vorgehensweise rekonstruiert werden. Neben der gewohnten Winkelanzordnung für die radialen Ebenen kann bei der Akquisition entschieden werden, ob Projektion für Projektion oder Partition für Partition aufgenommen werden soll. Da bei diesem Verfahren nur die Projektionen einer einzelnen Partition durch das Zentrum des dreidimensionalen k-Raums verlaufen, treffen einige der zuvor beschriebenen Vorteile der radialen Trajektorie hier nur begrenzt zu.
- **3D radial:** Anstelle der kartesischen Kodierung der  $z$ -Richtung werden bei dieser Methode die ursprünglich dreidimensional verlaufenden Projektionen selbst dreidimensional gedreht [113, 8]. Die Verteilung der zugehörigen Winkelpaare  $(\phi, \theta)$  stellt ein nichttriviales Problem dar, für das eine Vielzahl verschiedener Möglichkeiten existiert [212, 171, 30, 153]. Da die

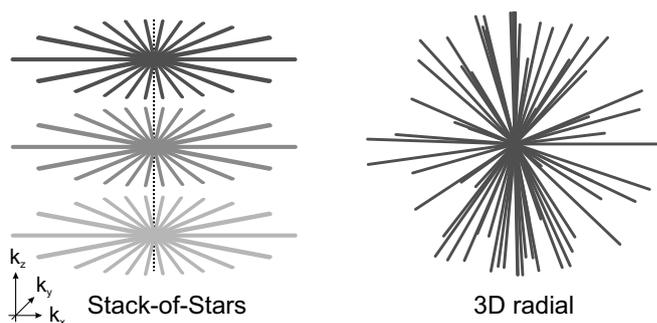


Abbildung 3.5.4: Abtastschemata für die dreidimensionale radiale Bildgebung: Während bei der Stack-of-Stars-Methode die  $z$ -Richtung kartesisch abgetastet wird, werden bei der 3D radialen Trajektorie die Projektionen selbst in alle drei Raumrichtungen rotiert.

Rekonstruktion eines auf diese Weise akquirierten Datensatzes nicht in separate Schritte zerlegt werden kann, ist die zugehörige Verarbeitung deutlich rechen- und zeitaufwendiger. Dieses Abtastschema findet in der in Kapitel 7 beschriebenen Technik Anwendung und wird dort eingehender behandelt.

### 3.6 Zusammenfassung

Das in diesem Kapitel vorgestellte radiale Abtastschema stellt eine Alternative zur weit verbreiteten kartesischen Trajektorie dar. Die in der vorliegenden Arbeit neu entwickelten Methoden verwenden dieses Bildgebungsschema und basieren zum Teil auf einer Auswahl der beschriebenen Vorteile und Besonderheiten dieser Abtastform. Dennoch soll an dieser Stelle angemerkt werden, dass eine große Vielzahl weiterer Trajektorien existiert. Neben exotischen Trajektorien wie beispielsweise Rosetten- [146] und Lissajoursformen [59] sowie konzentrischen Ringen [213] sind hier vor allem die für die Bewegungskorrektur nutzbare Propellertrajektorie [155] oder die für die sehr schnelle Bildgebung (funktionelle MRT, Echtzeitbildgebung) anwendbare spirale [1] und echoplanare [132] Trajektorie zu nennen.

# 4

## Steady-State-Sequenzen

---

*Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden basieren auf der sogenannten bSSFP-Sequenz (balanced Steady-State Free Precession). Um den Aufbau sowie die grundlegenden Eigenschaften dieser schnellen Gradientenecho-Sequenz besser verstehen zu können, soll diese im vorliegenden Kapitel in die übergeordnete Gruppe der Steady-State-Sequenzen eingeordnet werden. Die Darstellung gliedert sich auf in eine theoretische Betrachtung des Verhaltens der Magnetisierung, in den grundlegenden Sequenzaufbau sowie in eine abschließende Behandlung verschiedener zu dieser Gruppe gehörender Sequenzen. Da der Schwerpunkt hierbei auf die verwendete bSSFP-Sequenz gelegt werden soll, sei für eine ausführlichere Darstellung dieses weitläufigen Themas auf bestehende Literatur verwiesen [85, 32, 140]. Die Vorgehensweise für die Simulation von Steady-State-Sequenzen ist in den Anhang 11.1.2 ausgelagert.*

---

### 4.1 Vorüberlegungen

In der in Kapitel 2.2.4 beschriebenen grundlegenden Gradientenecho-Technik wird pro ausgespieltem HF-Puls und somit pro Repetitionszeit TR eine k-Raum-Zeile akquiriert. Der Abstand aufeinanderfolgender HF-Pulse ist hierbei so gewählt, dass die Magnetisierung zwischenzeitlich vollständig dephasiert beziehungsweise relaxiert ist. Es gilt also  $TR \gg T_1$  und  $TR \gg T_2$ . Bei Verkürzung der Repetitionszeit findet dieser Vorgang, der auch als natürliches Spoiling<sup>1</sup> bezeichnet werden kann, nicht mehr vollständig statt. Folglich wird die zum Zeitpunkt der Anregung vorhandene verbleibende Magnetisierung erneut ausgelenkt und somit wiederverwendet. In Abhängigkeit des verwendeten TRs von den zugrunde liegenden Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$

---

<sup>1</sup>Spoiling bezeichnet ganz allgemein die vollständige Dephasierung beziehungsweise Relaxation von Magnetisierung. Die Dephasierung von transversaler Magnetisierung wird oft künstlich mittels sogenannter Spoilergradienten erzeugt. Beim natürlichen Spoiling hingegen findet dieser Prozess durch die Wahl langer Repetitionszeiten intrinsisch aufgrund der in Kapitel 2.1.4 beschriebenen Relaxationsprozesse statt.

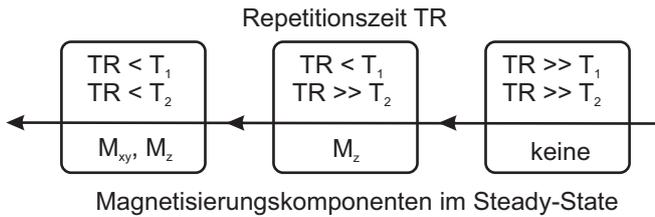


Abbildung 4.1.1: Auswirkung der Repetitionszeit  $TR$  in Abhängigkeit von  $T_1$  und  $T_2$  auf den Aufbau der Steady-State-Magnetisierung.

ergeben sich hierbei zwei unterschiedliche Fälle, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen. Bei diesen Betrachtungen werden statische Feldinhomogenitäten, die analog Abschnitt 2.1.4 zu einer zusätzlichen Dephasierung führen, vernachlässigt. Im allgemeineren Fall muss daher  $T_2$  durch die verkürzte Zeitkonstante  $T_2^*$  ersetzt werden.

Gilt  $TR < T_1$  und  $TR \gg T_2$ , so ist zwar die transversale Magnetisierung  $M_{xy}$  vor der nächsten Anregung vollständig zerfallen, die longitudinale Magnetisierung  $M_z$  hat hingegen noch nicht wieder ihr thermisches Gleichgewicht erreicht. Somit wirkt in diesem Fall die HF-Anregung auf die in der  $xy$ -Ebene vollständig dephasierten Spins, bei denen der longitudinale Relaxationsprozess jedoch noch nicht abgeschlossen ist. Bei weiterer Verkürzung der Repetitionszeit kann auch die transversale Komponente nicht mehr vollständig relaxieren. Gilt also  $TR < T_1$  und  $TR < T_2$ , wird diese zusätzlich zu  $M_z$  erneut ausgelenkt.

In beiden Fällen wirken die applizierten HF-Pulse folglich auf bereits existierende Magnetisierungskomponenten, was in den darauffolgenden TRs zu einer Vielzahl verschiedener Echos führt [89, 90, 175]. Sind zusätzlich die folgenden Bedingungen erfüllt, überlagern sich diese Echos konstruktiv und es bildet sich ein sogenannter Steady-State [197]:

- Konstante Dephasierung zwischen den HF-Pulsen.
- Konstantes TR zwischen den HF-Pulsen.
- Konstanter Flipwinkel  $\alpha$  der HF-Pulse.
- Die Phase  $\Phi$  des  $n$ -ten HF-Pulses muss der Gleichung  $\Phi(n) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot n + \Psi \cdot n^2/2$  genügen.

Nach einem ungefähr  $5 \cdot T_1/TR$  [180] dauernden Einschwingvorgang (transiente Phase) stellt sich ein als Steady-State bezeichneter Gleichgewichtszustand ein. Hier wird der durch relaxierende Magnetisierung bedingte Signalverlust durch neu hinzukommende Magnetisierungskomponenten kompensiert. Die Signalstärke bleibt also über mehrere TRs konstant, wobei wie in Abbildung 4.1.1 veranschaulicht das Verhältnis des gewählten TRs zu den Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  bedingt, welche Magnetisierungskomponenten hierzu beitragen.

## 4.2 Überblick Steady-State-Sequenzen

Die vorherigen, allgemein gehaltenen Überlegungen gelten unabhängig von der zugrunde liegenden Steady-State-Sequenz. Der erreichte Signalwert  $S_{\text{stst}}$ , der allgemein als Funktion der Parameter  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $\alpha$  und TR beschrieben werden kann, ist jedoch vom jeweils gewählten Auslesemodul abhängig. Da prinzipiell eine Vielzahl verschiedener schneller Gradientenecho-Sequenzen konstruierbar ist [175], eine umfassende Betrachtung jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht, soll im Folgenden nur kurz auf die gebräuchlichsten eingegangen werden.

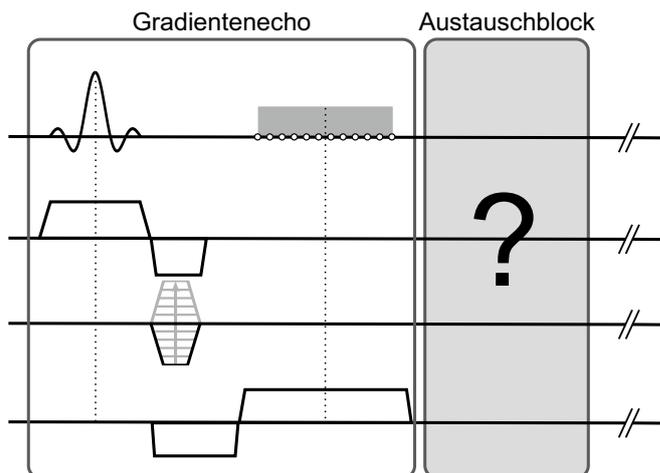


Abbildung 4.2.1: Grundlegendes Sequenzdiagramm für Steady-State-Sequenzen. Während der Gradientenecho-Teil für alle Varianten gleich ist, bestimmt der Austauschblock die wesentlichen Eigenschaften.

#### 4.2.1 Allgemeiner Aufbau

Die bei allen Steady-State-Sequenzen verwendete Repetitionszeit liegt gewöhnlich bei wenigen Millisekunden. Folglich gilt in der Regel  $TR < T_1$  und  $TR < T_2$ , das heißt sowohl die longitudinale als auch die transversale Komponente erreicht einen Steady-State und es findet auf Grund der Wahl des TRs kein natürliches Spoiling statt. Entscheidend für die grundlegenden Bildgebungseigenschaften wie beispielsweise Signalstärke, Kontrast und Artefaktverhalten der jeweiligen Sequenz ist es, wie am Ende jedes TRs mit der transversalen Magnetisierung  $M_{xy}$  verfahren wird. Diese Tatsache wird in Abbildung 4.2.1 verdeutlicht. Auch wenn die Gradientenabfolgen der hier behandelten Sequenzen auf den ersten Blick sehr verschieden erscheinen, können diese in zwei wesentliche Module aufgeschlüsselt werden. Der allen Varianten zugrunde liegende Baustein ist hierbei das bereits in Kapitel 2.2.4 beschriebene Gradientenecho, das durch ein zusätzlich eingefügtes, vom Sequenztyp abhängiges Modul erweitert wird. Die Wahl dieses Moduls bestimmt hierbei die Verwendung von  $M_{xy}$  und definiert somit die entsprechende Sequenz. Eine tabellarische Zusammenfassung der beschriebenen Sequenzen, die neben typischen Akronymen die jeweils verwendeten Austauschblöcke sowie Bildbeispiele beinhaltet, findet sich in Abbildung 4.3.1 am Ende dieses Kapitels.

#### 4.2.2 Gradientengespoiltes SSFP

Ein mögliches Modul ist der Einsatz von sogenannten Spoilergradienten. Hierdurch wird nach Auslesen des Echos die Transversalkomponente  $M_{xy}$  vollständig dephasiert<sup>2</sup>, was effektiv einer Mittelung dieser entspricht. Eine Erklärung der unter dem Einfluss von Gradienten auftretenden Echos lässt sich hierbei aus dem in Abbildung 4.2.2 gezeigten Schema ableiten. In dieser stark vereinfachten Bildgebungssequenz, die lediglich aus aufeinanderfolgenden HF-Pulsen mit einem dazwischenliegenden Gradienten besteht, entstehen zwei verschiedene Signalpfade. Während das auch als  $S+$  bezeichnete SSFP-FID-Signal kurz nach jedem HF-Puls entsteht, existiert kurz vor jedem HF-Puls ein weiteres, auch  $S-$  oder SSFP-ECHO genanntes Signal.

<sup>2</sup>Diese dephasierte Magnetisierung kann in nachfolgenden TRs wieder rephasiert werden und so zu Echos führen und darf daher auf keinen Fall mit einem Zerstören der Magnetisierung verwechselt werden.

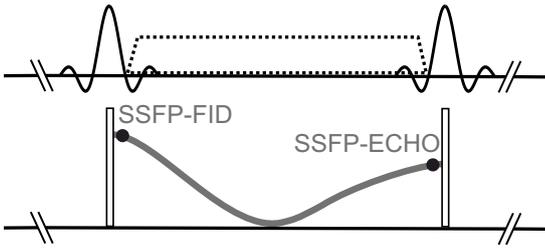


Abbildung 4.2.2: Ausbildung von zwei Signalpfaden bei schnell aufeinander folgenden HF-Pulsen mit dazwischenliegendem Gradienten. Die Bildgebungsgradienten werden so gewählt, dass das gewünschte Signal akquiriert wird.

Abhängig davon, welches dieser Signale für die Bildgebung verwendet werden soll, muss neben den gewöhnlichen Gradienten zur Ortskodierung die gewünschte Signalkomponente dephasiert und anschließend wieder rephasiert werden, um so das entsprechende Gradientenecho zu erzeugen. Die gleichnamigen Bildgebungssequenzen weisen zwar ein ähnliches Signallevel und somit SNR auf, das Kontrastverhalten ist jedoch unterschiedlich: Während

die SSFP-FID-Sequenz einen Mischkontrast generiert, der oft als  $T_2/T_1$ -mäßig beschrieben wird, zeigt die SSFP-ECHO-Sequenz eine deutlichere Abhängigkeit von  $T_2$  [77]. Eine gemeinsame Eigenschaft beider Sequenzen ist die hohe Sensitivität gegenüber Fluss. Der Transversalmagnetisierung  $M_{xy}$  von statischen Substanzen wird über mehrere TRs hinweg aufgrund der nicht ausbalancierten, im Mittel pro TR verbleibenden Gradienten ein komplexes Muster aufgeprägt. Nichtstatische, nachströmende Spins werden hingegen neu ausgelenkt, was zur sogenannten Einfluss-Verstärkung führt. Dieser Effekt kann einerseits in Kombination mit der Unterdrückung des Hintergrundsignals für die *time-of-flight* Angiographie benutzt werden [154]. Andererseits führt die Sensitivität gegenüber fließenden Spins zu Flussartefakten, die die klinische Nutzung dieser Sequenzen deutlich einschränken. Existierende Vorschläge, die SSFP-ECHO-Sequenz für die interventionelle Bildgebung bei geringen Feldstärken [33] oder für die schnelle Bildgebung am Ultrahochfeld zu verwenden [34, 35], liegen lediglich in der für Pathologien relevanten starken  $T_2$ -Wichtung begründet.

Ein drittes, zur Gruppe der gradientengespoilten SSFP-Sequenzen gehörendes Bildgebungsschema ist die sogenannte DESS-Sequenz (*Double Echo Steady-State*). Hierbei werden innerhalb eines TRs sowohl das SSFP-FID-Signal als auch das SSFP-ECHO-Signal akquiriert. Während die zuvor genannten Sequenzen im klinischen Alltag kaum angewendet werden, erlaubt dieses Schema eine exzellente morphologische Darstellung von Knorpel [84, 170] und findet daher zur Detektion von Verschleißerkrankungen weitläufig Verwendung [54].

### 4.2.3 HF-gespoiltes SSFP

Während bei den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Steady-State-Sequenzen sowohl die Transversalmagnetisierung  $M_{xy}$  als auch die Longitudinalmagnetisierung  $M_z$  genutzt wurden, beruht die Funktionsweise der HF-gespoilten SSFP-Sequenz lediglich auf der longitudinalen Komponente. Somit ist das zugehörige Signal und folglich der erzeugte Bildkontrast unabhängig von der transversalen Relaxationszeit  $T_2$ . Als Signalstärke zum Zeitpunkt  $TE = 0$  ergibt sich in diesem Fall der folgende Ausdruck:

$$S_{\text{stst}} = M_0 \cdot \sin \alpha \cdot \frac{1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-\frac{TR}{T_1}}}, \quad (4.2.1)$$

wobei das Signalmaximum beim sogenannten Ernstwinkel  $\alpha_{\text{ernst}} = \arccos(e^{-TR/T_1})$  erzielt wird.

Wie bereits in Abschnitt 4.1 erläutert, kann ein von  $T_2$  unabhängiges Verhalten durch die Wahl einer Repetitionszeit von  $TR \gg T_2$  erzielt werden. Da dieses natürliche Spoiling der transversalen Komponente unweigerlich zu einer stark erhöhten Akquisitionszeit führt, wird der so erreichte Zustand im Fall  $TR < T_2$  mit Hilfe des sogenannten HF-Spoilings künstlich generiert [39, 222]. Hierbei wird unter gleichzeitiger Verwendung von Gradientenspoiling die transversale Komponente durch die Wahl einer quadratischen Phasenbeziehung aufeinanderfolgender HF-Pulse zerstört. Ein gebräuchlicher Wert für das verwendete lineare Phaseninkrement ist hierbei beispielsweise  $117^\circ$  [222], wobei anhand theoretischer Betrachtungen des HF-Spoilings auch andere Werte möglich sind und vielfach vorgeschlagen wurden [222, 197, 52, 44, 69]. Die benötigten Spoilergradienten sollten grundsätzlich simultan entlang der Richtungen mit höchster und niedrigster räumlicher Auflösung (also meistens entlang der Schichtselektions- und Ausleserichtung) ausgespielt werden [121]. Bei Verwendung einer radialen Trajektorie müssen diese zur Vermeidung von Artefakten zusätzlich angepasst werden [209].

Aufgrund der erzielten, klinisch relevanten  $T_1$ -Wichtung sowie der Robustheit gegenüber Fluss [52] findet die HF-gespoilte SSFP-Sequenz, die auch als FLASH-Sequenz (*Fast Low Angle SHot*) bezeichnet wird [79], breite Anwendung wie beispielsweise für die kontrastmittelgestützte Angiographie [158].

#### 4.2.4 Balanced SSFP

Der bei den bisher beschriebenen Steady-State-Sequenzen in das Schema aus Abbildung 4.2.1 eingesetzte Austauschblock führt in Form von Spoilergradienten zu einer vollständigen Dephasierung der transversalen Magnetisierung sowie in Form des zusätzlich angewendeten HF-Spoilings zu einer Zerstörung dieser. Bei der balanced SSFP-Sequenz besteht dieses variable Modul hingegen aus sogenannten Rephasiergradienten, die die durch die Bildgebungsgradienten im Gradientenecho-Block induzierte Dephasierung rückgängig machen. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden HF-Pulsen muss das Gradientenmoment nullter Ordnung  $M_0$  entlang aller Achsen ausbalanciert sein, es muss also folgende Beziehung gelten:

$$M_{0,i} = \gamma \int_{t_n}^{t_{n+1}} G_i(t) dt = 0 \quad i = x, y, z. \quad (4.2.2)$$

Folglich erfahren die Spins keine zusätzliche, künstlich generierte Dephasierung.

#### Eigenschaften

Dieses Sequenzschema erscheint auf den ersten Blick zwar sehr einfach, führt jedoch zu einigen erstaunlichen Eigenschaften [180, 48, 183, 17]. Hierzu gehört die große Anfälligkeit gegenüber Offresonanzen, die beispielsweise durch Effekte wie  $B_0$ -Inhomogenitäten oder Suszeptibilitätsunterschiede verursacht werden. Diese lokalen Magnetfeldänderungen  $\Delta B$ , die in Kapitel 5.2.1 näher behandelt werden, führen zu einer Frequenzverschiebung, also zur Aufprägung einer zusätzlichen Phase beziehungsweise eines Offresonanzwinkels. Bei Betrachtung der zur bSSFP-Sequenz zugehörigen Signalgleichung zum Zeitpunkt  $TE = 0$  offenbart sich diese Sensitivität im Parameter  $\Theta$ , der die genannten Effekte beinhaltet und explizit in der Berechnung der erreichten

Signalstärke [65] berücksichtigt werden muss<sup>3</sup>:

$$S_{\text{stst}} = M \cdot \frac{1 - a \cdot e^{i\Theta}}{1 - b \cdot \cos \Theta} \quad (4.2.3)$$

$$\begin{aligned} M &= M_0 \cdot \frac{(1 - E_1) \cdot \sin \alpha}{1 - E_1 \cos \alpha - E_2^2 \cdot (E_1 - \cos \alpha)} \\ a &= E_2 \\ b &= E_2 \cdot \frac{(1 - E_1) \cdot (1 + \cos \alpha)}{1 - E_1 \cos \alpha - E_2^2 \cdot (E_1 - \cos \alpha)} \\ E_1 &= e^{-\frac{\text{TR}}{T_1}} \\ E_2 &= e^{-\frac{\text{TR}}{T_2}} . \end{aligned}$$

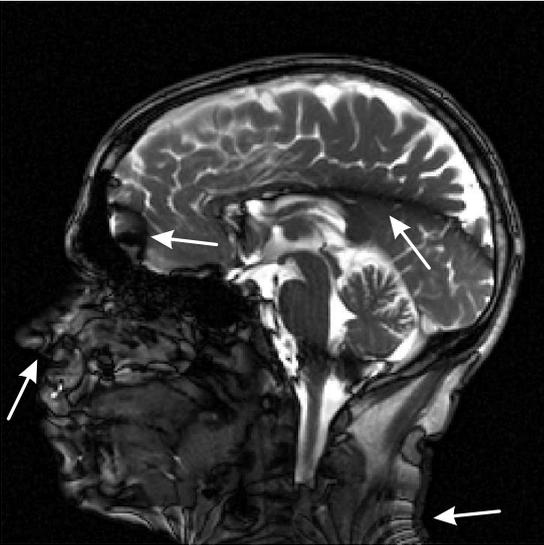


Abbildung 4.2.3: Offresonanzen äußern sich bei der bSSFP-Bildgebung in Form von sogenannten Bandingartefakten (Pfeile).

Bei der Bildgebung mit balanced SSFP äußert sich dieses Verhalten in Form von Signalauslöschungen, die beispielhaft in Abbildung 4.2.3 mittels Pfeile gekennzeichnet sind. Eine detaillierte Betrachtung der Ursache, des Erscheinungsbilds sowie von Möglichkeiten zur Vermeidung der auch als Bandings bezeichneten Artefakte findet sich in Kapitel 5 der vorliegenden Arbeit.

Eine weitere bemerkenswerte Eigenschaft dieses Sequenzschemas ist die damit erzielbare Signalstärke. Da die transversale Magnetisierung  $M_{xy}$  weder dephasiert noch zerstört wird, trägt sie in vollem Ausmaß zum Gesamtsignal bei. Bei Verwendung des optimalen Flipwinkels

$$\alpha_{\text{opt}} = \arccos \left( \frac{E_1 - E_2}{1 - E_1 \cdot E_2} \right) \quad (4.2.4)$$

ergibt sich aus Gleichung 4.2.3 ein Signalwert von

$$S_{\text{stst}} = \frac{M_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} . \quad (4.2.5)$$

Dieser Ausdruck ist in dem Sinne bemerkenswert, dass sich im Fall von  $T_2 = T_1$  ein Wert von 50 % der Ausgangsmagnetisierung ergibt. Auch für in menschlichem Gewebe häufiger vorkommende  $T_2/T_1$ -Kombinationen ergeben sich noch Werte von 10 % - 30 % [17], was bSSFP zu der Sequenz mit der höchsten SNR-Effizienz macht [180].

<sup>3</sup>In diesem Fall darf auch beim Vorliegen von statischen Feldinhomogenitäten die Zeitkonstante  $T_2$  nicht wie zuvor beschrieben durch  $T_2^*$  ersetzt werden, da bei der entsprechenden Herleitung der Signalstärke alle Offresonanzeffekte bereits durch den Parameter  $\Theta$  berücksichtigt werden.

Zusätzlich zu den in Gleichung 4.2.2 beschriebenen ausbalancierten Gradientenmomenten nullter Ordnung sind am Ende jedes TRs in Schichtselektions- und Ausleserichtung auch die Momente erster Ordnung  $M_1$  genullt, es gilt also

$$M_{1,i} = \gamma \int_{t_n}^{t_{n+1}} G_i(t) t dt = 0 \quad i = x, z. \quad (4.2.6)$$

Man spricht in diesem Fall auch von Flusskompensation, da Spins, die mit gleichbleibender Geschwindigkeit in diese Richtung fließen, keine zusätzliche Dephasierung erfahren. Im Gegensatz zu der Gruppe der gradientengespoilten SSFP-Sequenzen zeigt sich die bSSFP-Sequenz folglich als relativ unempfindlich gegenüber konstantem Fluss und den damit verbundenen Artefakten [15]. Bei Verwendung einer radialen Trajektorie trifft dies für alle drei Achsen zu, was deren zusätzliche Flussinsensitivität erklärt. Allerdings können weitere, offresonanzabhängige Effekte auftreten, die sich auf das Schichtprofil auswirken und zu unerwünschten Signalbeiträgen von außerhalb der Schicht befindlichen Spins führen [134, 136, 204].

Während im klinischen Alltag in der Regel die Akquisition von Kontrasten mit möglichst reiner  $T_1$ - beziehungsweise  $T_2$ -Wichtung von Interesse ist, zeigen Bilder, die mit der hier vorgestellten Sequenz aufgenommen wurden, einen an Formel 4.2.5 ersichtlichen Mischkontrast [97]. Dennoch konnte sich die balanced SSFP-Sequenz aufgrund der bereits genannten Vorteile sowie ihrer Schnelligkeit mittlerweile bei einigen klinischen Anwendungen etablieren. Beispiele hierfür sind die Herzbildgebung [157], die Abdomenbildgebung [5, 92] sowie die Bildgebung des Bewegungsapparats [73].

### Magnetisierungspräparation

Der als Steady-State bezeichnete und in der Regel für die Bildgebung genutzte Gleichgewichtszustand wird erst nach einem initialen Einschwingvorgang erreicht. Da die hierbei auftretenden Signaloszillationen zu Artefakten führen, wird in der Regel eine geeignete Magnetisierungspräparation zur Vermeidung dieser angewendet. Ziel des entsprechenden Moduls, das zu Beginn der Sequenz vor der Datenakquisition ausgespielt wird, ist die Magnetisierungsausrichtung entlang der zu erwartenden Steady-State Magnetisierung. Während bei der Gruppe der gespoilten SSFP-Sequenzen aufgrund der mathematischen Komplexität der transienten Phase [70, 67] nur wenige Präparationsschemata bekannt sind [26], kann die initiale Phase bei der balanced SSFP-Sequenz verhältnismäßig einfach beschrieben werden [176]. Folglich existieren für diesen Fall zahlreiche Möglichkeiten zur Magnetisierungspräparation.

Das einfachste Schema ist die Verwendung sogenannter „Dummpulse“. Hierbei wird eine Vielzahl von HF-Pulsen mit gleichen Parametern (Timing, Flipwinkel) wie während der Datenakquisition ausgespielt. Dieses Vorgehen, das ebenso für die Gruppe der gespoilten Sequenzen angewendet werden kann, ist bei der Wahl einer entsprechend hohen Anzahl von Dummpulsen (in der Regel 100-500) zwar effektiv, jedoch entsprechend zeitintensiv. Eine sehr schnelle, weit verbreitete Methode ist die  $\alpha/2$ -TR/2-Präparation [43]. Das Schema, das lediglich aus einem HF-Puls mit Flipwinkel  $\alpha/2$  sowie einer darauffolgenden Wartezeit TR/2 besteht, glättet die Signalschwankungen sehr gut bei onresonanten Spins, hat jedoch kaum Wirkung auf den Signalverlauf offresonanter Spins. Die ebenfalls verbreitete Flipwinkelrampe [46] funktioniert in diesem Kontext besser, wird bei starken Offresonanzen jedoch noch deutlich von anderen

Methoden übertroffen [86, 63].

In Abbildung 4.2.4 ist das Verhalten der Magnetisierung bei Anwendung der drei gängigsten Präparationsschemata veranschaulicht. Hierzu wurde der Signalverlauf einer bSSFP-Sequenz mit vorherigem Präparationsmodul mittels der Bloch-Gleichungen simuliert. Um nicht nur den onresonanten Fall zu betrachten, wurde die Simulation für Spins mit Offresonanzwinkeln  $\Theta$  im Bereich von  $-360^\circ$  bis  $360^\circ$  durchgeführt und dargestellt. Die Modulation der gezeigten Muster entlang der vertikalen Achse ist hierbei durch die Sensitivität gegenüber Offresonanzen und den damit verbundenen Bandingartefakten bedingt und wird in Kapitel 5 näher erläutert.

### 4.3 Zusammenfassung

Um nochmals die wichtigsten Eigenschaften der in diesem Kapitel behandelten Steady-State-Sequenzen darzustellen, findet sich in Abbildung 4.3.1 eine abschließende Übersicht. Neben verschiedenen genutzten Akronymen, dem Kontrastverhalten, dem erzielten SNR sowie typischen Artefakten ist das jeweils zugehörige Sequenzdiagramm sowie eine In-vivo-Aufnahme dargestellt. Da die beschriebene DESS-Sequenz lediglich eine Kombination aus der SSFP-FID-Sequenz und der SSFP-ECHO-Sequenz darstellt, ist diese hier nicht gesondert aufgeführt. Beschreibungen einiger für die jeweiligen Sequenzen typischer Merkmale finden sich in der Bildunterschrift.

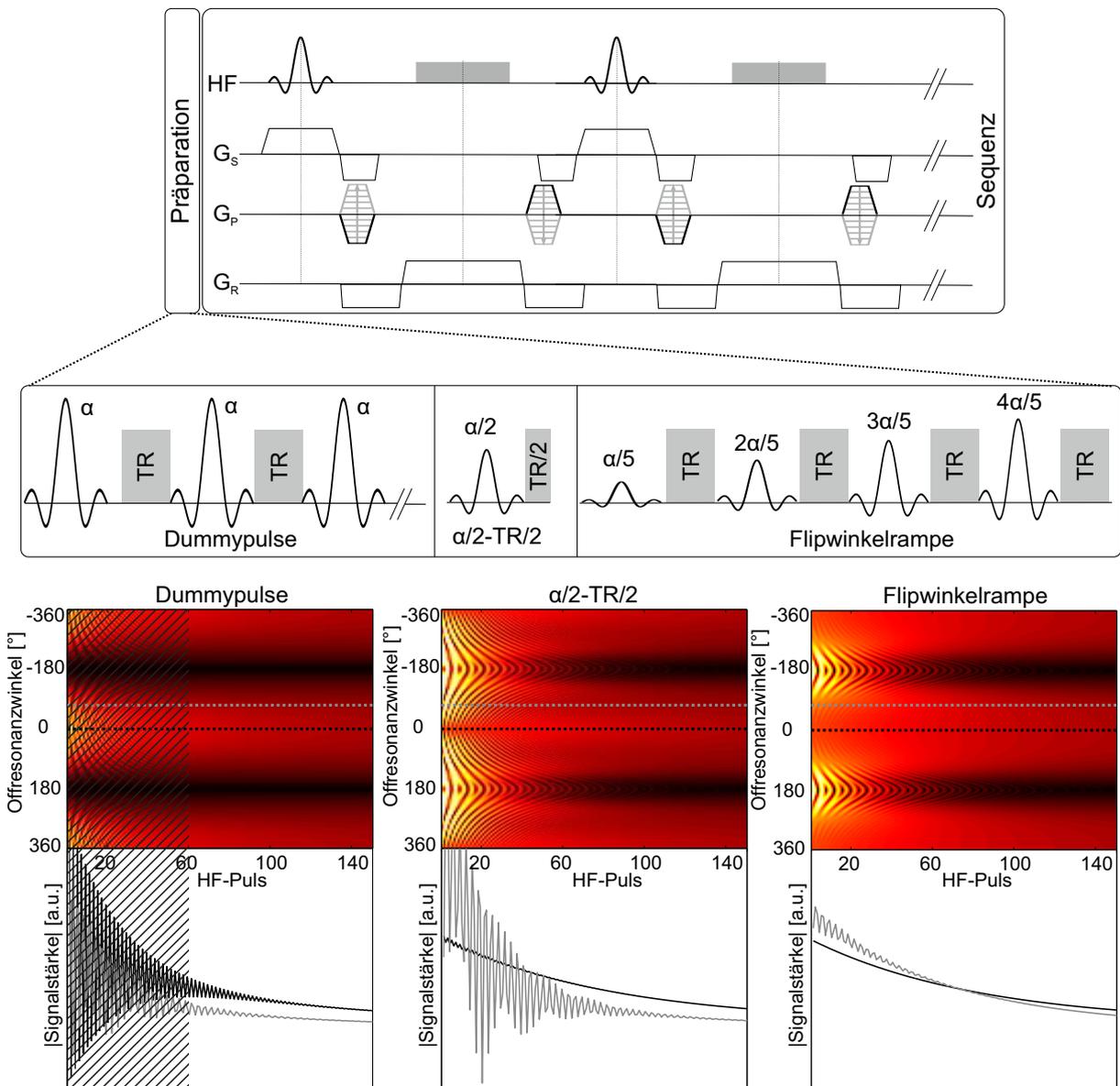


Abbildung 4.2.4: Verschiedene Methoden zur Magnetisierungspräparation. Gezeigt ist die Abfolge der jeweiligen HF-Pulse sowie das simulierte Signalverhalten bei Verwendung der drei Präparationsschemata. Um zusätzlich den Signalverlauf bei Offresonanzen zu veranschaulichen, wurde die Signalstärke neben dem onresonanten Fall (schwarze Kurve) für einen Offresonanzwinkel ( $-70^\circ$ , graue Kurve) dargestellt.

Da die Verwendung von Dummypulsen (gezeigt für 60 Dummypulse, links) einem einfachen Abschneiden der Signalkurve (schraffierte Fläche) entspricht, werden bei Verwendung einer ausreichenden Anzahl initiale Signalschwankungen auch für starke Offresonanzen gut unterdrückt. Während die  $\alpha/2-TR/2$ -Präparation (mitte) die Oszillationen im onresonanten Fall gut glättet, zeigt sich kein positiver Effekt auf den Signalverlauf im offresonanten Fall. Dieses Verhalten wird durch die Verwendung einer Flipwinkelrampe (gezeigt für vier Rampenschritte, rechts) verbessert, wobei auch dieses Schema bei stärkeren Offresonanzen versagt.

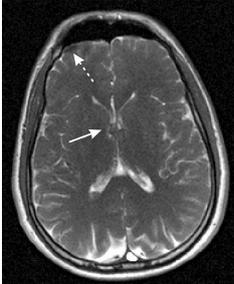
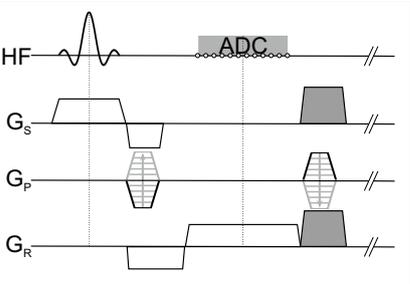
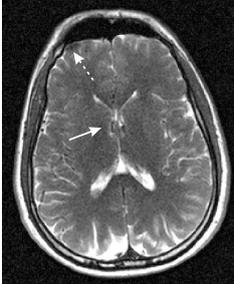
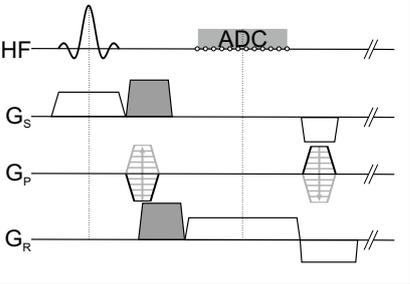
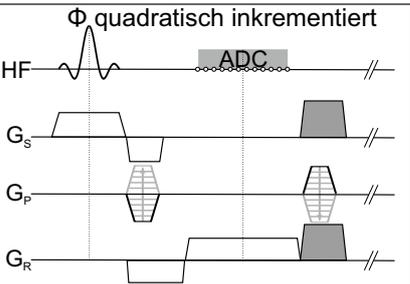
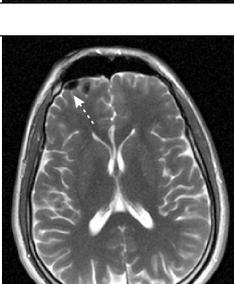
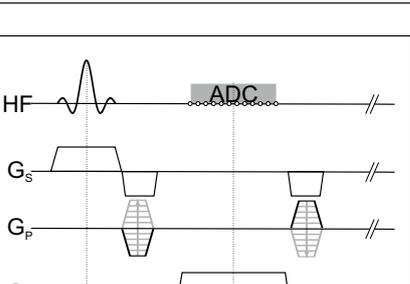
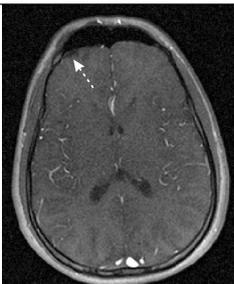
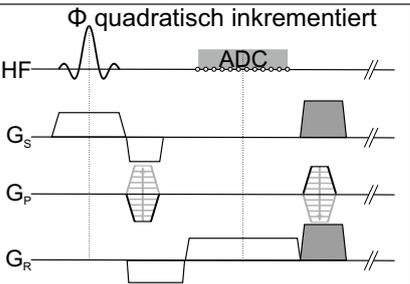
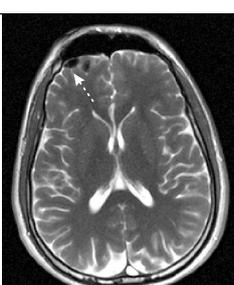
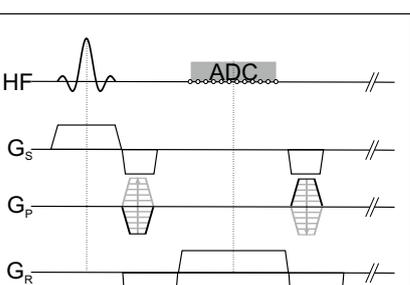
	Kontrast	Sequenzdiagramm	Akronyme	Kontrast	SNR	Artefakte
Gradientenspoilt			SSFP-FID	$T_2/T_1$ Diffusion	Mittel	Bewegung
			FISP FAST FFE			Fluss Suszeptibilität
HF-gespoilt			SSFP-ECHO	$T_2$ Diffusion	Mittel	Bewegung
			PSIF CE-FAST T2-FFE			Fluss Suszeptibilität
HF-gespoilt		$\Phi$ quadratisch inkrementiert 	FLASH HF-spoiled FAST T1-FFE	$T_1$	Niedrig	Suszeptibilität
Balanced			TrueFISP FIESTA True SSFP	$T_2/T_1$	Hoch	Suszeptibilität Banding- artefakte

Abbildung 4.3.1: Überblick über die verschiedenen Steady-State-Sequenzen. Da alle zu dieser Gruppe gehörenden Sequenzen auf dem Gradientenecho basieren, treten Artefakte aufgrund von Suszeptibilitätsunterschieden (Luft-Gewebe-Grenzfläche, gestrichelte Pfeile) auf. Bei der bSSFP-Sequenz ist die zugehörige Signalauslöschung aufgrund eines Bandingartefakts noch weiter ausgeprägt. Die Flusssensitivität der gradientenspoilt Sequenzen zeigt sich an Artefakten im CSF (durchgezogene Pfeile), die weder bei der HF-gespoilt noch bei der balanced SSFP-Sequenz auftreten.

# 5

## Bandingfreie bSSFP-Bildgebung mit DYPR-SSFP

---

*Das vorliegende Kapitel umfasst eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode zur effizienten Entfernung von Bandingartefakten bei der Bildgebung mittels bSSFP. Zunächst werden die zum Verständnis der Entstehung von Bandingartefakten notwendigen theoretischen Hintergründe dargestellt. Anschließend werden bereits existierende Maßnahmen kurz erklärt sowie auf deren Nachteile eingegangen. Die vorgestellte DYPR-SSFP-Technik (DYnamically Phase-cycled Radial bSSFP) wird dann im Folgenden mittels Simulationen validiert, bevor deren Anwendung an mehreren Körperregionen (Knie, Gehirn und Abdomen) sowohl bei klinischer Feldstärke (3 T) als auch am Ultrahochfeld (9,4 T) demonstriert wird.*

*Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht in: Benkert, T., Ehes, P., Blaimer, M., Jakob, P. M. and Breuer, F. A., Dynamically phase-cycled radial balanced SSFP imaging for efficient banding removal. Magn Reson Med 2015 Jan; 73(1):182-194. Zudem wurde das Verfahren unter dem Aktenzeichen DE 10 2013 215 526.3 erfolgreich als Patent angemeldet.*

---

### 5.1 Motivation

Die bSSFP-Sequenz weist die höchste SNR-Effizienz von allen bekannten Bildgebungsmethoden auf [180], das heißt sie ermöglicht eine schnelle Bildgebung bei gleichzeitig hoher Signalstärke. Trotz dieser Vorteile gegenüber anderen Sequenzen wird sie im klinischen Alltag lediglich für einige spezielle Anwendungen wie die dynamische Herzbildgebung [157, 207, 2, 174] genutzt. Einer der Gründe hierfür ist die Anfälligkeit gegenüber Feldinhomogenitäten, die die Bildqualität aufgrund der hieraus resultierenden Artefakte erheblich reduzieren können und somit den diagnostischen Nutzen der Sequenz einschränken. Obwohl bereits zahlreiche Methoden zur Vermeidung dieser Artefakte existieren, basieren diese allesamt auf dem gleichen Grundkonzept und

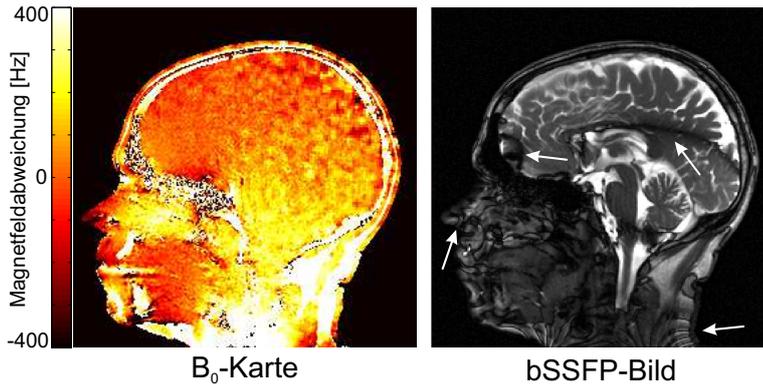


Abbildung 5.2.1: Wie an der gemessenen, in Hz angegebenen  $B_0$ -Karte ersichtlich ist, weist das Magnetfeld Inhomogenitäten auf. Diese Variationen zeigen sich in einem mit der bSSFP-Sequenz akquirierten Bild in Form von bandartigen Signalauslöschungen (Pfeile).

sind folglich durch die selben Nachteile wie beispielsweise eine deutlich erhöhte Messzeit oder eine unzureichende Entfernung der Artefakte limitiert.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode basiert hingegen auf einem neuartigen Ansatz, womit die genannten Nachteile umgangen werden können und eine robustere klinische bSSFP-Bildgebung ermöglicht wird. Die Grundidee stellt die Verwendung einer radialen bSSFP-Sequenz mit einem quasizufälligen Abtastschema sowie einem dynamischen Phasenzklus dar.

## 5.2 Theorie

### 5.2.1 Ursprung und Auswirkung von $B_0$ -Inhomogenitäten

Die in Abbildung 5.2.1 anhand einer gemessenen  $B_0$ -Karte veranschaulichten Inhomogenitäten des Hauptmagnetfeldes, die die Ursache der angesprochenen Artefakte bei der bSSFP-Bildgebung darstellen, werden im Wesentlichen durch zwei Gründe verursacht:

- Imperfektionen seitens der Scannerhardware
- Suszeptibilitätssprünge, verursacht durch verschiedene Gewebesorten im menschlichen Körper

Während Scannerhersteller versuchen, Geräte mit immer homogenen Hauptmagnetfeldern zu produzieren und somit den zuerst aufgeführten Punkt möglichst zu minimieren, ist der zweite Punkt intrinsisch durch das jeweilige Messobjekt bedingt. Wird Materie in ein externes Magnetfeld gebracht, wird diese dabei magnetisiert. Die Stärke und Richtung der im Material auftretenden Magnetisierung kann durch die Suszeptibilitätskonstante  $\chi$  ausgedrückt werden und ist für einige ausgewählte Stoffe in Tabelle 5.1 aufgeführt. Für die Abweichung  $\Delta B$  vom Hauptmagnetfeld  $B_0$  gilt hierbei

$$\Delta B \propto \chi \cdot B_0. \quad (5.2.1)$$

Da die Larmorfrequenz  $\omega_0$  nach Gleichung 2.1.2 direkt proportional zum vorliegenden Magnetfeld ist, präzedieren die Spins bei einem abweichenden Magnetfeld folglich etwas schneller oder langsamer als im ursprünglichen onresonanten Fall. Im rotierenden Bezugssystem<sup>1</sup> führt dies

<sup>1</sup>Das rotierende Bezugssystem dreht sich mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  um die  $z$ -Achse. Folglich verschwindet die Larmorpräzession und somit die Präzession von onresonanten Spins. Es verbleiben lediglich zusätzliche Phasen, die durch Effekte wie Offresonanzen verursacht werden.

Material	$\chi$ [ppm]
Menschliches Gewebe	-(11-7)
Wasser	-9
Luft	0,3
Titan	182
Kobalt-Chrom	900
Rostfreier Stahl (MR-sicher)	3520-6700

Tabelle 5.1: Suszeptibilitätswerte von verschiedenen Materialien. [182, 109]

während des Zeitraums  $[0; t]$  zur Akkumulation einer zusätzlichen Phase, die auch als Offresonanzwinkel  $\theta$  bezeichnet wird und für die gilt:

$$\theta(t) = \int_0^t \gamma \cdot \Delta B(\tau) d\tau = \int_0^t \Delta\omega(\tau) d\tau. \quad (5.2.2)$$

Ist die Magnetfeldinhomogenität  $\Delta B(t)$  zeitlich konstant und wird der Zeitraum  $[0; TR]$  betrachtet, kann diese Formel vereinfacht werden zu

$$\theta = \gamma \cdot \Delta B \cdot TR = \Delta\omega \cdot TR. \quad (5.2.3)$$

Beim Auftreten einer globalen Abweichung wird die Resonanzfrequenz folglich im gesamten Messvolumen um den gleichen Wert erhöht oder erniedrigt. Dies kann mittels einer Frequenzanpassung bei der Messung berücksichtigt werden und wirkt sich somit in der Regel nicht auf die erzielte Bildqualität aus. An Grenzflächen zwischen Gewebe mit unterschiedlichen Suszeptibilitäten treten hingegen lokal unterschiedliche Abweichungen auf. Die Auswirkung dieser Suszeptibilitätssprünge ist stark abhängig vom verwendeten Sequenztyp sowie von den gewählten Messparametern und führt häufig zu Bildartefakten.

Im Folgenden soll die Vereinfachung getroffen werden, dass innerhalb eines Voxels nur eine einzelne Offresonanz auftritt. Das Spektrum der Intravoxeloffresonanzverteilung ist folglich ein einzelner  $\delta$ -Peak, was auch als makroskopische Feldinhomogenität bezeichnet wird. Der komplexere Fall von mikroskopischen Feldinhomogenitäten, das heißt von einer Verteilung verschiedener Offresonanzen innerhalb eines Voxels, wird in Kapitel 6.3.1 behandelt<sup>2</sup>.

### 5.2.2 Frequenz-Antwort-Funktion

Um die Sensitivität einer Bildgebungssequenz gegenüber  $B_0$ -Inhomogenitäten darzustellen, kann die sogenannte Frequenz-Antwort-Funktion (*Frequency Response Function*, FRF) betrachtet werden. Hierbei wird die Signalstärke in Abhängigkeit von der Offresonanz aufgetragen. Als Einheit für die Offresonanz kann die Magnetfeldinhomogenität  $\Delta B$ , die Offresonanzfrequenz  $\Delta\omega$  sowie der Offresonanzwinkel  $\theta$  gewählt werden. Da sich charakteristische Eigenschaften bei Verwendung des Winkels  $\theta$  am besten aufzeigen lassen, wird im Folgenden diese Auftragung gewählt. Die anderen Einheiten lassen sich mit Hilfe von Gleichung 5.2.3 hieraus jedoch leicht ableiten.

<sup>2</sup>Die in Abbildung 4.3.1 aufgeführte Sensitivität von gradienten- oder HF-gespoilten Sequenzen gegenüber Suszeptibilität bezieht sich ausschließlich auf die mikroskopischen Feldinhomogenitäten.

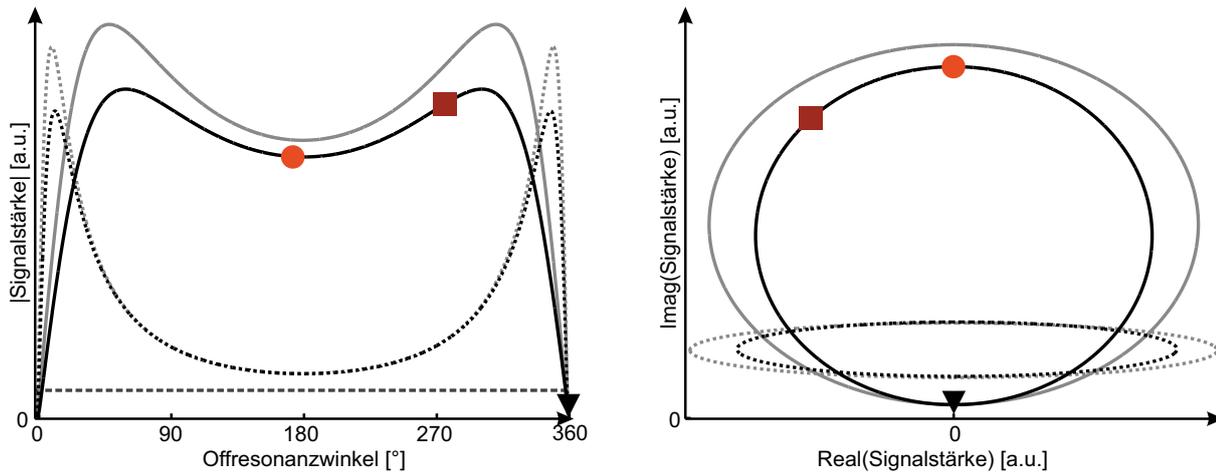


Abbildung 5.2.2: Konventionelle Darstellung der Frequenz-Antwort-Funktion (links) sowie Darstellung in der komplexen Ebene (rechts). Die abgebildeten Ausschnitte wiederholen sich periodisch alle  $360^\circ$ . Es wurden zwei verschiedene  $T_2/T_1$ -Kombinationen (grau:  $T_2/T_1 = 1000/1000$ , schwarz:  $T_2/T_1 = 700/1000$ ) sowie zwei verschiedene Flipwinkel (durchgezogene Linie:  $\alpha = 45^\circ$ , gepunktete Linie:  $\alpha = 10^\circ$ ) simuliert. Die Markierungen kennzeichnen die Signalwerte bei verschiedenen Offresonanzwinkeln (Kreis:  $\theta = 180^\circ$ , Quadrat:  $\theta = 270^\circ$ , Dreieck:  $\theta = 360^\circ$ ). Zum Vergleich wurde zusätzlich die Frequenz-Antwort-Funktion einer HF-gespoilten Steady-State-Sequenz (gestrichelte Linie) simuliert. Diese ist zwar konstant, das heißt die Signalstärke ist unabhängig von der zugrunde liegenden Offresonanz, jedoch ist die im Mittel erzielte Signalstärke und somit das SNR im Vergleich zur bSSFP-Sequenz deutlich erniedrigt.

Gradienten- oder HF-gespoilte Steady-State-Sequenzen sind aufgrund der Mittelung beziehungsweise Zerstörung der Transversalmagnetisierung unempfindlich gegenüber makroskopischen Feldinhomogenitäten. Dies wird auch an den entsprechenden Signalgleichungen (wie zum Beispiel Gleichung 4.2.1) deutlich, in denen der Parameter  $\theta$  nicht auftritt. Folglich wird unabhängig von der vorliegenden Offresonanz die gleiche Signalstärke erreicht, das heißt die zugehörige Frequenz-Antwort-Funktion ist konstant. Bei der bSSFP-Sequenz hingegen zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit gegenüber  $\theta$ . Dieses auch durch die entsprechende Signalgleichung 4.2.3 ersichtliche Verhalten ist in Abbildung 5.2.2 beispielhaft für verschiedene  $T_2/T_1$ -Kombinationen sowie verschiedene Flipwinkel gezeigt. Auffallend ist hierbei die Tatsache, dass das Signal bei allen dargestellten Kurven bei Offresonanzwinkeln von  $\theta = k \cdot 360^\circ, k \in \mathbb{Z}$  nahezu auf Null abfällt. Liegt diese Situation in einem Voxel vor, liefert dieses Voxel nahezu kein Signal und erscheint im resultierenden Bild schwarz. Wie in Abbildung 5.2.1 ersichtlich, erstrecken sich die Signalauslösungen in der Regel über breitere, bandartige Bereiche, da benachbarte Voxel oft ähnliche Offresonanzwinkel aufweisen. Diese Artefakte werden folglich auch als Bandingartefakte bezeichnet.

Eine weitere Darstellungsform der Frequenz-Antwort-Funktion ist die Visualisierung in der komplexen Ebene. Während eine von der Offresonanz unabhängige, konstante Signalstärke hier durch einen einzelnen Punkt ausgedrückt wird, ergibt sich für die bSSFP-Sequenz wie in Abbildung 5.2.2 dargestellt eine Ellipse. Dies wird ersichtlich bei Betrachtung der zugehörigen Signalgleichung 4.2.3, die gerade die Polarform einer Ellipse darstellt. Die Form der Ellipse und somit zugehörige Parameter wie beispielsweise Exzentrizität oder Länge der Halbachsen sind hierbei durch die Bildgebungsparameter TR und  $\alpha$  sowie durch die gewebespezifischen Parameter  $T_1$ ,  $T_2$  und Spindichte bestimmt [215]. Die Abbildung, die die beiden Darstellungsformen der Frequenz-Antwort-Funktion ineinander überführt, ist bei Einschränkung von  $\theta$  auf das Intervall

$\theta \in [0^\circ; 360^\circ[$  bijektiv, das heißt Punkte auf der Ellipse können eindeutig den entsprechenden Punkten in der gewohnten Darstellungsform zugeordnet werden (und umgekehrt).

Der akumulierte Phasenwinkel  $\theta$  ist nach Gleichung 5.2.3 abhängig vom vorliegenden Offresonanzwinkel  $\Delta\omega$  sowie von der verwendeten Repetitionszeit TR. Während  $\Delta\omega$  durch externe Faktoren wie Inhomogenitäten des Hauptmagnetfeldes oder die Suszeptibilität  $\chi$  bestimmt wird und somit nicht direkt beeinflussbar ist, lässt sich die Repetitionszeit innerhalb gewisser Grenzen wählen. Bei Verwendung von kurzen Repetitionszeiten ist die den Spins zusätzlich aufgeprägte, unerwünschte Phase  $\theta$  geringer, weswegen die bei  $\theta = k \cdot 360^\circ$  auftretenden Signalauslöschungen größeren Offresonanzwerten entsprechen. Folglich ist die Wahl eines kurzen TRs (wenige Millisekunden) ein einfaches und effektives Mittel zur Vermeidung von Bandingartefakten [180, 12], das im klinischen Alltag weitläufig Verwendung findet.

Liegen Offresonanzen vor, für die  $\Delta\omega \gtrsim 360^\circ/\text{TR}$  gilt, kann die den Spins aufgeprägte Phase wieder in den kritischen Bereich  $\theta = k \cdot 360^\circ$  fallen und Bandingartefakte sind sichtbar. Dies tritt vor allem bei der Verwendung von Hauptmagnetfeldstärken  $B_0 \geq 3\text{ T}$  auf, wie sie heute auch bereits im klinischen Alltag vermehrt anzutreffen sind. In Kombination mit der Bildgebung von Körperregionen mit Luft-Gewebe-Grenzflächen oder metallischen Implantaten, in deren Nähe hohe Suszeptibilitätssprünge auftreten, stößt diese einfache Methode folglich schnell an ihre Grenzen. In diesem Fall kann das TR beispielsweise aufgrund von Hardwarelimitationen nicht kurz genug gewählt werden, um die vorkommenden Offresonanzwinkel  $\theta$  auf einen bandingfreien Bereich zu beschränken. Weitere Nachteile der Verwendung eines kurzen TRs sind die Limitation der maximal erzielbaren Auflösung aufgrund der damit einhergehenden großen Gradientenmomente, die Beschränkung des maximal verwendbaren Flipwinkels aufgrund von Überschreitungen der spezifischen Absorptionsrate (SAR)<sup>3</sup> sowie eine erhebliche Beeinträchtigung des Patientenkomforts aufgrund von Stimulationen des peripheren Nervensystems sowie der hohen Lautstärke.

### 5.2.3 Konventionelles phasenzykliertes bSSFP

Eine weitverbreitete Methode, um trotz dieser Einschränkungen bSSFP-Messungen mit reduzierten Bandingartefakten durchführen zu können, nennt sich phasenzykliertes bSSFP. Hierbei werden zunächst mehrere separate bSSFP-Bilder mit verschiedenen sogenannten Phasenzyklen akquiriert. Betrachtet man die HF-Phase als Polynom erster Ordnung, gilt

$$\Phi(n) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot n. \quad (5.2.4)$$

Für die Änderung der HF-Phase von zwei aufeinanderfolgenden Pulsen, das heißt für das Phasinkrement  $\Phi'$ , ergibt sich durch Ableiten folglich ein konstanter Wert von

$$\Phi'(n) = \Delta\Phi. \quad (5.2.5)$$

Abbildung 5.2.3 zeigt beispielhaft den Verlauf der HF-Phase  $\Phi$  sowie des Phasinkrements  $\Phi'$  bei einem bSSFP-Experiment mit den Parametern  $\Phi_0 = 0^\circ$  sowie  $\Delta\Phi = 180^\circ$ .

<sup>3</sup>Die in Watt/Kilogramm angegebene spezifische Absorptionsrate bezeichnet die im Gewebe deponierte HF-Leistung und unterliegt gesetzlich festgelegten Grenzwerten.

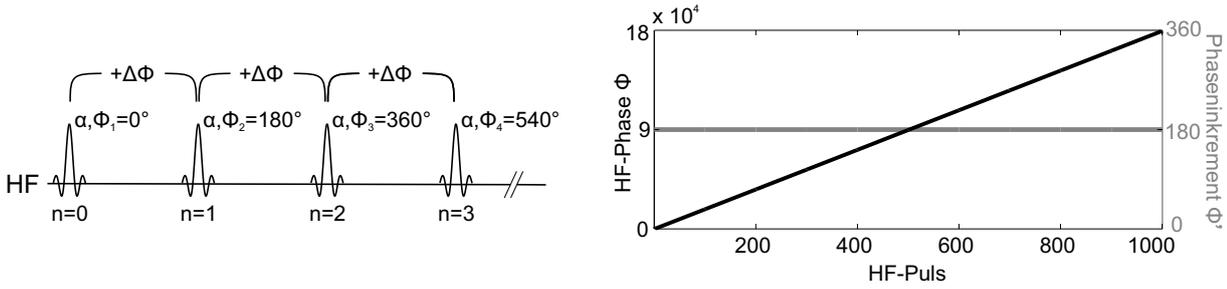


Abbildung 5.2.3: Verlauf der HF-Phase (schwarz) sowie des Phaseninkrements (grau) bei einer gewöhnlichen bSSFP-Messung ( $\Phi_0 = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ), gezeigt für 1000 HF-Pulse.

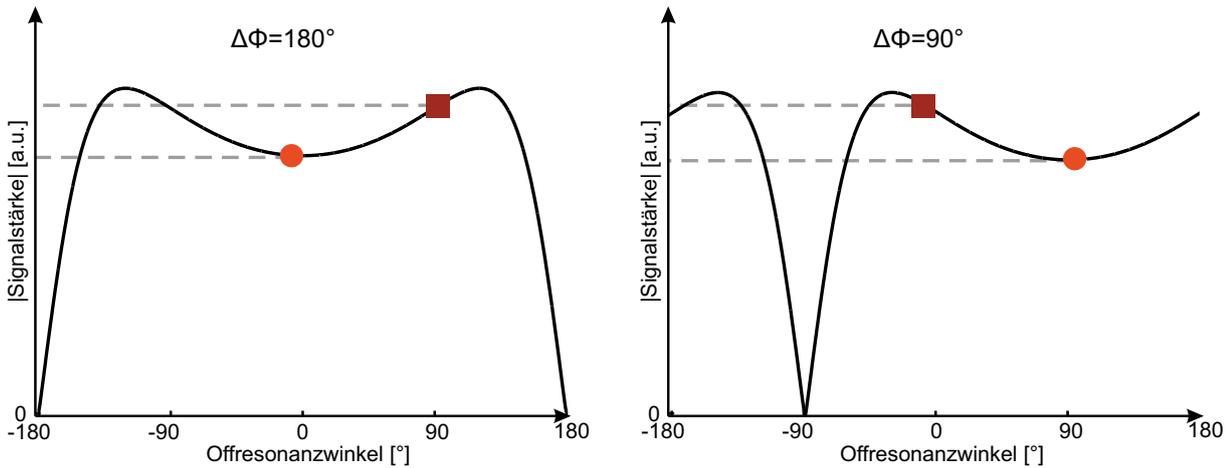


Abbildung 5.2.4: Auswirkung eines konstanten Phaseninkrements  $\Delta\Phi$  auf die Frequenz-Antwort-Funktion. Während in der linken Abbildung ( $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) der orange eingezeichnete Signalwert bei einem Offresonanzwinkel von  $\theta_1 = 0^\circ$  sowie der rot eingezeichnete Signalwert bei  $\theta_2 = 90^\circ$  erreicht wird, verschieben sich diese Werte durch Verwendung eines Phasenzykus von  $\Delta\Phi = 90^\circ$  in der rechten Abbildung zu  $\theta_1 = 90^\circ$  beziehungsweise  $\theta_2 = 180^\circ$ . Die Summe  $\Theta = \Delta\Phi + \theta$  bleibt hierbei stets konstant.

Der Parameter  $\Delta\Phi$ , der die Einstrahlrichtung des HF-Pulses bestimmt, wird hierbei als Phasenzzyklus bezeichnet. Ein Phasenzzyklus von  $\Delta\Phi = 180^\circ$  entspricht beispielsweise dem alternierenden Einstrahlen von HF-Pulsen um die  $x$ - sowie die  $-x$ -Achse. Für einen Flipwinkel  $\alpha$  kann dieses Schema auch wie folgt geschrieben werden:  $\alpha_x, \alpha_{-x}, \alpha_x, \dots$ . Bei  $\Delta\Phi = 90^\circ$  ergibt sich entsprechend die Abfolge  $\alpha_x, \alpha_{-y}, \alpha_{-x}, \alpha_y, \alpha_x, \dots$ . Gemäß dem Fourier-Verschiebungstheorem spiegelt sich die Verwendung dieser linearen Phase wie in Abbildung 5.2.4 veranschaulicht in einer Verschiebung der Frequenz-Antwort-Funktion und somit der Bandingartefakte im Bild wider. Bei der für die bSSFP-Bildgebung standardmäßig verwendeten Implementierung ( $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) liegen onresonante Spins ( $\theta = 0^\circ$ ) gerade im Plateaubereich und liefern somit wie gewünscht hohes Signal. Die Verwendung eines anderen Phasenzykus (beispielsweise  $\Delta\Phi = 90^\circ$ ) verschiebt die Frequenz-Antwort-Funktion um diesen Wert entlang der  $x$ -Achse. Folglich weisen die Voxel - abhängig von ihrer Offresonanz - nun andere Signalwerte auf. Eine alternative Sichtweise ist, dass die Frequenz-Antwort-Funktion bei Variation des verwendeten Phasenzykus gleich bleibt, jedoch die Offresonanzwerte entsprechend verschoben werden, was auf die resultierenden Bilder den gleichen Effekt hat. Diese Äquivalenz zwischen Offresonanzwinkel und Phasenzzyklus ist ebenfalls an der bSSFP-Signalformel 4.2.3 ersichtlich, in der der verwendete Phasenzzyklus  $\Delta\Phi$  sowie die vorliegende Offresonanz  $\theta$  im Parameter  $\Theta = \Delta\Phi + \theta$  zusammengefasst sind.

Folglich treten die Bandingartefakte in jedem Bild, das mit einem anderen Phasenzzyklus  $\Delta\Phi$

akquiriert wurde, in unterschiedlichen Voxeln auf. Mittels geeigneter Kombination dieser Akquisitionen kann somit ein Bild erzeugt werden, das nur geringe bis keine Bandingartefakte aufweist. Die Kombinationsmöglichkeiten sind hierbei zahlreich und erstrecken sich von einfachen Methoden wie (komplexwertiges) Summieren [221], der Maximums-Intensitäts-Projektion oder der Quadratsumme [7] bis hin zu komplizierteren Methoden [128, 58, 42, 41, 105, 118, 95]. Die standardmäßig gewählte Anzahl akquirierter phasenzyklierter Bilder liegt hierbei bei zwei bis vier, die gleichverteilt (also beispielsweise  $\Delta\Phi = 0^\circ/90^\circ/180^\circ/270^\circ$ ) gewählt werden [18]. Veranschaulicht man dieses Vorgehen an der in Abbildung 5.2.2 gezeigten Darstellung in der komplexen Ebene, so wird die zugehörige Ellipse mit einzeln akquirierten Bildern abgetastet.

Um Artefakte aufgrund initialer Signalschwankungen zu vermeiden, muss für jedes dieser Bilder wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben und in Abbildung 4.2.4 veranschaulicht eine geeignete Magnetisierungspräparation durchgeführt werden. Nach der Akquisition eines Bildes wird gewöhnlich eine mehrere Sekunden dauernde Wartezeit eingefügt. Während dieser relaxieren die Spins wieder in das thermische Gleichgewicht, von dem sie anschließend erneut ausgelenkt werden können. Der vollständige Ablauf eines phasenzyklierten bSSFP-Experiments ist in Abbildung 5.2.5 dargestellt.

Auch wenn diese Methode weit verbreitet ist und immer wieder neuartige Kombinationsalgorithmen für die akquirierten, phasenzyklierten Bilder vorgestellt werden, weist die konventionelle, phasenzyklierte bSSFP-Technik einige teils erhebliche Nachteile auf, die bisher deren weitläufige, klinische Umsetzung verwehrt haben:

- Die Akquisition mehrerer phasenzyklierter Bilder ist sehr zeitintensiv, was durch die zusätzlich notwendigen Magnetisierungspräparationen und Wartezeiten noch verstärkt wird.
- Die notwendige Anzahl phasenzyklierter Bilder, um ein Resultat ohne Bandingartefakte zu erhalten, ist stark von der Untersuchungsregion, der Feldstärke sowie der Güte des Shims<sup>4</sup> abhängig. Aufgrund von Restriktionen bezüglich der Messzeit kann gewöhnlich jedoch nur eine begrenzte Anzahl von Bildern aufgenommen werden. Wird diese in der Regel auf Erfahrungswerten beruhende Zahl folglich unterschritten, sind die Bandingartefakte im resultierenden Bild zwar reduziert, jedoch nicht vollständig entfernt.
- Aus der Vielzahl der existierenden Kombinationsalgorithmen muss eine entsprechende Methode ausgewählt und implementiert werden.
- Da die aufgenommenen Bilder sequenziell akquiriert werden, sind diese unter Umständen nicht aufeinander registriert. Findet also beispielsweise Bewegung zwischen den Messungen statt, kann das kombinierte Bild folglich Artefakte aufweisen.

---

<sup>4</sup>Shimmen bezeichnet die Entfernung von Magnetfeldinhomogenitäten mittels Hardwarekomponenten. Durch die Verwendung von im Scanner verbauten Shimspulen werden hierbei zusätzliche, dem Hauptmagnetfeld  $B_0$  überlagerte Magnetfelder erzeugt, um so dessen Homogenität zu erhöhen.

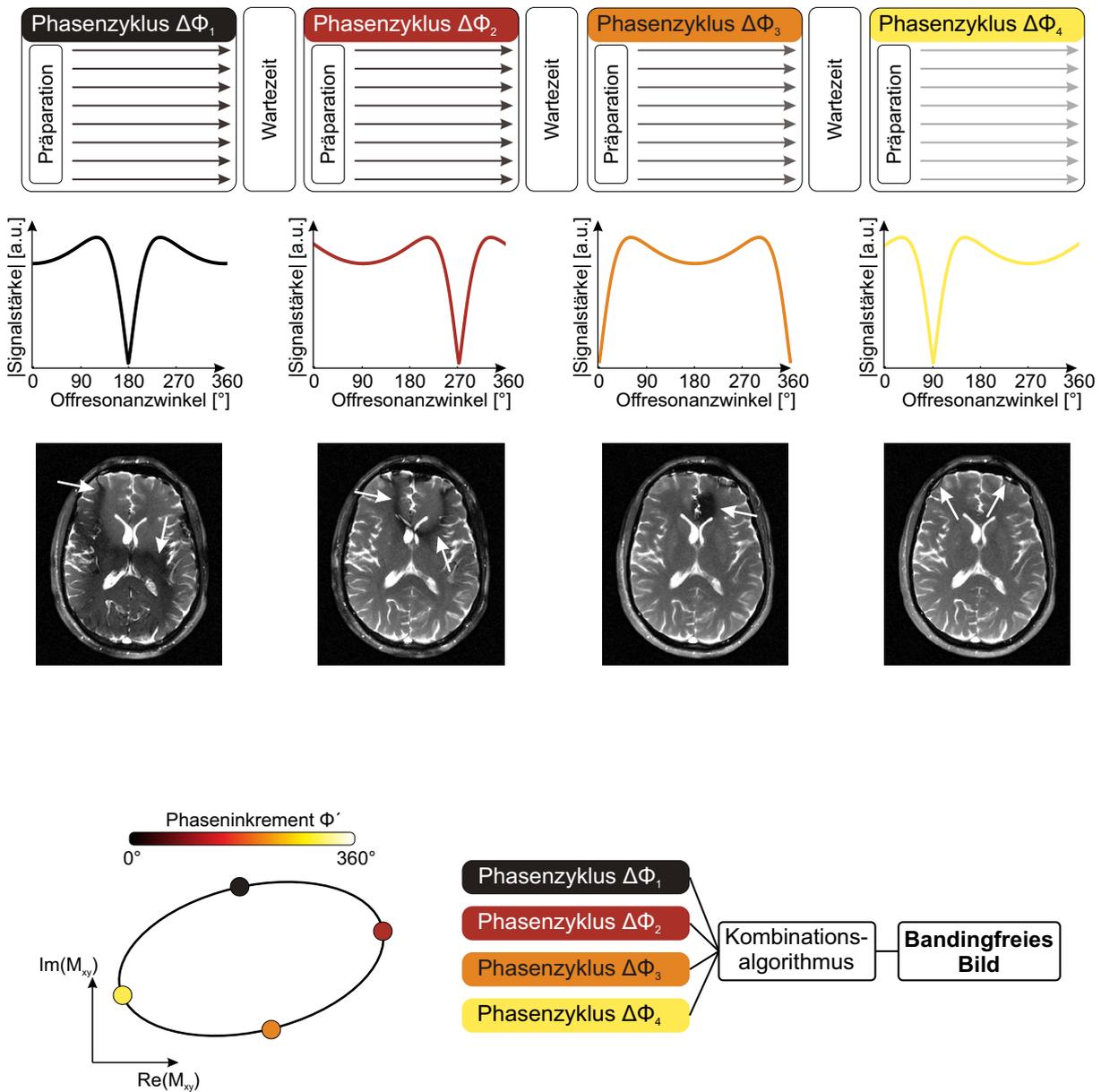


Abbildung 5.2.5: Vorgehensweise bei konventionellem phasenzykliertem bSSFP. Mehrere (beispielsweise vier) Bilder werden nach einer geeigneten Magnetisierungspräparation und gegebenenfalls eingeschobener Wartezeit mit verschiedenen Phasenzyklen akquiriert. Die Bandingartefakte (Pfeile) werden auf diese Weise verschoben und treten an verschiedenen Stellen auf. Anwenden eines Kombinationsalgorithmus liefert dann ein Bild mit reduzierten beziehungsweise vollständig entfernten Bandingartefakten.

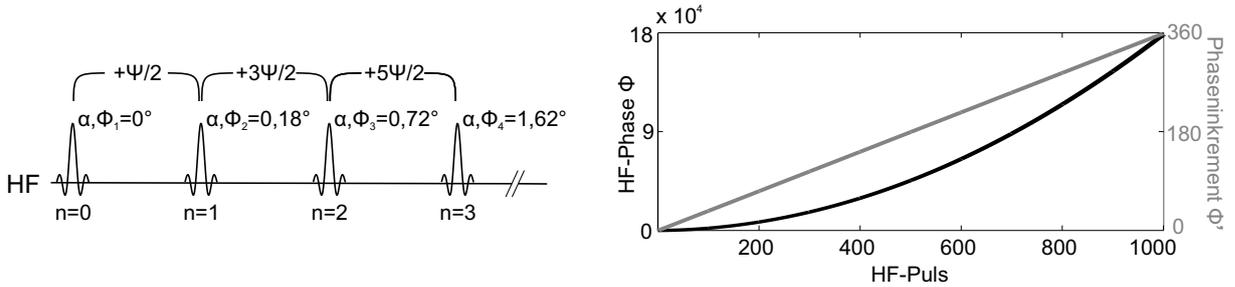


Abbildung 5.2.6: Verlauf der HF-Phase (schwarz) sowie des Phaseninkrements (grau) bei Verwendung eines dynamischen Phasenzyklius ( $\Phi_0 = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 0^\circ$ ,  $\Psi = 0,36^\circ$ ), gezeigt für 1000 HF-Pulse.

### 5.2.4 Verwendung eines dynamischen Phasenzyklius

Betrachtet man die HF-Phase als Polynom zweiter Ordnung, erhält man den folgenden Ausdruck:

$$\Phi(n) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot n + \Psi \cdot n^2/2 \quad (5.2.6)$$

Für das Phaseninkrement  $\Phi'$  ergibt sich in diesem Fall<sup>5</sup>

$$\Phi'(n) = \Delta\Phi + \Psi \cdot n. \quad (5.2.7)$$

Während der konstante Phasenoffset  $\Phi_0$  keinen sichtbaren Effekt auf das resultierende Bild hat, beschreibt das konstante Phaseninkrement  $\Delta\Phi$  den im vorherigen Abschnitt behandelten Phasenzyklius, dessen Variation eine Verschiebung der Frequenz-Antwort-Funktion und somit der Bandingartefakte im Bild bewirkt. Das lineare oder auch dynamische Phaseninkrement  $\Psi$  wird gewöhnlich in Kombination mit Spoilergradienten für das in Abschnitt 4.2.3 beschriebene HF-Spoiling verwendet. Der Verlauf der HF-Phase  $\Phi$  sowie des Phaseninkrements  $\Phi'$  bei Anwendung eines dynamischen Phasenzyklius ( $\Phi_0 = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 0^\circ$ ,  $\Psi = 0,36^\circ$ ) ist in Abbildung 5.2.6 veranschaulicht.

Auch wenn einige Anwendungen existieren, die spezielle Werte  $\Psi \neq 0^\circ$  mit einer bSSFP-Sequenz kombinieren [148, 210, 13], muss für bSSFP allgemein  $\Psi = 0^\circ$  gelten. Der Grund hierfür ist, dass der zugehörige Steady-State lediglich konstante, jedoch keine linearen Phasenänderungen verkraftet. Allerdings konnte gezeigt werden, dass die für die Bildgebung mittels bSSFP eigentlich notwendige Bedingung etwas aufgelockert werden kann und kleine, kontinuierliche Veränderungen des Phaseninkrements  $\Phi'$  toleriert werden [62]. Die Auswirkung eines derartigen dynamischen Phasenzyklius auf die Frequenz-Antwort-Funktion ist in Abbildung 5.2.7 simuliert. Im Fall von gewöhnlichem phasenzykliertem bSSFP, das heißt  $\Psi = 0^\circ$ , weist jeder HF-Puls das gleiche Phaseninkrement auf und die Frequenz-Antwort-Funktion hat die gewohnte Form. Werden hingegen Werte von  $\Psi \neq 0^\circ$  verwendet, zeigt sich ein abweichendes Verhalten. Das Phaseninkrement ist abhängig von der HF-Puls-Nummer und die jeweils zugehörige Frequenz-Antwort-Funktion verformt sich und wird asymmetrisch [139].

<sup>5</sup>Die Darstellung der HF-Phase als Polynom zweiter Ordnung führt zu einem linearen Phaseninkrement. Eine Untersuchung des Einflusses von nichtlinearen Funktionen für das Phaseninkrement auf die im nächsten Abschnitt vorgestellte DYPR-SSFP-Technik findet sich in Anhang 11.4.3.

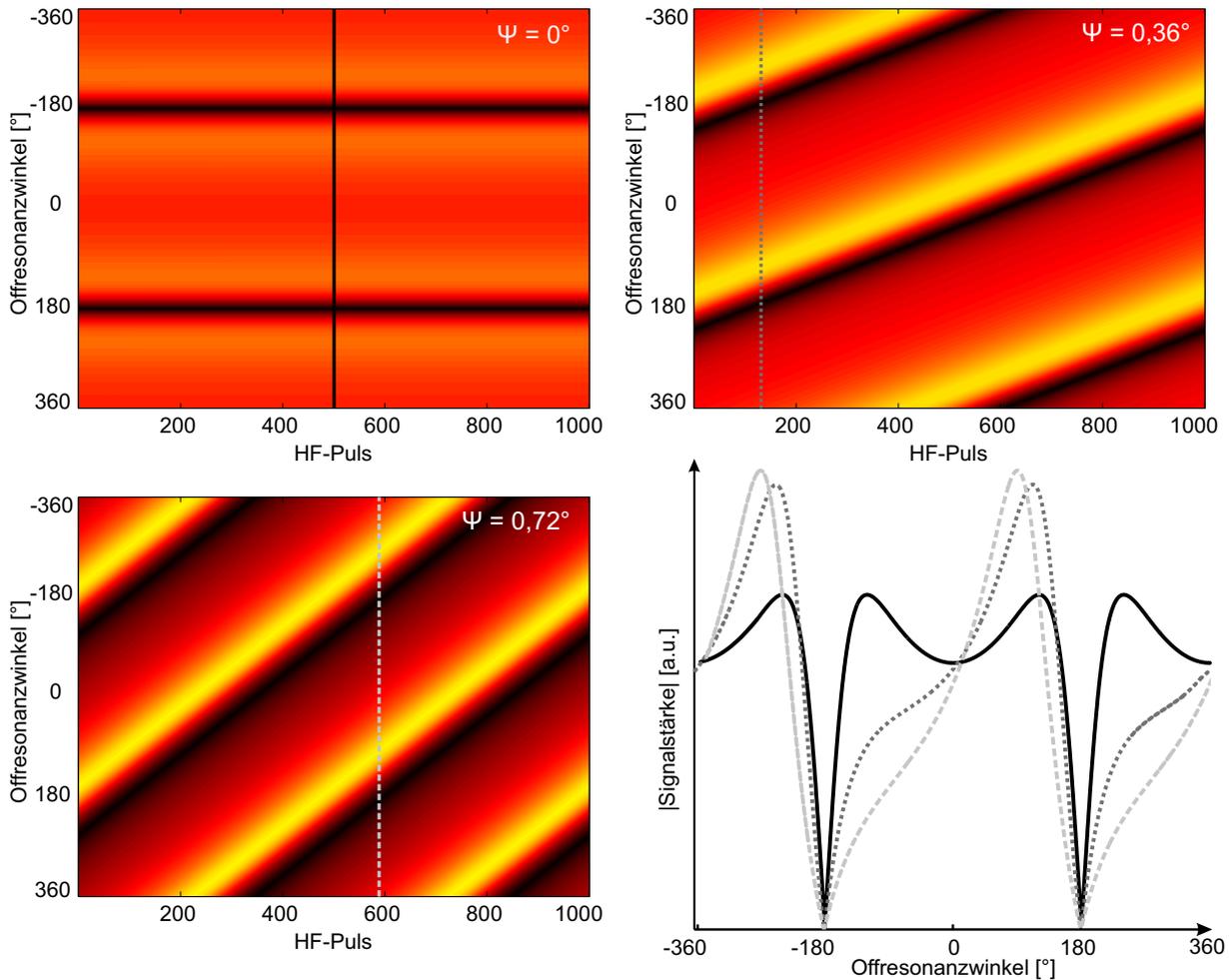


Abbildung 5.2.7: Simulation der Auswirkung eines dynamischen Phasenzyklus. Während für  $\Psi = 0^\circ$  für jeden HF-Puls die gleiche Signalstärke erhalten wird und bei Betrachtung der Signalstärke über verschiedene Offresonanzen die typische Frequenz-Antwort-Funktion (schwarze, durchgezogene Linie) vorliegt, ändert sich dieses Verhalten für dynamische Inkremente. Hier werden die entsprechenden Muster und folglich die Frequenz-Antwort-Funktion asymmetrisch.

Der beschriebene dynamische Phasenzyklus wurde in vorangegangenen Arbeiten verwendet, um bei der Akquisition mehrerer phasenzyklierter Bilder die dazwischenliegenden Magnetisierungspräparationen sowie Wartezeiten zu vermeiden [62]. Hierzu wurde das Phaseninkrement dynamisch erhöht, um während der Messung die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse zu durchlaufen. Werden währenddessen mit einer kartesischen Trajektorie mehrere Bilder akquiriert, ist deren jeweiliges Aussehen maßgeblich durch die zentralen  $k$ -Raum-Linien und somit durch das zu diesem Zeitpunkt vorherrschende Phaseninkrement bestimmt. Auch wenn die Akquisitionszeit für mehrere phasenzyklerte Bilder mittels dieser Technik reduziert werden kann, wird wieder eine Vielzahl von separaten Bildern benötigt, um ein bandingfreies Resultat zu erhalten. Die zuvor aufgeführten Nachteile treffen folglich auch auf diese Methode zu und limitieren deren klinische Nutzung.

In Tabelle 5.2 ist der Einfluss sowie einige zugehörige Anwendungen der verschiedenen Koeffizienten der entwickelten HF-Phase nochmals zusammenfassend dargestellt.

Parameter	Einfluss auf Phase	Einfluss auf Phaseninkrement	Anwendungen
$\Phi_0$	konstant	-	Kein sichtbarer Effekt
$\Delta\Phi$	linear	konstant	Phasenzyklus bei bSSFP
$\Psi$	quadratisch	linear	HF-Spoiling ( $\Psi \in \{50^\circ, 117^\circ, \dots\}$ ), spezielle bSSFP-Methoden [148, 210, 13]

Tabelle 5.2: Übersicht über die Bedeutung der Koeffizienten der bis zur zweiten Ordnung entwickelten HF-Phase.

### 5.2.5 Dynamisch phasenzykliertes radiales bSSFP (DYPR-SSFP)

Die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Methode basiert auf der Kombination aus einem dynamischen Phasenzyklus mit einem radialen Abtastschema und ist schematisch in Abbildung 5.2.8 dargestellt. Folglich wird jede radiale Projektion mit einem anderen Phaseninkrement akquiriert und befindet sich an einem anderen Punkt auf der die komplexe Frequenz-Antwortfunktion beschreibenden Ellipse. Bei den zuvor beschriebenen Techniken geschieht das Abtasten der Ellipse mittels separater k-Räume beziehungsweise Bilder, die anschließend kombiniert werden. Wird jedoch eine radiale Trajektorie sowie ein dynamischer Phasenzyklus verwendet, kann die Eigenschaft ausgenutzt werden, dass sich die radialen Projektionen im k-Raum-Zentrum überlappen. Folglich werden hier die dynamisch phasenzyklierten Projektionen intrinsisch gemittelt, das heißt die Kombination verschiedener Phasenzyklen geschieht hier nicht bildweise nach der Messung, sondern projektionsweise im k-Raum direkt bei der Datenakquisition. Im Gegensatz zu allen konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Methoden muss also nur ein einzelner k-Raum aufgenommen werden. Das dynamische Phaseninkrement  $\Psi$  wird dabei an die gewählte Projektionsanzahl  $N_{\text{proj}}$  angepasst, dass die Bedingung

$$\psi \cdot N_{\text{proj}} = 360^\circ \quad (5.2.8)$$

erfüllt ist. Während die komplexe Ellipse bei der Verwendung gewöhnlicher phasenzyklierte Methoden mit lediglich zwei bis vier vollständigen Bildern abgetastet wird, findet die Abtastung bei DYPR-SSFP (*DYnamically Phase-cycled Radial bSSFP*) in  $N_{\text{proj}}$  Schritten mit einzelnen radialen Projektionen statt. Das konstante Phaseninkrement  $\Delta\Phi$  bestimmt hierbei den Punkt auf der Ellipse, an dem die erste Projektion aufgenommen wird. Da die Ellipse jedoch unabhängig von dieser Wahl vollständig abgetastet wird, kann der entsprechende Wert ohne Beschränkung der Allgemeinheit auf Null gesetzt werden.

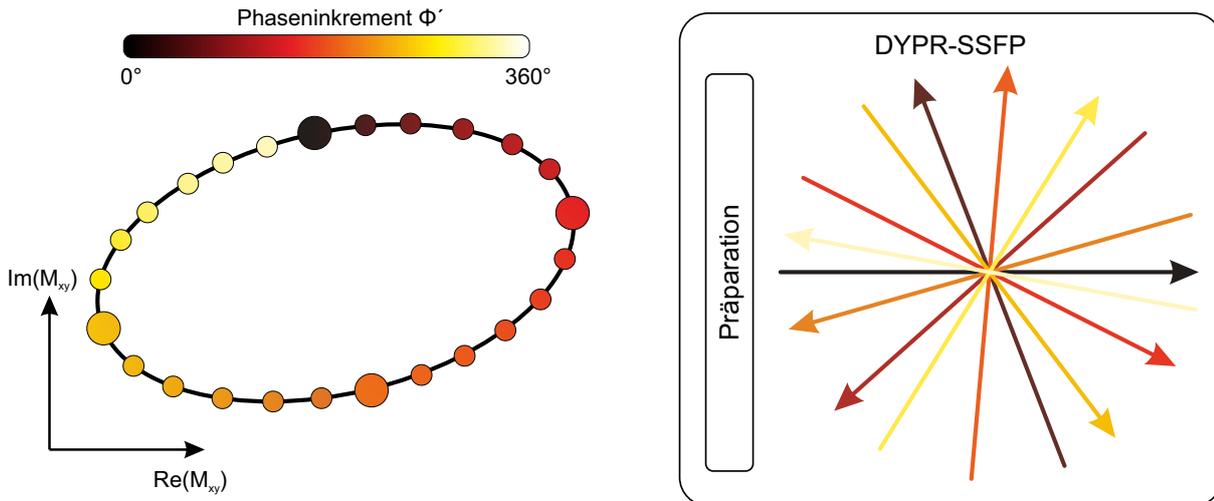


Abbildung 5.2.8: Akquisitionsschema der neu entwickelten Methode. Jede radiale Projektion wird mit einem anderen Phaseninkrement akquiriert und befindet sich daher an einem anderen Ort der komplexen Frequenz-Antwort-Ellipse (kleine Kreise). Die bei einer konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Messung mit vollständigen Bildern abgetasteten Punkte der Ellipse sind durch große Kreise gekennzeichnet. Der komplette DYPR-SSFP-Datensatz wird in einer Einzelschuss-Messung aufgenommen, weswegen nur ein Präparationsblock benötigt wird.

## Validierung der Methode

Um diesen neuartigen Ansatz zu validieren, wurde eine Messung bei einer Feldstärke von 3 T an einem zylindrischen Phantom mit verschiedenen dynamischen Inkrementen  $\Psi$  durchgeführt. Relaxationszeiten des Messobjekts, das gedoptes Wasser enthielt, waren  $T_2/T_1 \approx 700/1000$  ms. Als Parameter der zweidimensionalen Messung wurde ein Flipwinkel von  $\alpha = 45^\circ$  sowie eine Repetitionszeit von  $TR = 6$  ms gewählt. Zur Vermeidung der Signalschwankungen in der initialen Phase wurde eine ausreichende Anzahl von Dummpulsen ( $> 1000$ ) als Magnetisierungspräparation ausgespielt. Die Anzahl der akquirierten Projektionen richtete sich analog Gleichung 5.2.8 nach dem jeweiligem Inkrement  $\Psi$ . Zur Darstellung des Signallevels der verschiedenen Projektionen wurde eine DC-Analyse durchgeführt. Hierfür ist das in Abschnitt 3.5.4 beschriebene DC-Signal, das das Gesamtsignal aus dem angeregten Volumen kodiert und mit jeder radialen Projektion aufgenommen wird, in Abbildung 5.2.9 dargestellt. Wie zu sehen ist, wurde jede Projektion an einem anderen Punkt der Frequenz-Antwort-Funktion akquiriert. Um die entsprechenden Kurven mit denen einer konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Messung ( $\Psi = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) vergleichen zu können, wurden diese zusätzlich simuliert und schematisch als durchgezogene schwarze Linien veranschaulicht. Analog zu der in Abbildung 5.2.7 gezeigten Simulation weisen die Kurven eine mit größerem Inkrement  $\Psi$  zunehmende Asymmetrie und Abschwächung auf. Wie bereits erwähnt, toleriert der bSSFP-Steady-State folglich kleine, adiabatische Änderungen des Phasenzyklus, wie sie in der vorgestellten Technik verwendet werden. Dennoch treten selbst für geringe dynamische Inkremente bereits deutliche Abweichungen von der gewöhnlichen Frequenz-Antwort-Funktion auf, die soweit führen, dass der Steady-State bei Verwendung eines zu großen Inkrements zusammenbricht [62].

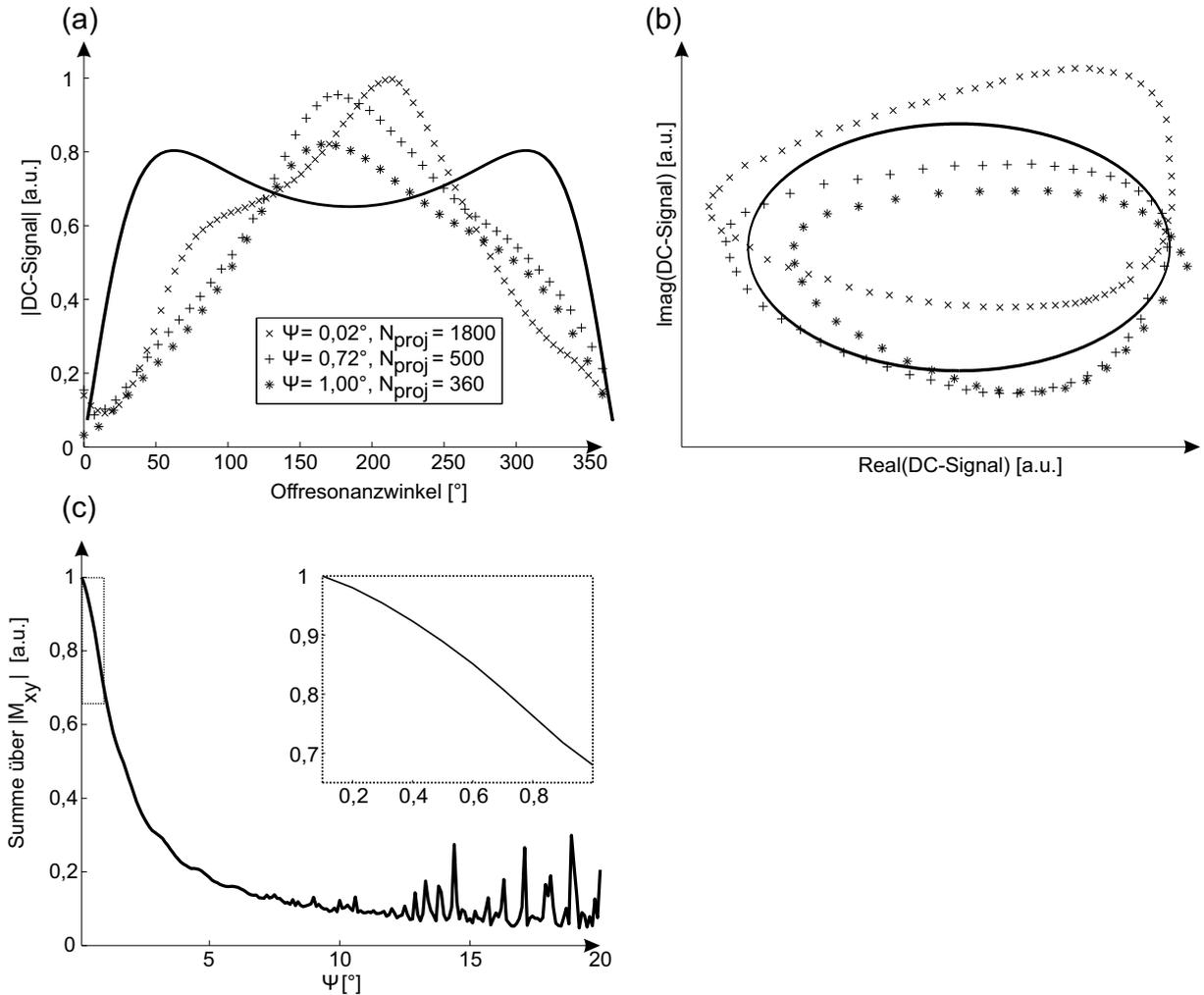


Abbildung 5.2.9: (a)-(b) Ergebnisse der DC-Analyse einer DYPR-SSFP-Messung mit drei verschiedenen dynamischen Inkrementen  $\Psi$ . Der in (a) dargestellte Absolutwert der DC-Signale von mehreren akquirierten Projektionen zeigt die für größere  $\Psi$ -Werte zunehmende Asymmetrie und Signalabschwächung. Dies wird durch die in (b) abgebildeten zugehörigen Ellipsen in der komplexen Ebene bestätigt. Verglichen mit den simulierten Kurven für eine konventionelle bSSFP-Sequenz (durchgezogene Linien) zeigen sich bereits für geringe dynamische Inkremente deutliche Abweichungen.

(c) Aufsummierte, simulierte Signalwerte von dynamisch phasenzyklierten Projektionen, aufgetragen gegen das dynamische Inkrement  $\Psi$ . Die verwendete Projektionsanzahl wurde zur vollständigen Abtastung von  $360^\circ$  jeweils gemäß Formel 5.2.8 an den entsprechenden  $\Psi$ -Wert angepasst. Sowohl die Signalabschwächung für größere  $\Psi$ -Werte als auch der Bereich des HF-Spoilings für große dynamische Inkremente ist deutlich sichtbar. Im vergrößerten Bereich sind die typischerweise für die DYPR-SSFP-Bildgebung verwendeten dynamischen Inkremente abgebildet. Simulationsparameter waren wie folgt: Flipwinkel =  $45^\circ$ ,  $TR = 6$  ms,  $T_2/T_1 = 700/1000$  ms.

Diese graduelle Abschwächung wurde bestätigt, indem das Steady-State-Signal für verschiedene dynamische Inkremente  $\Psi$  simuliert wurde. Für jedes Inkrement wurde dabei das Signal von  $N_{\text{proj}} = 360^\circ/\Psi$  Projektionen berechnet, aufsummiert und mit der entsprechenden Projektionsanzahl gewichtet. Da alle Offresonanzwinkel  $\theta$  ähnliche Ergebnisse liefern, wurde zur Darstellung ein beliebiger Wert für  $\theta$  ausgewählt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2.9(c) veranschaulicht und bestätigt den Signalverlust für größere  $\Psi$ -Werte. Da abhängig von der verwendeten Projektionsanzahl nach Gleichung 5.2.8 jedoch nur sehr kleine dynamische Inkremente gewählt werden müssen, ist diese Abschwächung verhältnismäßig klein und folglich tolerierbar.

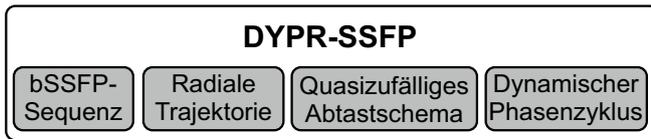


Abbildung 5.2.10: *Benötigte Komponenten der DYPR-SSFP-Technik.*

## Datenakquisitionsschema

Aufgrund der Tatsache, dass bei DYPR-SSFP jede Projektion mit einem anderen Phaseninkrement aufgenommen wird, weisen alle Projektionen ein leicht verschiedenes Signallevel sowie eine etwas verschiedene Phase auf. Dies führt in Kombination mit der in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen, weit verbreiteten linearen Winkelanordnung zu erheblichen Bildartefakten, die beispielhaft in Anhang 11.4.2 veranschaulicht sind. Folglich kann dieses Schema nicht in Kombination mit einem dynamischen Phasenzyklus verwendet werden. Werden die radialen Projektionen jedoch in einer unregelmäßigen Reihenfolge akquiriert, verteilen sich die entsprechenden Artefakte gleichmäßig über das gesamte Bild. Für die hier gezeigten Ergebnisse wurde die in Abschnitt 3.3.3 vorgestellte quasizufällige Projektionsanordnung nach dem Goldenen Winkel [211] verwendet. Andere unregelmäßige Schemata führen jedoch zu ähnlichen Ergebnissen, wie in dem in den Anhang ausgelagerten Kapitel 11.4.2 ersichtlich ist.

Somit setzt sich die vorgestellte Technik zusammen aus der Verwendung einer radialen bSSFP-Sequenz mit quasizufälligem Abtastschema sowie einem dynamischen Phasenzyklus. Diese überschaubaren, mit verhältnismäßig geringem Aufwand implementierbaren Bestandteile sind schematisch in Abbildung 5.2.10 dargestellt. Details zur Implementierung sowie zur Steuerung verschiedener Parameter finden sich in Anhang 11.4.1.

### 5.2.6 Bildrekonstruktion

Um aus einem mit DYPR-SSFP akquirierten Datensatz ein Bild zu rekonstruieren, existieren verschiedene Möglichkeiten. Der direkteste und einfachste Weg ist die Anwendung der in Kapitel 3.4.1 vorgestellten gewöhnlichen radialen Bildrekonstruktion, wie sie standardmäßig bereits auf vielen klinischen Scannern implementiert ist. Aufgrund des Überlappens aller Projektionen im  $k$ -Raum-Zentrum wird hier das Signal intrinsisch über diese gemittelt. Da die Projektionen verschiedene Phaseninkremente aufweisen, ist das Vorgehen vergleichbar mit der komplexen Summe bei konventionellem phasenzykliertem bSSFP, wo Bilder zu verschiedenen Phasenzyklen pixelweise aufsummiert werden. Auch wenn diese Analogie für die weiter außen liegenden  $k$ -Raum-Bereiche verletzt ist, ermöglicht die Anwendung dieser einfachen Methode die unmittelbare Rekonstruktion eines bandingfreien Bildes.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung des in Kapitel 3.4.2 beschriebenen KWIC-Filters. Diese Technik erlaubt die Rekonstruktion einer Vielzahl von Bildern zu verschiedenen Phasenzyklen. Hierbei bestimmt das Phaseninkrement der für das  $k$ -Raum-Zentrum verwendeten Projektionen maßgeblich das Erscheinungsbild des entsprechenden Bildes. Diese extrahierten, phasenzyklierten Bilder können anschließend analog zum Vorgehen bei konventionellem phasenzykliertem bSSFP mit einem Algorithmus zu einem bandingfreien Bild kombiniert werden. Die beiden Rekonstruktionsschemata sind zusammenfassend in Abbildung 5.2.11 dargestellt.

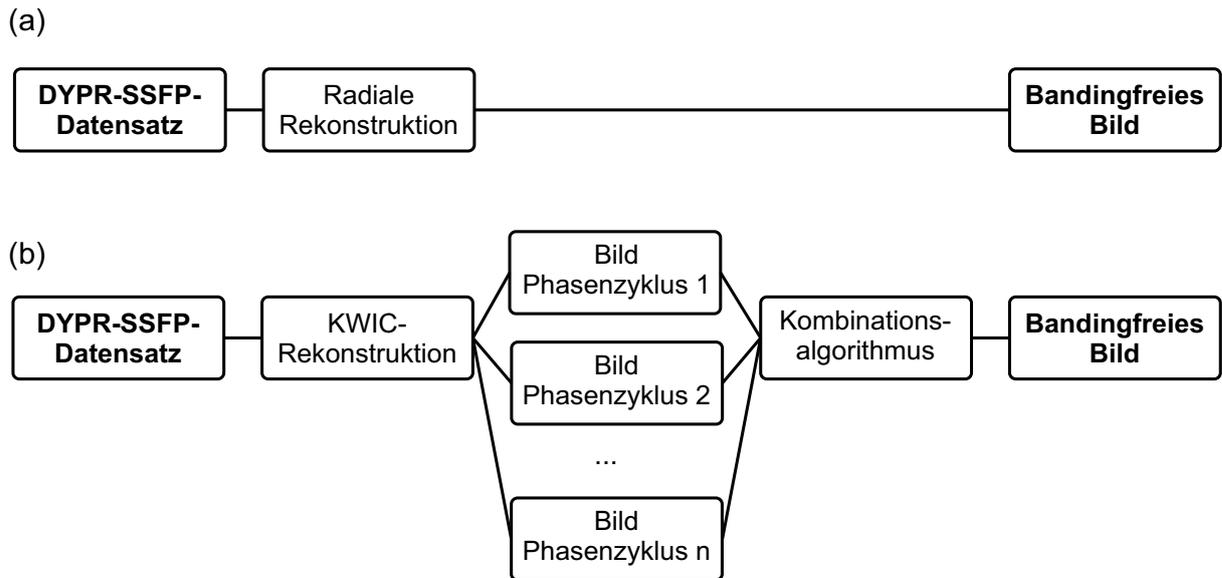


Abbildung 5.2.11: Verschiedene Rekonstruktionsschemata für einen DYPR-SSFP-Datensatz. (a) Die Verwendung einer gewöhnlichen radialen Bildrekonstruktion liefert unmittelbar ein bandingfreies Bild. (b) Durch Benutzung der KWIC-Filter-Technik können verschiedene phasenzyklisierte Bilder rekonstruiert werden, die anschließend mittels eines geeigneten Kombinationsalgorithmus zu einem bandingfreien Bild zusammengesetzt werden können.

### 5.2.7 Magnetisierungspräparation

Wie bei allen Steady-State-Sequenzen weist auch der Signalverlauf bei DYPR-SSFP während des Einschwingvorgangs in der transienten Phase Oszillationen auf, die zu Bildartefakten führen. Folglich muss, wie in Kapitel 4.2.4 erläutert, eine geeignete Magnetisierungspräparation gewählt werden. Da DYPR-SSFP auch bei starken  $B_0$ -Inhomogenitäten die bSSFP-Bildgebung mit reduzierten Bandingartefakten erlaubt, ist es sinnvoll, ein Präparationsschema zu wählen, das die Magnetisierung zuverlässig für einen großen Bereich an Offresonanzen in den Steady-State bringt. Während dies für gebräuchliche Schemata wie die  $\alpha/2$ -TR/2-Präparation [43] oder die Flipwinkelrampe [46] nicht gegeben ist, funktioniert die verhältnismäßig zeitintensive Präparation mittels einer ausreichend hohen Anzahl von Dummypulsen (100-500) verlässlich. Aufgrund der zuvor beschriebenen Asymmetrie und Abschwächung liegt bei der Verwendung von DYPR-SSFP jedoch ein im Vergleich zur normalen bSSFP-Sequenz leicht unterschiedlicher Steady-State vor. Zur Berücksichtigung dieser Tatsache kann der dynamische Phasenzyklus auch bereits auf die Dummypulse angewendet werden. Um zu überprüfen, wie sich dies auswirkt, wurde eine DC-Analyse auf einen am Phantom mit DYPR-SSFP gemessenen Datensatz durchgeführt. Hierfür wurden jeweils 1000 Projektionen mit einem dynamischen Inkrement von  $\Psi = 0,36^\circ$  akquiriert. Als Magnetisierungspräparation wurden 200 Dummypulse verwendet, die einmal mit konstantem Phaseninkrement ( $\Psi = 0^\circ$ ) sowie einmal mit dynamischem Phaseninkrement ( $\Psi = 0,36^\circ$ ) ausgespielt wurden. Die in Abbildung 5.2.12 gezeigten Ergebnisse demonstrieren, dass sich die Magnetisierung nach Anwendung der dynamisch phasenzyklierten Dummypulse auf der Ellipse befindet, während dieses Ziel bei den gewöhnlichen Dummypulsen verfehlt wird. Folglich werden Bereiche auf der Ellipse nicht abgetastet, was eine unvollständige Entfernung von Bandingartefakten zur Folge haben kann.

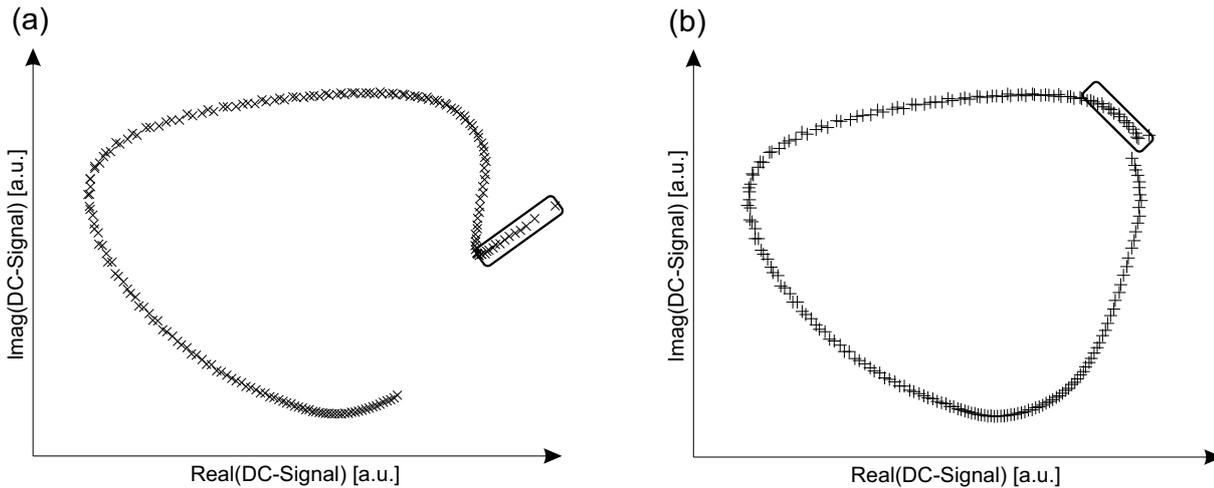


Abbildung 5.2.12: Einfluss des verwendeten Phaseninkrements auf die Magnetisierungspräparation mittels Dummypulse. (a) Falls die Präparationspulse nicht dynamisch phasenzykliert werden, liegen die ersten Projektionen nicht auf der Ellipse. (b) Bei Anwendung des bei der Datenakquisition verwendeten dynamischen Inkrements auf die Dummypulse wird die Steady-State-Ellipse wie gewünscht auch für die ersten Projektionen abgetastet.

## 5.3 Experimente

Die breite Anwendbarkeit des neu entwickelten Ansatzes soll mittels der Messung eines Hüftgelenkersatzes sowie mittels In-vivo-Messungen am Knie, am Abdomen sowie am Gehirn demonstriert werden. Die Experimente wurden an einem klinischen 3-T-Scanner (Magnetom Skyra, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) sowie an einem 9,4-T-Scanner (Magnetom, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) durchgeführt. Für alle im Folgenden gezeigten Ergebnisse wurden 500 dynamisch phasenzyklierte Dummypulse als Magnetisierungspräparation verwendet. Die für die konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Messungen verwendete Wartezeit zwischen der Aufnahme aufeinanderfolgender Bilder betrug zwei Sekunden. Phantommessungen wurden als dreidimensionale Messungen durchgeführt, während für die In-vivo-Messungen jeweils eine zweidimensionale Akquisition gewählt wurde.

### 5.3.1 Messung eines Hüftgelenkersatzes

Zur Validierung der Methode wurde ein aus Titan gefertigter Hüftgelenkersatz in gedoptes Wasser ( $1,25\text{ g NiSO}_4 \cdot 6\text{ H}_2\text{O}$  und  $5\text{ g NaCl}$  pro Liter) gegeben und mit einer 16-Kanal-Kopfspule an einem 3-T-Scanner gemessen. Zur dreidimensionalen  $k$ -Raum-Abtastung wurde die in Kapitel 3.5.5 beschriebene Stack-of-Stars-Trajektorie gewählt, wobei die insgesamt 52 Partitionen in  $z$ -Richtung in linearer Reihenfolge durchlaufen wurden, während für die  $xy$ -Richtung die Projektionsanordnung nach dem Goldenen Winkel gewählt wurde. Andere Messparameter waren wie folgt:  $\text{FOV} = 240 \times 240 \times 156\text{ mm}^3$ , Flipwinkel =  $40^\circ$ ,  $\text{TR} = 6,6\text{ ms}$ , Auslesebandbreite =  $370\text{ Hz/Pixel}$  und Rechteckspulse der Dauer  $400\text{ }\mu\text{s}$ . Für die Akquisition eines dreidimensionalen DYPR-SSFP-Bildes wurden 2000 radiale Projektionen pro Partition mit einem dynamischen Inkrement von  $\Psi = 0,18^\circ$  (gemäß Formel 5.2.8) aufgenommen. Durch die Wahl einer Matrixgröße von  $512 \times 512$  konnte eine Auflösung von  $0,47 \times 0,47 \times 3\text{ mm}^3$  erzielt werden. Die Messzeit betrug 11:30 min. Als Vergleichsmessung wurden acht konventionell phasenzyklierte bSSFP-Bilder ( $\Psi = 0^\circ$ ) mit den gleichen Parametern, jedoch einer kleineren Matrixgröße von  $384 \times 384$ , einer

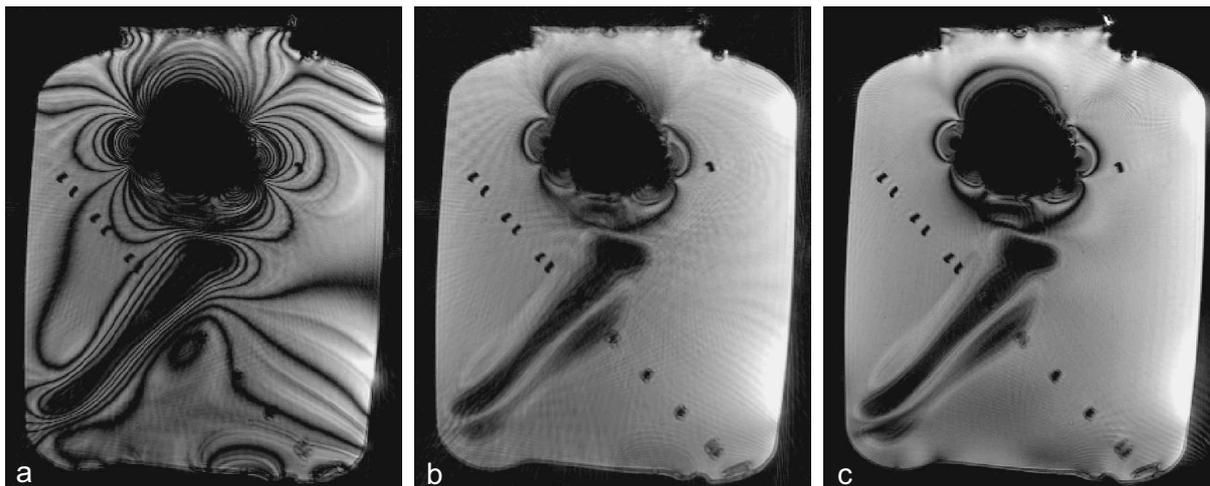


Abbildung 5.3.1: Repräsentative Schicht der Messung des Hüftgelenkersatzes in gedoptem Wasser. (a) Das mit gewöhnlichem bSSFP erzielte Ergebnis weist aufgrund der hohen, durch das Implantat verursachten Magnetfeldinhomogenitäten starke Bandingartefakte auf. (b) Quadratsumme von acht phasenzyklierten bSSFP-Bildern. (c) DYPR-SSFP. Trotz der kürzeren Scanzeit (DYPR-SSFP: 11:30 min, phasenzykliertes bSSFP: 18:59 min) erzielt die vorgestellte Methode eine deutlich verbesserte Reduktion der Bandingartefakte.

Auflösung von  $0,63 \times 0,63 \times 3 \text{ mm}^3$  sowie 400 Projektionen pro Partition in einer Messzeit von 18:59 min akquiriert.

Die Ergebnisse der Messung des Hüftimplantats sind in Abbildung 5.3.1 gezeigt. Aufgrund der im Vergleich zu Wasser sehr großen Suszeptibilität von Titan ( $\chi_{\text{Titan}} = 182$ ,  $\chi_{\text{Wasser}} = -9$ , siehe Tabelle 5.1) treten im konventionellen bSSFP-Bild zahlreiche Bandingartefakte auf. Die Kombination der acht phasenzyklierten bSSFP-Bilder verbessert das Resultat zwar deutlich, dennoch können die Bandingartefakte trotz der verhältnismäßig hohen Anzahl akquirierter Bilder nicht vollständig entfernt werden und es verbleiben deutliche Inhomogenitäten. Die aus nur einem Datensatz bestehende DYPR-SSFP-Messung erzielt hingegen trotz der niedrigeren Messzeit deutliche Verbesserungen bezüglich der Homogenität. Die mit beiden Methoden zurückbleibenden schwarzen Bereiche in der Umgebung des Implantats sind auf den Effekt der Intravoxeldephasierung zurückzuführen, der gemeinsam mit einer Methode zur Verringerung dieser Signalauslösungen in Kapitel 6.3 näher behandelt wird.

### 5.3.2 Kniemessungen

Für die Kniemessungen wurde eine 8-Kanal-Multifunktionsspule (Noras, Höchberg, Deutschland) an einem 3-T-Scanner benutzt. Eine axiale Schicht wurde mit DYPR-SSFP sowie gewöhnlichem bSSFP ( $\Psi = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) unter Verwendung der folgenden Parameter akquiriert: FOV =  $150 \times 150 \text{ mm}^2$ , Schichtdicke = 6 mm, Flipwinkel =  $30^\circ$ , Auslesebandbreite = 210 Hz/Pixel. Es wurden drei verschiedene Messungen durchgeführt:

- 400 Projektionen, Matrixgröße =  $256 \times 256$ , Auflösung =  $0,59 \times 0,59 \text{ mm}^2$ , TR = 8,5 ms.
- 720 Projektionen, Matrixgröße =  $384 \times 384$ , Auflösung =  $0,39 \times 0,39 \text{ mm}^2$ , TR = 10 ms.
- 1000 Projektionen, Matrixgröße =  $512 \times 512$ , Auflösung =  $0,29 \times 0,29 \text{ mm}^2$ , TR = 12 ms.

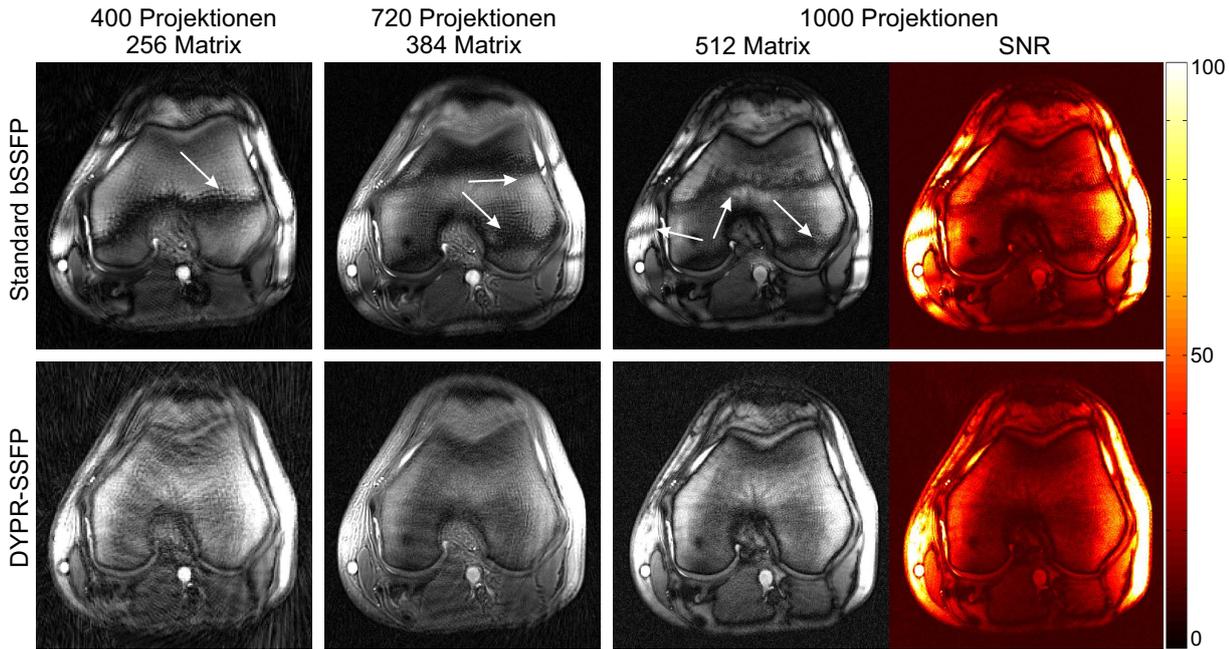


Abbildung 5.3.2: *In-vivo*-Kniemessungen mit gewöhnlichem bSSFP sowie DYPR-SSFP mit verschiedenen Projektionsanzahlen und Matrixgrößen. Während Bandingartefakte (Pfeile) für gewöhnliches bSSFP bei steigenden Matrixgrößen aufgrund längerer Repetitionszeiten vermehrt auftreten, werden diese Artefakte durch die Anwendung von DYPR-SSFP vollständig entfernt. Allerdings wird für DYPR-SSFP eine relativ hohe Projektionsanzahl benötigt, um eine zufriedenstellende Bildqualität mit reduzierten inkohärenten Artefakten zu erzielen.

In der rechten Spalte sind die berechneten SNR-Karten für die Messung mit 1000 Projektionen dargestellt. Während sich kein signifikanter Unterschied bezüglich des globalen SNR-Levels zeigt, treten auch hier die Bandingartefakte bei gewöhnlichem bSSFP in Form von Abschattungen und Signalauslösungen auf.

Das dynamische Phaseninkrement wurde entsprechend der jeweiligen Messung angepasst ( $\Psi = 0^\circ$  für gewöhnliches bSSFP sowie  $\Psi = 360^\circ/N_{\text{proj}}$  für DYPR-SSFP). Zur Untersuchung des SNR-Verhaltens der beiden Methoden wurde die Bildrekonstruktion 100-mal mit verschiedenem, synthetisch generiertem Rauschen wiederholt [167]. Durch anschließende Division der mittleren Pixelintensität durch die zugehörige Standardabweichung konnten so SNR-Karten erstellt werden.

Die Resultate der Kniemessungen mit gewöhnlichem bSSFP sowie DYPR-SSFP sind in Abbildung 5.3.2 dargestellt. Während alle mit bSSFP aufgenommenen Bilder frei von inkohärenten Artefakten sind, ist die Bildqualität aufgrund der starken Bandingartefakte, die mit steigender Auflösung infolge der größeren Repetitionszeiten zunehmen, erheblich beeinträchtigt. Im Fall von DYPR-SSFP zeigt sich ein umgekehrtes Verhalten: Während Bandingartefakte in jedem Fall robust entfernt werden, weist das mit 400 Projektionen akquirierte Bild starke inkohärente, Streaking-ähnliche Artefakte auf, was jedoch durch die Verwendung einer höheren Anzahl von Projektionen deutlich verbessert wird. Die dargestellten SNR-Karten zeigen keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Techniken.

### 5.3.3 Abdomenmessungen unter freier Atmung

Zur Akquisition der Abdomenbilder wurde eine 18-Kanal-Körperspule mit einer 24-Kanal-Rückenspule kombiniert. Die Bildgebungsparameter bei einer Feldstärke von 3 T waren wie folgt:

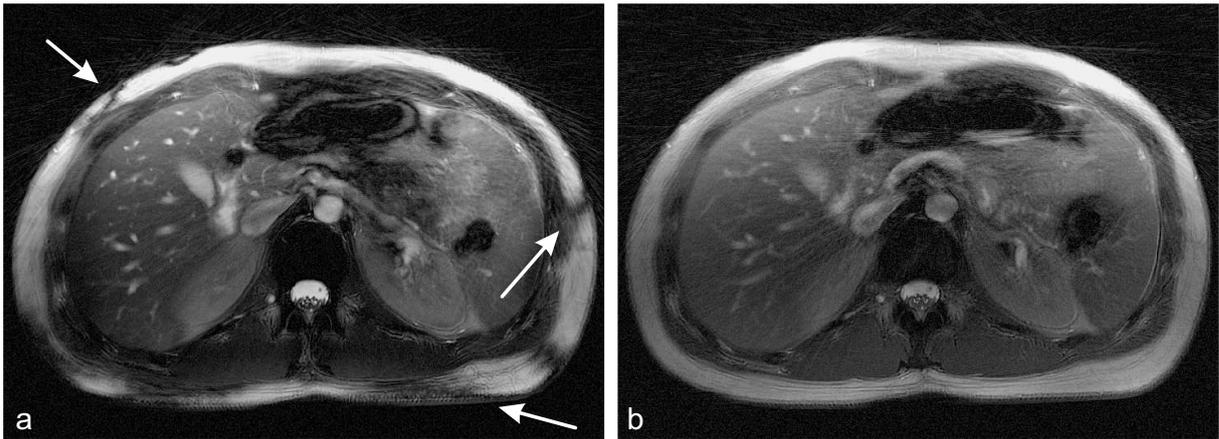


Abbildung 5.3.3: Abdomenmessung unter freier Atmung mit einer Auflösung von  $0,46 \times 0,46 \text{ mm}^2$  bei Verwendung von gewöhnlichem bSSFP (a) sowie DYPR-SSFP (b). Die in beiden Bildern auftretenden, leichten Streakingartefakte sind auf die Atembewegungen zurückzuführen. Im Fall von gewöhnlichem bSSFP ist die Bildqualität durch Bandingartefakte (Pfeile) beeinträchtigt, was nicht der Fall für DYPR-SSFP ist.

FOV =  $350 \times 350 \text{ mm}^2$ , Schichtdicke = 6 mm, Flipwinkel =  $60^\circ$ , TR = 10 ms, Auslesebandbreite = 210 Hz/Pixel. Durch die Wahl einer Matrixgröße von  $768 \times 768$  konnte eine Auflösung von  $0,46 \times 0,46 \text{ mm}^2$  erzielt werden. Unter freier Atmung wurden 1000 Projektionen mit DYPR-SSFP sowie konventionellem bSSFP aufgenommen. Die Messzeit betrug in beiden Fällen 15 s.

Zusätzlich zur gewöhnlichen radialen Bildrekonstruktion wurden mit Hilfe des KWIC-Filters 250 verschiedene Bilder aus dem DYPR-SSFP-Datensatz generiert und anschließend mit dem Quadratsummen-Algorithmus zu einem bandingfreien Bild kombiniert. Als Vergleich wurden vier separate, phasenzuklierte bSSFP-Bilder ( $\Psi = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 0^\circ/90^\circ/180^\circ/270^\circ$ ) aufgenommen und auf die gleiche Weise kombiniert. Die Akquisitionszeit der DYPR-SSFP-Messung betrug 15 s, während für die Aufnahme der konventionell phasenzuklierten bSSFP-Bilder 66 s benötigt wurden.

Die mit der gewöhnlichen Bildrekonstruktion erhaltenen Resultate für die Abdomenmessung sind in Abbildung 5.3.3 dargestellt. Während das konventionelle bSSFP-Bild starke Bandingartefakte aufweist, treten diese bei der Verwendung von DYPR-SSFP nicht auf. Abgesehen davon weisen beide Bilder die gleichen Charakteristika auf: Das SNR ist ähnlich und die Atmung resultiert in leichten Streakingartefakten und Blurring, wie es durch die Verwendung des radialen Abtastschemas zu erwarten ist.

Abbildung 5.3.4 zeigt die Möglichkeit, mehrere phasenzuklierte Bilder aus einem mit DYPR-SSFP akquirierten Datensatz zu extrahieren. Während in der linken Spalte vier konventionelle phasenzuklierte bSSFP-Bilder dargestellt sind, wurden für die rechte Spalte die entsprechenden Bilder aus der Vielzahl der mit dem KWIC-Filter rekonstruierten DYPR-SSFP-Messung ausgewählt. Bandingartefakte treten an den gleichen Stellen auf. Die kombinierten, bandingfreien Resultate sind in der letzten Reihe gezeigt. In beiden Fällen wurde der Kombinationsalgorithmus auf alle zur Verfügung stehenden Bilder angewendet, das heißt auf vier Bilder im Fall der phasenzuklierten bSSFP-Messung und auf 250 Bilder im Fall der DYPR-SSFP-Messung.

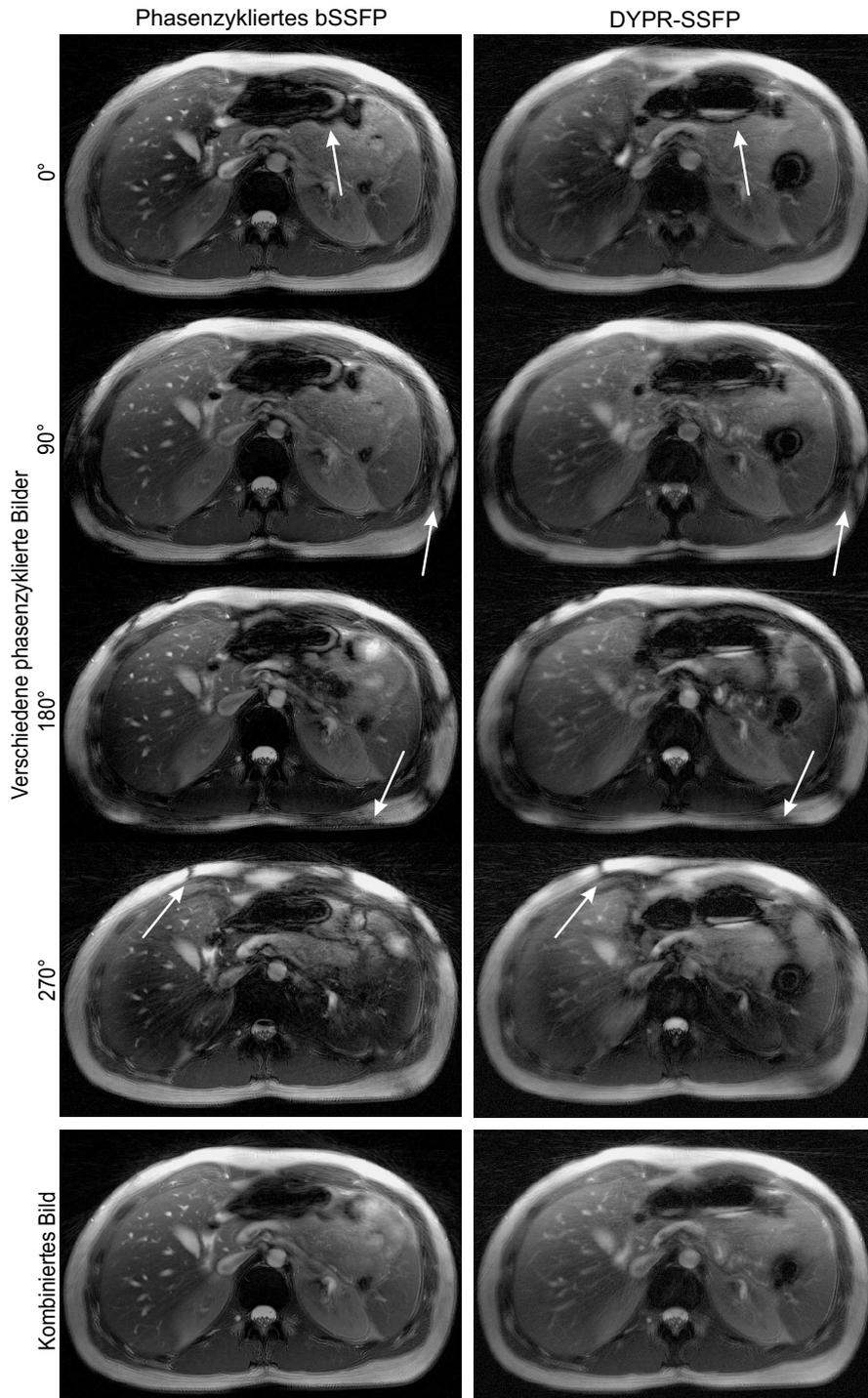


Abbildung 5.3.4: Während die in der linken Spalte gezeigten phasenzyklierten Bilder mittels bSSFP separat aufgenommen wurden, wurden die Bilder in der rechten Spalte aus einem einzelnen DYPR-SSFP-Datensatz mit Hilfe des KWIC-Filters rekonstruiert. Bandingartefakte (Pfeile) treten jeweils an den gleichen Stellen auf. Die mittels der Quadratsumme kombinierten Bilder in der letzten Reihe sind in beiden Fällen frei von Bandingartefakten. Für die phasenzyklierte bSSFP-Messung wurden insgesamt 4000 Projektionen akquiriert, für die DYPR-SSFP-Messung hingegen lediglich 1000 Projektionen, was das bessere SNR der phasenzyklierten bSSFP-Messung erklärt.

### 5.3.4 Gehirnmessungen am Ultrahochfeld

Um das Potential von DYPR-SSFP für die bandingfreie Bildgebung am Ultrahochfeld zu demonstrieren, wurde eine Gehirnmessung an einem 9,4-T-Scanner mit einer 16-Kanal-Spule für die Übertragung [189] in Kombination mit einer 31-Kanal-Empfangsspule [190] durchgeführt. Mit DYPR-SSFP sowie gewöhnlichem bSSFP wurden jeweils 1200 Projektionen mit den folgenden Parametern akquiriert: FOV = 256 x 256 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 2 mm, effektiver Flipwinkel  $\approx 20^\circ$ , TR = 9,14 ms, Auslesebandbreite = 349 Hz/Pixel, Matrixgröße = 1024 x 1024 und Auflösung = 0,25 x 0,25 mm<sup>2</sup>. Die Messzeit betrug jeweils 15,5 s.

Abbildung 5.3.5 zeigt die Ergebnisse der Ultrahochfeldmessung. Während die für diese Feldstärke typischen  $B_1$ -Inhomogenitäten in beiden Fällen auftreten, sind die im konventionellen bSSFP-Bild sichtbaren Bandingartefakte im DYPR-SSFP-Bild nicht erkennbar. Verbleibende Signalauslöschungen sind analog zu den Ergebnissen der Implantatmessung auf den Effekt der Intravoxeldephasierung zurückzuführen. Unabhängig davon können feine Strukturen aufgrund der exzellenten Auflösung sowie des hohen SNRs mit beiden Methoden deutlich erkannt werden.

## 5.4 Diskussion

Die durch lokale Feldinhomogenitäten verursachten Bandingartefakte führen bei Verwendung der bSSFP-Sequenz zu einer drastischen Reduktion der erzielten Bildqualität und limitieren folglich deren klinischen Nutzen. Eine weitverbreitete Technik zur Entfernung beziehungsweise Reduzierung dieser Artefakte ist die Akquisition mehrerer phasenzyklierter Bilder sowie die anschließende Anwendung eines geeigneten Algorithmus zur Kombination dieser. Allerdings wird für das Aufnehmen separater Bilder eine verhältnismäßig lange Messzeit benötigt, um ein einzelnes, bandingfreies Bild zu erhalten. Zwar lässt sich die Akquisitionszeit bis zu einem gewissen Grad durch parallele Bildgebungstechniken [128, 74, 160] oder Compressed Sensing [126] reduzieren, jedoch ist dieses Zeitersparnis stark abhängig von Faktoren wie Spulensensitivitäten, Bildgebungsregion und SNR und kann somit deutlich variieren. Die in diesem Kapitel beschriebene DYPR-SSFP-Methode unterscheidet sich wesentlich von den bisher bekannten Ansätzen und bietet daher zahlreiche Vorteile:

- Mit DYPR-SSFP muss nur ein einzelner radialer k-Raum akquiriert werden. Folglich wird auch nur ein Präparationsblock benötigt und mögliche Wartezeiten zwischen der Aufnahme verschiedener Bilder entfallen. Des Weiteren können im Gegensatz zu konventionellem phasenzykliertem bSSFP keine Artefakte aufgrund von Fehlregistrierung verschiedener Bilder auftreten.
- Da DYPR-SSFP eine radiale Trajektorie verwendet, ist die Technik intrinsisch robust gegenüber Bewegung.
- Die Anzahl der separat aufgenommenen Bilder bei konventionellem phasenzykliertem bSSFP stellt immer einen Kompromiss zwischen der Entfernung von Bandingartefakten sowie der benötigten Messzeit dar. Während für Bereiche mit geringen Feldinhomogenitäten bereits die Kombination zweier phasenzyklierter Bilder ausreichend sein kann, werden für andere Regionen oft vier oder noch mehr Bilder benötigt. Um also ein bandingfreies Bild

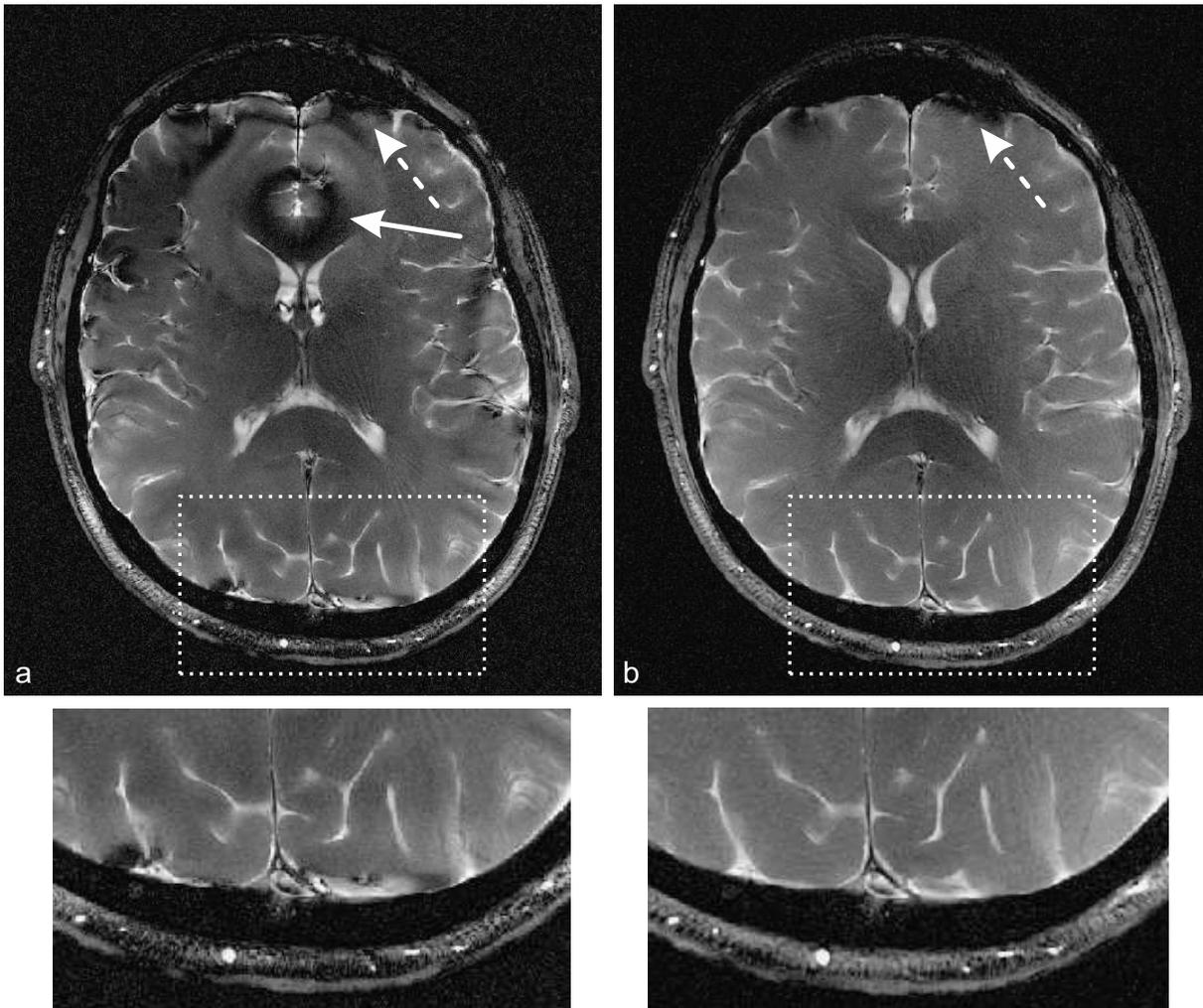


Abbildung 5.3.5: Ultraschfeldmessung (9,4 T) mit (a) gewöhnlichem bSSFP und (b) DYPR-SSFP. Die in beiden Fällen erzielte Auflösung beträgt  $0,25 \times 0,25 \times 2,00 \text{ mm}^3$ . Bandingartefakte (durchgezogener Pfeil) werden mit DYPR-SSFP deutlich reduziert. Verbleibende Signalauslöschungen aufgrund von Intravoxeldephasierung sind durch die gestrichelten Pfeile kenntlich gemacht.

in einer akzeptablen Messzeit zu erhalten, muss folglich das Ausmaß der Inhomogenitäten im Voraus abgeschätzt werden. Bei der Anwendung von DYPR-SSFP wird die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse hingegen mit einer der verwendeten Projektionsanzahl entsprechenden Menge von Schritten abgetastet. Da dieser Wert im Gegensatz zur Anzahl akquirierter phasenzyklierter Bilder sehr groß ist, können Bandingartefakte nahezu unabhängig von der Stärke der auftretenden Feldinhomogenitäten und ohne vorherige Abschätzung dieser robust reduziert werden. Diese Aussage gilt für Offresonanzen, die innerhalb des Bereichs liegen, der durch die in Kapitel 6.3 beschriebene Intravoxeldephasierung definiert wird.

- Ein probates Mittel zur Rekonstruktion eines bandingfreien Bildes aus einem DYPR-SSFP-Datensatz ist die gewöhnliche radiale Bildrekonstruktion. Folglich muss kein spezieller, unter Umständen zeitaufwendiger Algorithmus implementiert werden. Da jedoch aus einer DYPR-SSFP-Messung ebenso eine Vielzahl verschiedener, phasenzyklierter bSSFP-Bilder extrahiert werden kann, kann die vorgestellte Technik genau wie konventionelles phasenzy-

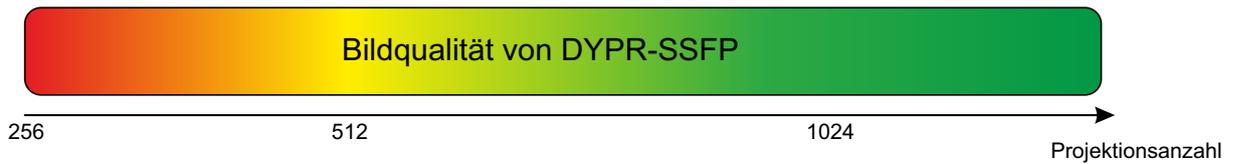


Abbildung 5.4.1: Mittels DYPR-SSFP erzielte Bildqualität in Abhängigkeit von der verwendeten Projektionsanzahl.

kliertes bSSFP von neu entwickelten Kombinationsalgorithmen profitieren. Außerdem lässt sich aufgrund der hohen Anzahl rekonstruierbarer Bilder die in Kapitel 11.3.1 beschriebene Hauptkomponentenanalyse für eine weitere Verbesserung der Bildqualität anwenden.

Neben gewöhnlichen Bildgebungsparametern wie beispielsweise Auflösung, TR, Flipwinkel oder Präparationspulsen ist die Projektionsanzahl  $N_{\text{proj}}$  beziehungsweise das damit nach Formel 5.2.8 verbundene dynamische Inkrement  $\Psi$  bei der Verwendung von DYPR-SSFP der einzige frei wählende Parameter. Wie anhand der Messungen gezeigt wurde und wie in Abbildung 5.4.1 schematisch dargestellt ist, ist die Bildqualität für  $N_{\text{proj}} \approx 700-800$  akzeptabel, verbessert sich durch die Akquisition zusätzlicher Projektionen und ist aufgrund von inkohärenten Artefakten bei der Verwendung weniger Projektionen deutlich reduziert.

Anhand von Simulationen wurde jedoch postuliert, dass der bSSFP-Steady-State dynamische Phaseninkremente bis zu Werten von  $\Psi \approx 3^\circ$  toleriert [62]. Folglich liegen die zugehörigen Inkremente selbst für sehr geringe Projektionsanzahlen ( $N_{\text{proj}} \geq 120$ ) innerhalb dieses Bereichs, womit geschlossen werden kann, dass dies nicht der Grund für die beobachteten Artefakte ist. Vielmehr variieren die radialen Projektionen aufgrund des dynamischen Phaseninkrements bezüglich ihres Signallevels sowie ihrer Phase. Während sich dieser Effekt bei der Verwendung einer kartesischen Trajektorie abhängig von der Aufnahmereihenfolge der k-Raum-Zeilen in Form einer Verschiebung oder von Ghostingartefakten in Phasenkodierrichtung widerspiegeln würde, tritt dies bei der Verwendung einer radialen Trajektorie in Kombination mit einem quasizufälligen Abtastschema in Form von inkohärenten, Streaking-ähnlichen Artefakten in Erscheinung.

DYPR-SSFP benötigt zur Vermeidung dieser Artefakte eine verhältnismäßig große Projektionsanzahl. Da diese Tatsache allerdings unabhängig von der verwendeten Auflösung ist, eignet sich die Methode sehr gut für die hochaufgelöste Bildgebung, da hier zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums ohnehin viele Projektionen akquiriert werden müssen. Folglich kann bei der Verwendung einer ausreichenden Matrixgröße die gemäß dem Nyquist-Kriterium zugehörige Mindestanzahl von Projektionen für die DYPR-SSFP-Messung gewählt werden, ohne dass deutliche inkohärente Artefakte auftreten. Eine weitere vielversprechende Möglichkeit ist die in Kapitel 7 beschriebene Verwendung einer 3D radialen Trajektorie, da hier bereits intrinsisch eine sehr hohe Projektionsanzahl für die k-Raum-Abtastung benötigt wird.

Neben dem dynamisch variierenden Signallevel der radialen Projektionen stellt das verwendete quasizufällige Abtastschema eine weitere mögliche Ursache von Artefakten dar. Da die zur Realisierung dieser Winkelordnung notwendigen Gradienten sehr schnell geschaltet werden müssen, können Wirbelströme induziert werden [14]. Zur Vermeidung der entsprechenden Bilddegradation existieren verschiedene Methoden, die direkt auf die DYPR-SSFP-Sequenz angewendet werden können. Beispiele hierfür sind die wiederholte, räumlich nur leicht versetzte Aufnahme von Projektionen oder das Ausspielen kleiner Spoilergradienten entlang der Schichtrichtung [14].

Eine Limitierung der vorgestellten Implementierung ist das gewählte Schema für die Magnetisierungspräparation. Da die Verwendung von dynamisch phasenzyklierten Dummypulsen zwar effektiv, jedoch sehr zeitintensiv ist, kann hier durch die Wahl einer entsprechenden Methode, die die Spins innerhalb eines weiten Offresonanzbereichs zuverlässig in den Steady-State bringt, Messzeit gespart werden. Das Design einer derartigen Technik ist allerdings nicht trivial. Bereits existierende Verfahren beruhen oft auf vereinfachenden Annahmen wie beispielsweise dem Vorhandensein von globalen Gewebeparametern  $T_1$  und  $T_2$ , die über das gesamte Bildgebungsvolumen konstant sind [86, 63].

Bei genauer Betrachtung der Ergebnisse der In-vivo-Bilder kann festgestellt werden, dass der mit DYPR-SSFP erhaltene Kontrast leicht von dem mit gewöhnlichem bSSFP erhaltenen Kontrast abweicht. Die Abweichungen zeigen sich am deutlichsten bei Flüssigkeiten (sichtbar in den Abdomen- und Gehirnbildern) und können für Gewebe mit einem großen  $T_2/T_1$ -Verhältnis wie folgt begründet werden: Im Fall von bSSFP weisen diese Substanzen eine sehr hohe Signalstärke im Plateaubereich der Frequenz-Antwort-Funktion auf und erscheinen daher verhältnismäßig hell. Da bei DYPR-SSFP hingegen die gesamte Frequenz-Antwort-Funktion abgetastet wird und somit das Signal effektiv über diese gemittelt wird, werden derartige Substanzen abgeschwächt.

Aus den in Abbildung 5.3.2 dargestellten SNR-Karten sind keine wesentlichen Unterschiede zwischen der vorgestellten DYPR-SSFP-Technik sowie gewöhnlichem bSSFP ersichtlich. Wird das zu erwartende SNR jedoch theoretisch betrachtet, ergibt sich der folgende Zusammenhang: Nimmt man (fälschlicherweise) an, dass alle Spins innerhalb der Bildgebungsregion onresonant sind, so befindet sich das Signallevele jeder mit konventionellem bSSFP aufgenommenen Projektion auf dem Plateaubereich der Frequenz-Antwort-Funktion. Folglich steuert jede Projektion viel Signal zum Ergebnis zu. Bei Anwendung des bei DYPR-SSFP genutzten dynamischen Inkrements wird hingegen die komplette Frequenz-Antwort-Funktion abgetastet, was auch die Bereiche außerhalb des Plateaus mit einschließt. Folglich tragen Projektionen, deren Position auf der Frequenz-Antwort-Funktion beispielsweise auf eine Polstelle bei  $\Phi = k \cdot 360^\circ$  fällt, nahezu kein Signal bei, was eine Erniedrigung des SNRs bedingt. Allerdings ist die zu Beginn getroffene Annahme von perfekt onresonant präzedierenden Spins grundsätzlich falsch. Vielmehr sind diese aufgrund von lokalen Feldinhomogenitäten über verschiedene Bereiche der Frequenz-Antwort-Funktion verteilt. Fällt die Offresonanzfrequenz eines Spins nun beispielsweise auf einen Abschnitt mit niedrigem Signal, steuert dieser Spin bei der Verwendung von bSSFP nahezu kein Signal bei. Da im Fall von DYPR-SSFP hingegen Projektionen mit dem entsprechenden Phasenkrement akquiriert werden, liefert der Spin hier Signal. Diese Überlegung ist äquivalent zum SNR-Verhalten für konventionelles phasenzykliertes bSSFP: Auch bei der Akquisition separater Bilder mit verschiedenen Phasenzyklen steigt das SNR nicht mit der Quadratwurzel der Anzahl der aufgenommenen Bilder, wie es beim gewohnten Mitteln (siehe Gleichung 2.2.11) der Fall ist.

Um das SNR bei DYPR-SSFP zu erhöhen, kann auf Kosten eines Anstiegs der Scanzeit eine größere Projektionsanzahl akquiriert werden. Dies wirkt sich in zweierlei Hinsicht positiv aus: Einerseits steigt das SNR mit jeder zusätzlich aufgenommenen radialen Projektion. Andererseits kann durch die Akquisition weiterer Projektionen gemäß Formel 5.2.8 ein kleineres dynamisches Phasenkrement gewählt werden, was wie in Abbildung 5.2.9 gezeigt eine reduzierte Signalabschwächung bedingt.

## 5.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel beschriebene DYPR-SSFP-Technik stellt einen neuartigen Ansatz zur Entfernung von Bandingartefakten für die bSSFP-Bildgebung dar. Durch die Kombination eines dynamischen Phaseninkrements mit einem quasizufälligen, radialen Abtastschema können so bandingfreie Bilder in einer deutlich kürzeren Scanzeit im Vergleich zu konventionellen phasenzyklierten Methoden akquiriert werden. Die entsprechenden Bestandteile können leicht implementiert werden und es wird kein aufwendiges Rekonstruktionsschema benötigt. Des Weiteren müssen - abgesehen von Standardparametern wie beispielsweise der Matrixgröße und der Projektionsanzahl - keine speziellen Parameter gewählt werden. Mit DYPR-SSFP konnten vielversprechende Resultate für die bandingfreie, hochaufgelöste Bildgebung mittels bSSFP sowohl bei klinischer Feldstärke (3 T) als auch am Ultrahochfeld (9,4 T) sowie bei sehr starken Magnetfeldinhomogenitäten erzielt werden. Für alle gezeigten Anwendungen werden die bisher bekannten phasenzyklierten bSSFP-Methoden sowohl bezüglich der notwendigen Scanzeit als auch bezüglich der Robustheit der Bandingentfernung übertroffen.



# 6

## Anwendungen mit DYPR-SSFP

---

*Die im vorherigen Kapitel beschriebene DYPR-SSFP-Methode stellt eine neuartige Technik zur effizienten Vermeidung von Bandingartefakten bei der bSSFP-Bildgebung dar. Aufgrund der hohen Unempfindlichkeit von DYPR-SSFP gegenüber Offresonanzartefakten wird somit erstmalig die Verwendung der ausbalancierten SSFP-Sequenz für Anwendungen ermöglicht, die zuvor aufgrund hoher Messzeiten oder verbleibender Artefakte nur eingeschränkt zugänglich beziehungsweise gänzlich verwehrt waren. Im Folgenden wird die Anwendbarkeit von DYPR-SSFP für die hochaufgelöste Fett-Wasser-Separation aufgezeigt. Des Weiteren wird mit der z-Shim-Technik eine Methode untersucht, um verbleibende Signalauslöschungen aufgrund von Offresonanzen noch weiter zu reduzieren. Dieses Kapitel demonstriert lediglich die grundsätzliche Machbarkeit der vorgestellten Methoden. Eine eingehendere Untersuchung sowie eine Evaluierung im klinischen Routinebetrieb ist Gegenstand möglicher weiterführender Arbeiten.*

---

### 6.1 Fett-Wasser-Separation mit Dixon-DYPR-SSFP

Fett nimmt in der Zusammensetzung des menschlichen Körpers üblicherweise einen prozentualen Anteil von 5 % - 50 % ein [66]. Trotz seiner eher niedrigen Relaxationszeiten kann es abhängig vom Sequenztyp im Vergleich zum umliegenden Gewebe sehr hell erscheinen. Die Gründe für diese hyperintense Darstellung von Fett sind verschieden. Bei der Verwendung der im klinischen Alltag häufig eingesetzten Turbospinecho-Sequenz liegt die Ursache beispielsweise in einer Aufhebung der  $J$ -Kopplung sowie einer Erniedrigung der Sensitivität gegenüber Diffusionseffekten [88]. Bei der bSSFP-Sequenz hingegen ist das große  $T_2/T_1$ -Verhältnis, das ähnliche Werte wie bei Flüssigkeiten annehmen kann, für diesen unerwünschten Effekt verantwortlich [180]. Da aufgrund des hohen Signallevels von Fett die Darstellbarkeit von sich in der Nähe befindlichen Pathologien erheblich reduziert werden kann, wurden zahlreiche Strategien zur Unterdrückung beziehungsweise Abschwächung entwickelt. Die gängigsten sind hierbei die Fettsättigung sowie

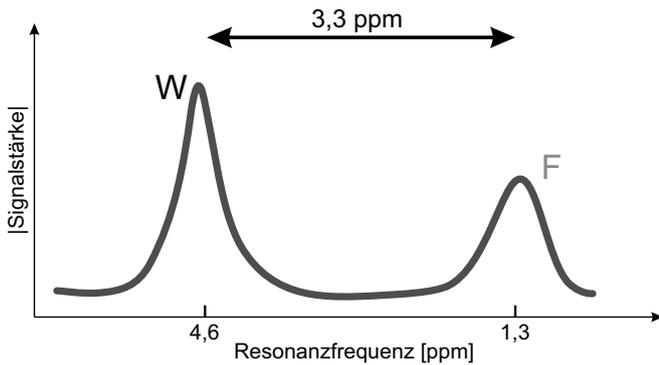


Abbildung 6.1.1: Chemische Verschiebung zwischen Wasser (W) und Fett (F), vereinfacht dargestellt mit nur einem Fettpeak.

die frequenzselektive Anregung von Wasser. Ein gemeinsamer Nachteil dieser Techniken ist jedoch die Sensitivität gegenüber  $B_0$ -Inhomogenitäten, die dazu führen kann, dass Fett vor allem bei der Anwendung höherer Feldstärken oder in Bereichen mit großen Suszeptibilitätssprüngen nur unzureichend unterdrückt wird [19]. Eine in diesem Kontext robustere Methode ist die sogenannte Dixon-Technik. Die auf der chemischen Verschiebung von Fett basierende Methode wird im folgenden Abschnitt kurz beschrieben und kann prinzipiell auf jede beliebige Bildgebungssequenz angewendet werden.

Die Kombination der Dixon-Technik mit einer bSSFP-Sequenz wurde bereits mehrfach demonstriert [96, 108, 165] und hat gegenüber der Verwendung von anderen Sequenzen den Vorteil, ein hohes SNR mit kurzen Akquisitionszeiten zu vereinen. Allerdings beeinträchtigt die Sensitivität der bSSFP-Sequenz gegenüber Feldinhomogenitäten auch die mit der Dixon-Technik erhaltenen Resultate, die infolgedessen ebenfalls Bandingartefakte aufweisen können. Da für die Anwendung einer Dixon-Methode mehrere Bilder zu verschiedenen Echozeiten akquiriert werden müssen, was wiederum die zugehörige Repetitionszeit verlängern kann, wirken sich Feldinhomogenitäten noch deutlicher aus. Dies kann soweit führen, dass bei höheren Feldstärken sowie bei der Bildgebung von schwer zu shimenden Regionen, wie beispielsweise dem Abdomen, Fett-Wasser-separierte Ergebnisse ohne Bandingartefakte nur mittels zusätzlicher, zeitintensiver Techniken erhalten werden können [99].

Da mittels der im vorherigen Kapitel vorgestellten DYPR-SSFP-Sequenz bandingfreie Bilder auch bei großen Feldinhomogenitäten akquiriert werden können, soll im Folgenden die Anwendbarkeit dieser neu entwickelten Methode auf die bandingfreie Fett-Wasser-Separation basierend auf der Dixon-Technik demonstriert werden.

### 6.1.1 Dixon-Technik

Aufgrund der magnetischen Suszeptibilität der sich um einen Atomkern befindlichen Elektronen kann das externe Magnetfeld zum Teil abgeschirmt werden. Dieser auch chemische Verschiebung genannte Effekt ist für Protonen in Fettmolekülen größer als für Protonen in Wassermolekülen und führt somit zu einer Veränderung der Larmorfrequenz. Die zugehörige Verschiebung  $\sigma$ , die für Fett näherungsweise 3,3 ppm gegenüber Wasser beträgt und in Abbildung 6.1.1 veranschaulicht ist, führt während des Zeitraums  $\Delta TE$  zur Akkumulation einer zusätzlichen Phase  $\alpha$  gemäß

$$\alpha = \gamma \cdot B_0 \cdot \sigma \cdot \Delta TE . \quad (6.1.1)$$

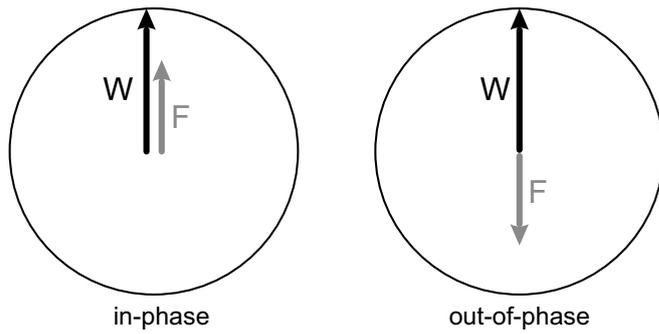


Abbildung 6.1.2: Grundprinzip der Dixon-Technik: Die Akquisition zweier Bilder mit angepassten Echozeiten liefert ein „in-phase“ sowie ein „out-of-phase“ Bild.

Durch die Abhängigkeit von  $B_0$  ergeben sich je nach verwendeter Feldstärke verschiedene Werte, wie zum Beispiel 210 Hz bei 1,5 T und 420 Hz bei 3 T. Im Gegensatz zu der zusätzlichen Phase  $\theta$ , die den Spins aufgrund von  $B_0$ -Inhomogenitäten aufgeprägt wird (siehe Kapitel 5.2.1), ist die durch die chemische Verschiebung erzeugte Phase abhängig von der Molekülsorte. Wählt man als Resonanzfrequenz beispielsweise die Frequenz von Wasser, erfährt das Wassersignal  $W$  keine Verschiebung, sondern die zusätzliche Phase beeinflusst lediglich das Fettsignal  $F$ , womit sich die folgende Signalstärke ergibt:

$$S = (W + F \cdot e^{i\alpha}) \cdot e^{i\theta} . \quad (6.1.2)$$

Die in diesem Modell getroffene Vereinfachung, dass Fett nur eine einzelne Offresonanzfrequenz besitzt, ist im Allgemeinen falsch. Vielmehr weist das Frequenzspektrum von Fettmolekülen aufgrund ihrer Größe sowie ihres komplexen Aufbaus bis zu zehn Maxima mit verschiedenen chemischen Verschiebungen sowie unterschiedlichen Amplituden auf (z.B. Carboxygruppe, Alkene oder Methylene [82]). Da sich allerdings ein Großteil der im Fett enthaltenen Protonen in den Methylengruppen ( $\sigma = 3,3$  ppm) befindet, ist die oben gemachte Vereinfachung zulässig, wobei bei Berücksichtigung mehrerer Peaks in Gleichung 6.1.2 genauere Ergebnisse erzielt werden können [217].

## 2-Punkt-Dixon

Die bereits im Jahr 1984 vorgeschlagene Technik zur Fett-Wasser-Separation [49] beruht auf oben beschriebenem Effekt der chemischen Verschiebung. Durch geeignete Wahl des Parameters  $\Delta TE$  in Gleichung 6.1.1 wird wie in Abbildung 6.1.2 veranschaulicht ein „in-phase“ ( $\alpha = 0^\circ$ ) sowie ein „out-of-phase“ Bild ( $\alpha = 180^\circ$ ) akquiriert. Bei zusätzlicher Vernachlässigung des durch  $B_0$ -Inhomogenitäten erzeugten Offresonanzterms ergibt sich

$$\begin{aligned} S_{\text{in-phase}} &= W + F \\ S_{\text{out-of-phase}} &= W - F . \end{aligned} \quad (6.1.3)$$

Geeignete Kombination dieser Gleichungen liefert ein Bild, in dem lediglich Wasser enthalten ist, sowie ein Bild, das lediglich Fett zeigt.

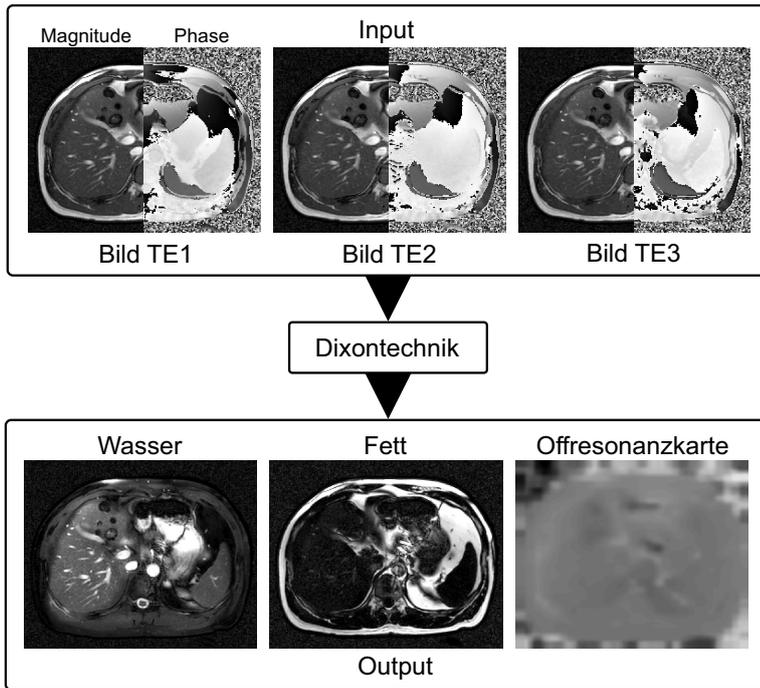


Abbildung 6.1.3: Schematischer Ablauf der Fett-Wasser-Separation basierend auf der 3-Punkt-Dixon-Technik, gezeigt für eine transversale Schicht im Abdomen. Während sich die Magnitude (linke Seite der zweigeteilten Bilder) der zu verschiedenen TEs durchgeführten Messungen ähnelt, ist die Information über die chemische Verschiebung hauptsächlich in der Phase kodiert (rechte Seite). Anwenden der Dixon-Technik resultiert in einem Wasserbild, einem Fettbild sowie einer Offresonanzkarte.

### 3-Punkt-Dixon

Die Nichtberücksichtigung des Phasenfaktors  $e^{i\theta}$  aus Gleichung 6.1.2, der den Einfluss von Offresonanzeffekten beschreibt, kann zu einer Fehlzuzuordnung von Wasser- und Fettpixeln führen. Bei Weiterentwicklungen der ursprünglichen 2-Punkt-Dixon-Methode wird ein zusätzliches, drittes Bild akquiriert [72]. Somit erhält man drei separate Gleichungen, aus denen sich die gesuchten Parameter  $W$ ,  $F$  und  $e^{i\theta}$  bestimmen lassen. Auch wenn Techniken existieren, die die Berücksichtigung von  $e^{i\theta}$  bei 2-Punkt-Methoden erlauben [37, 196], hat sich gezeigt, dass 3-Punkt-Methoden robuster funktionieren. Demzufolge wurden für die in den nächsten Abschnitten präsentierten Ergebnisse die in Abbildung 6.1.3 schematisch dargestellte 3-Punkt-Dixon-Technik gewählt. Für eine ausführlichere Darstellung von Methoden sowie Algorithmen zur Fett-Wasser-Separation sei an dieser Stelle auf existierende Literatur verwiesen [130, 56].

### 6.1.2 Experimente

Um die 3-Punkt-Dixon-Technik mit der DYPR-SSFP-Sequenz zu kombinieren, wurden aufeinanderfolgende radiale Projektionen zu drei verschiedenen Echozeiten akquiriert. Die entsprechenden Bilder wurden dabei nicht sequenziell, sondern verschachtelt aufgenommen, das heißt eine Projektion wurde zu verschiedenen Echozeiten akquiriert, bevor diese im Goldenen Winkel inkrementiert wurde. Da aufgrund des verschachtelten Schemas jedes Bild annähernd während des gleichen Zeitraums aufgenommen wird, sind die resultierenden Bilder nahezu perfekt aufeinander registriert. Das dynamische Inkrement  $\Psi$  wurde wie in Abbildung 6.1.4(a) veranschaulicht derart angepasst, dass die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse einmal vollständig abgetastet wird.

Insgesamt wurden 3000 Projektionen ( $\Psi = 0,12^\circ$ ) unter freier Atmung am Abdomen akquiriert, wobei auf die drei gewählten Echozeiten  $TE_1/TE_2/TE_3 = 4,5/5,0/5,5$  ms jeweils 1000 Projektionen ( $\Psi = 0,36^\circ$ ) entfielen. Zum Signalempfang wurde eine 18-Kanal-Körperspule mit einer 24-Kanal-Rückenspule kombiniert. Die anderen Messparameter bei einer Feldstärke von

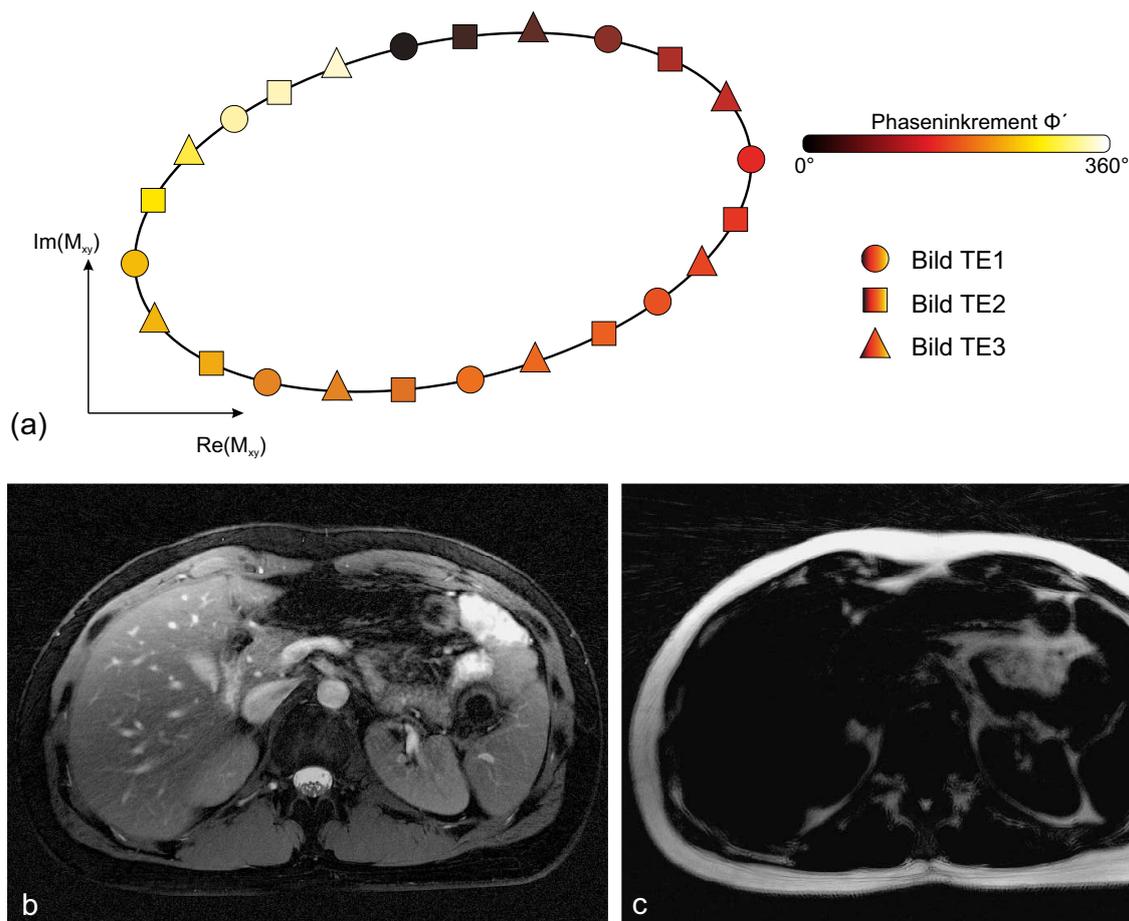


Abbildung 6.1.4: (a) Verschachteltes Akquisitionsschema für die Fett-Wasser-separierte DYPR-SSFP-Messung. Werden die Projektionen auf diese Weise angeordnet, können drei nahezu perfekt registrierte Bilder zu verschiedenen Echozeiten und ohne Bandingartefakte generiert werden. (b) - (c) Ergebnisse der Fett-Wasser-Separation bei einer Auflösung von  $0,46 \times 0,46 \text{ mm}^2$ . Die beiden Substanzen konnten ohne Artefakte (Bandings, Fehluordnungen) voneinander getrennt werden.

3 T (Magnetom Skyra, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) waren wie folgt: FOV =  $350 \times 350 \text{ mm}^2$ , Schichtdicke = 6 mm, Flipwinkel =  $60^\circ$ , TR = 10 ms, Auslesebandbreite = 210 Hz/Pixel, Matrixgröße =  $768 \times 768$ . Die erzielte Auflösung betrug  $0,46 \times 0,46 \text{ mm}^2$ , die benötigte Messzeit belief sich auf 32 Sekunden. Für die anschließende Fett-Wasser-Separation wurde der IDEAL-Algorithmus (*Iterative Decomposition of water and fat with Echo Asymmetry and Least squares estimation*) [166] angewendet.

Die so erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 6.1.4 dargestellt und zeigen weder Bandingartefakte aufgrund von Offresonanzen noch Fehluordnungen von Fett- und Wasserpixeln aufgrund von Phasenfehlern.

### 6.1.3 Diskussion und Zusammenfassung

Die mittels konventionellem bSSFP durchgeführte Fett-Wasser-Separation erzielt an leicht zu shimenden Regionen wie dem Knie, wo lediglich geringe Offresonanzen auftreten, robuste Ergebnisse. Deutlich problematischer hingegen ist die Anwendung von Dixon-Methoden im Abdomen, da hier aufgrund zahlreicher Luftsinschlüsse sowie auftretender Atem- und Herzbewegung das Shimmen erschwert wird und folglich größere Feldinhomogenitäten verbleiben. Hier wird

daher oft auf gespoilte SSFP-Techniken zurückgegriffen [164], die jedoch eine zum Teil deutlich reduzierte Signalstärke aufweisen.

DYPR-SSFP vereint hingegen die hohe Signalstärke der bSSFP-Sequenz mit der Fähigkeit, Bilder mit stark reduzierten Bandingartefakten zu erzeugen. Die zugrunde liegende radiale Trajektorie erhöht zusätzlich die Robustheit gegenüber Bewegung und Fluss. An dieser Stelle sollte jedoch angemerkt werden, dass sich wie bereits in Kapitel 3.5.3 beschrieben, Offresonanzen in Verbindung mit einem radialen Abtastschema in Form von Blurring äußern. Zur Berücksichtigung dieses Effekts bei der Fett-Wasser-Separation müssen spezielle Algorithmen verwendet werden, die beispielsweise auf einem k-Raum-basierten Separationsalgorithmus beruhen [24]. Die Artefakte lassen sich alternativ durch die Wahl einer hohen Auslesebandbreite reduzieren, was ebenfalls zufriedenstellende Bildqualität erzielt. Die damit verbundene SNR-Reduktion wird aufgrund des mit DYPR-SSFP vergleichsweise hohen erzielten SNRs relativiert.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die hier vorgestellte Methode zur Fett-Wasser-Separation einige Vorteile gegenüber der Verwendung von klinisch etablierten Techniken aufweist und folglich eine lohnenswerte Alternative darstellt. Ein Nachteil ist die relativ lange Messzeit, die durch die im folgenden Abschnitt vorgestellte Multiecho-Technik adressiert werden kann.

## 6.2 Schnelle Fett-Wasser-Separation mit Multiecho-Dixon-DYPR-SSFP

### 6.2.1 Multiecho-Sequenz

Die gewöhnliche Implementierung der Dixon-Methode, die auch im vorherigen Kapitel 6.1 verwendet wurde, erfordert die separate Akquisition von zwei beziehungsweise drei einzelnen Bildern zu verschiedenen Echozeiten. Dies wirkt sich entsprechend negativ auf die resultierende Gesamtmesszeit aus. Eine Alternative hierzu ist die Verwendung von sogenannten Multiecho-Methoden. Hierbei werden die zu verschiedenen Echozeiten benötigten Daten innerhalb eines TRs akquiriert, wofür prinzipiell zwei unterschiedliche Ansätze denkbar sind:

- **Unipolare Auslesegradienten:** Wie in Abbildung 6.2.1 veranschaulicht, wird die Magnetisierung nach dem Auslesen jedes Echos mit Hilfe sogenannter Flybackgradienten rephasiert. Folglich haben die Auslesegradienten die gleiche Polarität.
- **Bipolare Auslesegradienten:** Wird auf die Flybackgradienten verzichtet, können die Auslesegradienten direkt hintereinander geschaltet werden. Dies hat den Vorteil eines niedrigeren Echoabstands sowie einer erhöhten Effizienz. Aufgrund der alternierenden Polarität der Auslesegradienten ergeben sich jedoch einige Nachteile. Verschiebungen des k-Raum-Zentrums in Folge von Gradientendelays und Wirbelströmen sowie durch Feldinhomogenitäten oder chemische Verschiebung verursachte Deplatzierungen wirken abhängig von der Polarität in entgegengesetzte Richtungen. Diese Probleme können das Ergebnis der Fett-Wasser-Separation negativ beeinträchtigen. Zwar existieren Verfahren zur Vermeidung der entsprechenden Artefakte [125], dennoch soll im Folgenden das robustere, unipolare Schema verwendet werden.

### 6.2.2 Experimente

Zur Durchführung der vorgeschlagenen Kombination wurde eine unipolare radiale bSSFP-Multiecho-Sequenz zur Akquisition von drei Echos innerhalb eines TRs implementiert und unter freier Atmung am Abdomen angewendet. Aufgrund der hierfür notwendigen Flybackgradienten mussten eine im Vergleich zur gewöhnlichen Dixon-DYPR-SSFP-Technik (siehe Kapitel 6.1) erhöhte Repetitionszeit von 15 ms sowie Echozeiten von  $TE_1/TE_2/TE_3 = 3,45/7,50/11,55$  ms gewählt werden. Die anderen Messparameter bei einer Feldstärke von 3 T (Magnetom Skyra, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) waren wie folgt: FOV = 360 x 360 mm<sup>2</sup>, Matrixgröße = 512 x 512, erzielte Auflösung = 0,70 x 0,70 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Auslesebandbreite = 540 Hz/Pixel, Flipwinkel = 40°. Nach der Anwendung von 200 Dummypulsen zur Magnetisierungspräparation wurden 1000 im Goldenen Winkel inkrementierte Projektionen mit jeweils drei Echos akquiriert. Für die DYPR-SSFP-Messung wurde entsprechend ein dynamisches Inkrement von  $\Psi = 0,36^\circ$  gewählt. Anschließend wurde die Messung mit gewöhnlichem bSSFP ( $\Psi = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) wiederholt. Die Akquisitionszeit betrug jeweils 18 Sekunden. Analog zum vorherigen Kapitel wurde wieder der IDEAL-Algorithmus [166] zur Fett-Wasser-Separation angewendet.

Die Ergebnisse der Fett-Wasser-Separation sowie die Magnitude und die Phase des mittleren akquirierten Echos sind in Abbildung 6.2.2 gezeigt. Aufgrund der in diesem Fall verhältnismäßig

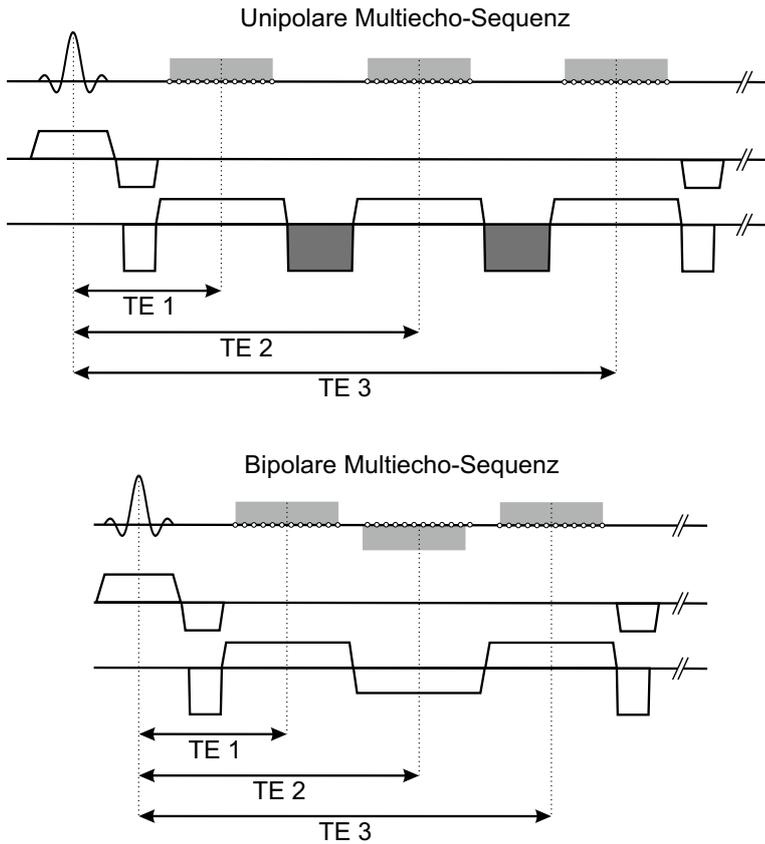


Abbildung 6.2.1: Sequenzdiagramm einer unipolaren sowie einer bipolaren bSSFP-Sequenz zur Akquisition von drei Echos innerhalb einer Repetitionszeit. Die Flybackgradienten sind in dunkelgrau dargestellt. Durch die alternierenden Auslesegradienten im Fall der bipolaren Sequenz werden Artefakte erzeugt, die bei der Verwendung dieses Schemas entsprechend berücksichtigt werden müssen.

großen Repetitionszeit von  $TR = 15$  ms weisen die mit gewöhnlichem bSSFP akquirierten Bilder deutliche Bandingartefakte auf. Dies wirkt sich ebenfalls negativ auf die Fett-Wasser-separierten Ergebnisse aus [108], die merkliche Signalauslöschungen sowie Fehlzuordnungen von Fett- und Wasserpixeln (besonders präsent im subkutanen Fett) zeigen. In den mit DYPR-SSFP akquirierten Bildern treten zwar durch das dynamische Inkrement verursachte inkohärente Artefakte auf, allerdings kann ein robust separiertes Wasser- sowie Fettbild ohne Bandingartefakte oder Fehlzuordnungen erhalten werden.

### 6.2.3 Diskussion und Zusammenfassung

Die Verwendung von Multiecho-Sequenzen stellt ein effizientes Mittel zur Datenakquisition für die Fett-Wasser-Separation dar. Verglichen mit der konventionellen, separaten Akquisition der Bilder zu verschiedenen Echozeiten ergeben sich sowohl Vor- als auch Nachteile:

- **Vorteile:** Der Hauptvorteil ist die Verkürzung der Messzeit, da alle benötigten Echos innerhalb eines TRs akquiriert werden. Des Weiteren muss zur Vermeidung von Fehlregistrierungen kein spezielles verschachteltes Aufnahmeschema gewählt werden, da die Bilder bereits intrinsisch aufeinander registriert sind. Dies folgt aus der Tatsache, dass für jede Projektion jede Echozeit direkt hintereinander aufgenommen wird. Aufgrund der Verwendung eines unipolaren Schemas ist - analog zur konventionellen Datenakquisition - keine zusätzliche Nachbearbeitung der Daten zur Vermeidung etwaiger Artefakte notwendig.
- **Nachteile:** Der Hauptnachteil liegt in der eingeschränkten Wahl der Echozeiten. Wird nur ein Echo pro Repetitionszeit akquiriert, können auch kleine Echozeitunterschiede pro-

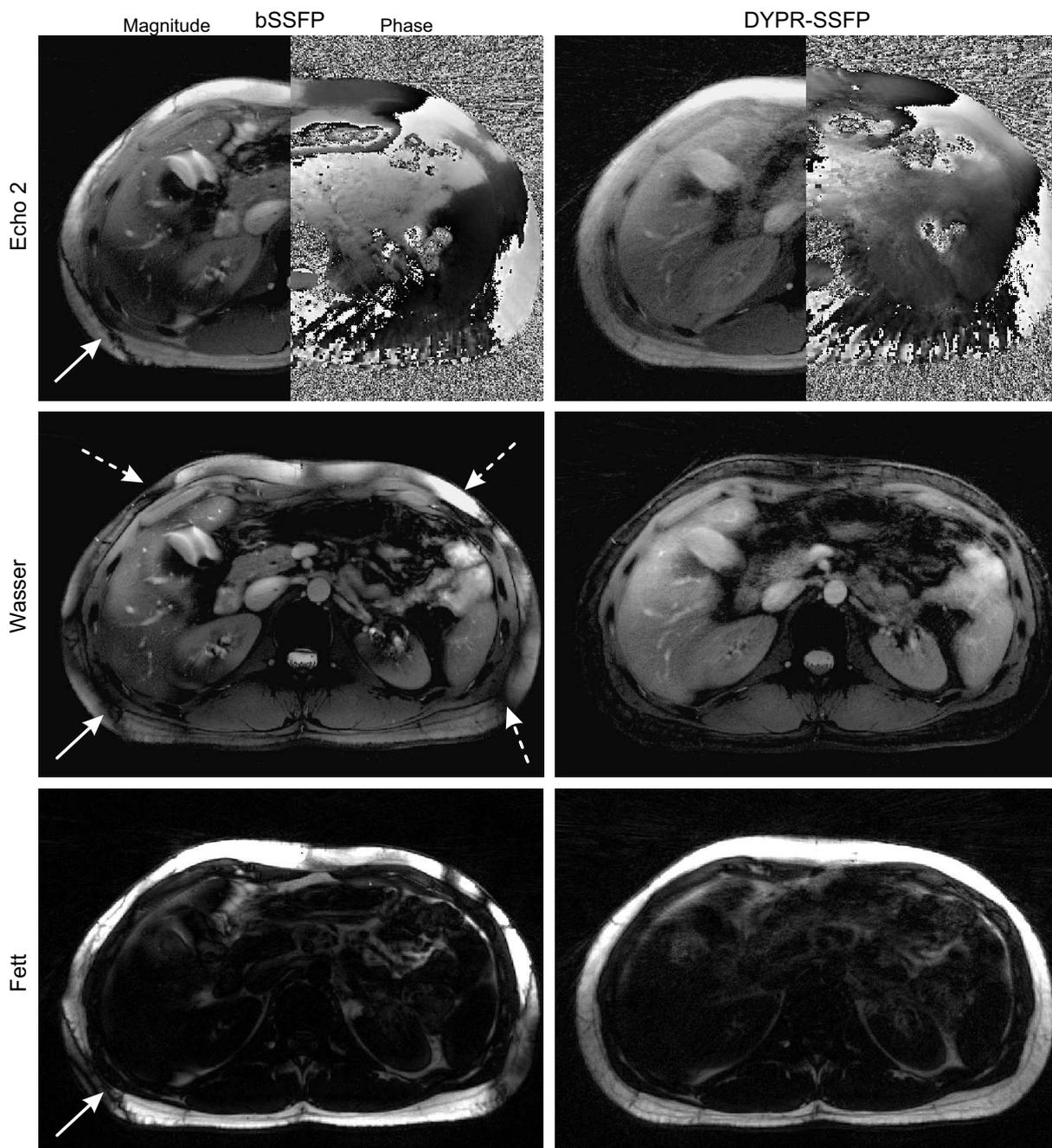


Abbildung 6.2.2: Unipolare Multiecho-Akquisition mit gewöhnlichem bSSFP sowie mit DYPR-SSFP. Die Atembewegung führt in beiden Fällen zu leichten Streakingartefakten. Im Fall von DYPR-SSFP treten durch das hierfür verwendete dynamische Inkrement zusätzlich geringe inkohärente Artefakte auf. Bandingartefakte (durchgezogene Pfeile) beeinträchtigen die mit bSSFP erzielte Bildqualität, die insbesondere im Wasserbild durch unzureichende Separation (gestrichelte Pfeile) noch weiter verschlechtert ist. Mit der DYPR-SSFP-Methode können diese Probleme behoben werden und es kann eine robuste Fett-Wasser-Separation in kurzer Messzeit mit hoher Bildqualität erzielt werden.

blemlos realisiert werden. Beim Auslesen von mehreren Echos benötigen die zugehörigen Gradienten hingegen eine gewisse Zeit, die von der verwendeten Matrixgröße und der Auslesebandbreite abhängig ist. Folglich ist der minimale Unterschied zwischen zwei Echozeiten deutlich beschränkt, weswegen optimale Echozeiten bezüglich des in den separierten Ergebnissen erhaltenen Rauschlevels<sup>1</sup> unter Umständen nicht verwirklicht werden können.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sowohl Multiecho-Dixon-DYPR-SSFP als auch Dixon-DYPR-SSFP beides Techniken darstellen, die eine robuste Fett-Wasser-Separation mit reduzierten Bandingartefakten selbst bei größeren Magnetfeldinhomogenitäten erlauben. Dies ist mit bereits existierenden Verfahren, die auf der bSSFP-Sequenz beruhen, nicht ohne weiterführende, zeitintensive Maßnahmen, wie beispielsweise der Akquisition verschiedener Phasenzyklen, möglich. Aufgrund oben beschriebener Restriktionen bezüglich der Wahl der Echozeiten ist eine Anwendung der Multiecho-Sequenz vor allem dann lohnenswert, falls die zur Verfügung stehende Messzeit stark eingeschränkt ist. Ein mögliches Beispiel hierfür stellt die Bildgebung von Patienten oder Kindern dar.

---

<sup>1</sup>Bei Fett-Wasser-Separationstechniken ist es gängig, das in den separierten Fett- beziehungsweise Wasserbildern erreichte Rauschlevel in Form des NSAs (*Number of Signal Averages*) auszudrücken. Generell kann das beste NSA erzielt werden, wenn die Echozeiten derart gewählt werden, dass die Phasenunterschiede zwischen Fett und Wasser gleichmäßig entlang des Einheitskreises verteilt sind.

## 6.3 Entfernung verbleibender Signalauslöschungen mit z-Shimmed DYPR-SSFP

Wie in Kapitel 5.4 beschrieben, wird die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse bei der Verwendung von DYPR-SSFP entsprechend der gewählten Projektionsanzahl sehr genau abgetastet. Folglich werden mit dieser Technik im Gegensatz zu konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Messungen Bandingartefakte selbst bei starken Magnetfeldinhomogenitäten zuverlässig reduziert. Dennoch können ähnlich wie bei gradientengespoilten SSFP-Sequenzen beispielsweise bei der Bildgebung von Implantaten oder bei der Bildgebung am Ultrahochfeld Signalauslöschungen verbleiben. Dieser Effekt wird auch als Intravoxeldephasierung bezeichnet und soll im Folgenden gemeinsam mit einer Technik zur Vermeidung der hieraus resultierenden Artefakte vorgestellt werden.

### 6.3.1 Theorie

#### Intravoxeldephasierung

Bisher wurde bei der Beschreibung von  $B_0$ -Inhomogenitäten (siehe beispielsweise Kapitel 5.2.1) die Vereinfachung getroffen, dass nur eine Offresonanz pro Voxel vorliegt. Das heißt, die Magnetisierung innerhalb eines Voxels kann durch einen einzelnen Isochromaten beschrieben werden. Bandingartefakte, die bei der Bildgebung mit bSSFP auftreten und die mittels DYPR-SSFP entfernt werden, können innerhalb dieses Modells mittels der absolutwertigen Frequenz-Antwort-Funktion modelliert werden: Fällt der Offresonanzwinkel wie in Abbildung 6.3.1 veranschaulicht auf einen der Bereiche mit hohem Signal, erscheint der Voxel hell, während ein Voxel bei Übereinstimmung mit einem Bereich mit sehr niedrigem Signal entsprechend dunkel erscheint.

Signalauslöschungen hingegen, die auch bei der Verwendung von DYPR-SSFP verbleiben, sind so allerdings nicht erklärbar. Folglich muss zur korrekten Beschreibung dieser Artefakte, die im gleichen Ausmaß auch bei gespoilten SSFP-Sequenzen auftreten, die vereinfachende Annahme einer einzelnen Offresonanzfrequenz pro Voxel aufgehoben werden. Die Auswirkung dieser sogenannten mikroskopischen Feldinhomogenitäten kann durch die Betrachtung eines entsprechenden Bereichs der Frequenz-Antwort-Funktion hergeleitet werden.

Weist die Magnetisierung innerhalb eines Voxels eine Verteilung von Offresonanzen auf, ergibt sich das resultierende Signal aus der komplexen Summe der entsprechenden Signalstärken. Folglich muss zusätzlich zu den Absolutwerten auch die Phase der Frequenz-Antwort-Funktion berücksichtigt werden. Hierbei können zwei Fälle unterschieden werden, die in Abbildung 6.3.1 schematisch dargestellt sind:

- Ist die Ausdehnung der vorliegenden Offresonanzverteilung auf maximal einen Bereich  $(k \cdot 360^\circ < \theta < (k + 1) \cdot 360^\circ$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ ) der Frequenz-Antwort-Funktion beschränkt, weisen die Spins die gleiche Phase auf, das heißt sie werden vollständig rephasiert. Folglich ergibt die komplexe Summe über diese einen von Null verschiedenen Wert und der Voxel liefert Signal. Dieses für eine Gradientenecho-Sequenz außergewöhnliche Verhalten wird auch als spinechoartige Rephasierung beschrieben [179]. Im Gegensatz dazu ist der Phasenverlauf einer gespoilten SSFP-Sequenz linear, weswegen hier eine deutliche, mit steigender Breite der Offresonanzverteilung kontinuierlich zunehmende Signalabschwächung auftritt.

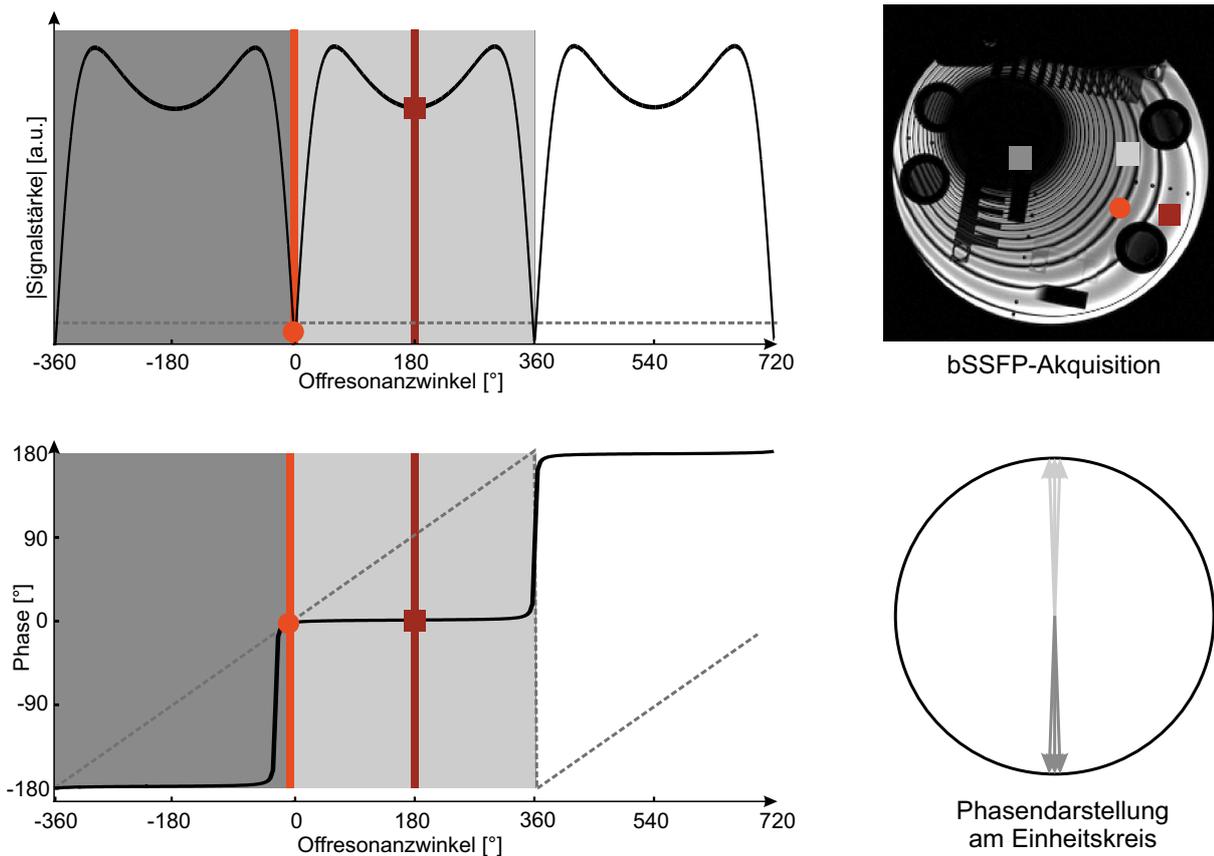


Abbildung 6.3.1: Darstellung des Effekts der Intravoxeldephasierung mittels der Frequenz-Antwort-Funktion. Im Fall von makroskopischen Feldinhomogenitäten liegt pro Voxel näherungsweise nur eine Offresonanzfrequenz vor. Die jeweilige Signalstärke wird demnach durch einzelne Punkte auf der absolutwertigen Frequenz-Antwort-Funktion bestimmt und kann bei der Verwendung von bSSFP von Bereichen mit niedrigem Signal (entspricht einem Bandingartefakt, orangener Kreis) bis hin zu Bereichen mit hohem Signal (rotes Quadrat) variieren.

Liegen mikroskopische Feldinhomogenitäten vor, müssen Offresonanzverteilungen innerhalb eines Voxels betrachtet werden. Je nach Ausbreitung und Lage wird die Magnetisierung wie bei einem Spinecho rephasiert und liefert folglich Signal (hellgrauer Bereich) oder spaltet sich in entgegengesetzte Phasenzustände auf und wird folglich abgeschwächt oder ausgelöscht (gesamter grauer Bereich).

Die Frequenz-Antwort-Funktion einer gespoilten SSFP-Sequenz ist mittels gestrichelter Linien eingezeichnet. Aufgrund des linearen Phasenverlaufs tritt in diesem Fall eine mit zunehmender Breite der vorliegenden Offresonanzverteilung stärker werdende Signalabschwächung auf. Dieses Verhalten ist im Gegensatz zur Situation bei bSSFP unabhängig von der Lage der Offresonanzverteilung.

- Erstreckt sich die Offresonanzverteilung allerdings über mehrere Bereiche der Frequenz-Antwort-Funktion, wird die resultierende Signalstärke durch den bei  $\theta = k \cdot 360^\circ$  auftretenden Phasensprung wesentlich beeinflusst [131]. Dieses biphasische Verhalten führt zu einer Aufteilung des Spinensembles in einem Voxel auf zwei entgegengerichtete Phasenzustände, die sich entsprechend aufheben. Folglich ist die komplexe Signalsumme innerhalb des Voxel deutlich reduziert [68].

Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass das Signal bei der bSSFP-Sequenz und folglich auch bei der DYPR-SSFP-Technik bis zu einem gewissen Ausmaß an Feldinhomogenitäten rephasiert wird und somit - bis auf etwaige Bandingartefakte - keine Signalauslöschungen auftreten. Bei Überschreitung dieser Grenze tritt jedoch der Effekt der Intravoxeldephasierung in Kraft, der die entsprechenden Bereiche im Bild schwarz erscheinen lässt.

### z-Shimming

Eine Technik zur Vermeidung der so verursachten Signalauslöschungen ist das sogenannte z-Shimming [64]. Wie in Abbildung 6.3.2 veranschaulicht, wirken lokale Feldinhomogenitäten als konstante Hintergrundgradienten  $G_{\text{lokal}}$ , die die Bildgebungsgradienten überlagern. Da die Schichtrichtung in der Regel die größte Ausdehnung aufweist, ist die Dephasierung aufgrund von Feldinhomogenitäten entlang der  $z$ -Richtung am stärksten. Während die Magnetisierung in der Abwesenheit von Hintergrundgradienten mit Hilfe des Schichtrephasiergradienten  $G_{\text{schichtreph}}$  rephasiert wird, wird durch die zusätzlichen Gradienten eine weitere, unerwünschte Phase akkumuliert. Zur Vermeidung der daraus resultierenden Signalauslöschungen wird das Moment des Schichtrephasiergradienten derart variiert, dass gilt:

$$M_{\text{schicht}}/2 + M_{\text{schichtreph}} + M_{\text{lokal}} = 0, \quad (6.3.1)$$

wobei  $M$  die zu den entsprechenden Gradienten gehörenden Momente bezeichnet. Hierbei treten allerdings zwei Probleme auf. Zum einen ist die Stärke der Hintergrundgradienten  $G_{\text{lokal}}$  und damit  $M_{\text{lokal}}$  in der Regel nicht bekannt. Folglich muss das notwendige Korrekturmoment abgeschätzt oder mittels Vorabmessung [87] bestimmt werden. Zum anderen variiert  $G_{\text{lokal}}$  innerhalb der Bildgebungsregion, die Schichtselektion ist hingegen ein global stattfindender Prozess. Das heißt ist Gleichung 6.3.1 für einen Voxel erfüllt, treten in anderen Voxeln dennoch Signalauslöschungen auf. Folglich müssen mehrere, separate Bilder mit verschiedenen Korrekturmomenten akquiriert werden, um so einen breiten Bereich an verschiedenen Hintergrundgradienten kompensieren zu können. Die so erzeugten Bilder werden anschließend in geeigneter Weise zu einem Resultat ohne Signalauslöschungen kombiniert [36].

Da der Ablauf dieser Methode gewisse Ähnlichkeiten mit der Akquisition und Kombination phasenzyklierter Bilder zur Vermeidung von Bandingartefakten aufweist, sind die entsprechenden Vor- als auch Nachteile vergleichbar: Mit beiden Methoden kann auf Kosten einer erhöhten Messzeit Signal zurückgeholt werden.

Das ursprünglich für gespoilte SSFP-Sequenzen entwickelte Verfahren wird im Folgenden auf die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte DYPR-SSFP-Methode angewendet.

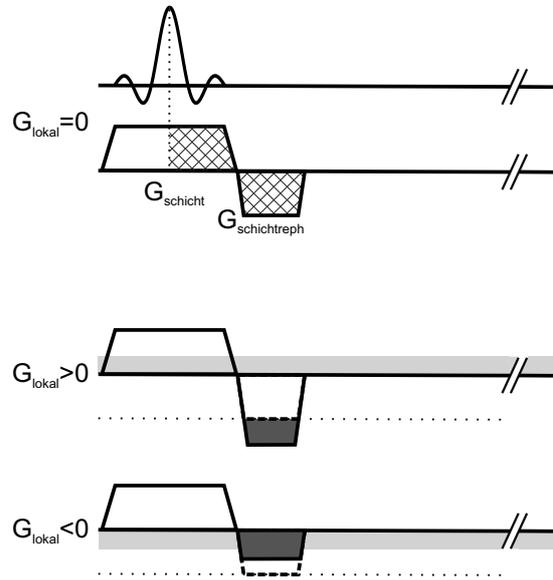


Abbildung 6.3.2: Liegen keine Hintergrundgradienten vor ( $G_{\text{lokal}} = 0$ ), wird die Magnetisierung nach der Schichtselektion wieder wie gewünscht in Phase gebracht. Lokale, durch Feldinhomogenitäten verursachte Gradienten (hellgrau) können durch entsprechende Anpassung des Schichtrephasiergradienten (dunkelgrau) kompensiert werden.

### 6.3.2 Experimente

Zur Validierung der Methode wurde ein Knieimplantat in Wasser gegeben und mit einer 16-Kanal-Kopfspule an einem klinischen 3-T-Scanner (Magnetom Skyra, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) gemessen. Nach einer Präparation mittels 200 Dummypulse wurden drei Bilder in insgesamt 20,2s sequenziell akquiriert. Zur Kompensation des Effekts der Intravoxeldephasierung wurde das Moment des Schichtrephasiergradienten im ersten Bild um 50 % erhöht, im darauffolgenden Bild wie gewohnt gewählt, sowie im dritten Bild um 50 % erniedrigt. Für jedes dieser Bilder wurden 1000 im Goldenen Winkel angeordnete radiale Projektionen akquiriert, wobei die folgenden Messparameter gewählt wurden: FOV = 140 x 140 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel = 40°, TR = 6,3 ms, Auslesebandbreite = 440 Hz/Pixel, Matrixgröße = 256 x 256 und Auflösung = 0,55 x 0,55 mm<sup>2</sup>. Das Experiment wurde einmal mit DYPR-SSFP ( $\Psi = 0,36^\circ$ ) durchgeführt und anschließend mit einer gewöhnlichen bSSFP-Sequenz ( $\Psi = 0^\circ$ ,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ) wiederholt. Zur Kombination der so aufgenommenen Bilder wurde eine Maximum-Intensitäts-Projektion durchgeführt.

Das Resultat der Phantommessung ist in Abbildung 6.3.3 dargestellt. Die konventionelle DYPR-SSFP-Messung (Variation des Schichtrephasierers um 0 %) weist keine Bandingartefakte auf, allerdings zeigen sich deutliche Signalauslöschungen aufgrund des Effekts der Intravoxeldephasierung. Die in diesem Fall dephasierete Magnetisierung wird in den Bildern mit variiertem Schichtrephasierer (50 % und -50 %) zum Teil rephasiert und liefert folglich Signal, während hier jedoch andere Bereiche schwarz erscheinen. Die Kombination der Bilder resultiert in einem Ergebnis, bei dem im Vergleich zur normalen DYPR-SSFP-Messung in einigen Regionen Signal zurückgewonnen werden konnte. In den entsprechenden, mit bSSFP akquirierten Bildern zeigt sich ein ähnliches Verhalten, wobei die hier auftretenden Bandingartefakte auch beim kombinierten Bild in Form von Inhomogenitäten sichtbar sind.

Um zu demonstrieren, welche Grenze diese Methode bezüglich der Aufhebung von Intravoxeldephasierung aufweist, wurde die Messung erneut durchgeführt, wobei in diesem Fall 99 separate Bilder akquiriert wurden und das Moment des Schichtrephasiergradientens zwischen -1000 % und 1000 % seines Ausgangswertes variiert wurde. Aufgrund der größeren Gradientenmomente musste das TR auf 13,0 ms erhöht werden, die anderen Messparameter wurden konstant gehalten. Die Messzeit betrug 21:30 min. Zum Vergleich wurde die Messung mit einer gewöhnlichen TSE-Sequenz (TR/TE = 3000/67 ms, Messzeit = 1:56 min) wiederholt, wobei die Auslesebandbreite identisch zur Akquisition mit z-Shimmed DYPR-SSFP gewählt wurde.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.3.4 dargestellt. Wie zu sehen ist, treten im gewöhnlichen DYPR-SSFP-Bild starke, durch Intravoxeldephasierung bedingte Signalauslöschungen auf. Werden sämtliche z-Shimmed DYPR-SSFP-Bilder kombiniert, kann das Signal in einigen Bereichen wiederhergestellt werden. Der Grad an verbleibenden Signalauslöschungen ist hierbei in etwa mit der abgebildeten Referenz-TSE-Messung vergleichbar. Folglich kann festgestellt werden, dass DYPR-SSFP im Speziellen sowie alle Gradientenecho-Techniken im Allgemeinen in Verbindung mit z-Shimming bei zu großen Offresonanzen nach wie vor verbleibende Signalauslöschungen aufweisen können. Dies trifft auch zu, wenn wie im hier aufgeführten Beispiel der Schichtrephasiergradient sehr stark variiert wird und viele separate Bilder akquiriert werden.

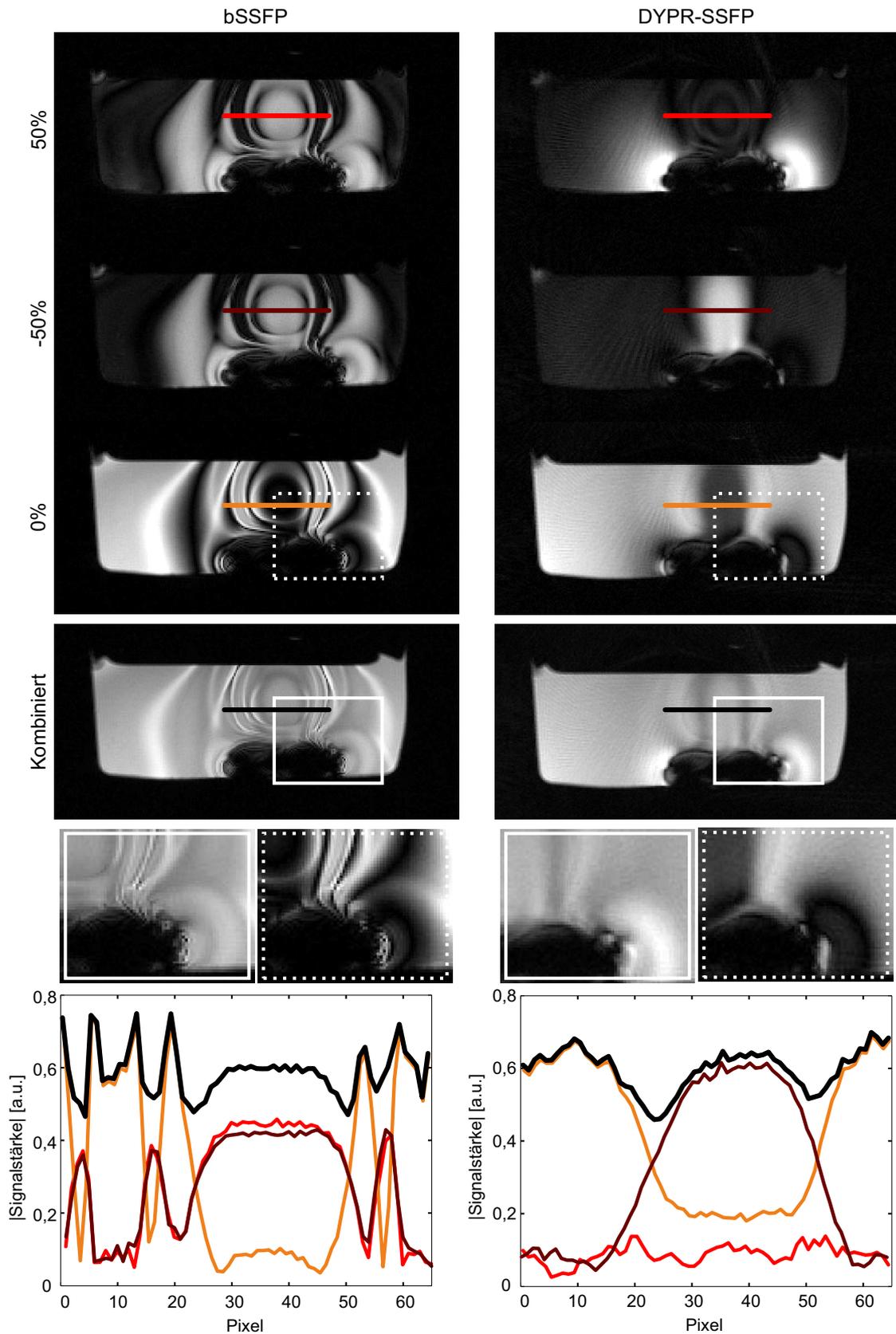


Abbildung 6.3.3: Phantommessung mit DYPR-SSFP sowie gewöhnlichem bSSFP unter Anwendung der  $z$ -Shim-Technik. Durch Kombination der drei akquirierten Bilder mit variiertem Schichtphasiergradienten (50 % / -50 % / 0 %) können auch durch Intravoxeldephasierung betroffene Bereiche dargestellt werden. Das Liniendiagramm veranschaulicht die in den verschiedenen Bildern erzielte Signalstärke im gekennzeichneten Bereich.

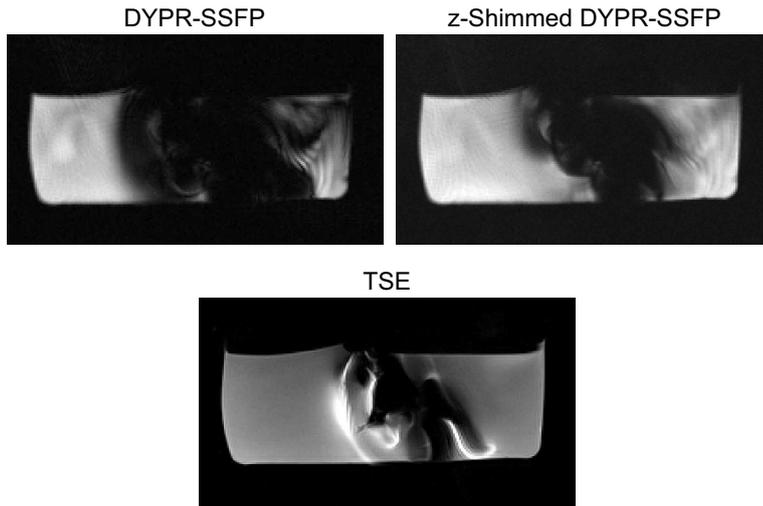


Abbildung 6.3.4: Bestimmung der Grenze der mit z-Shimmed DYPR-SSFP aufhebbarer Signalauslöschungen. Die bei der Kombination zahlreicher DYPR-SSFP-Bilder mit stark variiertem Schichtrephasierungsgradienten ( $-1000\%$  bis  $1000\%$ ) verbleibenden Auslöschungen können in etwa mit denen einer gewöhnlichen TSE-Messung verglichen werden. Das DYPR-SSFP-Bild demonstriert das Ausmaß der ohne z-Shimming erhaltenen Signalauslöschungen.

### 6.3.3 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde durch die Kombination der z-Shim-Technik mit DYPR-SSFP ein Mittel vorgestellt, um verbleibende, durch Intravoxeldephasierung verursachte Signalauslöschungen zu reduzieren. Sieht man von Implantaten oder anderen Metallteilen im oder am Körper ab, kommen entsprechend breite Offresonanzverteilungen primär bei der Verwendung sehr hoher Feldstärken ( $>3\text{ T}$ ) vor. Potentielle Einsatzgebiete der in diesem Kapitel beschriebenen Technik ist folglich die Implantatbildgebung sowie die Bildgebung am Ultrahochfeld. An dieser Stelle sollte jedoch angemerkt werden, dass sich entsprechende Signalauslöschungen wie im vorherigen Abschnitt demonstriert nur bis zu einer gewissen Grenze abschwächen lassen.

Sollen die Auslöschungen weiter reduziert werden, müssen auf der Spinecho-Sequenz beruhende Methoden wie beispielsweise SEMAC [124] oder MAVRIC [110] eingesetzt werden. Da entsprechende Techniken jedoch in der Regel eine deutlich erhöhte Messzeit bedingen, ist die z-Shimmed DYPR-SSFP-Methode ein potentieller Kandidat für schnelle Übersichtsmessungen, bei denen ein gewisses Ausmaß an verbleibenden Signalauslöschungen tolerierbar ist. Abbildung 6.3.5 zeigt abschließend eine Zusammenfassung verschiedener Techniken bezüglich ihrer Anfälligkeit gegenüber Offresonanzen sowie mögliche Abhilfen.

## Stärke der Offresonanz

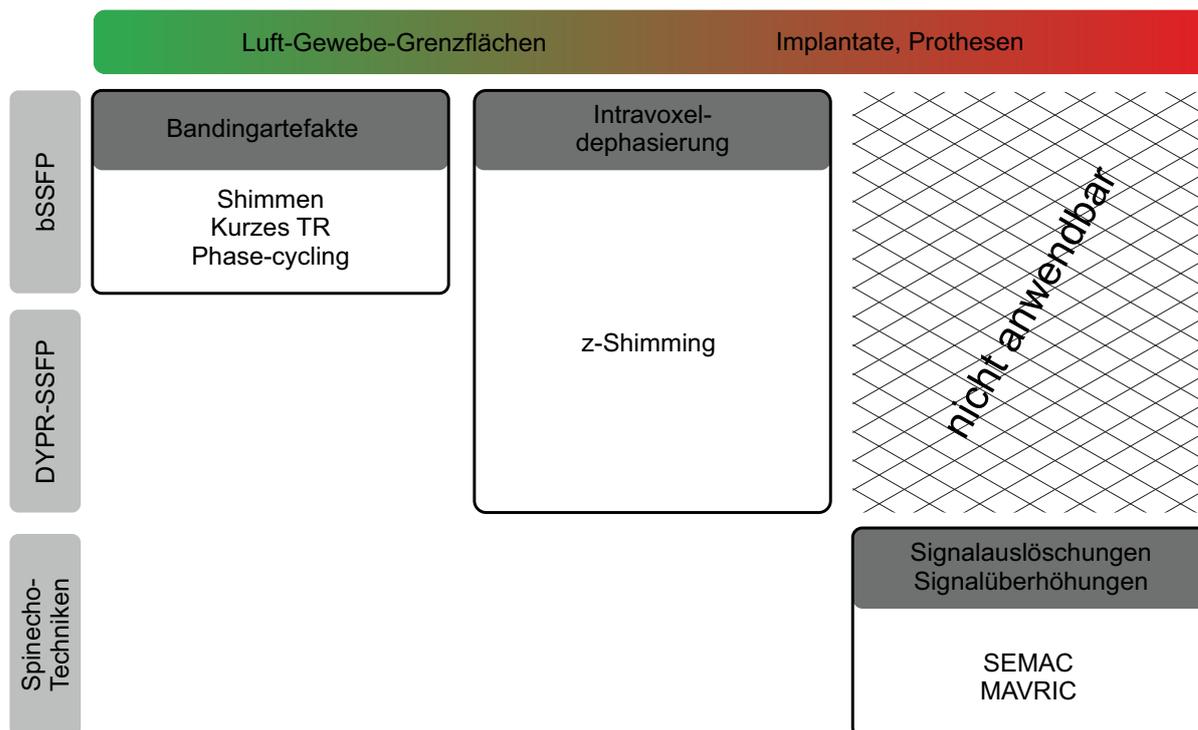


Abbildung 6.3.5: Maßnahmen gegen Artefakte durch Offresonanzen, dargestellt für verschiedene Sequenztypen. Luft-Gewebe-Grenzflächen äußern sich bei der gewöhnlichen bSSFP-Bildgebung in Form von Bandingartefakten. Bei DYPR-SSFP oder Spinecho-Techniken sind diese Artefakte nicht sichtbar. Nimmt die Stärke von Offresonanzen zu, tritt bei DYPR-SSFP beziehungsweise Gradientenecho-Techniken der Effekt der Intravoxeldephasierung auf. Dieser lässt sich bis zu einer gewissen Grenze mittels z-Shimming reduzieren. Für sehr starke Offresonanzen ist dieses Mittel jedoch nicht mehr ausreichend, weswegen Methoden wie SEMAC oder MAVRIC angewendet werden müssen.

## 6.4 Zusammenfassung und Ausblick

Dieses Kapitel stellt einige Anwendungen vor, die auf der neu entwickelten DYPR-SSFP-Technik basieren. Hierzu gehören die Fett-Wasser-Separation unter Verwendung der Dixon-Methode sowie die Verkürzung der entsprechenden Akquisitionszeiten mittels einer Multiecho-Sequenz. Außerdem wurde mit der Kombination von DYPR-SSFP und dem z-Shimming eine Technik präsentiert, mit der verbleibende Signalauslöschungen effektiv beseitigt werden können.

Da bei DYPR-SSFP die bSSFP-Steady-State-Ellipse abgetastet wird, lässt sich prinzipiell sagen, dass diese Methode mit allen Techniken kombiniert werden kann, bei denen die Bildakquisition während des bSSFP-Steady-States stattfindet. Eine zweite Gruppe stellen Techniken wie beispielsweise die Inversion-Recovery-bSSFP-Sequenz [184] oder die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte RA-TOSSI-Sequenz (siehe Kapitel 8) dar, die hingegen auf der transienten Phase von bSSFP beruhen. Aufgrund des zugrunde liegenden nicht komplementären Ansatzes sind die zu dieser Gruppe gehörenden Methoden nicht mit DYPR-SSFP kombinierbar. Dahingegen sind beispielsweise folgende weitere Anwendungen denkbar:

- **Gating:** Bei der in Kapitel 3.5.4 beschriebenen Gating-Technik wird das mit jeder radialen Projektion intrinsisch aufgenommene DC-Signal verwendet, um so beispielsweise die Atem- oder Herzbewegung darzustellen und entsprechend zu korrigieren. Bei einer potenti-

ellen Kombination mit DYPR-SSFP ist zu berücksichtigen, dass diese durch den Patienten verursachten Signalvariationen der Gating-Kurve zusätzlich mit dem variierenden Signallevel der Projektionen überlagert werden und so das Ergebnis verfälschen. Ein Ansatz zur Berücksichtigung dieses Effekts könnte sein, mittels einer Fourier-Transformation in Zeitrichtung die entsprechenden Komponenten (beispielsweise Herzschlag, Atmung und variierendes DYPR-SSFP-Signallevel) darzustellen. Da die Abtastfrequenz der komplexen Frequenz-Antwort-Ellipse direkt vom verwendeten dynamischen Inkrement  $\Psi$  abhängt und folglich bekannt ist, lässt sich die zugehörige Komponente herausfiltern, was nach anschließender Rücktransformation in einer um diesen unerwünschten Effekt bereinigten Gating-Kurve resultiert. Bei Einteilung der radialen Projektionen in verschiedene Bewegungszustände muss im Folgenden darauf geachtet werden, dass diese die Frequenz-Antwort-Ellipse gleichförmig abdecken, da ansonsten wiederum unerwünschte Bandingartefakte auftreten können. Hierfür ist es eine zwingende Voraussetzung, dass zum Zeitpunkt der Datenakquisition ausreichend Projektionen aufgenommen werden.

- **Leise Bildgebung:** Die konventionelle bSSFP-Sequenz ist zur Vermeidung von Bandingartefakten auf die Verwendung kurzer Repetitionszeiten angewiesen. Da folglich die Bildgebungsgradienten sehr schnell geschaltet werden müssen, ist die Sequenzdurchführung mit einer entsprechend hohen Lautstärkebelastung verbunden [137]. Bei DYPR-SSFP stellen Bandingartefakte hingegen kein Problem dar, weswegen längere Repetitionszeiten gewählt werden können. Die so gewonnene Zeit könnte dafür verwendet werden, die Gradientenamplituden sowie die Steigungen der Gradientenflanken zu minimieren, was sich in einer reduzierten Lautstärke auswirkt und so das Potential hätte, die Bildgebung für beispielsweise psychiatrische Patienten oder Säuglinge angenehmer zu gestalten.
- **Transitionband-bSSFP:** Diverse Techniken basieren auf der Akquisition eines oder mehrerer bSSFP-Bilder nahe einer der Nullstellen der Frequenz-Antwort-Funktion. Diese Region, die auch als *Transitionband* bezeichnet wird, zeichnet sich durch eine hohe Signalvariation bei nur geringen Änderungen der zugrunde liegenden Offresonanz aus. Hierauf beruhen zahlreiche Applikationen wie beispielsweise eine Variante der funktionellen Bildgebung [181], die Bildgebung von paramagnetischen Partikeln [47] oder die Thermometrie [149]. Ein gemeinsamer Nachteil dieser Methoden ist, dass prospektiv mit Hilfe des für die bSSFP-Messungen verwendeten Phasenzklus die Frequenz-Antwort-Funktion geeignet platziert werden muss. Erwärmungen des Gradientensystems oder Atmung können allerdings zu einer geringfügigen Verschiebung der Resonanzfrequenz während einer Messung führen. Dieser Effekt kann die Ergebnisse verfälschen und muss entsprechend korrigiert werden [120]. Wendet man hingegen die DYPR-SSFP-Technik in Kombination mit der in Kapitel 5.2.6 vorgestellten KWIC-Filter-Rekonstruktion an, lässt sich aus einem einzelnen Datensatz ein Bild zu jedem beliebigen Phasenzklus rekonstruieren. Die Verschiebung der Frequenz-Antwort-Funktion kann also retrospektiv ausgewählt werden, was die Notwendigkeit entsprechender Korrekturen überflüssig macht.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die DYPR-SSFP-Technik einerseits für die konventionelle Bildgebung genutzt werden kann, andererseits für zahlreiche weitere Anwendungen mit klinischer Relevanz. Ziel dieses Kapitels war die Demonstration der grundsätzlichen Machbarkeit sowie einiger Beispielmessungen. Eine eingehendere Evaluierung der entwickelten Techniken mittels klinischer Studien ist Gegenstand möglicher weiterführender Arbeiten.

# 7

## Isotrope bandingfreie bSSFP-Bildgebung mit 3D DYPR-SSFP

---

*Inhalt dieses Kapitels ist eine methodische Weiterentwicklung der bereits eingeführten DYPR-SSFP-Sequenz. Der größte Unterschied besteht hierbei in der Verwendung einer 3D radialen Trajektorie, deren Besonderheiten und Implementierung zunächst beschrieben werden. Simulationen verdeutlichen die Stärke des Konzepts, das anschließend mittels In-vivo-Experimente validiert wird. Das Hauptaugenmerk wird dabei auf die Knorpelbildung am Knie sowie die Bildgebung von Hirnnerven gelegt, womit gleichzeitig zwei konkrete mögliche klinische Applikationen präsentiert werden.*

*Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht in: Benkert, T., Eheses, P., Blaimer, M., Jakob, P. M. and Breuer, F. A., Fast Isotropic Banding-Free bSSFP Imaging Using 3D Dynamically Phase-Cycled Radial bSSFP (3D DYPR-SSFP). Z Med Phys 2015; doi: 10.1016/j.zemedi.2015.05.001.*

---

### 7.1 Motivation

Wie bereits in Kapitel 5 beschrieben, weisen die mit DYPR-SSFP akquirierten Projektionen aufgrund des dynamischen Phasenzklus ein leicht verschiedenes Signallevel sowie eine variierende Phase auf. Dies führt bei Verwendung einer quasizufälligen Winkelanzahl zu inkohärenten Artefakten, deren Stärke mit steigender Projektionsanzahl abnimmt. Um eine klinisch akzeptable Bildqualität zu erreichen, sollten wie anhand der in Abbildung 7.1.1 gezeigten Phantommessungen ersichtlich in der Regel mehr als circa 700-800 Projektionen akquiriert werden.

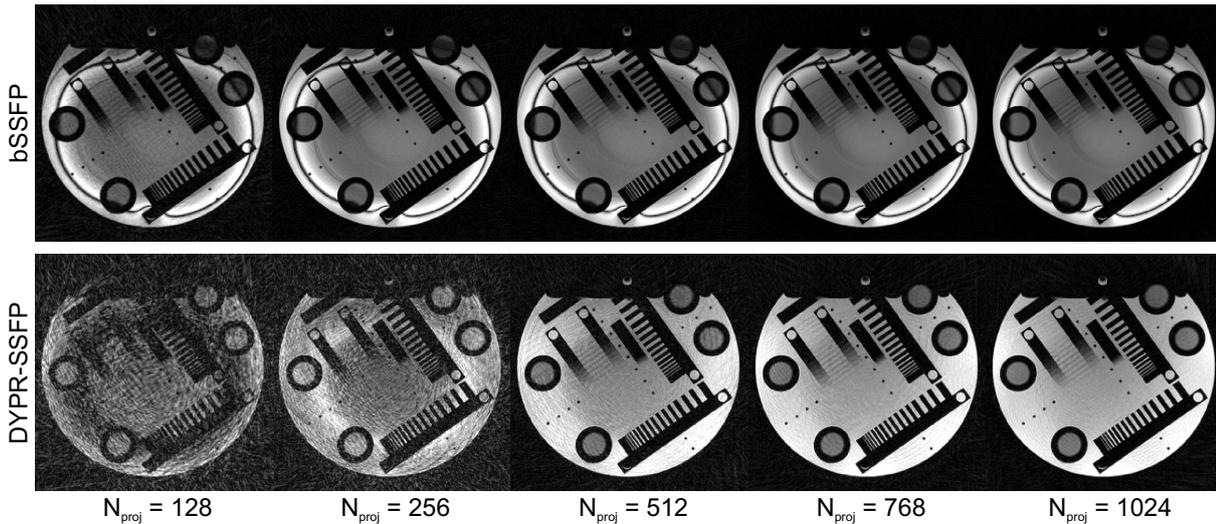


Abbildung 7.1.1: *bSSFP- und DYPR-SSFP-Messungen am Phantom. Während die Bildqualität im Fall von bSSFP bereits ab dem Erreichen des kartesischen Nyquist-Kriteriums (256 Projektionen) zufriedenstellend ist, sind bei Verwendung der DYPR-SSFP-Technik hierfür ungefähr 700-800 Projektionen notwendig.*

Für gängige Matrixgrößen zwischen 256 und 384 liegt diese Zahl gemäß Formel 3.2.2 über der zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums notwendigen Projektionsanzahl. Folglich muss der  $k$ -Raum überabgetastet werden, was die Effizienz dieser Implementierung von DYPR-SSFP einschränkt. Eine mögliche Abhilfe ist die Erhöhung der Matrixgröße, das heißt die Verbesserung der Bildauflösung. Bedingt durch das Nyquist-Kriterium sind in diesem Fall mehr Projektionen notwendig, womit das beschriebene Problem effektiv umgangen werden kann. Dieser Ansatz wurde für einen Großteil der in Kapitel 5 und 6 gezeigten Ergebnisse verwendet.

Neben der hochauflösten Bildgebung ist die im Folgenden beschriebene Verwendung einer 3D radialen Trajektorie ein weiteres Beispiel für eine Anwendung, bei der intrinsisch eine große Anzahl von Projektionen benötigt wird. Gemäß den in Abbildung 5.2.10 dargestellten Bestandteilen werden für die generelle Implementierung einer DYPR-SSFP-Sequenz eine radiale  $k$ -Raum-Abtastung, ein quasizufälliges Abtastschema sowie ein dynamischer Phasenzyklus benötigt. Während sich die Größe des zu verwendenden dynamischen Phaseninkrements direkt aus der Projektionsanzahl ergibt, müssen die beiden anderen Punkte entsprechend angepasst werden.

## 7.2 3D radiale Trajektorie

### 7.2.1 Sequenzaufbau und Implementierung

Für die dreidimensionale  $k$ -Raum-Abtastung existieren bei der Verwendung einer radialen Trajektorie wie bereits in Kapitel 3.5.5 beschrieben zwei grundlegende Möglichkeiten. Während die  $z$ -Richtung beim Stack-of-Stars-Verfahren kartesisch kodiert wird, werden bei einer sogenannten 3D radialen Trajektorie ausschließlich Projektionen akquiriert, die allesamt durch das  $k$ -Raum-Zentrum verlaufen und zueinander im Raum gedreht sind. Zusätzlich zu dem Azimutwinkel  $\phi$ , der die Position innerhalb der Ebene beschreibt, ist wie in Abbildung 7.2.1 dargestellt die Wahl des Polarwinkels  $\theta$  not-

wendig. Für die verwendeten Gradientenstärken entlang der drei Achsen ergibt sich gemäß der Transformation vom Kugelkoordinatensystem in das kartesische Koordinatensystem

$$\begin{aligned} G_x &= G_0 \cdot \cos(\phi) \cdot \sin(\theta) \\ G_y &= G_0 \cdot \sin(\phi) \cdot \sin(\theta) \\ G_z &= G_0 \cdot \cos(\theta). \end{aligned} \quad (7.2.1)$$

$G_0$  bezeichnet analog zum zweidimensionalen Fall die für die Akquisition der zentralen  $k$ -Raum-Zeile benötigten Gradientenstärke. Für das Erfüllen des Nyquist-Kriteriums ergibt sich bei der Verwendung einer 3D radialen Trajektorie<sup>1</sup>

$$N_{\text{proj}} = \frac{\pi}{2} \cdot n^2, \quad (7.2.2)$$

das heißt für eine Matrixgröße von  $(n = 256)^3$  Punkten müssen ungefähr 103000 Projektionen akquiriert werden. Diese sehr hohe Anzahl bedingt aufgrund des indirekt proportionalen Zusammenhangs  $\Psi = 360^\circ / N_{\text{proj}}$  ein sehr kleines dynamisches Phaseninkrement  $\Psi$ , weswegen die Verbindung des DYPR-SSFP-Konzepts mit diesem Abtastschema eine aussichtsreiche Kombination darstellt.

Zur Bildrekonstruktion wurde analog zum zweidimensionalen Fall der NUFFT-Algorithmus [61] in Kombination mit der iterativen Berechnung der jeweiligen DCF [156] verwendet.

## 7.2.2 Anordnung der Projektionen

Die Wahl eines Anordnungsschemas für die Projektionen beschränkt sich bei einer 3D radialen Trajektorie nicht mehr lediglich auf eine Dimension, sondern das Ziel ist das Generieren einer geeigneten Abfolge der Winkeltupel  $(\phi, \theta)$ . Bei dem wahrscheinlich weitverbreitetsten Vorgehen werden die Projektionen entlang einer Spirale verteilt [171]. Dies hat den Vorteil von geringen Gradientenaktivitäten zwischen aufeinanderfolgenden Repetitionszeiten, was analog zur linearen Winkelanordnung bei der zweidimensionalen Bildgebung zu einem verhältnismäßig geringen Ausmaß an Wirbelstromartefakten führt.

Zur inkohärenten Verteilung der durch das dynamische Inkrement verursachten Artefakte bei DYPR-SSFP ist allerdings ein unregelmäßiges Anordnungsschema notwendig. Eine Möglichkeit ist die Verwendung der mehrdimensionalen Erweiterung der Fibonacci-Folge [3, 30], mit der sich die zweidimensionalen Goldenen Schnitte  $g_1 \approx 0,682327$  und  $g_2 \approx 0,465571$  berechnen lassen<sup>2</sup>. Multiplikation mit  $k$  und anschließende Modulo-Operation liefert die beiden Quasizufallszahlen  $p_k, q_k \in [0; 1]$ , die zur Drehung der  $k$ -ten Projektion verwendet werden. Eine Alternative ist

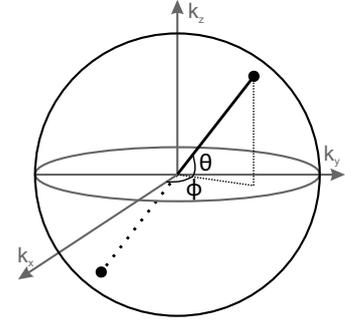


Abbildung 7.2.1: Darstellung des bei einer 3D radialen Trajektorie verwendeten Polarwinkels  $\theta$  sowie des Azimutwinkels  $\phi$ .

<sup>1</sup>Die zugehörige Herleitung findet sich beispielsweise in [78].

<sup>2</sup>Werden wie in der entsprechenden Originalarbeit [30] angegeben lediglich vier Nachkommastellen für die Zahlen  $g_1$  und  $g_2$  berücksichtigt, führt dies bei einer größeren Anzahl von Projektionen ( $N_{\text{proj}} \approx 15000$ ) zum wiederholten Auftreten von Winkelpaaren  $(\phi, \theta)$ . Zur Vermeidung dieses unerwünschten Effekts wurden in der vorliegenden Arbeit für alle Messungen 17 Nachkommastellen verwendet, was das einmalige Auftreten bis zu einer Anzahl von über einer Millionen Projektionen sicherstellt.

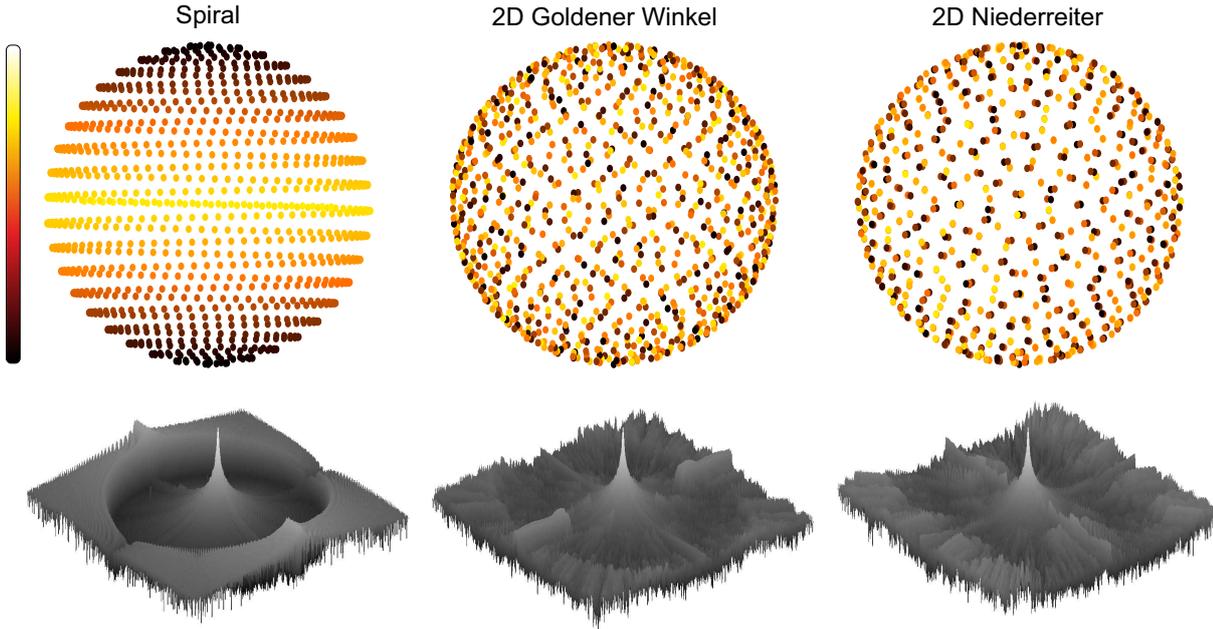


Abbildung 7.2.2: Darstellung der verschiedenen Trajektorien mit der jeweils zugehörigen PSF. Die Farbkodierung gibt Aufschluss über die Akquisitionsreihenfolge der Projektionen.

die analytische Generierung zweidimensionaler Zufallszahlen  $p_k$  und  $q_k$  mittels der sogenannten Niederreiter-Sequenz [144]. In beiden Fällen ergeben sich die gesuchten Winkelpaare  $(\phi_k, \theta_k)$  gemäß der Vorschrift

$$\phi_k = 2\pi \cdot p_k \quad \theta_k = \arccos(q_k) . \quad (7.2.3)$$

Abbildung 7.2.2 zeigt die drei vorgestellten Winkelarrangierungen im Vergleich. Zur besseren Übersicht wurden lediglich 1000 Projektionen simuliert und die jeweiligen Endpunkte visualisiert. Die Akquisitionsreihenfolge spiegelt sich in der Farbkodierung wider. In der zweiten Reihe ist die zentrale Schicht der zugehörigen berechneten Punktspreizfunktionen (PSF) dargestellt. Diese beschreiben die Punktantwort eines Systems und beinhalten folglich Informationen über die jeweiligen Abbildungseigenschaften. Das im Fall des spiralförmigen Schemas gleichmäßige Erscheinungsbild der PSF resultiert in kohärenten Artefakten. Bei den auf Quasizufallszahlen basierenden anderen beiden Schemata zeigt sich die für DYPR-SSFP notwendige Inkohärenz, die bei der Verwendung von Niederreiter-Zahlen am ausgeprägtesten ist.

Die im Folgenden dargestellten Simulationen und Messungen wurden mit verschiedenen Projektionsanzahlen sowie verschieden starken Über- sowie Unterabtastungen durchgeführt. Zur besseren Einordnung der Anzahl von akquirierten Projektionen wird diese daher stets relativ zur Anzahl der  $k$ -Raum-Zeilen angegeben, die gemäß dem Nyquist-Kriterium für eine gewöhnliche kartesische Abtastung notwendig sind. Das hierfür eingeführte Abtastverhältnis  $\eta = N_{\text{proj}}/n^2 \cdot 100\%$  [203] setzt diese beiden Größen ins Verhältnis, wobei  $n$  die entsprechende Matrixgröße ist. Ein Abtastverhältnis von  $\eta = 100\%$  entspricht folglich der Erfüllung des kartesischen Nyquist-Kriteriums ( $N_{\text{proj}} = n^2$ ), wobei in Bezug auf das radiale Nyquist-Kriterium gemäß Formel 7.2.2 bereits eine Unterabtastung um den Faktor  $\pi/2 \approx 1,57$  vorliegt.

### 7.3 Simulationen

Wie bereits angesprochen, führt das bei DYPR-SSFP verwendete dynamische Inkrement zu leicht variierenden Signallevels und Phasen, die wiederum Artefakte hervorrufen. Um die Abhängigkeit dieser Artefakte von Parametern wie der zugrunde liegenden radialen Trajektorie (2D oder 3D) oder des Abtastverhältnisses  $\eta$  näher zu untersuchen, wurden Simulationen durchgeführt, die aus den folgenden Schritten bestanden:

1. Zur Generierung eines Ausgangsdatensatzes wurde ein zylinderförmiges Phantom mit gedoptem Wasser (Relaxationszeiten:  $T_1/T_2 \approx 1000/700$  ms) mittels einer 3D radialen bSSFP-Sequenz gemessen. Zur Reduktion von Artefakten aufgrund von Wirbelströmen wurde eine Winkelanordnung entlang einer Spirale [171] gewählt, wobei die folgenden Messparameter verwendet wurden: FOV =  $230 \times 230 \times 230$  mm<sup>3</sup>, Matrixgröße =  $256^3$ , isotrope Auflösung = 0,9 mm, TR = 4,2 ms, Auslesebandbreite = 720 Hz/Pixel,  $N_{\text{proj}} = 66000$ .
2. Nach der Bildrekonstruktion wurden aus diesem Datensatz 2D radiale (Anordnung nach dem Goldenen Winkel) sowie 3D radiale (Winkelanordnung nach Niederreiterzahlen) Experimente simuliert.
3. Die so erhaltenen Projektionen wurden dann mit den bei einer DYPR-SSFP-Akquisition auftretenden Signalvariationen gewichtet. Diese wurden mittels Bloch-Gleichungs-Simulationen bestimmt, das heißt die komplexen Signalwerte eines DYPR-SSFP-Experiments ( $\Delta\Phi = 0^\circ$ ,  $\Psi = 360^\circ/N_{\text{proj}}$ ) wurden für aufeinanderfolgende TRs berechnet und anschließend zur Wichtung der simulierten Projektionen verwendet.
4. Der gesamte Vorgang wurde 50-mal mit verschiedenen Abtastverhältnissen zwischen  $\eta = 50\%$  und  $\eta = 400\%$  wiederholt, was Projektionsanzahlen von  $N_{\text{proj}} = 128$ -1024 im zweidimensionalen Fall beziehungsweise  $N_{\text{proj}} = 32768$ -262144 im dreidimensionalen Fall entspricht.
5. Um das Artefaktlevel quantitativ ausdrücken zu können, wurde ein aus 1600 Voxeln bestehendes ROI in einer homogenen Region innerhalb einer Schicht des Phantoms gezogen. Nach der Normalisierung jedes Bilds auf seinen Mittelwert wurde die Standardabweichung innerhalb des ROIs berechnet. Während eine niedrige Standardabweichung einem geringen Artefaktlevel entspricht, spiegelt sich ein hohes Artefaktlevel in einer großen Standardabweichung wider.

Der vollständige Simulationsablauf ist in Abbildung 7.3.1(a) verdeutlicht. In der rechten oberen Ecke ist exemplarisch der Signalverlauf sowie die Phase einer Bloch-Gleichungs-Simulation von DYPR-SSFP mit 1000 TRs gezeigt. In Übereinstimmung mit existierender Literatur [62, 139] sowie den in Kapitel 5.2.4 durchgeführten Simulationen zeigt sich eine asymmetrische bSSFP-Frequenz-Antwort-Funktion sowie ein veränderter Phasenverlauf.

Aus dem Liniendiagramm, das die Standardabweichung im ausgewählten ROI in Abhängigkeit der für die jeweilige Simulationsdurchführung verwendeten Projektionsanzahl zeigt, können mehrere Schlüsse gezogen werden: Im zweidimensionalen Fall und bei einem konstanten Signallevel der verschiedenen Projektionen (2D, Referenz) nimmt die Standardabweichung mit

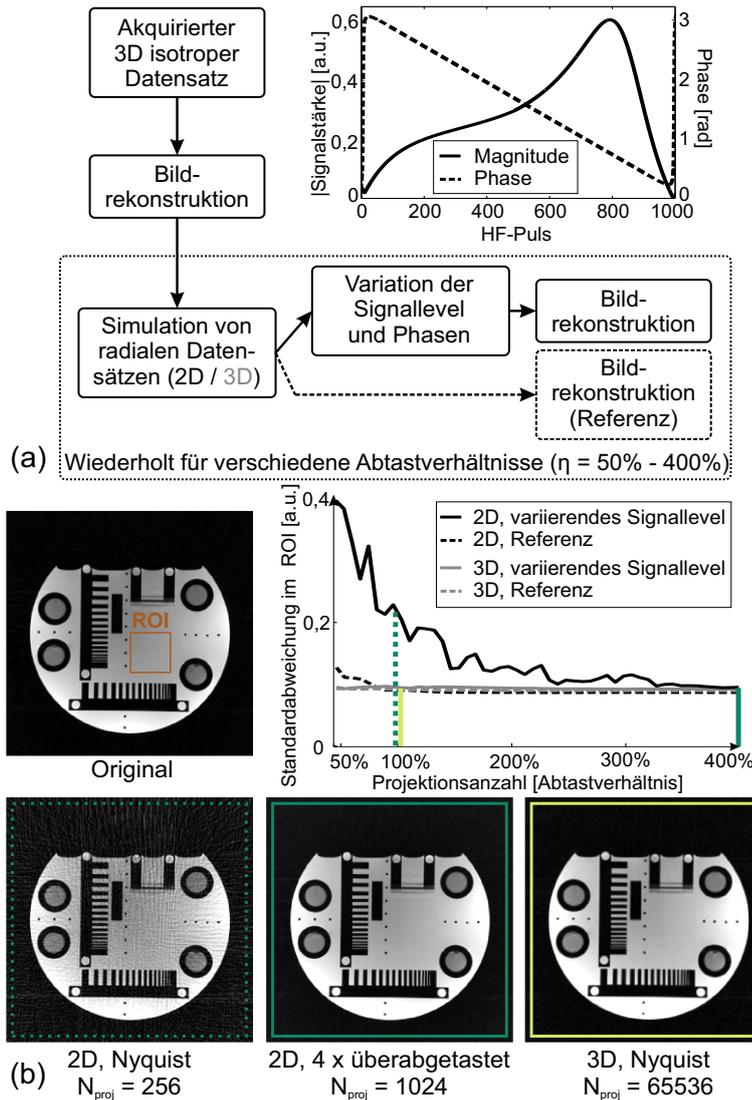


Abbildung 7.3.1: (a) Ablaufdiagramm der verschiedenen Simulationsschritte. Zur Nachstellung des variierenden Signallevels der dynamisch phasenzyklierten Projektionen bei DYPR-SSFP wurden Berechnungen basierend auf den Bloch-Gleichungen durchgeführt. Die so erhaltenen Signallevel sowie Phasen, die exemplarisch im Diagramm in der rechten oberen Ecke gezeigt sind, wurden dann zum Skalieren der simulierten Projektionen verwendet.

(b) Das Liniendiagramm zeigt die Standardabweichung innerhalb des eingezeichneten ROIs für verschiedene Abtastverhältnisse. Bei Verwendung einer 2D radialen Trajektorie und einem Abtastverhältnis von  $\eta = 100\%$  ist die Standardabweichung hoch (grün gepunktet). Durch eine Erhöhung der Projektionsanzahl kann diese effektiv reduziert werden (zum Beispiel  $\eta = 400\%$ , grün gestrichelt). Die Verwendung einer 3D radialen Trajektorie führt hingegen bereits bei  $\eta = 100\%$  zu einer geringen Standardabweichung sowie zu einer akzeptablen Bildqualität (gelb).

zunehmendem Abtastverhältnis bis zum Erreichen des Nyquist-Kriteriums ab, wonach sie konstant verläuft. Die Variation der Signallevel und Phasen erhöht das Artefaktlevel und damit die Standardabweichung. Für ein Abtastverhältnis von  $\eta = 100\%$  weist das erhaltene Bild im zweidimensionalen Fall starke inkohärente Artefakte auf (Abbildung 7.3.1(b), links), was in einer entsprechend hohen Standardabweichung resultiert. Durch Erhöhung der Projektionsanzahl auf beispielsweise  $\eta = 400\%$  kann die Bildqualität wie in Abbildung 7.3.1(b), mittig ersichtlich, wesentlich verbessert werden. Wird hingegen eine 3D radiale Trajektorie simuliert, ist die Standardabweichung sowohl ohne als auch mit angewandeter Signalvariation durchgehend gering. Dies zeigt sich auch in der entsprechenden Abbildung 7.3.1(b), rechts, die das Ergebnis für  $\eta = 100\%$ , das heißt ohne zusätzliche Überabtastung, illustriert.

Folglich kann aus den gezeigten Simulationen geschlossen werden, dass bei Verwendung einer 3D radialen Trajektorie in Kombination mit dem DYPR-SSFP-Konzept eine akzeptable Bildqualität auch bei der Akquisition einer Projektionsanzahl am beziehungsweise sogar unterhalb des Nyquist-Kriteriums erzielt werden kann.

## 7.4 Experimente

Die im Folgenden gezeigten Experimente wurden an einem 3-T-Scanner (Magnetom Skyra, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) durchgeführt. Zur Signalanregung wurden nichtselektive, rechteckige Pulse der Länge  $\tau_{\text{HF}} = 400 \mu\text{s}$  verwendet. Um Artefakte in der transienten Phase der Steady-State-Sequenz zu vermeiden, wurden vor der eigentlichen Signalakquisition 1000 Dummypulse eingespielt.

### 7.4.1 Gehirnmessungen

Alle dargestellten Gehirnmessungen wurden mit einer 16-Kanal-Kopfspule sowie den folgenden Messparametern akquiriert: FOV =  $230 \times 230 \times 230 \text{ mm}^3$ , Matrixgröße =  $256^3$ , isotrope Auflösung =  $0,9 \text{ mm}$ , TR =  $4,2 \text{ ms}$ , Auslesebandbreite =  $720 \text{ Hz/Pixel}$ . Sofern nicht anders angegeben, betrug das verwendete Abtastverhältnis  $100\%$ , es wurden also  $N_{\text{proj}} = 66000$  Projektionen aufgenommen. Neben einer 3D DYPR-SSFP-Messung ( $\Delta\Phi = 0^\circ$ ,  $\Psi = 360^\circ/N_{\text{proj}}$ ) wurde zum Vergleich eine gewöhnliche 3D bSSFP-Messung ( $\Delta\Phi = 180^\circ$ ,  $\Psi = 0^\circ$ ) durchgeführt. Die Akquisitionszeit betrug jeweils  $4:39 \text{ min}$ .

#### Einfluss verschiedener Winkelanordnungen

Um den Einfluss der in Abschnitt 7.2.2 vorgestellten Winkelanordnungen auf die erzielte Bildqualität zu vergleichen, wurden 3D DYPR-SSFP-Experimente mit einem spiralförmigen, einem 2D Goldenen Winkel sowie einem 2D Niederreiter-Schema durchgeführt. Die erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 7.4.1 veranschaulicht. Wie zu erwarten, führt das dynamische Phaseninkrement in Verbindung mit der regelmäßigen Anordnung entlang einer Spirale zu kohärenten Artefakten in Form von Schlieren sowie einer unvollständigen Entfernung von Bandingartefakten (Pfeile). Wird hingegen eine unregelmäßige Projektionsanordnung verwendet, verteilen sich die Artefakte inkohärent über das komplette Bild und Signalauslöschungen aufgrund von Bandingartefakten werden entfernt. Dies trifft sowohl für die Anordnung gemäß dem 2D Goldenen Winkel sowie gemäß den 2D Niederreiter-Zahlen zu, wobei die Bildqualität für das zuletzt genannte Schema etwas besser ist und daher im Folgenden angewendet wird.

#### Entrauschen zur Artefaktreduktion

Im Vergleich zu 2D DYPR-SSFP ist das Ausmaß der aufgrund des dynamischen Phaseninkrements auftretenden Artefakte bei der Verwendung einer 3D radialen Trajektorie deutlich reduziert. Dennoch können einige inkohärente Signalvariationen verbleiben. Der Ursprung dieser Artefakte, auf den in Abschnitt 7.5 dieses Kapitels näher eingegangen wird, unterscheidet sich wesentlich von Rauschen. Dennoch kann aufgrund des ähnlichen Erscheinungsbilds zur retrospektiven Verbesserung der Bildqualität ein Entrauschungsalgorithmus angewendet werden. Hierfür wurde der NLM-Algorithmus (*Non-Local-Means*) ausgewählt, der in Anhang 11.3.2 näher beschrieben ist.

Abbildung 7.4.2 zeigt eine axiale Schicht einer Gehirnmessung mit 3D bSSFP sowie 3D DYPR-SSFP. Die besonders in der Nähe der Stirnhöhe auftretenden Luft-Gewebe-Grenzen führen zu Suszeptibilitätsunterschieden, die sich wiederum im bSSFP-Bild in Bandingartefakten (Pfeile)

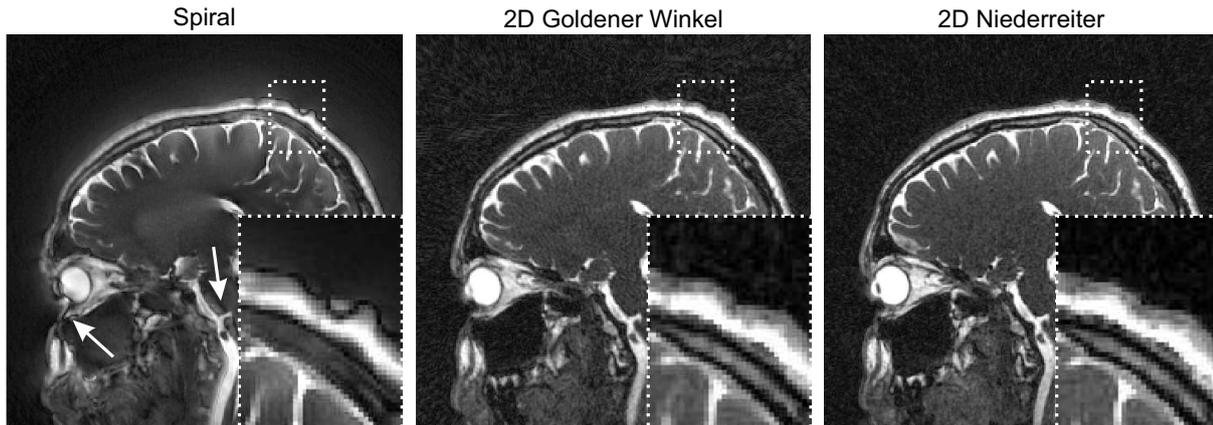


Abbildung 7.4.1: Einfluss der Winkelanordnungen auf die mit 3D DYPR-SSFP erzielte Bildqualität. Während sich beim spiralförmigen Schema Schlieren ausbilden und Bandingartefakte nur unzureichend entfernt werden (Pfeile), führt die Wahl einer unregelmäßigen Anordnung (2D Goldener Winkel beziehungsweise 2D Niederreiter) zu inkohärenten Artefakten und einer vollständigen Entfernung von Bandingartefakten.

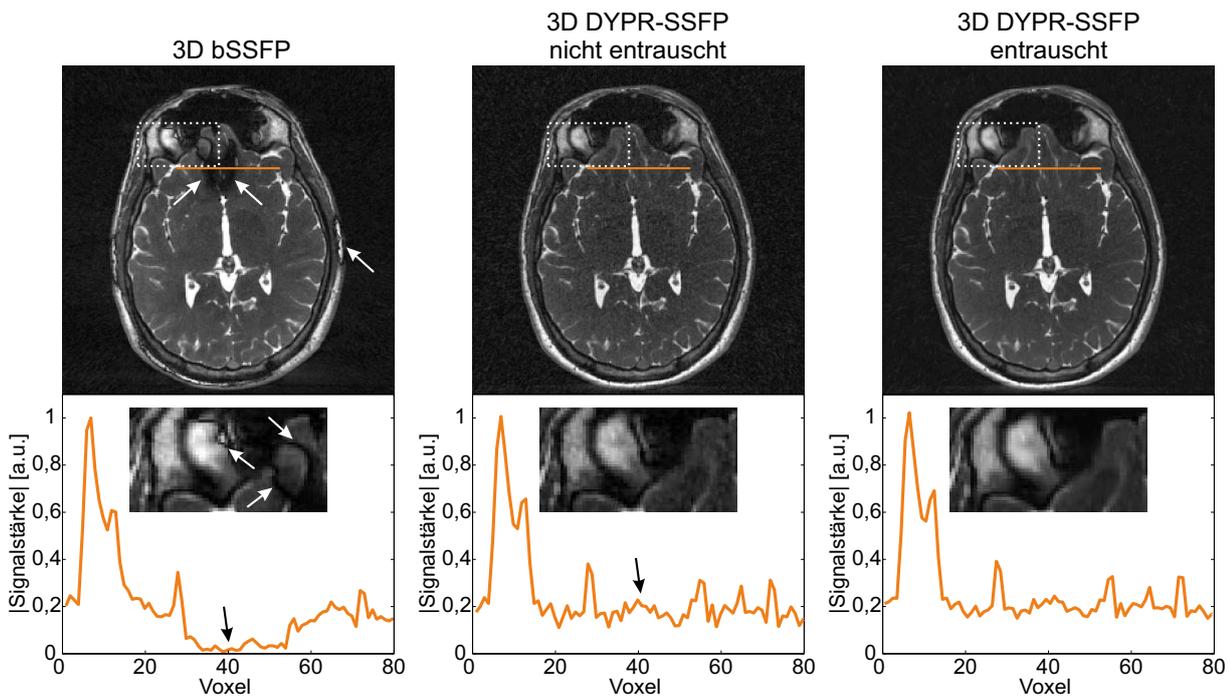


Abbildung 7.4.2: Kopfmessung mit 3D bSSFP und 3D DYPR-SSFP. Wie in der linken Spalte gezeigt ist, treten im Fall von bSSFP Bandingartefakte (Pfeile) auf, die mittels 3D DYPR-SSFP (mittlere Spalte) deutlich reduziert werden können. Dies wird durch die Liniendiagramme bestätigt, bei denen die Signalauslöschung um Voxel 40 herum nicht auftritt. Die Reduzierung der inkohärenten Artefakte mittels der Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus ist in der rechten Spalte dargestellt.

äußern. Wie im Liniendiagramm ersichtlich ist, sind diese Signalauslöschungen im 3D DYPR-SSFP-Bild nicht vorhanden. Die in diesem Fall auftretenden rauschähnlichen Artefakte zeigen sich in Form von hochfrequenten Oszillationen. Wie in der rechten Spalte gezeigt ist, kann deren Ausmaß jedoch durch Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus reduziert werden.

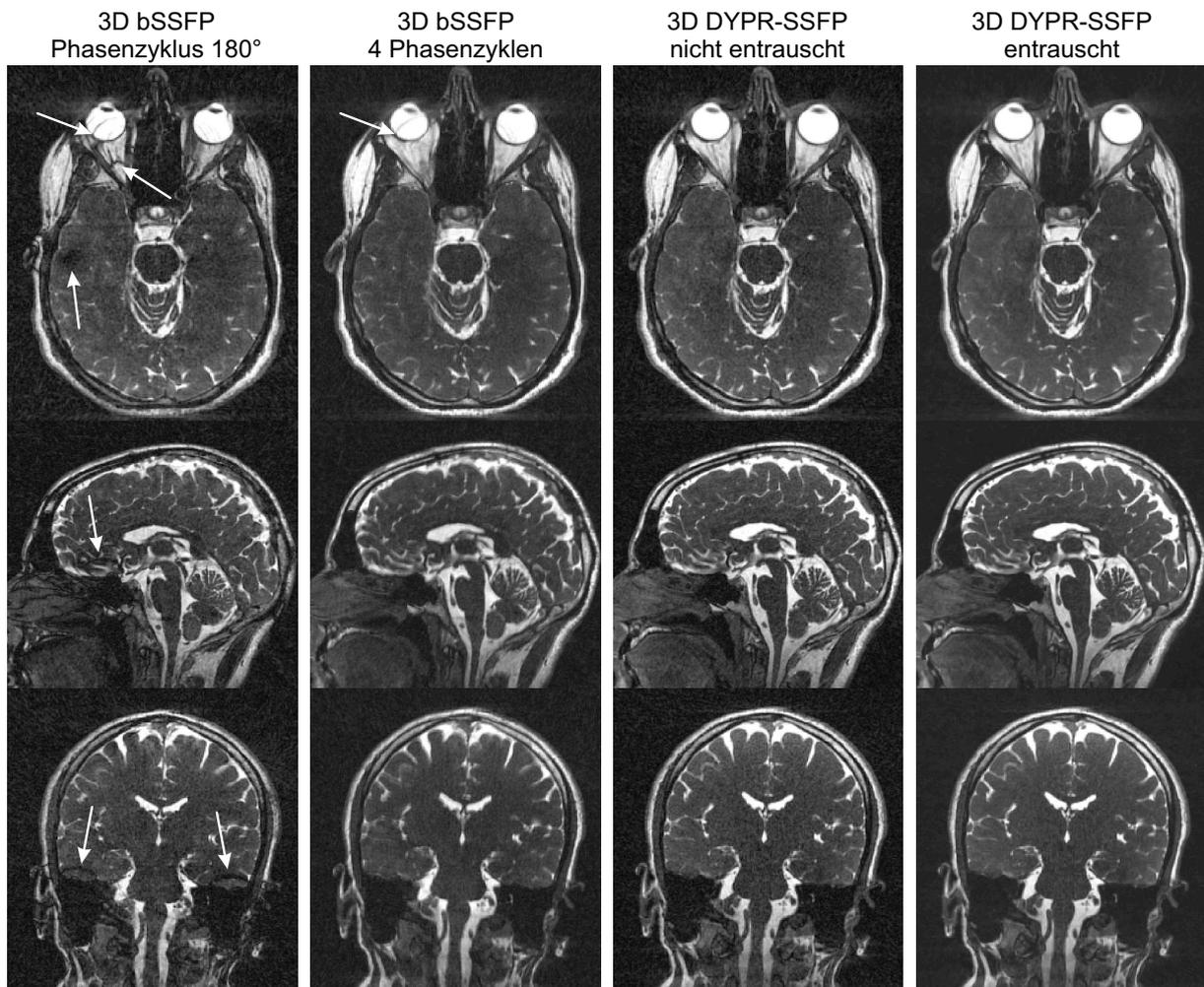


Abbildung 7.4.3: Vergleich einer phasenzyklierten 3D bSSFP-Messung mit 3D DYPR-SSFP. Um die Messzeit konstant zu halten, wurden die separat akquirierten bSSFP-Bilder mit vierfacher Unterabtastung aufgenommen, was sich in Form von Streakingartefakten (erste Spalte) äußert. Bandingartefakte (Pfeile) werden im kombinierten Bild zwar effektiv reduziert (zweite Spalte), können jedoch an manchen Stellen verbleiben. Des Weiteren tritt Blurring aufgrund von Bewegung zwischen den einzelnen Messungen auf. Diese Beeinträchtigungen der Bildqualität sind bei der Verwendung von 3D DYPR-SSFP (dritte Spalte) nicht sichtbar. Verbleibende inkohärente Artefakte lassen sich durch Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus reduzieren (vierte Spalte).

### Vergleich mit konventionellem phasenzykliertem bSSFP

Eine weit verbreitete Methode zur Vermeidung von Bandingartefakten bei der bSSFP-Bildgebung ist die in Kapitel 5.2.3 beschriebene Akquisition mehrerer phasenzyklierter bSSFP-Bilder, die anschließend kombiniert werden. Zum Vergleich der entwickelten 3D DYPR-SSFP-Technik mit dieser existierenden Referenzmethode wurden zusätzlich zu den zuvor beschriebenen Messungen vier separate bSSFP-Bilder mit verschiedenen Phasenzyklen ( $\Delta\Phi = 0^\circ/90^\circ/180^\circ/270^\circ$ ,  $\Psi = 0^\circ$ ) akquiriert und anschließend mittels der Quadratsumme der Bilder [7] kombiniert. Um die Messzeit an das 3D DYPR-SSFP-Experiment ( $\eta = 100\%$ , Messzeit = 4:39 min) anzupassen, wurde für jedes der vier Bilder ein Abtastverhältnis von  $\eta = 25\%$  verwendet.

Abbildung 7.4.3 zeigt jeweils eine aus den akquirierten Datensätzen extrahierte axiale, sagittale sowie koronare Schicht. Aufgrund der vierfachen Unterabtastung ( $\eta = 25\%$ ) sind im konventio-

nellen 3D bSSFP-Bild (erste Spalte,  $\Delta\Phi = 180^\circ$ ,  $\Psi = 0^\circ$ ) Streakingartefakte sichtbar. Zusätzlich treten Bandingartefakte auf (Pfeile), die mittels der Kombination aus vier phasenzyklierten Bildern (zweite Spalte) deutlich reduziert werden. Allerdings können dennoch Signalauslöschungen verbleiben, wie beispielsweise in der Augenregion (Pfeil) deutlich wird. Bewegung des Probanden zwischen den für diese Methode notwendigen separaten Messungen zeigt sich als Blurring, das heißt dem Verwaschen feiner Strukturen. In den mit einer 3D DYPR-SSFP-Messung akquirierten Bildern (dritte Spalte) sind Bandingartefakte effektiv entfernt. Die Bildqualität lässt sich wie in der vierten Spalte ersichtlich durch Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus noch weiter verbessern.

### 7.4.2 Bildgebung von Hirnnerven

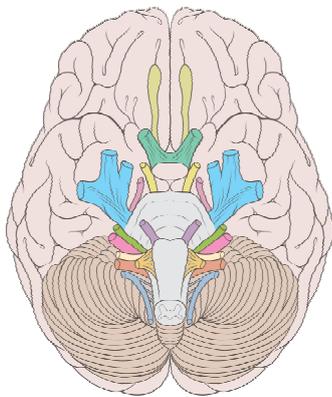


Abbildung 7.4.4: Schematische Darstellung der menschlichen Hirnnerven, entnommen aus [129].

Der für Applikationen wie die Tumorbildgebung wichtige Signalunterschied zwischen grauer und weißer Masse ist bei der Verwendung von bSSFP oder dem darauf beruhenden (3D) DYPR-SSFP sehr gering. Folglich ist die Einsetzbarkeit für derartige Anwendungen limitiert. Allerdings weisen die Bilder einen hohen Kontrast zwischen CSF und restlichem Gehirngewebe auf. Eine Applikation, die auf ein derartiges Kontrastverhalten angewiesen ist, ist die Bildgebung von Hirnnerven [216, 186, 194, 29]. Diese überwiegend direkt aus dem Hirnstamm entspringenden Fasern weisen einen sehr geringen Durchmesser auf, der in der Regel zwischen 0,4 mm (Augenrollnerv) und maximal 5 mm (Sehnerv) variiert. Abbildung 7.4.4 stellt die insgesamt zwölf, paarig angeordneten Nerven dar. Im klinischen Alltag für die Detektion dieser Strukturen verwendete Methoden sind die TSE-Sequenz oder die Kombination zweier phasenzyklierter bSSFP-Bilder (CISS-

Sequenz, *Constructive Interference Steady-State*) [216]. Eine Alternative zu diesen relativ zeitintensiven Techniken ist die Akquisition eines einzelnen 3D bSSFP-Bildes. In diesem Fall können jedoch wiederum Bandingartefakte auftreten, die analog zu den Nerven dunkel erscheinen und oft ähnliche Ausmaße aufweisen, was die Gefahr von Fehldeutungen vergrößert.

Da 3D DYPR-SSFP verhältnismäßig geringe Messzeiten, bandingfreie Bildgebung sowie hohen Kontrast zwischen CSF und anderem Gehirngewebe vereint, stellt diese Methode wie in Abbildung 7.4.5 gezeigt einen aussichtsreichen Kandidaten für die Bildgebung von Hirnnerven dar. Die drei veranschaulichten Schichten wurden aus einem einzelnen, isotropen 3D DYPR-SSFP-Datensatz extrahiert, der mit den Messparametern analog zu Abschnitt 7.4.1 in 4:39 min aufgenommen wurde. Dabei sind die folgenden Nerven erkennbar: Abbildung 7.4.5(a) stellt den Drillingsnerv dar (Nerv V, typischer Durchmesser 2,3-5,4 mm [114]). Abbildung 7.4.5(b) zeigt die klare Abgrenzung des Gesichtsnervs (Nerv VII, typischer Durchmesser 1,8 mm [115]) vom Hör- und Gleichgewichtsnerv (Nerv VIII, typischer Durchmesser 3 mm [115]). Selbst der Augenabziehnerv (Nerv VI), dessen Identifizierbarkeit aufgrund seines sehr geringen Durchmessers (1,0-2,9 mm [133]) sowie seines charakteristischen schiefen Verlaufs oft eingeschränkt ist, kann in Abbildung 7.4.5(c) erkannt werden.

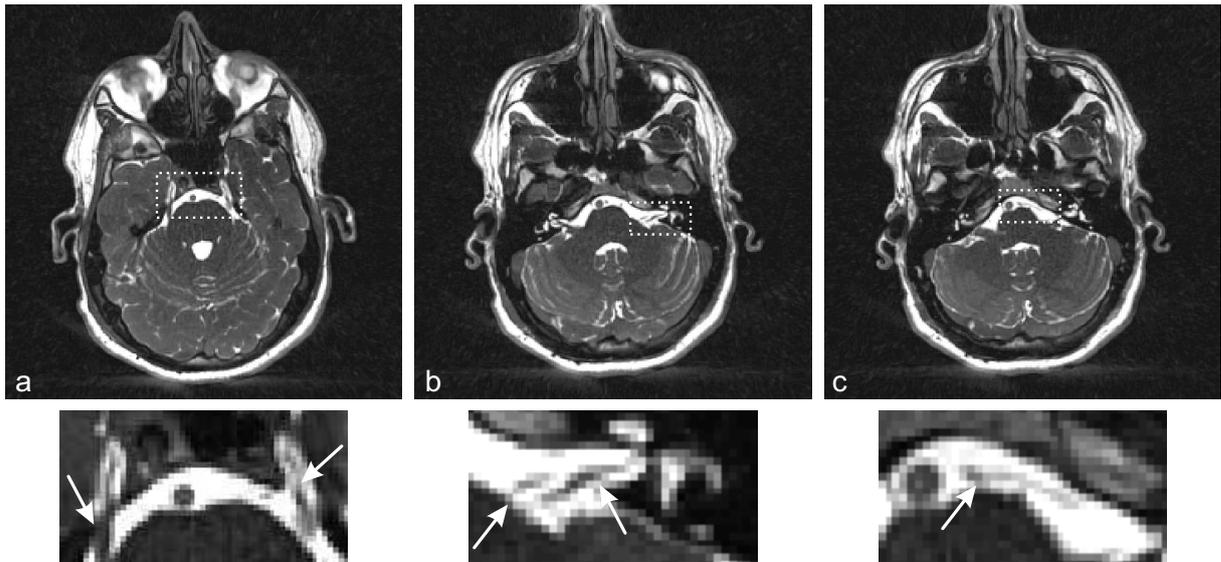


Abbildung 7.4.5: Bildgebung von Hirnnerven mittels 3D DYPR-SSFP. Sowohl der Drillingsnerv (a), der Gesichtsnerv sowie der Hör- und Gleichgewichtsnerv (b) als auch der Augenabziehnerv (c) sind deutlich erkennbar. Da aufgrund der angewendeten Technik Bandingartefakte verhindert werden, ist die Wahrscheinlichkeit von Fehlinterpretationen gegenüber einer bSSFP-Sequenz reduziert.

### 7.4.3 Kniemessungen am gesunden Probanden

Neben der Darstellung von Hirnnerven ist die Bildgebung des Bewegungsapparats eine Applikation, bei der die bSSFP-Sequenz häufig Anwendung findet [73]. Auch hier treten jedoch Bandingartefakte auf, die die entsprechende Bildqualität deutlich reduzieren können. Um die Anwendbarkeit der 3D DYPR-SSFP-Methode für diese Regionen zu demonstrieren, wurden Kniemessungen mit einer 8-Kanal-Multifunktionsspule (Noras, Höchberg, Deutschland) durchgeführt. Ein 3D bSSFP- sowie 3D DYPR-SSFP-Datensatz wurde in jeweils 5:35 min mit den folgenden Messparametern akquiriert: FOV =  $180 \times 180 \times 180 \text{ mm}^3$ , Matrixgröße =  $256^3$ , isotrope Auflösung = 0,7 mm, TR = 5,0 ms, Auslesebandbreite = 570 Hz/Pixel, Abtastverhältnis  $\eta = 100\%$ . Um Intensitätsschwankungen aufgrund der verwendeten Empfangsspule zu berücksichtigen, wurden die rekonstruierten Bilder mittels der Division der Quadratsumme der Spulensensitivitäten normalisiert [75].

Die Resultate sind in Abbildung 7.4.6 gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit der Bildqualität wurde in diesem Fall eine Schicht nahezu ohne Bandingartefakte ausgewählt und kein Entrauschungsalgorithmus angewendet. Die Ähnlichkeit der beiden Ergebnisse wird durch das Differenzbild betont. Sowohl mit 3D bSSFP als auch mit 3D DYPR-SSFP kann ein hoher Kontrast zwischen Knorpel und Gelenkflüssigkeit erzielt werden, der sich im Fall von 3D bSSFP für die klinische Einschätzung von Knorpeldegeneration bereits als vielversprechend erwiesen hat [107].

### 7.4.4 Kniemessungen eines Probanden mit Kreuzbandplastik

Neben den Kniemessungen an gesunden Probanden wurden Messungen an einem Probanden mit einer Kreuzbandplastik durchgeführt. Die gewählte Matrixgröße betrug  $320^3$ , was in einer isotropen Auflösung von 0,56 mm resultierte. Die restlichen Bildgebungsparameter waren: FOV =  $180 \times 180 \times 180 \text{ mm}^3$ , TR = 5,8 ms, Auslesebandbreite = 460 Hz/Pixel,  $\eta = 75\%$ ,  $N_{\text{proj}} =$

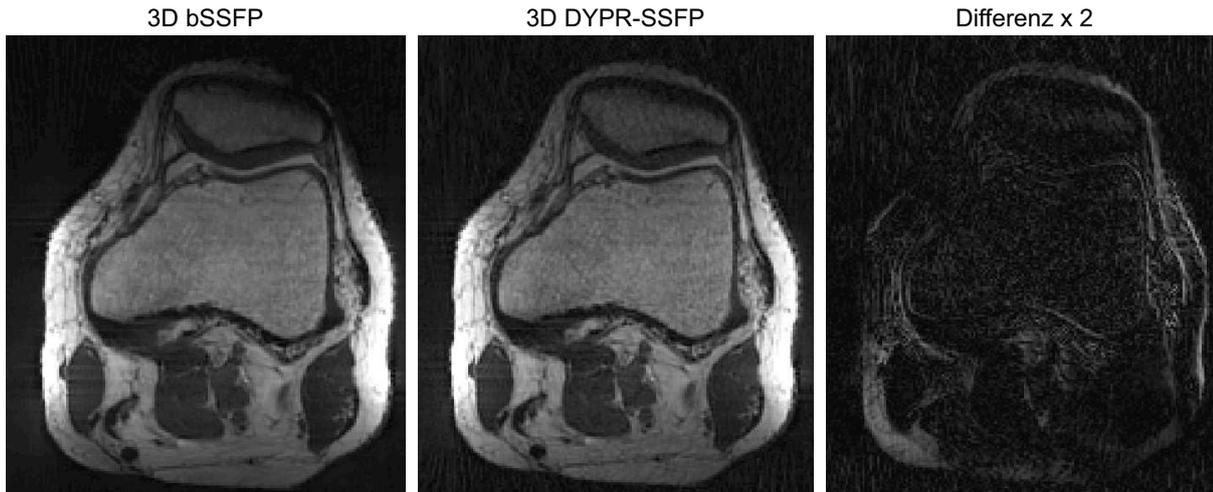


Abbildung 7.4.6: Kniebilder eines gesunden Probanden mit einer isotropen Auflösung von  $0,7\text{ mm}$ , akquiriert in  $5:35\text{ min}$ . Beide Techniken erzielen eine vergleichbare Bildqualität sowie einen hohen Kontrast zwischen Knorpel und Gelenkflüssigkeit.

76000, Messzeit =  $7:26\text{ min}$ . Analog zum vorherigen Abschnitt wurden die Bilder normalisiert. Zur Reduktion der inkohärenten Artefakte aufgrund des dynamischen Inkrements  $\Psi$  wurde im Fall von 3D DYPR-SSFP ein Entrauschungsalgorithmus als finaler Bildrekonstruktionsschritt angewendet.

Abbildung 7.4.7 zeigt jeweils drei Orientierungen (axial, sagittal sowie koronar) der 3D bSSFP-Messung sowie der 3D DYPR-SSFP-Messung. Erneut ist der klinisch relevante Kontrast zwischen Knorpel und Gelenkflüssigkeit stark ausgeprägt. Bei Verwendung von 3D bSSFP treten zahlreiche Bandingartefakte auf, was zu einer entsprechenden Verschlechterung der Bildqualität führt. Die Signalauslöschungen an der Befestigungsschraube (gepunktete Pfeile) sowie am Bohrkanaal (gestrichelte Pfeile) sind mit 3D DYPR-SSFP deutlich reduziert. Andere Bandingartefakte (durchgezogene Pfeile) sind vollständig unterdrückt.

## 7.5 Diskussion

Die in Kapitel 5 beschriebene DYPR-SSFP-Technik stellt einen vielversprechenden Ansatz zur Entfernung von Bandingartefakten bei der bSSFP-Bildgebung dar. Der Hauptvorteil hierbei ist, dass im Gegensatz zu konventionellem phasenzykliertem bSSFP nur ein einzelnes Bild akquiriert werden muss, was eine deutlich reduzierte Akquisitionszeit mit sich führt. Bei den in Kapiteln 5 und 6 gezeigten Ergebnissen wurde das DYPR-SSFP-Konzept basierend auf einer 2D radialen Trajektorie beziehungsweise einer 3D Stack-of-Stars-Trajektorie, bei der entlang der  $z$ -Richtung konventionelle Phasenkodierung angewendet wird, implementiert. In beiden Fällen hat sich gezeigt, dass mehr als circa 700-800 Projektionen (pro Stack) akquiriert werden müssen, um die durch den dynamischen Phasenzklus verursachten Artefakte gering zu halten. Diese Anzahl liegt allerdings in der Regel über der zur Erfüllung des Nyquist-Kriteriums notwendigen Projektionsanzahl, weswegen der  $k$ -Raum überabgetastet werden muss, was wiederum die Messzeit erhöht.

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass durch die Verwendung einer 3D radialen Trajektorie die Notwendigkeit der Überabta- stung aufgehoben wird. Aufgrund der zur Akquisition des

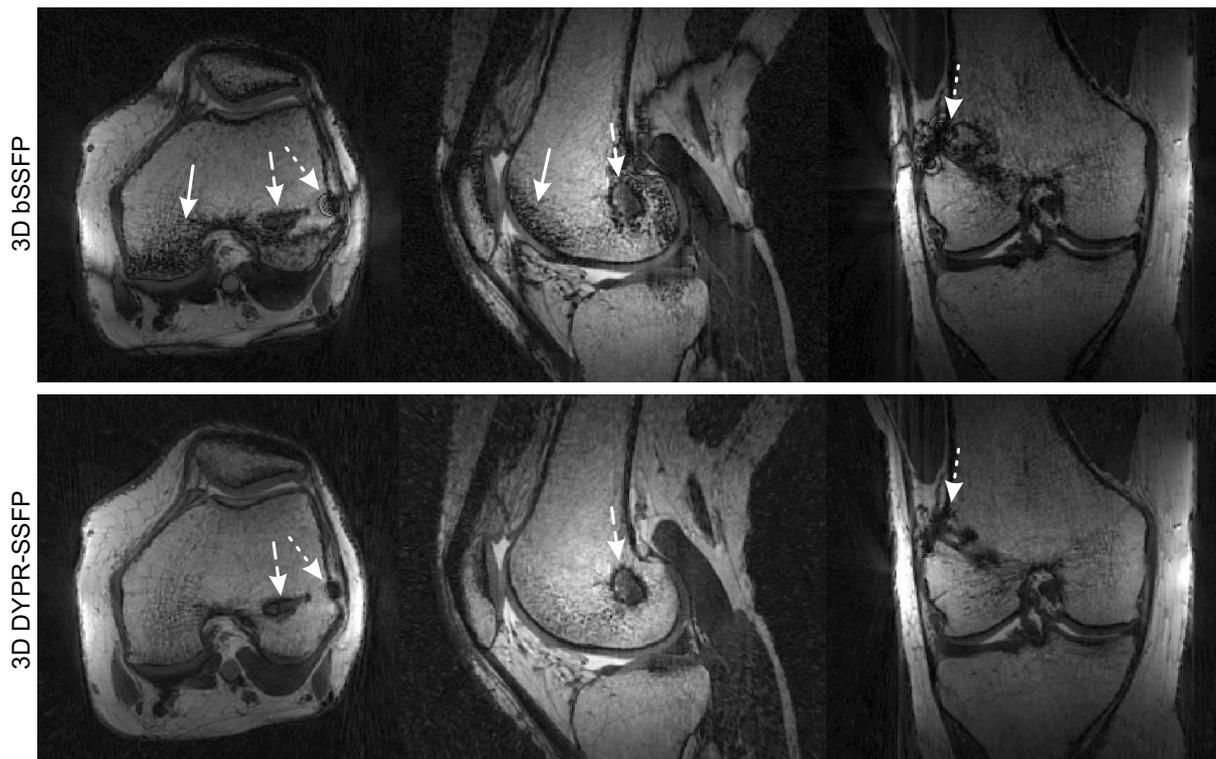


Abbildung 7.4.7: Kniebilder eines Probanden mit Kreuzbandplastik. Die Messzeit für einen Datensatz mit einer isotropen Auflösung von 0,56 mm betrug 7:26 min. Aufgrund zahlreicher Bandingartefakte (Pfeile) ist die Bildqualität der 3D bSSFP-Akquisition erheblich reduziert. Dies trifft insbesondere auf die Regionen in der Nähe der Befestigungsschraube (gepunktete Pfeile) sowie in der Nähe des Bohrkanals (gestrichelte Pfeile) zu. Bei der Verwendung von 3D DYPR-SSFP treten deutlich weniger Signalauslösungen auf.

dreidimensionalen k-Raums intrinsisch benötigten sehr hohen Anzahl von Projektionen kann das dazu indirekt proportionale dynamische Phaseninkrement  $\Psi$  sehr klein gewählt werden, wodurch entsprechende Artefakte reduziert werden.

Neben der hier entwickelten 3D DYPR-SSFP-Methode existieren einige andere Steady-State-Sequenzen zur schnellen Bildgebung von dreidimensionalen Volumina. Beispielsweise basiert die CISS-Sequenz [29] analog zu gewöhnlich phasenzykliertem bSSFP auf der Akquisition sowie der Kombination zweier bSSFP-Bilder, was mit einer entsprechenden Erhöhung der Messzeit einhergeht. Des Weiteren kann Patientenbewegung zwischen den sequenziellen Bildakquisitionen zu einer erheblichen Verschlechterung der Bildqualität führen. Eine andere Alternative ist die Verwendung der in Kapitel 4.2.2 beschriebenen, gradientengespoilten SSFP-FID-, SSFP-ECHO- oder DESS-Sequenz. Während hier aufgrund der nicht ausbalancierten Gradienten keine Bandingartefakte auftreten, sind diese Methoden anfällig gegenüber Fluss, was sich insbesondere bei 3D Akquisitionen als problematisch erweist. Die in Kapitel 4.2.3 erläuterte HF-gespoilte FLASH-Sequenz ist zwar flussinsensitiv, jedoch ist das erzielbare SNR deutlich geringer als bei der bSSFP-Sequenz. Des Weiteren ist der damit generierte Kontrast stark  $T_1$ -gewichtet, was der mit bSSFP erzielten  $T_2/T_1$ -Wichtung in einigen Bereichen [111, 4] unterlegen ist. Eine andere Alternative ist die STFR-Sequenz (*Small-Tip Fast Recovery*) [145, 205], die jedoch auf räumlich angepassten HF-Pulsen basiert und deren Implementierung sich folglich als anspruchsvoll erweisen kann. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass 3D DYPR-SSFP ein aussichtsreicher Kandidat für die 3D Bildgebung mit hohem Kontrast zwischen Flüssigkeiten und Gewebe

darstellt.

Ein bei der 2D/3D DYPR-SSFP-Bildgebung wichtiger zu thematisierender Punkt ist der Ursprung der sich inkohärent über die jeweiligen Bilder erstreckenden Artefakte. Wie bisher geschehen, können diese unerwünschten Modulationen mittels der variierenden Signallevel und Phasen der dynamisch phasenzyklierten Projektionen erklärt werden. Die Richtigkeit dieses Ansatzes wurde anhand der in Kapitel 7.3 gezeigten Simulationen bestätigt. Hier wurde dieser Effekt verwendet, um die für DYPR-SSFP-Akquisitionen typischen Artefakte nachzustellen. Ein anschaulicherer Erklärungsansatz ist die unvollständige Entfernung von Bandingartefakten in der  $k$ -Raum-Peripherie. Bei einem konventionellen phasenzyklierten bSSFP-Experiment wird jeder  $k$ -Raum-Punkt mehrfach mit verschiedenen Phasenzyklen aufgenommen. Dies erlaubt eine Reduktion von sowohl in den niedrigen als auch in den hohen  $k$ -Raum-Frequenzen kodierten Bandingartefakten. Bei DYPR-SSFP hingegen wird lediglich ein einzelner  $k$ -Raum mit dynamisch phasenzyklierten Projektionen gefüllt. Folglich sind die zur Entfernung von Bandingartefakten notwendigen Informationen nur bis zu einem gewissen  $k$ -Raum-Radius vorhanden, während sie im Außenbereich fehlen. Dieser  $k$ -Raum-Radius lässt sich durch die Akquisition weiterer Projektionen erhöhen. Da nur die  $k$ -Raum-Peripherie, das heißt die hohen  $k$ -Raum-Frequenzen, von dem beschriebenen Effekt betroffen ist, äußern sich die entsprechenden Artefakte im Bild als hochfrequente Modulationen. Auch wenn der Ursprung dieser Artefakte sich deutlich von Rauschen unterscheidet, ist das Erscheinungsbild ähnlich. Folglich kann wie in Abschnitt 7.4 gezeigt die Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus ein probates Mittel zur Abschwächung dieser Artefakte darstellen. Dies bestätigt sich beispielsweise in Abbildung 7.4.2, bei der die Bildqualität der 3D DYPR-SSFP-Messung durch Entrauschen verbessert wird, während gleichzeitig feine Strukturen erhalten bleiben. Die Anwendbarkeit eines Entrauschungsalgorithmus basiert auf der Tatsache, dass die bei der DYPR-SSFP-Bildgebung auftretenden Artefakte inkohärent und hochfrequent erscheinen, was bei der Akquisition einer entsprechend hohen Projektionsanzahl zutrifft. Wie eingangs beschrieben, wird das Erscheinungsbild der Artefakte bei der Akquisition von weniger Projektionen jedoch niedrigfrequenter, was die Rechtfertigung des Entrauschens in diesem Fall in Frage stellen kann. Nichtsdestotrotz weisen die mit 3D DYPR-SSFP akquirierten Bilder, wie beispielsweise in den Abbildungen 7.4.3 und 7.4.6 dieses Kapitels ersichtlich ist, auch ohne eine derartige Nachbearbeitung eine gute Bildqualität auf. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Entrauschungsalgorithmus lediglich auf 3D DYPR-SSFP-Datensätze angewendet. Allerdings ist die 3D radiale Trajektorie hierfür keine Voraussetzung, weshalb auch die Kombination mit 2D DYPR-SSFP denkbar ist.

Für alle hier gezeigten 3D DYPR-SSFP-Messungen wurde ein Abtastverhältnis von  $\eta \geq 75\%$  gewählt. Da durch Unterabtastung bedingte Artefakte aufgrund der Verwendung einer radialen Trajektorie als Streakingartefakte erscheinen, kann die Projektionsanzahl zur Einsparung von Messzeit unter Umständen weiter reduziert werden. Beispielsweise wurde für die Bildgebung von Herzkranzgefäßen von der erfolgreichen Anwendung eines Abtastverhältnisses von lediglich  $\eta = 25\%$  berichtet [203]. Des Weiteren erlauben Rekonstruktionstechniken wie die parallele Bildgebung [159, 127] oder Compressed Sensing [126, 50] sowie spezielle 3D Trajektorien mit einer effizienteren  $k$ -Raum-Abtastung wie Kegel [100] oder helixähnliche Kurven [23] eine weitere Messzeitverkürzung. Allerdings bewirkt die Akquisition von weniger Daten intrinsisch einen SNR-Verlust. Zusätzlich führt bei der Verwendung von DYPR-SSFP eine Reduktion der Projektionsanzahl zu einer Verstärkung der inkohärenten Artefakte aufgrund des vergrößerten dynamischen Inkrements  $\Psi$ .

Ein positiver Nebeneffekt der mit einer 3D radialen Trajektorie stets erzielten isotropen Auflösung ist die weitestgehende Vermeidung von Signalauslöschungen, die durch die in Kapitel 6.3.1 beschriebene Intravoxeldephasierung verursacht werden. Da die hierfür verantwortliche Offresonanzverteilung innerhalb eines Voxels maßgeblich von der größten Voxeldimension abhängt, tritt dieser Effekt vornehmlich bei 2D oder gewöhnlichen 3D Akquisitionen auf, da hier das Voxelvolumen vorrangig durch die verhältnismäßig große Schichtdicke bestimmt wird.

Wie in Kapitel 6.1 erläutert und beispielsweise in den gezeigten Kniebildern (Abbildungen 7.4.6 und 7.4.7) ersichtlich, führt das vergleichsweise hohe  $T_2/T_1$ -Verhältnis von Fett zu einer entsprechend hellen, hyperintensiven Darstellung. Da hierdurch Pathologien verdeckt werden können, ist in vielen Fällen die Abschwächung beziehungsweise Auslöschung des von Fettgewebe verursachten Signals wünschenswert. Für die Anwendung der in Kapitel 6.1.1 beschriebenen Dixon-Methode müssen allerdings in der Regel zwei oder drei Bilder mit verschiedenen Echozeiten generiert werden. Dies kann allerdings im Fall einer dreidimensionalen Abtastung zu einer klinisch nicht praktikablen Messzeitverlängerung führen. Selbst bei der Anwendung der in Kapitel 6.2 vorgestellten Multiecho-Sequenz verlängert sich die Messzeit aufgrund des für die zusätzlichen Gradienten notwendigen erhöhten TRs deutlich. Eine mögliche Lösung hierfür ist die sogenannte VIPR-SSFP-Technik (*Vastly Isotropic PROjection SSFP*) [142], bei der innerhalb jedes TRs ohne vorherige Dephasierung zwei Halbechos mit jeweils unterschiedlicher Echozeit akquiriert werden. Da dieses Akquisitionsschema jedoch auf einer 3D radialen bSSFP-Sequenz beruht, kann das Ergebnis der Fett-Wasser-Separation insbesondere in Regionen mit großen Magnetfeldinhomogenitäten aufgrund von Bandingartefakten negativ beeinflusst werden. Wird diese Trajektorienform von VIPR-SSFP allerdings mit dem dynamischen Phasenzyklus sowie der quasizufälligen Winkelanordnung des DYPR-SSFP-Konzepts kombiniert, kann so möglicherweise eine robuste Fett-Wasser-Separation auch bei großen Suszeptibilitätssprüngen in klinisch akzeptablen Messzeiten erreicht werden.

## 7.6 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel beschriebene Kombination des DYPR-SSFP-Konzepts mit einer 3D radialen Trajektorie ermöglicht die volumetrische bandingfreie bSSFP-Bildgebung mit isotroper Auflösung, ohne Messzeiterhöhung im Vergleich zu einer gewöhnlichen bSSFP-Akquisition. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, dass zum radialen Abtasten des dreidimensionalen  $k$ -Raums bereits intrinsisch eine sehr hohe Projektionsanzahl akquiriert werden muss. Aufgrund dieses Ansatzes wird die DYPR-SSFP-Bildgebung am oder sogar unterhalb des Nyquist-Kriteriums auch ohne Überabtastung oder künstliche Erhöhung der gewählten Matrixgröße ermöglicht. Die so akquirierten Bilder zeichnen sich durch einen sehr hohen Kontrast zwischen Flüssigkeit und Gewebe aus, weswegen die Bildgebung von Hirnnerven oder des Bewegungsapparats vielversprechende klinische Anwendungen darstellen. Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass 3D DYPR-SSFP eine aussichtsreiche Alternative zur gewöhnlichen 3D bSSFP-Sequenz darstellt, was insbesondere bei der Verwendung höherer Magnetfeldstärken oder der Bildgebung von Regionen mit starken Feldinhomogenitäten zutrifft.



# 8

## Generierung verschiedener klinischer Kontraste mit RA-TOSSI

---

*In diesem Kapitel wird eine neuartige Technik beschrieben, mit der basierend auf der bSSFP-Sequenz eine Vielzahl verschiedener klinischer Kontraste in sehr kurzen Messzeiten generiert werden können. Nach der Vorstellung vorausgehender Arbeiten sowie der Validierung der Methode mittels Simulationen wird die Anwendung anhand von Kopf- sowie Abdomenmessungen bei 3 T gezeigt. Um darüber hinaus den klinischen Nutzen der Technik zu unterstreichen, werden Messergebnisse einer Gehirntumorpatientin vorgestellt.*

*Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht in: Benkert, T., Bartsch, A. J., Blaimer, M., Jakob, P. M. and Breuer, F. A., Generating Multiple Contrasts Using Single-Shot Radial  $T_1$  Sensitive and Insensitive Steady-State Imaging. Magn Reson Med 2015 Jun; 73(6):2129-2141.*

---

### 8.1 Motivation

Eine weit verbreitete Anwendung der MRT ist die neuroradiologische Bildgebung, wozu insbesondere die Bildgebung von Gehirnläsionen zählt. Die meisten Läsionen des zentralen Nervensystems zeichnen sich durch eine Erhöhung des Wassergehalts aus und resultieren folglich in der Verlängerung sowohl der  $T_1$ - als auch der  $T_2$ -Relaxationszeitkonstanten [138]. Dementsprechend werden diese in einem  $T_2$ -gewichteten Bild hyperintens, in einem  $T_1$ -gewichteten Bild hypointens<sup>1</sup> dargestellt und können folglich von umliegendem, gutartigem Gewebe differenziert werden.

---

<sup>1</sup>Hyperintens bedeutet hell und signalreich, hypointens steht für dunkel und signalschwach.

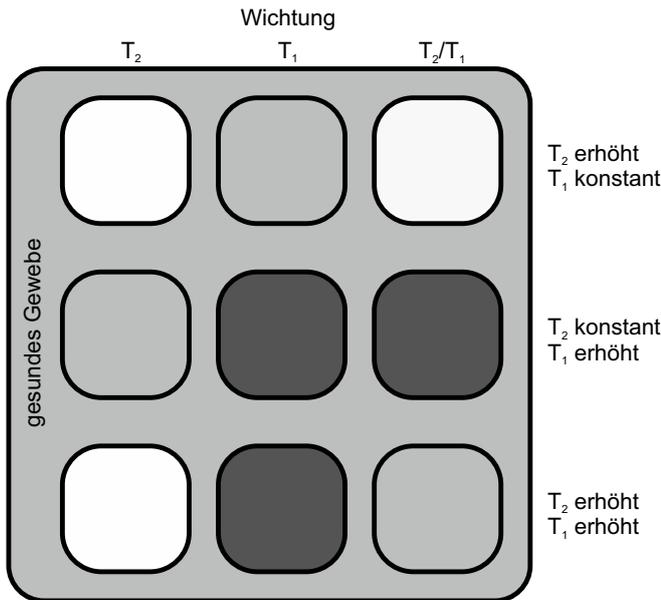


Abbildung 8.1.1: Darstellung von Kontrastveränderungen in Abhängigkeit der zugrunde liegenden Wichtung.

Die meisten Läsionen zeichnen sich gegenüber gesundem Gewebe (Hintergrund) durch eine Erhöhung sowohl der T<sub>2</sub>- als auch der T<sub>1</sub>-Zeit aus, was in der untersten Zeile dargestellt ist. Während dies bei einer T<sub>2</sub>-Wichtung zur hyperintensiven Darstellung sowie bei einer T<sub>1</sub>-Wichtung zur hypointensen Darstellung führt, kann die Läsion bei Vorliegen einer T<sub>2</sub>/T<sub>1</sub>-Wichtung wie im Fall von bSSFP nicht von umliegendem, gesundem Gewebe differenziert werden.

Im klinischen Alltag werden derartige Kontraste in der Regel mit der sogenannten Spinecho- beziehungsweise Turbospinecho-Sequenz erzeugt. Während diese Techniken primär aufgrund ihrer Vielseitigkeit und Robustheit weit verbreitet sind, weisen sie auch zahlreiche Nachteile auf, von denen an erster Stelle die verhältnismäßig langen Messzeiten zu nennen sind. Dies kann dazu führen, dass deren klinischer Nutzen insbesondere bei unkooperativen Patienten deutlich limitiert sein kann.

Die bSSFP-Sequenz zeichnet sich hingegen durch sehr kurze Messzeiten aus. Ein intrinsischer Nachteil dieser Sequenz ist jedoch der damit erzielte, in Kapitel 4.2.4 beschriebene T<sub>2</sub>/T<sub>1</sub>-artige Mischkontrast, der an folgender Signalformel ersichtlich ist<sup>2</sup>:

$$S_{\text{stst}} = \frac{M_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}. \quad (8.1.1)$$

Während dieser Kontrast für einige spezielle Anwendungen wie die Herzbildgebung [157], die Bildgebung des Bewegungsapparats [73] oder die Darstellung von Hirnnerven [194] von Vorteil sein kann, trifft dies in der Regel nicht auf die allgemeine neuroradiologische Bildgebung zu. Führt eine Läsion zu einer gleichzeitigen Erhöhung von T<sub>1</sub> und T<sub>2</sub>, können sich die entsprechenden Faktoren in Gleichung 8.1.1 aufheben. Somit tritt effektiv nur eine sehr geringe beziehungsweise keine Signalerhöhung oder -abschwächung auf. Folglich hebt sich die Läsion nicht von gesundem, umliegendem Gewebe ab. Dieses Verhalten ist in Abbildung 8.1.1 schematisch dargestellt.

Es ist also wünschenswert, die genannten Stärken der bSSFP-Sequenz (kurze Akquisitionszeit und hohe Signalstärke) mit der Möglichkeit zu vereinen, klinisch relevante Kontraste wie beispielsweise eine T<sub>2</sub>-Wichtung generieren zu können. Ein möglicher Ansatz ist die im folgenden Abschnitt beschriebene Technik, die gleichzeitig die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode darstellt.

<sup>2</sup>Zur besseren Übersicht wird hier die vereinfachte Signalformel aufgeführt, die sich bei Einsetzen des optimalen Flipwinkels ergibt. Der allgemeinere Fall ist in Kapitel 4.2.4 aufgeführt.

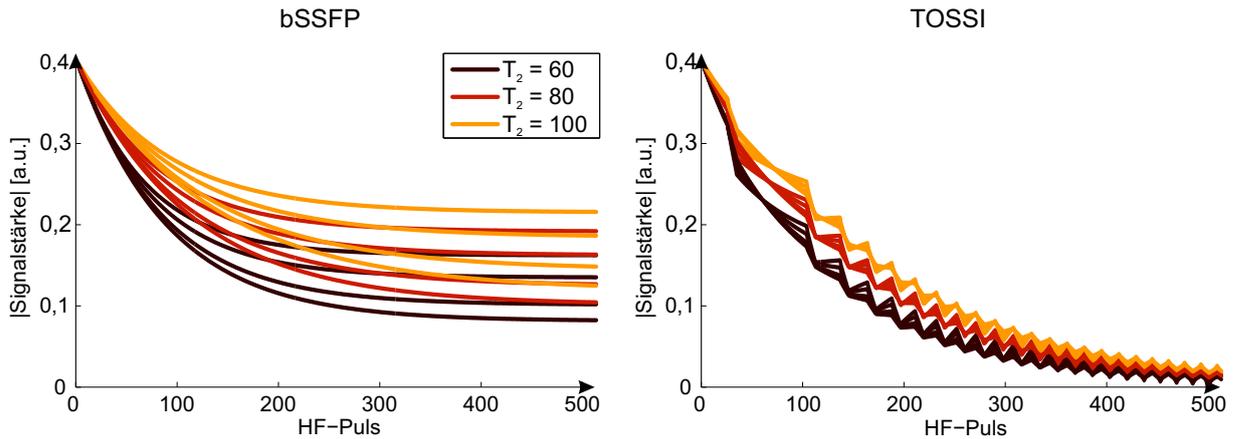


Abbildung 8.2.1: Simulierter Magnetisierungsverlauf für die bSSFP- sowie die TOSSI-Sequenz. Abgebildet sind drei verschiedene  $T_2$ -Werte (mehrfarbig), jeweils kombiniert mit vier verschiedenen  $T_1$ -Werten (einfarbig). Bei der bSSFP-Sequenz zeigen alle Kurven ein unterschiedliches Verhalten, das heißt der Magnetisierungsverlauf ist von beiden Relaxationszeiten abhängig. Bei der TOSSI-Sequenz hingegen verläuft die Magnetisierung nahezu unabhängig von  $T_1$ , das heißt der Einfluss dieser Zeitkonstanten ist unterdrückt und akquirierte Bilder weisen eine  $T_2$ -Wichtung auf.

## 8.2 $T_2$ -gewichtete bSSFP-Bildgebung mit TOSSI

Die existierende TOSSI-Technik (*T-One insensitive Steady-State Imaging*) [185] ist eine Modifikation der bSSFP-Sequenz, die es ermöglicht, den Einfluss von  $T_1$ -Relaxation in der transienten Phase des bSSFP-Signalverlaufs zu unterdrücken. Folglich verbleibt lediglich der von  $T_2$ -abhängige Anteil und Bilder mit  $T_2$ -Wichtung können so akquiriert werden. Dieses Verhalten ist in Abbildung 8.2.1 veranschaulicht. Mittels Simulation der Bloch-Gleichungen wurde der Magnetisierungsverlauf einer gewöhnlichen bSSFP-Sequenz sowie einer TOSSI-Sequenz für drei  $T_2$ -Werte ( $T_2 = 60/80/100$  ms, mehrfarbig dargestellt) berechnet. Jeder dieser  $T_2$ -Werte wurde mit vier  $T_1$ -Werten kombiniert ( $T_1 = 750/1000/1500/2000$  ms, einfarbig dargestellt), um so einen weiten Bereich von Relaxationszeiten abzudecken, wie er im menschlichen Gehirn zu finden ist [202]. Bei der bSSFP-Technik vermischen sich die Signalkurven aufgrund des von  $T_1$  als auch von  $T_2$  abhängigen Signalverlaufs. Bei Anwendung der TOSSI-Methode hingegen ist die  $T_1$ -Abhängigkeit der Signalkurven näherungsweise aufgehoben, das heißt der Verlauf ist lediglich vom zugrunde liegenden  $T_2$ -Wert abhängig. Wird der k-Raum (insbesondere das k-Raum-Zentrum) folglich mit dieser Technik akquiriert, weisen die so erhaltenen Bilder die gewünschte  $T_2$ -Wichtung auf.

Dieses bisher phänomenologisch beschriebene Verhalten wird durch das Einfügen von Inversionspulsen in die bSSFP-Sequenz in ungleichen Zeitabständen generiert. Die Magnetisierung befindet sich folglich abwechselnd in einem Zustand parallel sowie antiparallel zum externen Hauptmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$ . Durch richtige Wahl der Zeitdauer der parallelen (TP) sowie der antiparallelen Konfiguration (TA) kann erreicht werden, dass die longitudinale Magnetisierungskomponente  $M_z$  um einen von  $T_1$  unabhängigen Wert „eingefangen“ wird und somit der Mechanismus der  $T_1$ -Relaxation aufgehoben wird. Gebräuchliche, auf im Gehirn vorkommende Relaxationszeiten optimierte Pulsanzahlen für die beiden Konfigurationen sind beispielsweise TP/TA = 24/8 HF-Pulse. Da der Fokus hier auf der Weiterentwicklung dieser bereits existierenden Technik gelegt werden soll, wird für eine eingehendere sowie analytischere Betrachtung der Grundidee auf die entsprechende Originalarbeit verwiesen [185].

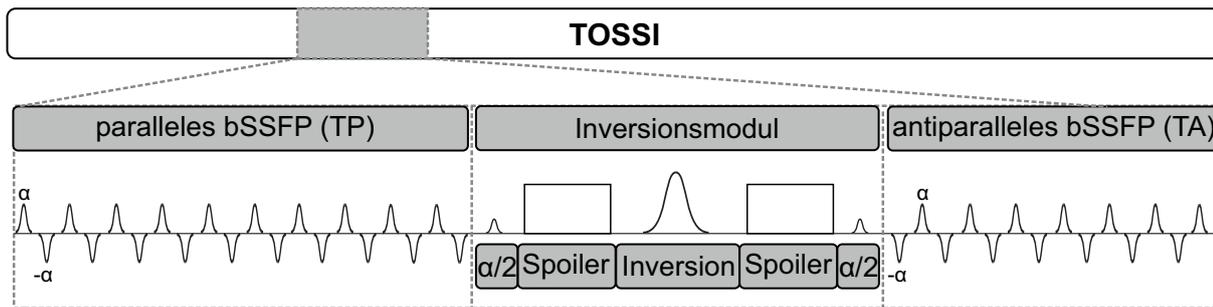


Abbildung 8.2.2: Schematischer Aufbau einer TOSSI-Sequenz. Nach der Akquisition von TP  $k$ -Raum-Zeilen im parallelen bSSFP-Block werden nach dem Ausspielen eines Inversionsmoduls TA  $k$ -Raum-Zeilen im antiparallelen bSSFP-Block akquiriert. Erneute Inversion lenkt die Magnetisierung wieder in den parallelen Block. Dieses Schema wird so lange wiederholt, bis alle gewünschten  $k$ -Raum-Zeilen akquiriert wurden.

Abbildung 8.2.2 zeigt den schematischen Aufbau einer TOSSI-Sequenz. Paralleles bSSFP (TP) wechselt sich hierbei nach dem Einstrahlen eines Inversionspulses mit antiparallem bSSFP (TA) ab. Da sich das bSSFP-Signal aus vielen verschiedenen überlagerten Echos zusammensetzt [175], würde das Einstrahlen eines derartigen Inversionspulses dieses empfindliche Gleichgewicht stören und zu Bildartefakten führen. Allerdings kann die sich im onresonanten Fall auf einem Konus mit Öffnungswinkel  $\alpha/2$  von der  $z$ -Achse befindliche Magnetisierung mit einem entsprechenden HF-Puls mit Flipwinkel  $\alpha/2$  auf diese Achse zurückgeklappt und hier gespeichert werden [177]. Nach der Zerstörung von etwaiger verbleibender Transversalmagnetisierung mittels Spoilergradienten wird der gewünschte Inversionspuls ausgespielt. Anschließende Spoilergradienten sowie eine erneute Magnetisierungspräparation mittels  $\alpha/2$ -Puls schließen das verwendete Inversionsmodul ab.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich durch geschicktes Ausspielen von Inversionspulsen in ungleichmäßigen Abständen während der transienten Phase einer bSSFP-Sequenz der ansonsten vorliegende Mischkontrast zu einem  $T_2$ -Kontrast umwandeln lässt. Folglich vereint die TOSSI-Methode die Vorteile der bSSFP-Sequenz (kurze Messzeit, hohe SNR-Effizienz) mit der Fähigkeit, klinisch relevante  $T_2$ -Kontraste zu erzeugen. Erste Messungen an Gehirntumorpatienten belegten bereits die Nützlichkeit der Generierung dieses für die neuroradiologische Bildgebung sehr wichtigen Kontrastmechanismus [185]. Des Weiteren konnte die Ähnlichkeit zu den mit einer gewöhnlichen  $T_2$ -gewichteten Turbospinecho-Sequenz erzeugten Bildern gezeigt werden. Auch wenn dieses Verfahren sehr vielversprechend ist, existieren einige Nachteile, die im Folgenden aufgeführt sind:

- Durch das wiederholte Einstrahlen von Inversionspulsen konvergiert das Signal nicht in den für eine bSSFP-Sequenz typischen Steady-State, sondern verläuft ähnlich dem Verhalten bei einer Turbospinecho-Sequenz gegen Null. Wird die Peripherie des  $k$ -Raums akquiriert während das Signallevel sehr gering ist, äußert sich dies im resultierenden Bild in Blurring sowie einem erhöhten Rauschlevel.
- Die zwischen der parallelen und antiparallelen Konfiguration oszillierende Magnetisierung kann zur Bilddegeneration aufgrund sogenannter Ghostingartefakte führen.

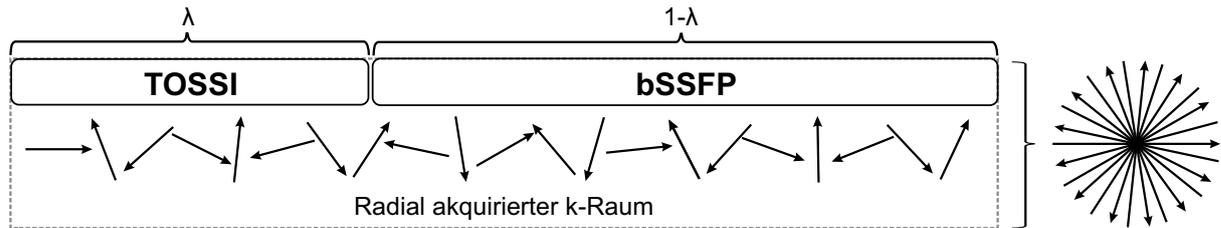


Abbildung 8.3.1: RA-TOSSI-Implementierung: Während die ersten  $\lambda \cdot N_{\text{proj}}$  Projektionen eines aus insgesamt  $N_{\text{proj}}$  bestehenden radialen k-Raums mit der TOSSI-Sequenz akquiriert werden, wird für die verbleibenden  $(1 - \lambda) \cdot N_{\text{proj}}$  Projektionen eine bSSFP-Sequenz verwendet. Die Projektionen sind hierbei im Goldenen Winkel zueinander angeordnet.

- Bedingt durch die kartesische k-Raum-Abtastung wird das k-Raum-Zentrum nur einmal akquiriert. Folglich kann pro Messung in der Regel lediglich ein einzelnes Bild generiert werden.

An diesen Punkten setzt die im Rahmen der vorliegenden Arbeit neu entwickelte Technik an, um so das bestehende Konzept weiter zu verbessern und die klinische Anwendbarkeit zu erhöhen.

### 8.3 $T_2$ - und $T_2/T_1$ -gewichtete bSSFP-Bildgebung mit RA-TOSSI

#### 8.3.1 Sequenzaufbau

Der Aufbau der neu entwickelten RA-TOSSI-Methode (*RA*dial *T*-One sensitive and *in*sensitive *S*teady-State *I*maging) ist in Abbildung 8.3.1 veranschaulicht und unterscheidet sich vom ursprünglichen TOSSI-Konzept in zweierlei Hinsicht. Anstelle einer kartesischen k-Raum-Abtastung wird eine radiale Trajektorie mit Abtastung im Goldenen Winkel (siehe Abschnitt 3.3.3) verwendet. Die sich hieraus ergebenden Vorteile werden im folgenden Abschnitt Bildrekonstruktion behandelt. Des Weiteren wird analog zur RE-TOSSI-Technik (*R*esolution *E*nhanced *T*OSSI) [45] nicht der gesamte k-Raum im TOSSI-Schema akquiriert, sondern die Akquisition wird in einen TOSSI-Block zu Beginn sowie einen sich direkt anschließenden gewöhnlichen bSSFP-Block aufgeteilt. Das Verhältnis der beiden Bildgebungssequenzen wird hierbei durch die Wahl des Parameters  $\lambda$  gesteuert, das heißt bei einer Gesamtzahl von  $N_{\text{proj}}$  aufgenommenen Projektionen werden  $\lambda \cdot N_{\text{proj}}$  Projektionen mit TOSSI akquiriert, während für die verbleibenden  $(1 - \lambda) \cdot N_{\text{proj}}$  Projektionen bSSFP verwendet wird. Dieses Vorgehen ist analog zur Hybridbildgebung mit der sogenannten *C*ombined *A*cquisition *T*echnique (CAT) [93], bei der der k-Raum mittels zweier unterschiedlicher Sequenzen gefüllt wird. An dieser Stelle sollte allerdings angemerkt werden, dass sich die bei der TOSSI-bSSFP-Kombination verwendeten Sequenzen lediglich darin unterscheiden, ob Inversionspulse in das bSSFP-Schema eingefügt werden oder nicht. Alle sonstigen Gradientenschaltungen sowie Bildgebungsparameter sind identisch. Der sich hieraus ergebende Magnetisierungsverlauf ist in Abbildung 8.3.2 gezeigt. Während das Signal bei gewöhnlichem TOSSI gegen Null konvergiert, nähern sich bei Verwendung der bSSFP-Sequenz im zweiten Block die Signalkurven ihrem zugehörigen, von Null verschiedenen Steady-State-Signal an. Auf diese Weise kann der gesamte k-Raum bei vergleichsweise hohem Signallevel gefüllt werden, womit der zuvor beschriebene Nachteil von Blurring sowie einem erhöhtem Rauschlevel effektiv gemindert werden kann.

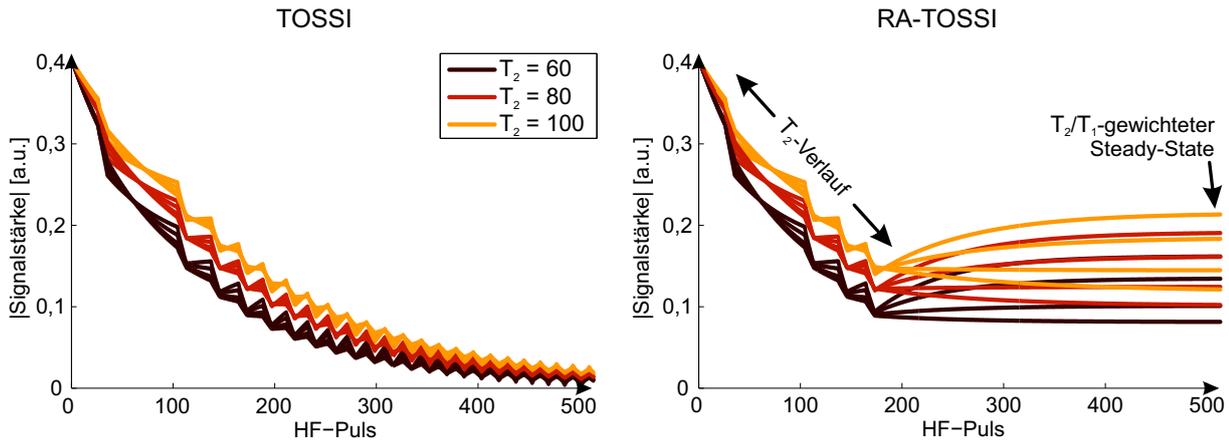


Abbildung 8.3.2: Vergleich des Signalverlaufs einer gewöhnlichen TOSSI-Sequenz mit dem der verwendeten TOSSI-bSSFP-Kombination. Während das Signal im ersten Fall aufgrund der kontinuierlich eingestrahnten Inversionspulse gegen Null konvergiert, wird dieses Verhalten im zweiten Fall unmittelbar nach Beginn des bSSFP-Blocks unterbrochen und die Signalkurven nähern sich schrittweise ihrem entsprechenden bSSFP-Steady-State an. Die TOSSI-bSSFP-Kombination vereint also eine  $T_2$ -Wichtung in der transienten Phase mit einer  $T_2/T_1$ -Wichtung im Steady-State.

### 8.3.2 Bildrekonstruktion

Die in der hier vorgestellten Technik verwendete radiale k-Raum-Abtastung bringt im Vergleich mit der bei den existierenden Methoden [185, 45] verwendeten kartesischen Trajektorie zahlreiche Vorteile mit sich. Aufgrund der für die radiale Trajektorie intrinsischen Überabtastung des k-Raum-Zentrums ist hier das Nyquist-Kriterium auch noch erfüllt, wenn nur eine geringe Anzahl von Projektionen verwendet wird. Für weiter außen liegende k-Raum-Bereiche wird dann die Anzahl der verwendeten Projektionen schrittweise erhöht. Diese in Kapitel 3.4.2 beschriebene KWIC-Filter-Technik ermöglicht es durch wiederholtes Anwenden mit einer jeweils anderen Projektionsauswahl aus einem Datensatz eine Vielzahl von Bildern zu rekonstruieren. Ein derartiges Vorgehen ist aufgrund der verwendeten Anordnung der Projektionen nach dem Goldenen Winkel durchführbar, da so auch retrospektiv gewählte Rekonstruktionsfenster dennoch nahezu gleichverteilte Projektionen aufweisen. Der Kontrast der erhaltenen Bilder ist jeweils maßgeblich durch den Kontrast der Projektionen bestimmt, die für das k-Raum-Zentrum genutzt werden. Wendet man diese Technik auf einen mit RA-TOSSI aufgenommenen Datensatz an, können folglich wie in Abbildung 8.3.3(a) veranschaulicht Bilder an allen Punkten der entsprechenden Signalkurve rekonstruiert werden.

Auf die aus einem einzelnen Datensatz generierte Bilderserie lässt sich anschließend das in Anhang 11.3.1 beschriebene Verfahren der Hauptkomponentenanalyse (PCA) anwenden. Durch diese auf einer Basistransformation beruhende Methode können Streakingartefakte reduziert und das Rauschlevel verbessert werden. Die gesamte Rekonstruktionsabfolge ist in Abbildung 8.3.3(b) gezeigt.

Der Hauptkontrast eines Bildes wird durch den Aufnahmezeitpunkt des entsprechenden k-Raum-Zentrums bestimmt. Diese auch als effektive Echozeit  $TE_{\text{eff}}$  bezeichnete Zeitspanne, das heißt die Zeit zwischen erster akquirierter k-Raum-Zeile und Abtasten des k-Raum-Zentrums, muss bei Verwendung der kartesischen Abtastung vor der Experimentdurchführung fest gewählt werden. Bei der radialen Trajektorie hingegen verläuft jede Zeile durch das k-Raum-Zentrum und die gewünschten Projektionen können folglich nachträglich mit dem KWIC-Filter ausgewählt

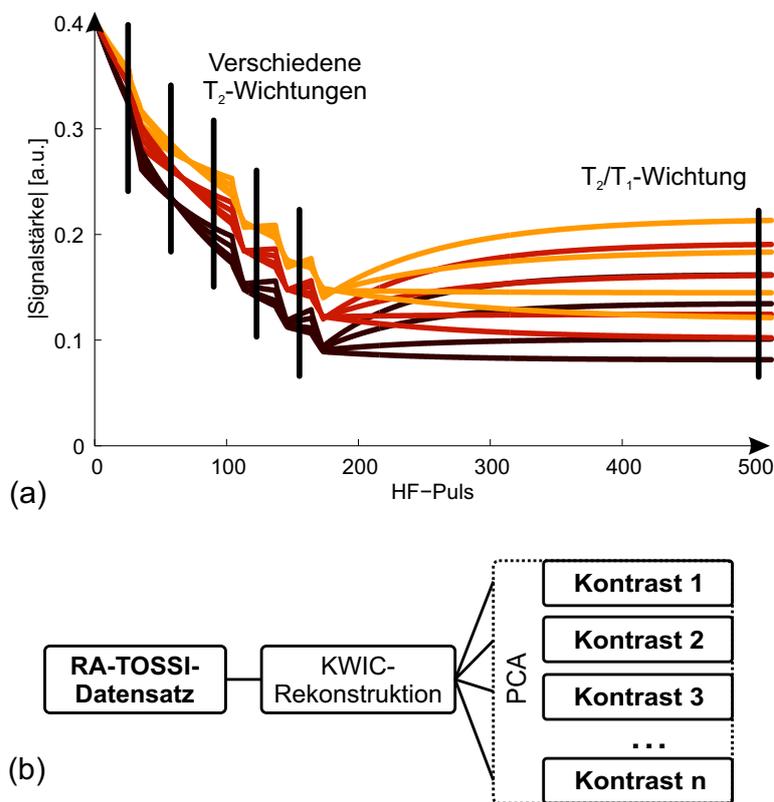


Abbildung 8.3.3: (a) Das Verwenden einer radialen Trajektorie mit KWIC-Filter-Rekonstruktion erlaubt die Generierung von Kontrasten an beliebigen Punkten des Signalverlaufs. Dies umfasst verschiedene  $T_2$ -Wichtungen im TOSSI-Teil sowie eine  $T_2/T_1$ -Wichtung am Ende des bSSFP-Teils.

(b) Schematischer Ablauf der verwendeten Rekonstruktions-schritte. Mittels KWIC-Filter-Technik kann aus einem einzelnen radial akquirierten Datensatz eine Vielzahl von Kontrasten erzeugt werden. Anschließendes Anwenden einer Hauptkomponentenanalyse (PCA) führt zu einer weiteren Verbesserung der Bildqualität.

werden, was die Implementierung weiter vereinfacht.

Alle für die RA-TOSSI-Technik benötigten Komponenten sind nochmals schematisch in Abbildung 8.3.4 dargestellt.

### 8.3.3 Experimente

Die Möglichkeit der schnellen Akquisition  $T_2$ - sowie  $T_2/T_1$ - gewichteter Bilder mittels des neu entwickelten Ansatzes soll zunächst mittels Gehirnmessungen an gesunden Probanden sowie an einer Gehirntumorpatientin demonstriert werden. Anschließend werden Abdomenmessungen als weitere Applikation gezeigt. Sämtliche Ergebnisse wurden an klinischen 3-T-Scannern (Magnetom Skyra und Magnetom Trio, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) durchgeführt. Für alle gezeigten RA-TOSSI-Experimente wurde ein konstantes Verhältnis  $TP/TA = 24/8$  gewählt.

#### Gehirnmessungen am gesunden Probanden

Die Gehirnmessungen wurden mit einer 16-Kanal-Kopfspule durchgeführt. Eine axiale Schicht wurde mit RA-TOSSI unter Verwendung der folgenden Messparameter akquiriert:  $FOV = 220 \times 220 \text{ mm}^2$ , Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel =  $40^\circ$ ,  $TR = 4,7 \text{ ms}$ , Matrixgröße =  $256 \times 256$ ,



Abbildung 8.3.4: Bestandteile der RA-TOSSI-Technik.

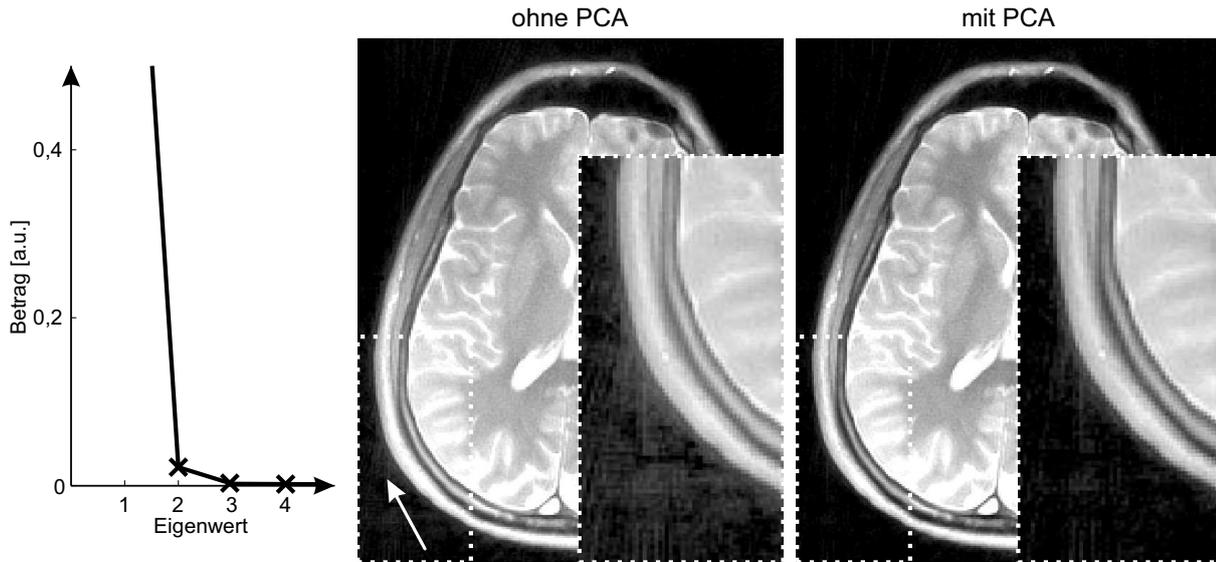


Abbildung 8.3.5: Einfluss der PCA auf die Bildqualität. Das Diagramm zeigt die ersten vier Eigenwerte, deren jeweiliger Betrag bereits ab dem dritten Eigenwert nahezu null ist und die entsprechende Hauptkomponente folglich kaum Informationen enthält. Während das nicht prozessierte Bild Streakingartefakte (Pfeil) aufweist, können diese durch Anwenden der PCA (Verwendung der ersten drei Hauptkomponenten) deutlich reduziert werden. Der Kontrast sowie feine Bildstrukturen erscheinen hingegen wie gewünscht unverändert. Die Skalierung der beiden Bilder ist identisch.

erzielte Auflösung =  $0,9 \times 0,9 \text{ mm}^2$ ,  $N_{\text{proj}} = 256$ ,  $\lambda = 0,25$ . Die Messzeit betrug 1,3 s. Aus diesem Datensatz wurden anschließend 128 Kontraste rekonstruiert.

Zur Verbesserung der Bildqualität wurde eine PCA durchgeführt. Die zu den Hauptkomponenten gehörenden Eigenwerte sind im Diagramm in Abbildung 8.3.5 gezeigt. Da deren Betrag ab dem vierten Eigenwert nahezu null ist und die entsprechenden Hauptkomponenten folglich kaum relevante Informationen enthalten, wurden für die Rücktransformation lediglich die ersten drei Hauptkomponenten verwendet. Der Einfluss auf die rekonstruierte Bilderserie ist in Abbildung 8.3.5 exemplarisch für einen Kontrast gezeigt und demonstriert die Reduzierung von Streakingartefakten bei gleichbleibendem Bildkontrast.

Abbildung 8.3.6 zeigt eine Auswahl von Bildern, die aus dem mit RA-TOSSI akquirierten Datensatz rekonstruiert wurden. Die Kontraste sind nach steigender effektiver Echozeit  $TE_{\text{eff}}$  (Zeitpunkt der Akquisition der für das k-Raum-Zentrum verwendeten Projektionen) angeordnet und umfassen hierbei eine PD-ähnliche Wichtung (a), eine geringe  $T_2$ -Wichtung (b), eine starke  $T_2$ -Wichtung (c) sowie eine  $T_2/T_1$ -Wichtung (d).

Zum Vergleich der neu entwickelten RA-TOSSI-Methode sowohl mit bereits existierenden ähnlichen Techniken als auch mit klinisch etablierten Sequenzen wurden Referenzmessungen wie folgt durchgeführt: Kartesisches RE-TOSSI,  $T_2$ -gewichtetes TSE ( $TR/TE = 3000/87 \text{ ms}$ , Echozuglänge = 7) sowie konventionelles kartesisches bSSFP. Zugehörige Bildgebungsparameter sind in Tabelle 8.1 aufgeführt. Für die bSSFP-Messung wurden zur Berücksichtigung des Einflusses der transienten Phase auf das Kontrastverhalten 200 Dummypulse als Präparation verwendet. Um das SNR- sowie das CNR-Verhalten der Methoden zu bestimmen, wurden die jeweiligen Rekonstruktionsabläufe analog zu Kapitel 5.3.2 100-mal mit variierendem, synthetisch generiertem Rauschen durchgeführt [167]. Division der mittleren Pixelintensität durch die zugehörige Standardabweichung liefert so für jede Messung eine pixelweise SNR-Karte. Die SNR-Effizienz kann

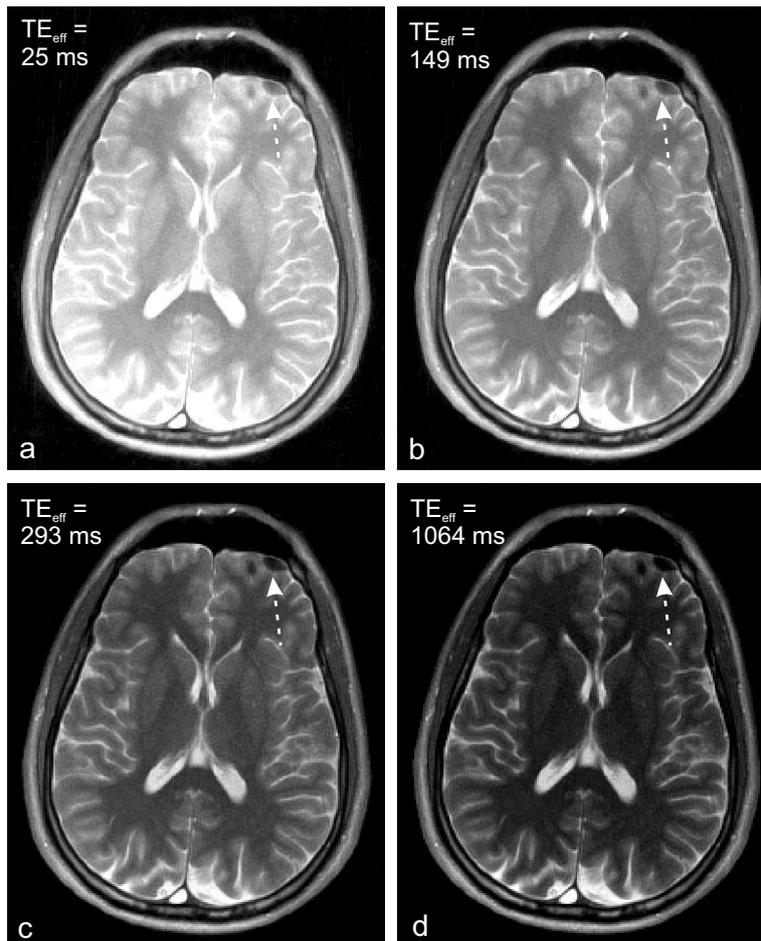


Abbildung 8.3.6: Verschiedene Kontraste der aus einem RA-TOSSI-Datensatz rekonstruierten Bilderserie. In der Nähe des Luft-Gewebe-Übergangs der Stirnhöhlen treten leichte Bandingartefakte auf (Pfeile).

dann durch Normalisieren mit der Quadratwurzel der Akquisitionszeit bestimmt werden. Zur Abschätzung dieser Größen in weißer sowie in grauer Masse wurde anschließend der Mittelwert in entsprechenden, jeweils aus 72 Pixeln bestehenden ROIs (eingezeichnet in Abbildung 8.3.7) berechnet.

Die mit den verschiedenen Techniken generierten  $T_2$ -Wichtungen sind in der ersten Reihe von Abbildung 8.3.7 veranschaulicht und weisen bezüglich ihres erzielten Kontrasts eine große Ähnlichkeit zueinander auf. Zugehörige Zahlenwerte in Tabelle 8.1 zeigen zwar, dass TSE sowohl RE-TOSSI als auch RA-TOSSI bezüglich des SNRs in weißer Masse und des CNRs zwischen weißer und grauer Masse deutlich überlegen ist. Betrachtet man allerdings die SNR- und CNR-Effizienz der Methoden, werden mit RA-TOSSI die besten Ergebnisse erzielt. In dem mit RE-TOSSI akquirierten Bild fällt auf, dass insbesondere am Kopfanfang und -ende Ghostingartefakte auftreten (durchgezogene Pfeile). Das Äquivalent derartiger Artefakte bei einem radialen Akquisitionsschema wären Streakingartefakte, die im entsprechenden mit RA-TOSSI generierten Bild jedoch durch Anwenden der PCA stark reduziert werden und folglich nicht sichtbar sind. Erneut ist ein leichtes Bandingartefakt aufgrund des Suszeptibilitätssprungs an dem der Stirnfläche benachbarten Luft-Gewebe-Übergang sichtbar (gestrichelte Pfeile). Ein weiterer Unterschied ist die verschiedene Darstellung von Blutgefäßen. Während diese in Übereinstimmung mit existierender Literatur bei der bSSFP-Sequenz sowie bei den auf dieser Sequenz beruhenden RE-TOSSI- und RA-TOSSI-Techniken hell erscheinen [134], sind diese aufgrund ihrer dunklen Darstellung bei der TSE-Messung [104] entsprechend hervorgehoben.

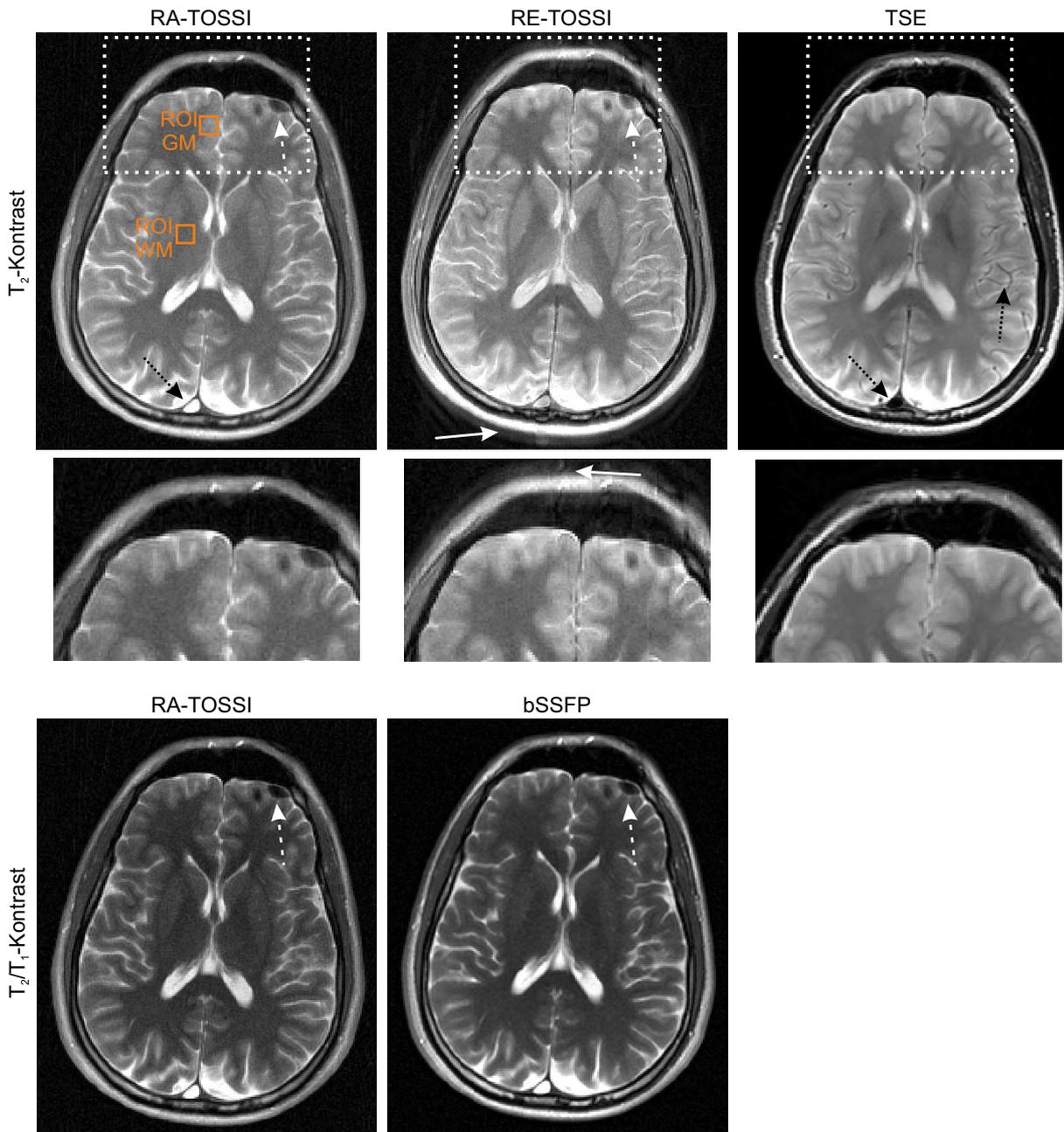


Abbildung 8.3.7: Vergleich verschiedener Messtechniken. In der ersten Reihe sind mit RA-TOSI, RE-TOSI sowie TSE erzielte  $T_2$ -Kontraste gezeigt, die zueinander sehr ähnlich sind. Mit RE-TOSI sichtbare Ghostingartefakte (durchgezogene Pfeile) treten im RA-TOSI-Bild nicht auf. Die unterschiedliche Darstellung von Gefäßen ist mit schwarzen Pfeilen gekennzeichnet. In der zweiten Reihe sind die mit RA-TOSI sowie gewöhnlichem bSSFP erzielten  $T_2/T_1$ -Kontraste gezeigt, die wiederum sehr ähnlich erscheinen. Die ROIs, die für die in Tabelle 8.1 durchgeführten SNR- sowie CNR-Berechnungen verwendet wurden, sind entsprechend markiert.

Parameter	RE-TOSSI	TSE	RA-TOSSI	bSSFP	
Akquisitionszeit	1,3 s	1:56 min	1,3 s	1,2 s	
Generierte Kontraste	1	1	$\approx 128$	1	
TR	4,7 ms	3000 ms	4,7 ms	4,7 ms	
Bandbreite	700 Hz/Pixel	130 Hz/Pixel	700 Hz/Pixel	700 Hz/Pixel	
Flipwinkel	40°	180°	40°	40°	
Bildkontrast	$T_2$	$T_2$	$T_2$	$T_2/T_1$	$T_2/T_1$
Ghostingartefakte	mittel	gering	keine	keine	keine
SNR WM	26,0	70,0	26,1	16,7	14,2
SNR-Effizienz WM	22,8	6,5	22,9	14,6	13,0
CNR WM-GM	7,7	74,1	11,1	6,9	7,8
CNR-Effizienz WM-GM	6,7	6,9	9,7	6,1	7,1

Tabelle 8.1: *Bildgebungsparameter und Ergebnisse der SNR- und CNR-Berechnung der in Abbildung 8.3.7 gezeigten Ergebnisse.*

Die mit RA-TOSSI generierte  $T_2/T_1$ -Wichtung ist zusammen mit einem mit bSSFP akquirierten Bild in der zweiten Reihe von Abbildung 8.3.7 gezeigt. Erneut sind die mit den jeweiligen Techniken erzielten Kontraste sehr ähnlich, was durch die in Tabelle 8.1 aufgeführten Zahlenwerte bestätigt werden kann. Eine Besonderheit, die beide Bilder aufweisen, ist der verhältnismäßig hohe Kontrast zwischen weißer und grauer Masse. Berechnet man den zu erwartenden Signalunterschied mit Hilfe der Formel für das Steady-State-Signal 8.1.1 sowie den jeweiligen Relaxationszeiten aus Tabelle 2.1, so stellt man fest, dass sich lediglich eine Signaldifferenz von etwa 8% ergeben würde. Ein möglicher Grund für diese Abweichung ist der Einfluss der transienten Phase auf das bSSFP-Signal. Gleichung 8.1.1 gilt erst, nachdem Substanzen ihren jeweiligen Steady-State erreicht haben, was nach ungefähr  $5 \cdot T_1/TR$  Repetitionszeiten [180] der Fall ist. Andernfalls weist der Signalverlauf eine zusätzliche Protonendichte-Wichtung auf [97]. Da bei den hier gezeigten Bildern die den Hauptkontrast bestimmenden Projektionen beziehungsweise die zentralen k-Raum-Zeilen nach 200-250 Repetitionszeiten akquiriert wurden, haben Substanzen wie weiße Masse ( $T_1 \approx 1084$  ms) und graue Masse ( $T_1 \approx 1820$  ms) noch nicht ihren Steady-State erreicht. Folglich kann hierauf dieser der Theorie widersprechende Kontrastunterschied zurückgeführt werden. Eine weitere Abweichung von dem mittels Gleichung 8.1.1 theoretisch zu erwartenden Verhalten ist eine Signalabschwächung aufgrund des Effekts des onresonanten Magnetisierungstransfers [16]. Die bei RA-TOSSI sowie gewöhnlichem bSSFP typischerweise verwendeten kurzen Repetitionszeiten in Verbindung mit hohen Flipwinkeln führen zu einer

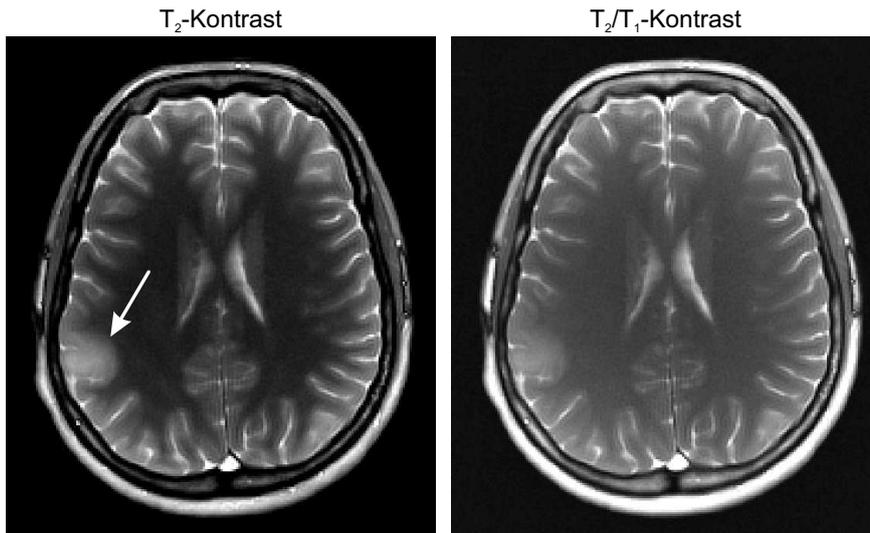


Abbildung 8.3.8: Gehirntumormessung mit RA-TOSSI. Im Gegensatz zum gezeigten  $T_2/T_1$ -Kontrast ist der Tumor (Pfeil) im  $T_2$ -gewichteten Bild deutlich erkennbar.

Sättigung der gebundenen Protonen. Die Signalabschwächung, deren Betrag von der zugrunde liegenden Substanz abhängt, wird durch den darauffolgenden Austausch der Magnetisierung mit freien Protonen verursacht. Es lässt sich also sagen, dass die gezeigten  $T_2/T_1$ -Wichtungen aufgrund ihres verhältnismäßig hohen Kontrasts zwischen weißer und grauer Masse zwar etwas den in der ersten Reihe gezeigten  $T_2$ -Wichtungen ähneln, dass der zugrunde liegende Kontrastmechanismus jedoch wie beschrieben anderen Faktoren zuzuordnen ist.

### Gehirnmessungen am Tumorpatienten

Um einen möglichen klinischen Nutzen der neu entwickelten Methode zu demonstrieren, wurde eine Patientin mit einem intra-axialen niedriggradigen Astrozytom<sup>3</sup> im linken Gyrus supramarginalis gemessen. Unter Verwendung einer 32-Kanal-Kopfspule wurde eine RA-TOSSI-Messung mit den folgenden Parametern durchgeführt: FOV = 220 x 220 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel = 40°, TR = 4,7 ms, Matrixgröße = 256 x 256, erzielte Auflösung = 0,9 x 0,9 mm<sup>2</sup>. Die Projektionsanzahl lag bei  $N_{\text{proj}} = 768$  mit  $\lambda = 0,17$ . Die Messzeit betrug 3,8 s. Aus diesem Datensatz wurden anschließend unter Verwendung von drei Hauptkomponenten 384 Kontraste rekonstruiert. In Abbildung 8.3.8 ist exemplarisch eine der extrahierten  $T_2$ -Wichtungen sowie eine  $T_2/T_1$ -Wichtung gezeigt. Während der Tumor bei vorliegendem  $T_2$ -Kontrast gut erkennbar ist und deutlich von umliegendem, gesundem Gewebe abgegrenzt werden kann, ist dies nicht der Fall für die  $T_2/T_1$ -Wichtung.

### Abdomenmessungen unter freier Atmung

Zur Demonstration der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten von RA-TOSSI wurden neben den gezeigten Gehirnmessungen Abdomenmessungen unter freier Atmung durchgeführt. Die Bildgebung dieser Region kann aufgrund zahlreicher Faktoren wie beispielsweise der Atembewegung sowie der Peristaltik<sup>4</sup> eine Herausforderung darstellen. Im klinischen Alltag wird zur Akquisition eines  $T_2$ -gewichteten Bildes in der Regel die HASTE-Sequenz [188] verwendet. Diese Technik

<sup>3</sup>Astrozytome gehören zur Gruppe der Gliome und zählen zu den am häufigsten auftretenden Formen von Gehirntumoren.

<sup>4</sup>Peristaltik ist die Bewegung von Hohlorganen wie beispielsweise dem Magen sowie dem Darm.

stellt eine Sonderform der Turbospinecho-Sequenz dar, bei der alle benötigten k-Raum-Zeilen innerhalb eines einzelnen Echozugs aufgenommen werden. So können kurze Messzeiten mit dem gewünschten  $T_2$ -Kontrast kombiniert werden, jedoch ist die erzielte Bildqualität oftmals durch Blurring aufgrund des  $T_2$ -Zerfalls entlang des Echozugs reduziert. Ein weiterer Nachteil ist die durch die Vielzahl von Refokussierungspulsen bedingte vergleichsweise hohe spezifische Absorptionsrate (SAR), die die Anwendbarkeit dieser Methode insbesondere bei höheren Feldstärken stark limitieren kann.

Eine axiale, Leber und Nieren beinhaltende Schicht wurde mit RA-TOSSI unter Verwendung der folgenden Parameter akquiriert: FOV = 360 x 360 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel = 34°, TR = 4,1 ms, Auslesebandbreite = 1085 Hz/Pixel, Matrixgröße = 256 x 256, Auflösung = 1,4 x 1,4 mm<sup>2</sup>. Aus den 512 gemessenen Projektionen ( $\lambda = 0,19$ , Gesamtmesszeit = 2,3 s) wurden anschließend 256 Bilder rekonstruiert. Als Vergleichsmessung wurde kartesisches RE-TOSSI ( $\lambda = 0,25$ ) sowie gewöhnliches bSSFP (nach dem Einfügen einer aus 400 Dummypulsen bestehenden Präparationsphase) angewendet. In beiden Fällen wurden 256 k-Raum-Zeilen akquiriert, was in Gesamtmesszeiten von 1,2 s beziehungsweise 2,7 s resultierte. Die übrigen Bildgebungsparameter wurden konstant gehalten. Um den mit RA-TOSSI erzielten  $T_2$ -Kontrast mit einer klinisch etablierten Sequenz vergleichen zu können, wurde eine HASTE-Messung mit den folgenden Parametern durchgeführt: TR/TE = 3000/68 ms, Auslesebandbreite = 592 Hz/Pixel, Partial-Fourier-Faktor = 5/8, Anwendung von paralleler Bildgebung mit dem Beschleunigungsfaktor R = 2.

Die Ergebnisse der Abdomenmessungen sind in Abbildung 8.3.9 gezeigt. Während die Bildqualität mit RE-TOSSI aufgrund von Ghostingartefakten deutlich reduziert ist, ist dies nicht der Fall für den mit kartesischem bSSFP generierten Kontrast. Folglich kann Bewegung als mögliche Ursache ausgeschlossen werden. Entsprechende Artefakte werden vermutlich vielmehr durch das offresonant oszillierende Fett [185] in Kombination mit der kartesischen Trajektorie sowie dem konstanten TP/TA-Verhältnis verursacht. Entsprechende Streakingartefakte in den mit RA-TOSSI akquirierten Bildern werden durch Anwenden der PCA unterdrückt. Der mit RA-TOSSI generierte  $T_2$ -Kontrast ähnelt dem mit der HASTE-Sequenz erzielten Kontrast, wobei der Nieren-Leber-Übergang mit der neu entwickelten Methode weniger verschwommen ist. Allerdings treten Bandingartefakte auf, die sich im vorliegenden Fall jedoch lediglich auf das subkutane Fett beschränken und folglich nicht den diagnostischen Nutzen reduzieren. Vergleicht man die mit RA-TOSSI sowie bSSFP generierten  $T_2/T_1$ -Bilder, ist wieder ein sehr ähnliches Kontrastverhalten feststellbar, das aufgrund des wenig akzentuierten Nieren-Leber-Übergangs die  $T_2$ -Wichtung verletzt.

## 8.4 Auslöschung verschiedener Substanzen mit RA-TOSSI

### 8.4.1 Sequenzaufbau

Aufgrund der Verwendung von mehreren Inversionspulsen oszilliert die Magnetisierung im TOSSI-Block zwischen einem parallelen Zustand (TP) sowie einem antiparallelen Zustand (TA). Wird wie bei RE-TOSSI und bei der hier vorgestellten Technik zur k-Raum-Akquisition eine TOSSI-bSSFP-Kombination gewählt, so muss der Zeitpunkt, ab dem die Inversionspulse weggelassen werden, entsprechend festgelegt werden. Befindet sich die Magnetisierung nach dem

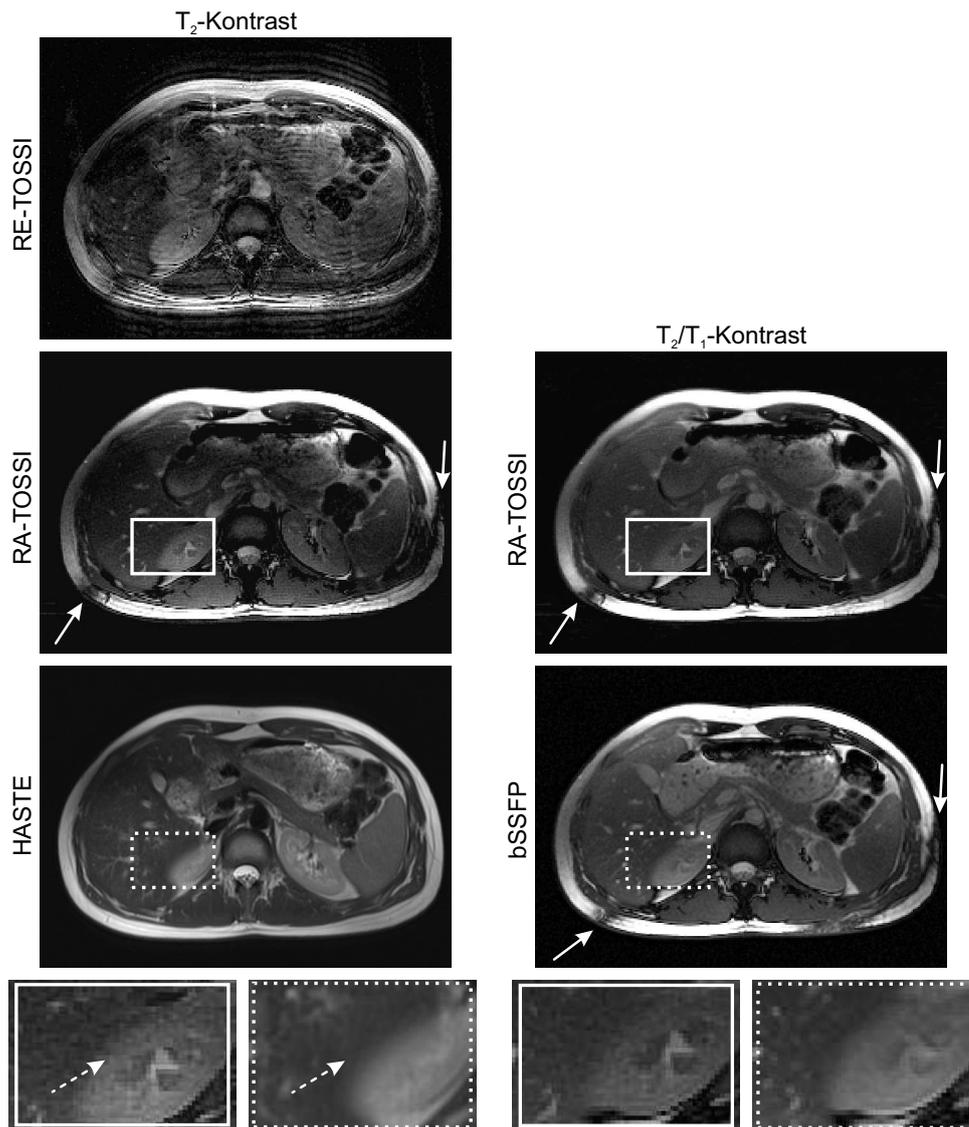


Abbildung 8.3.9:  $T_2$ - (linke Spalte) sowie  $T_2/T_1$ -gewichtete (rechte Spalte) Abdomenmessungen unter freier Atmung. Abgesehen von dem mit RE-TOSSI generierten Bild weisen die mit den anderen Methoden akquirierten Ergebnisse eine gute Bildqualität auf.

letzten Inversionspuls im parallelen Zustand, nähert sich diese wie in der oberen Reihe von Abbildung 8.4.1 gezeigt schnell dem bSSFP-Steady-State an. Diese Situation, die beim Ausspielen einer geraden Anzahl von Inversionspulsen auftritt, wurde sowohl bei RE-TOSSI als auch bei den bisher vorgestellten Ergebnissen angewendet und erlaubt das Generieren von  $T_2$ - sowie  $T_2/T_1$ -Kontrasten.

Verwendet man hingegen eine ungerade Anzahl von Inversionspulsen, ändert sich der Magnetisierungsverlauf wie in der unteren Reihe von Abbildung 8.4.1 veranschaulicht wesentlich. Die Magnetisierung befindet sich folglich nach dem Ausspielen des letzten Inversionspulses im antiparallelen Zustand und weist während der Annäherung an den bSSFP-Steady-State einen Nulldurchgang auf. Da der Zeitpunkt des Nulldurchgangs analog zu gewöhnlichen IR-Techniken (*Inversion Recovery*) von den zugrunde liegenden Relaxationszeiten und Bildgebungsparametern abhängt, unterscheidet sich dieser für verschiedene Substanzen. Folglich ist es mit dieser RA-TOSSI-Variante, die auch als TOSSI-IRbSSFP-Kombination betrachtet werden kann, mög-

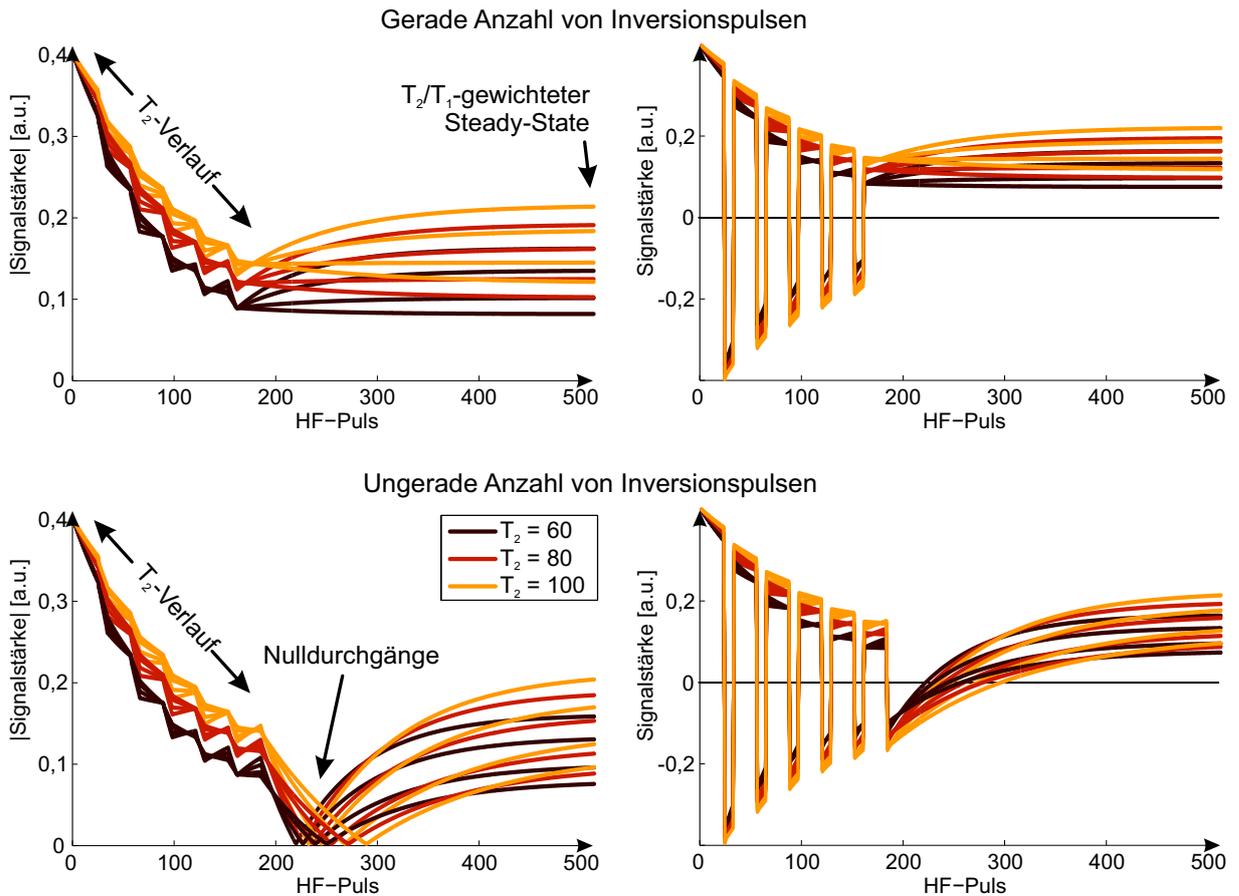


Abbildung 8.4.1: Einfluss der Position der Magnetisierung nach dem letzten Inversionspuls, simuliert für drei verschiedene  $T_2$ -Werte (60/80/100 ms, mehrfarbig dargestellt), jeweils kombiniert mit vier verschiedenen  $T_1$ -Werten (750/1000/1500/2000 ms, einfarbig dargestellt). Während in der linken Spalte der Absolutbetrag der Signalkurven dargestellt ist, sind in der rechten Spalte die entsprechenden Kurven unter Berücksichtigung des Vorzeichens veranschaulicht.

Befindet sich die Magnetisierung nach dem letzten Inversionspuls im parallelen Zustand, wird der bSSFP-Steady-State schnell erreicht und die Kurven weisen ein durchgängig hohes Signallevel auf. Dieses Schema erlaubt die Generierung mehrerer  $T_2$ -gewichteter TOSSI-Bilder sowie  $T_2/T_1$ -gewichteter bSSFP-Bilder.

Startet der bSSFP-Block hingegen wenn sich die Magnetisierung im antiparallelen Zustand befindet, weisen die entsprechenden Kurven jeweils einen Nulldurchgang auf. Folglich lassen sich jetzt neben  $T_2$ -gewichteten TOSSI-Bildern mehrere Bilder mit verschiedenen ausgelöschten Substanzen generieren.

lich, mehrere  $T_2$ -Wichtungen sowie zahlreiche Kontraste, bei denen verschiedene Substanzen ausgelöscht sind, aus einer einzelnen Messung zu generieren.

## 8.4.2 Experimente

### Gehirnmessungen an gesunden Probanden

Zur Demonstration dieser zweiten RA-TOSSI-Variante wurden Kopfmessungen mit  $N_{\text{proj}} = 768$  Projektionen durchgeführt, wobei der Parameter  $\lambda = 0,15$  so gewählt wurde, dass sich die Magnetisierung nach dem letzten ausgespielten Inversionspuls im antiparallelen Zustand befand. Restliche Bildgebungsparameter waren wie folgt: FOV = 220 x 220 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel = 40°, TR = 4,7 ms, Matrixgröße = 256 x 256, erzielte Auflösung = 0,9 x 0,9 mm<sup>2</sup>. Die Messzeit betrug 3,8 s. Da die Signalkurven wie in Abbildung 8.4.1 ersichtlich eine größere

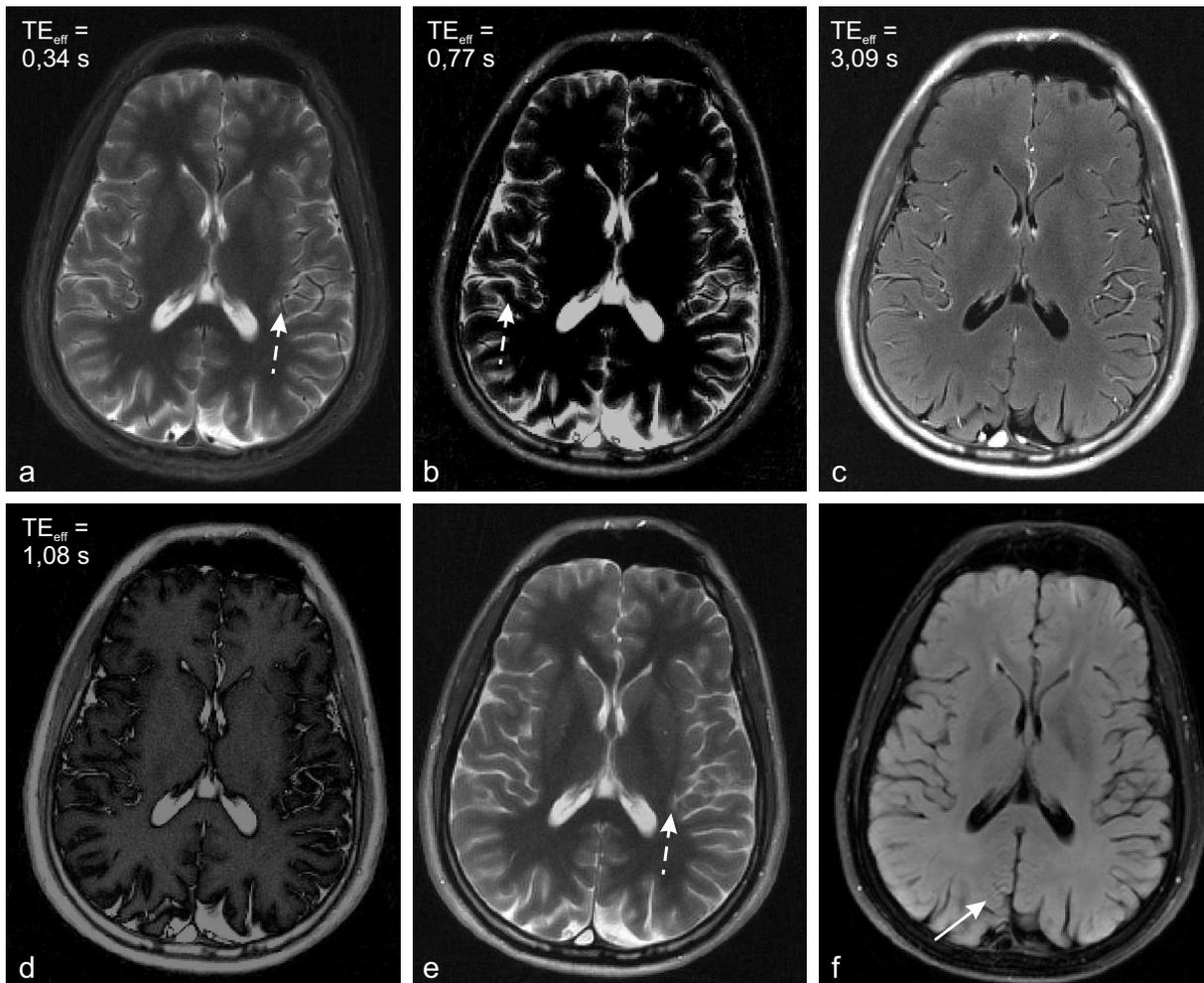


Abbildung 8.4.2: Verschiedene Kontraste, generiert mit der auf einer ungeraden Anzahl von Inversionspulsen basierenden RA-TOSI-Technik. In Abhängigkeit der gewählten effektiven Echozeit  $TE_{\text{eff}}$  können diverse vorgegebene Substanzen ausgelöscht werden (a)-(d). Zum Vergleich ist eine mit der gewöhnlichen RA-TOSI-Variante akquirierte  $T_2$ -Wichtung (e) sowie ein FLAIR-TSE-Bild mit Flüssigkeitsunterdrückung (f) gezeigt. Die Visualisierung von Blutgefäßen (gestrichelte Pfeile) sowie das Auftreten von Flussartefakten (durchgezogener Pfeil) unterscheidet sich je nach verwendeter Sequenz.

Dynamik aufweisen, wurden die ersten fünf Hauptkomponenten für die Rekonstruktion der aus 384 Kontrasten bestehenden Bilderserie verwendet. Zum Vergleich wurde die Messung mit identischen Parametern wiederholt, wobei in diesem Fall eine gerade Anzahl von Inversionspulsen verwendet wurde ( $\lambda = 0,17$ ). Des Weiteren wurde mittels einer gewöhnlichen FLAIR-TSE-Sequenz ein klinisches Bild mit unterdrückter Flüssigkeit generiert. Bei identischer Auflösung waren die anderen Bildgebungsparameter wie folgt:  $TR/TE = 9000/87$  ms, Echozuglänge = 16, Inversionszeit = 2500 ms, Messzeit = 2:35 min.

Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 8.4.2(a)-(d) gezeigt und umfassen abhängig von der jeweils gewählten effektiven Echozeit  $TE_{\text{eff}}$  einen  $T_2$ -Kontrast ( $TE_{\text{eff}} = 0,34$  s), einen Kontrast mit unterdrückter weißer Masse ( $TE_{\text{eff}} = 0,77$  s), einen Kontrast mit unterdrückter grauer Masse ( $TE_{\text{eff}} = 1,08$  s) sowie einen Kontrast mit Flüssigkeitsunterdrückung ( $TE_{\text{eff}} = 3,09$  s). Vergleicht man die mit dieser Variante erzeugte  $T_2$ -Wichtung (a) mit der abgebildeten  $T_2$ -Wichtung, die mit der ursprünglichen RA-TOSI-Variante generiert wurde (e), zeigen sich sowohl Gemeinsamkeiten als auch Unterschiede. Der Kontrast zwischen CSF, weißer Masse und

grauer Masse ist sehr ähnlich. Blutgefäße (gestrichelte Pfeile) sind bei Verwendung einer ungeraden Anzahl von Inversionspulsen deutlich sichtbar, bei Verwendung einer geraden Anzahl von Inversionspulsen sind sie analog zu den Ergebnissen aus den Abbildungen 8.3.6 und 8.3.7 nicht hervorgehoben. Ein weiterer Unterschied ist die Darstellung von Fett. Dieses erscheint bei der TOSSI-IRbSSFP-Kombination deutlich dunkler, da sich die zugehörige Magnetisierungskurve bereits nahe des Nulldurchgangs befindet und somit das entsprechende Signal abgeschwächt ist. Sowohl das FLAIR-TSE-Bild (f) als auch das entsprechende, mit RA-TOSSI generierte Bild weisen ähnliche Flüssigkeitsunterdrückung sowie vergleichbaren Kontrast zwischen weißer und grauer Masse auf, während sich bei der Darstellung von Fett sowie von Gefäßen Unterschiede zeigen. Durch Fluss bedingte Artefakte (durchgezogener Pfeil) erscheinen lediglich im FLAIR-TSE-Bild, während dies im RA-TOSSI-Bild aufgrund der Flussinsensitivität der zugrunde liegenden radialen bSSFP-Sequenz kein Problem darstellt.

### Gehirnmessungen am Tumorpatienten

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Gehirntumormessung wurde ebenfalls mit der zweiten RA-TOSSI-Variante durchgeführt. Entsprechende Ergebnisse sind in Abbildung 8.4.3 gezeigt. Der Tumor hebt sich im  $T_2$ -gewichteten Bild ( $TE_{\text{eff}} = 0,34\text{ s}$ ) analog zu Abbildung 8.3.8 deutlich vom umliegenden, gesunden Gewebe ab. Während das geschädigte Gewebe bei Unterdrückung von Flüssigkeit ( $TE_{\text{eff}} = 3,09\text{ s}$ ) nicht hervorgehoben wird, kann diese Differenzierung bei Unterdrückung von weißer Masse ( $TE_{\text{eff}} = 0,67\text{ s}$ ) sowie von grauer Masse ( $TE_{\text{eff}} = 1,06\text{ s}$ ) nochmals gesteigert werden. Dies wird durch die abgebildeten Magnetisierungskurven weiter verdeutlicht. Zur Generierung der Kurven wurde ein Pixel in CSF, in weißer Masse, in grauer Masse sowie im Tumor ausgewählt und der entsprechende Signalwert für die gesamte KWIC-gefilterte Bilderserie extrahiert und dargestellt. Die Höhe der Abweichung des Tumorsignalwerts von den Signalwerten der übrigen Substanzen hängt davon ab, welcher Kontrast der rekonstruierten Serie betrachtet wird.

## 8.5 Diskussion

Die im klinischen Alltag für die Akquisition  $T_2$ -gewichteter Bilder üblicherweise verwendete TSE-Sequenz bringt den Nachteil von verhältnismäßig langen Messzeiten mit sich. Dies trifft insbesondere auf Einzelschichtmessungen beziehungsweise auf Messungen von geringen Schichtanzahlen zu, da hier im Gegensatz zu verschachtelbaren Mehrschichtaufnahmen die langen Repetitionszeiten nicht ausgenutzt werden können. Die üblicherweise einen  $T_2/T_1$ -gewichteten Mischkontrast aufweisende bSSFP-Sequenz kann durch das Einbringen von Inversionspulsen in ungleichmäßigen Abständen dazu genutzt werden, Kontraste, die denen einer  $T_2$ -gewichteten TSE-Sequenz sehr ähnlich sind, in einem Bruchteil der entsprechenden Messzeit zu generieren [185, 45]. Die in diesem Kapitel vorgestellte RA-TOSSI-Methode erweitert diese vorausgegangenen Arbeiten in mehrfacher Hinsicht. Durch Verwendung einer radialen Trajektorie mit KWIC-Filter-Rekonstruktion können aus einem einzelnen akquirierten Datensatz retrospektiv mehrere Bilder zu verschiedenen Echozeiten rekonstruiert werden. Verwendet man analog zu den existierenden TOSSI- und RE-TOSSI-Techniken eine gerade Anzahl von Inversionspulsen, umfassen diese Kontraste mehrere  $T_2$ -Wichtungen sowie  $T_2/T_1$ -Wichtungen. Wird hingegen wie im Rahmen dieser Arbeit erstmalig vorgeschlagen eine ungerade Anzahl von Inversionspulsen

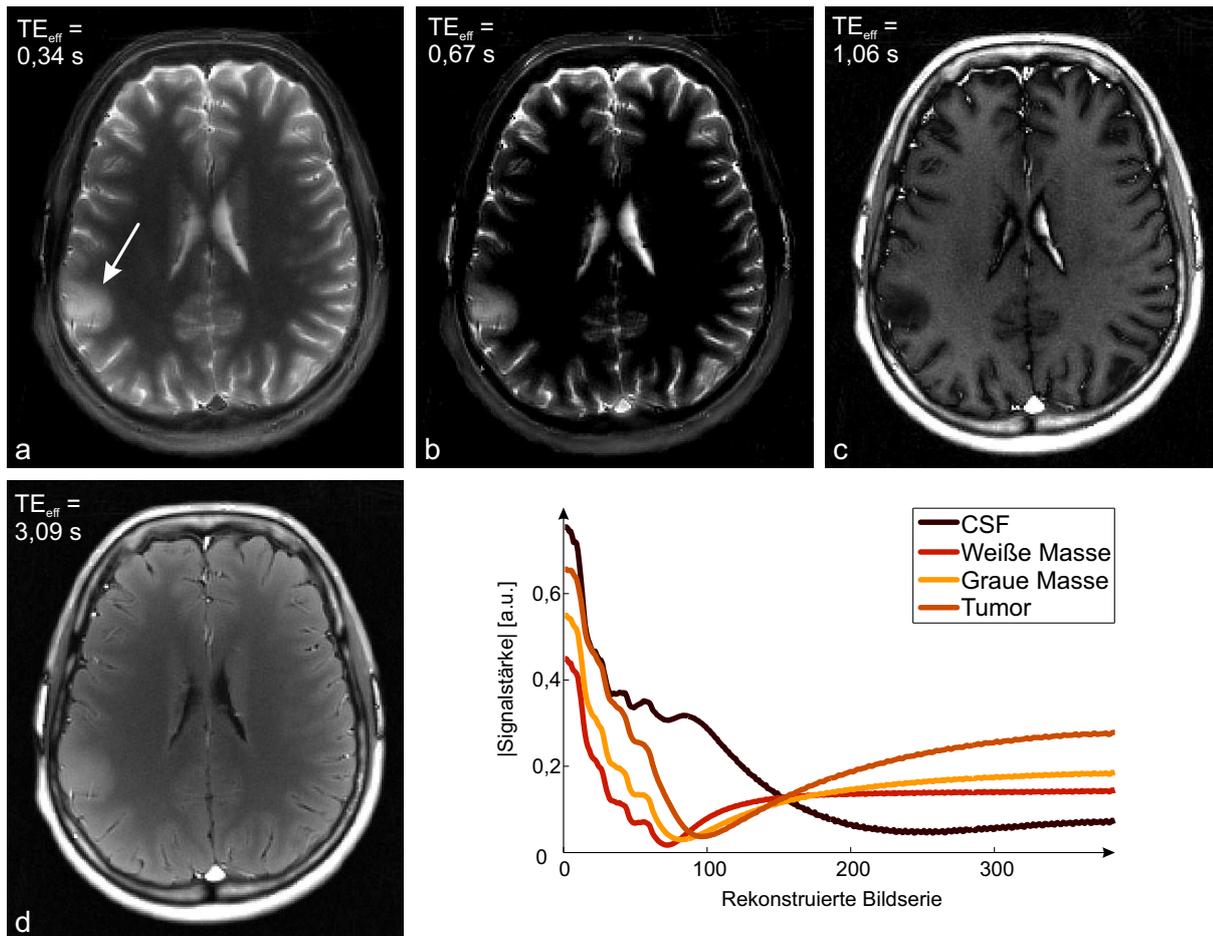


Abbildung 8.4.3: Gehirntumormessung mit der RA-TOSSI-Variante, die das Auslöschen verschiedener Substanzen erlaubt. Die Differenzierung zwischen gesundem und krankem Gewebe kann somit weiter verbessert werden. Dies wird durch das gezeigte Diagramm bestätigt, das verschieden große Abweichungen der Tumorsignalkurve von den Kurven der anderen Substanzen zeigt.

ausgespielt, können mehrere  $T_2$ -Wichtungen sowie Bilder mit verschiedenen ausgelöschten Substanzen generiert werden.

Vergleicht man diese beiden Ansätze, zeigt sich, dass mit der konventionellen Variante eine bessere Bildqualität und ein höheres SNR erzielt werden kann. Dies wird bei der Betrachtung der entsprechenden Magnetisierungsverläufe ersichtlich. Da beim Ausspielen einer ungeraden Anzahl von Inversionspulsen zahlreiche Projektionen im Bereich der Nulldurchgänge aufgenommen werden, steuern diese folglich nur wenig Signal bei, was sich negativ auf die erhaltene Bildqualität auswirkt. Dennoch hat sich gezeigt, dass bei den hier abgebildeten Messungen bei einer Feldstärke von 3T sowie bei Verwendung einer Hauptkomponentenanalyse eine zufriedenstellende Bildqualität erreicht werden kann.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Varianten ist die Darstellung von Gefäßen, die sich bei der TOSSI-IRbSSFP-Kombination deutlich vom umliegenden Gewebe abheben. Dies ist in Übereinstimmung mit anderen auf IRbSSFP basierenden Methoden, bei denen sich die Magnetisierung vor dem bSSFP-Block ebenfalls im antiparallelen Zustand befindet [6, 10].

Die Substanz, deren Abschwächung im klinischen Alltag eine der größten Bedeutungen hat, ist Flüssigkeit, die im Gehirn konkret in Form von CSF vorhanden ist. Dies kann die Erkennbar-

keit insbesondere kleiner Läsionen in der Nähe dieser Areale signifikant steigern [81]. Da CSF vergleichsweise hohe Relaxationszeiten aufweist, tritt der zugehörige Nulldurchgang verhältnismäßig spät auf. Um den entsprechenden Kontrast generieren zu können, hat sich bei den hier durchgeführten RA-TOSSI-Messungen gezeigt, dass in der Regel ungefähr 650 Projektionen akquiriert werden müssen (bei einem üblicherweise verwendeten TR von 4-5 ms entspricht dies einer Messzeit von etwa 3 s). Die weit verbreitete Faustregel  $TI = T_1 \cdot \ln 2$  zur exakten Bestimmung der zugehörigen Inversionszeit TI gilt allerdings ausschließlich bei alleinig vorliegender  $T_1$ -Relaxation und kann aufgrund der komplexeren Abhängigkeit unter anderem von  $T_1$ ,  $T_2$  und  $\lambda$  im vorliegenden Fall nicht angewendet werden. Da jedoch mittels der KWIC-Filter-Rekonstruktion die gewünschten Kontraste retrospektiv ausgewählt werden können, muss die Inversionszeit der jeweiligen auszulöschenden Substanz im Gegensatz zu einer kartesischen Messung nicht im Voraus bekannt sein.

Mögliche weiterführende Verbesserungen der vorgestellten Technik umfassen maßgeblich drei Hauptbereiche:

- **Rekonstruktion:** Bei dem für die Rekonstruktion der Bilderserien verwendeten KWIC-Filter wird das den Hauptkontrast definierende k-Raum-Zentrum mit Projektionen zur gewünschten effektiven Echozeit  $TE_{\text{eff}}$  gefüllt. Für weiter außen liegende Bereiche werden anschließend Projektionen verwendet, die auf den Signalkurven weiter entfernt liegen. Diese dem KWIC-Filter intrinsische Eigenschaft führt dazu, dass der erhaltene Bildkontrast für Informationen, die in der k-Raum-Peripherie kodiert sind, abweichen kann, was insbesondere auf abrupte Übergänge wie Ecken und Kanten zutrifft. Auch wenn ein derartiger Effekt in den gezeigten In-vivo-Messungen nicht sichtbar war, kann dieser Sachverhalt durch die Verwendung anderer Rekonstruktionstechniken unter Umständen verbessert werden. Eine potentielle Möglichkeit ist die Verwendung eines reduzierten KWIC-Filters in Verbindung mit paralleler Bildgebung [143]. Auch das alleinige Anwenden von parallelen Bildgebungstechniken [159, 187], Compressed Sensing [126] oder eine Kombination dieser Methoden [60] auf stark unterabgetastete Bilderserien kann eine alternative Rekonstruktionstechnik darstellen.
- **Sequenzaufbau:** Die im Rahmen dieser Arbeit implementierte RA-TOSSI-Sequenz verwendet im TOSSI-Block ein konstantes Verhältnis  $TP/TA = 24/8$  aus akquirierten Projektionen im parallelen Block (TP) und Projektionen im antiparallelen Block (TA). Diese Vorgehensweise stellt einen guten Kompromiss aus leichter Implementierbarkeit und annehmbarem Aufheben der  $T_1$ -Relaxation dar, wie aus den gezeigten Diagrammen und Ergebnissen ersichtlich ist. Da die longitudinale Magnetisierung jedoch während der transienten Phase nicht konstant ist, kann deren Einfluss durch die Wahl eines optimaleren, zeitlich veränderbaren Verhältnisses TP/TA zumindest für eine im Vorhinein gewählte  $T_2$ -Zeit weiter reduziert werden [185]. Dieses bereits in Verbindung mit einer kartesischen Trajektorie angewendete Schema [45] ist unabhängig von der zugrunde liegenden Trajektorie und lässt sich folglich auch mit der RA-TOSSI-Technik kombinieren, um so den Effekt der unerwünschten  $T_1$ -Relaxation weiter einzudämmen.
- **Offresonanzeffekte:** Da RA-TOSSI auf einer bSSFP-Sequenz basiert, ist die Technik ebenfalls auf die in Kapitel 5.2.1 beschriebenen, durch Magnetfeldinhomogenitäten verursachten Bandingartefakte anfällig. Die Verwendung von kurzen Repetitionszeiten kann

unter Umständen ausreichend sein, um Bilder ohne diese Signalauslöschungen zu generieren. Insbesondere bei schwer zu shimenden Regionen wie dem Abdomen oder bei der Verwendung höherer Feldstärken ist die Bildqualität jedoch oftmals beeinträchtigt. Die in Kapitel 5 der vorliegenden Arbeit entwickelte DYPR-SSFP-Technik zur Entfernung dieser Artefakte basiert auf dem Abtasten der bSSFP-Steady-State-Ellipse, die die komplexe Frequenz-Antwort-Funktion beschreibt. Folglich ist es eine für diese Methode zwingende Voraussetzung, dass die radialen, dynamisch phasenzyklierten Projektionen erst nach Erreichen des zugehörigen Steady-States akquiriert werden. Da RA-TOSSI hingegen auf einer Modifikation der transienten Phase der bSSFP-Sequenz beruht, ist eine Kombination dieser beiden Techniken nicht möglich. Eine andere potentielle Vorgehensweise zur Vermeidung von Bandingartefakten ist die in Kapitel 5.2.3 beschriebene konventionelle phasenzyklierte bSSFP-Akquisition. Dieses Verfahren, das auf dem vollständigen, mehrmaligen Wiederholen des gesamten Experiments unter Verwendung eines jeweils anderen Phasenzklus beruht, lässt sich auch mit RA-TOSSI kombinieren. Folglich können Bandingartefakte so auf Kosten einer erhöhten Messzeit entfernt werden. Eine weitere durch Offresonanzeffekte bedingte Verschlechterung der Bildqualität wird durch die in Kapitel 6.1.1 beschriebene chemische Verschiebung von Fett verursacht. Aufgrund der dadurch verursachten Offresonanz weist die zugehörige Magnetisierungskurve ein stark oszillierendes Verhalten auf. Dies geht mit einer Verformung der Punktspreizfunktion und bei Verwendung einer kartesischen Trajektorie mit entsprechenden Ghostingartefakten einher [185]. Die entsprechende Verschlechterung der Bildqualität kann wie für RE-TOSSI vorgeschlagen mittels zusätzlicher Fett-Sättigung sowie einem variablen TP/TA-Verhältnis eingedämmt werden [45], was gemäß Abbildung 8.3.9 zumindest für die Abdomenbildgebung notwendig erscheint. Verwendet man hingegen eine radiale Trajektorie, treten Streakingartefakte auf, deren Erscheinungsbild bereits weniger gravierend ist und die mittels einer Hauptkomponentenanalyse weiter reduziert werden können. Dennoch ist auch die Kombination einer radialen Trajektorie mit zusätzlicher Fett-Sättigung sowie einem nicht-konstanten TP/TA-Verhältnis denkbar und kann die Bildqualität möglicherweise weiter verbessern.

Beim Vergleich der RA-TOSSI-Technik mit anderen, nicht auf dem TOSSI-Konzept beruhenden Methoden zur Generierung  $T_2$ -gewichteter Bilder mittels bSSFP zeigen sich zahlreiche Vorteile: Wird der gewünschte Kontrast mittels eines  $T_2$ -Präparationsmoduls zu Beginn der Messung generiert [192, 106, 98, 94], können während dieser Phase keine Daten akquiriert werden, was folglich die Effizienz der Sequenz reduziert. Des Weiteren ist der gewünschte Kontrast lediglich zu Beginn der Bildakquisition vorhanden. Bei der sogenannten  $T_2$ -TIDE-Technik (*Transition Into Driven Equilibrium*) [150] wird zu Beginn der bSSFP-Akquisition ein aus einem  $90^\circ$ - sowie mehreren  $180^\circ$ -Pulsen bestehender TSE-Pulszug ausgespielt, wodurch die gewünschte  $T_2$ -Wichtung generiert wird und das k-Raum-Zentrum aufgenommen wird. Anschließend wird der Flipwinkel schrittweise reduziert und der restliche k-Raum wird mit konventionellem bSSFP akquiriert. Ein Nachteil dieser Methode ist die Verwendung zahlreicher, SAR-intensiver Refokussierungspulse, was in Kombination mit den bei der bSSFP-Sequenz typischerweise verwendeten großen Flipwinkeln vor allem bei höheren Feldstärken ( $\geq 3$  T) leicht zu einer Überschreitung des SAR-Limits führen kann. Des Weiteren ist der Signalabfall während des initialen TSE-Zugs analog zu einer gewöhnlichen TSE- oder HASTE-Sequenz deutlich schneller als bei RA-TOSSI, was zu Bilddegradation aufgrund von Blurring bedingen kann. Obwohl bei der Verwendung von RA-TOSSI

weniger Inversionspulse ausgespielt werden müssen, kann die SAR-Problematik auch hier bei der potentiellen Anwendung am Ultrahochfeld ( $\geq 7$  T) eine Hürde darstellen. Zusammen mit den zuvor erwähnten Bandingartefakten und aufgrund der gezeigten Ergebnisse lässt sich somit sagen, dass RA-TOSSI ein probates Mittel für die Bildgebung an klinischen Feldstärken bis einschließlich 3 T darstellt.

Alle hier gezeigten Messungen wurden als Einzelschichtakquisitionen durchgeführt. Aufgrund der durchgängigen Verwendung von schichtselektiven HF-Pulsen kann das Konzept jedoch problemlos für die klinisch relevanteren Mehrschichtmessungen benutzt werden. Um unerwünschte Anregungen benachbarter Schichten aufgrund nicht rechteckiger Schichtprofile zu reduzieren, empfiehlt es sich hierbei zur Verbesserung der Bildqualität kurze Wartezeiten zwischen der sequenziellen Aufnahme verschiedener Schichten einzufügen.

## 8.6 Zusammenfassung

Die im vorliegenden Kapitel beschriebene RA-TOSSI-Technik ermöglicht die schnelle Generierung vielfältiger Kontraste. Diese Kontraste umfassen verschiedene  $T_2$ -Wichtungen sowie  $T_2/T_1$ -Wichtungen, die aus einem einzelnen radial akquirierten Datensatz rekonstruiert werden können. Des Weiteren wurde gezeigt, dass durch geringfügige Sequenzanpassungen zusätzlich Bilder, bei denen verschiedene Substanzen ausgelöscht sind, extrahiert werden können. Somit decken die mit RA-TOSSI generierbaren Bilder einen weiten Bereich von klinisch relevanten Kontrasten ab. Die für die Rekonstruktion direkt am Scanner notwendige Software wurde wie in Anhang 11.5.2 beschrieben bereits entworfen, was den Weg für etwaige klinische Studien ebnet. Mögliche Anwendungen umfassen aufgrund der kurzen Akquisitionszeiten sowie der Bewegungsinsensitivität die pädiatrische Bildgebung sowie die Bildgebung unkooperativer Patienten.



# 9

## Zusammenfassung

Die bSSFP-Sequenz kombiniert kurze Akquisitionszeiten mit einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis, was sie zu einer vielversprechenden Bildgebungsmethode macht. Im klinischen Alltag ist diese Technik jedoch bisher - abgesehen von vereinzelt Anwendungen - kaum etabliert. Die Hauptgründe hierfür sind Signalauslöschungen in Form von Bandingartefakten sowie der erzielte  $T_2/T_1$ -gewichtete Mischkontrast. Das Ziel dieser Dissertation war die Entwicklung von Methoden zur Lösung der beiden genannten Limitationen, um so eine umfassendere Verwendung von bSSFP für die MR-Diagnostik zu ermöglichen.

Magnetfeldinhomogenitäten, die im Wesentlichen durch Suszeptibilitätsunterschiede oder Imperfektionen seitens der Scannerhardware hervorgerufen werden, äußern sich bei der bSSFP-Bildgebung in Form von Bandingartefakten. Mit DYPR-SSFP (*DYnamically Phase-cycled Radial bSSFP*) wurde ein Verfahren vorgestellt, um diese Signalauslöschungen effizient zu entfernen. Während für bereits existierende Methoden mehrere separate bSSFP-Bilder akquiriert und anschließend kombiniert werden müssen, ist für die Bandingentfernung mittels DYPR-SSFP lediglich die Aufnahme eines einzelnen Bildes notwendig. Dies wird durch die neuartige Kombination eines dynamischen Phasenzklus mit einer radialen Trajektorie mit quasizufälligem Abtastschema ermöglicht. Die notwendigen Bestandteile können mit geringem Aufwand implementiert werden. Des Weiteren ist kein spezielles Rekonstruktionsschema notwendig, was die breite Anwendbarkeit des entwickelten Ansatzes ermöglicht. Konventionelle Methoden zur Entfernung von Bandingartefakten werden sowohl bezüglich ihrer Robustheit als auch bezüglich der notwendigen Messzeit übertroffen.

Um die Anwendbarkeit von DYPR-SSFP auch jenseits der gewöhnlichen Bildgebung zu demonstrieren, wurde die Methode mit der Fett-Wasser-Separation kombiniert. Basierend auf der Dixon-Technik konnten so hochaufgelöste Fett- sowie Wasserbilder erzeugt werden. Aufgrund der Bewegungsinsensitivität der zugrunde liegenden radialen Trajektorie konnten die Messungen unter freier Atmung durchgeführt werden, ohne dass nennenswerte Beeinträchtigungen der Bildqualität auftraten. Die erzielten Ergebnisse am Abdomen zeigten weder Fehlzuordnungen von Fett- und Wasserpixeln noch verbleibende Bandingartefakte.

Ein Nachteil der gewöhnlichen Dixon-basierten Fett-Wasser-Separation ist es, dass mehrere separate Bilder zu verschiedenen Echozeiten benötigt werden. Dies führt zu einer entsprechenden Verlängerung der zugehörigen Messzeit. Abhilfe schafft hier die Verwendung einer Multiecho-Sequenz. Wie gezeigt werden konnte, ermöglicht eine derartige Kombination die robuste, bandingfreie Fett-Wasser-Separation in klinisch akzeptablen Messzeiten.

DYPR-SSFP erlaubt die Entfernung von Bandingartefakten selbst bei starken Magnetfeldinhomogenitäten. Dennoch ist es möglich, dass Signalauslöschungen aufgrund des Effekts der Intra-voxeldephasierung verbleiben. Dieses Problem tritt primär bei der Bildgebung von Implantaten oder am Ultrahochfeld auf. Als Abhilfe hierfür wurde die Kombination von DYPR-SSFP mit der sogenannten z-Shim-Technik untersucht, was die Entfernung dieser Artefakte auf Kosten einer erhöhten Messzeit ermöglichte.

Die mit DYPR-SSFP akquirierten radialen Projektionen weisen aufgrund des angewendeten dynamischen Phasenzklus leicht verschiedene Signallevel und Phasen auf. Diese Tatsache zeigt sich durch inkohärente Bildartefakte, die sich jedoch durch eine Erhöhung der Projektionsanzahl effektiv reduzieren lassen. Folglich bietet es sich in diesem Kontext an, Anwendungen zu wählen, bei denen bereits intrinsisch eine verhältnismäßig hohe Anzahl von Projektionen benötigt wird. Hierbei hat sich gezeigt, dass neben der hochaufgelösten Bildgebung die Wahl einer 3D radialen Trajektorie eine aussichtsreiche Kombination darstellt. Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellte 3D DYPR-SSFP-Technik erlaubte so die isotrope bandingfreie bSSFP-Bildgebung, wobei die Messzeit im Vergleich zu einer gewöhnlichen bSSFP-Akquisition konstant gehalten werden konnte. Verbleibende, durch den dynamischen Phasenzklus hervorgerufene Artefakte konnten effektiv mit einem Rauschunterdrückungsalgorithmus reduziert werden. Anhand Probandenmessungen wurde gezeigt, dass 3D DYPR-SSFP einen aussichtsreichen Kandidaten für die Bildgebung von Hirnnerven sowie des Bewegungsapparats darstellt.

Während die DYPR-SSFP-Methode sowie die darauf beruhenden Weiterentwicklungen effiziente Lösungen für das Problem der Bandingartefakte bei der bSSFP-Bildgebung darstellen, adressiert die vorgestellte RA-TOSSI-Technik (*RA*dial *T*-*O*ne *s*ensitive and *i*nsensitive *S*teady-*S*tate *I*maging) das Problem des bSSFP-Mischkontrasts. Die Möglichkeit der Generierung von  $T_2$ -Kontrasten basierend auf der bSSFP-Sequenz konnte bereits in vorausgehenden Arbeiten gezeigt werden. Hierbei wurde die Tatsache ausgenutzt, dass der  $T_1$ -Anteil des Signalverlaufs nach Beginn einer bSSFP-Akquisition durch das Einfügen von Inversionspulsen in ungleichmäßigen Abständen aufgehoben werden kann. Ein so akquiriertes Bild weist folglich einen reinen, klinisch relevanten  $T_2$ -Kontrast auf. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Methode basiert auf dem gleichen Prinzip, jedoch wurde anstelle einer gewöhnlichen kartesischen Trajektorie eine radiale Trajektorie in Kombination mit einer KWIC-Filter-Rekonstruktion verwendet. Somit können bei gleichbleibender oder sogar verbesserter Bildqualität aus einem einzelnen, mit RA-TOSSI akquirierten Datensatz verschiedene  $T_2$ -Wichtungen als auch gewöhnliche  $T_2/T_1$ -Wichtungen generiert werden. Mittels Variation der Anzahl der eingefügten Inversionspulse konnte ferner gezeigt werden, dass es neben den besagten Wichtungen möglich ist, zusätzliche Kontraste zu generieren, bei denen verschiedene Substanzen im Bild ausgelöscht sind. Diese Substanzen können am Beispiel der Gehirnbildgebung Fett, graue Masse, weiße Masse oder CSF umfassen und zeichnen sich neben den reinen  $T_2$ -Kontrasten durch eine ähnlich hohe klinische Relevanz aus. Die mögliche Bedeutung der vorgestellten Methode für die klinische Verwendung wurde durch Messungen an einer Gehirntumorpatientin demonstriert.

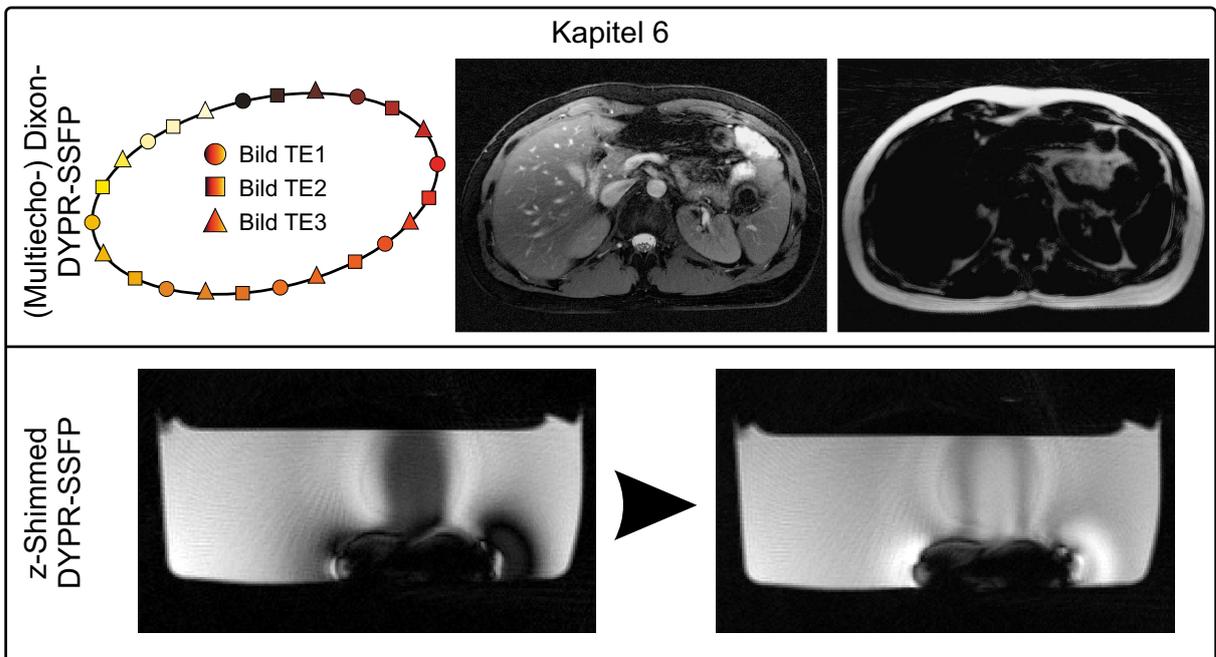
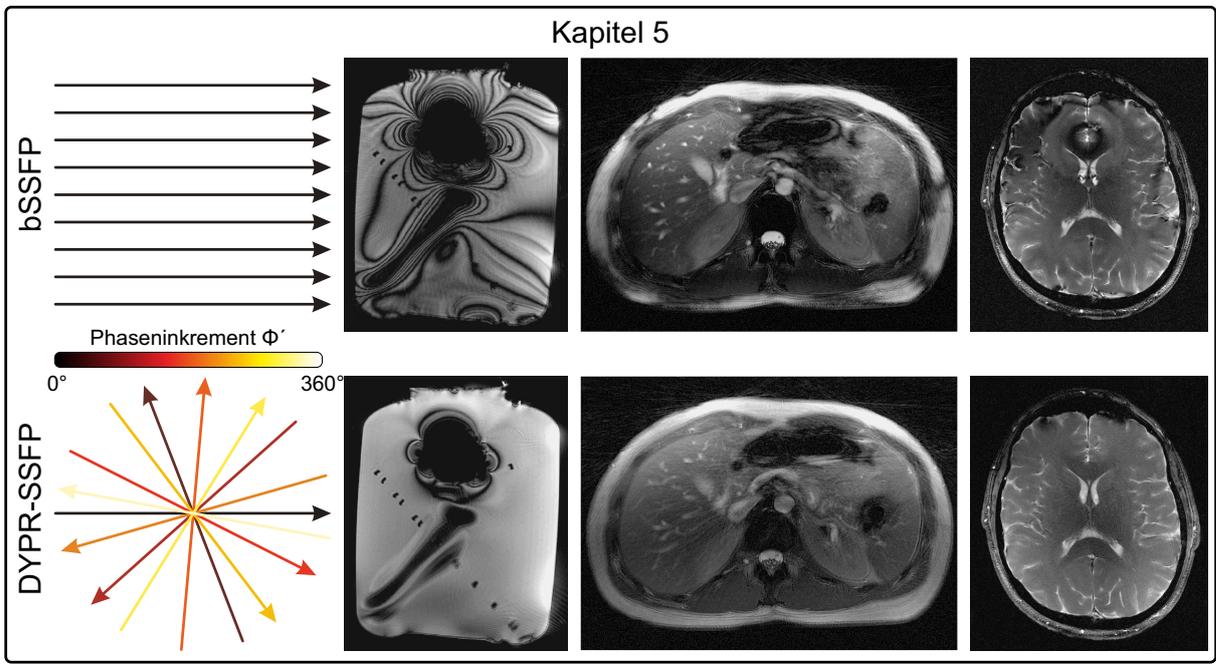
---

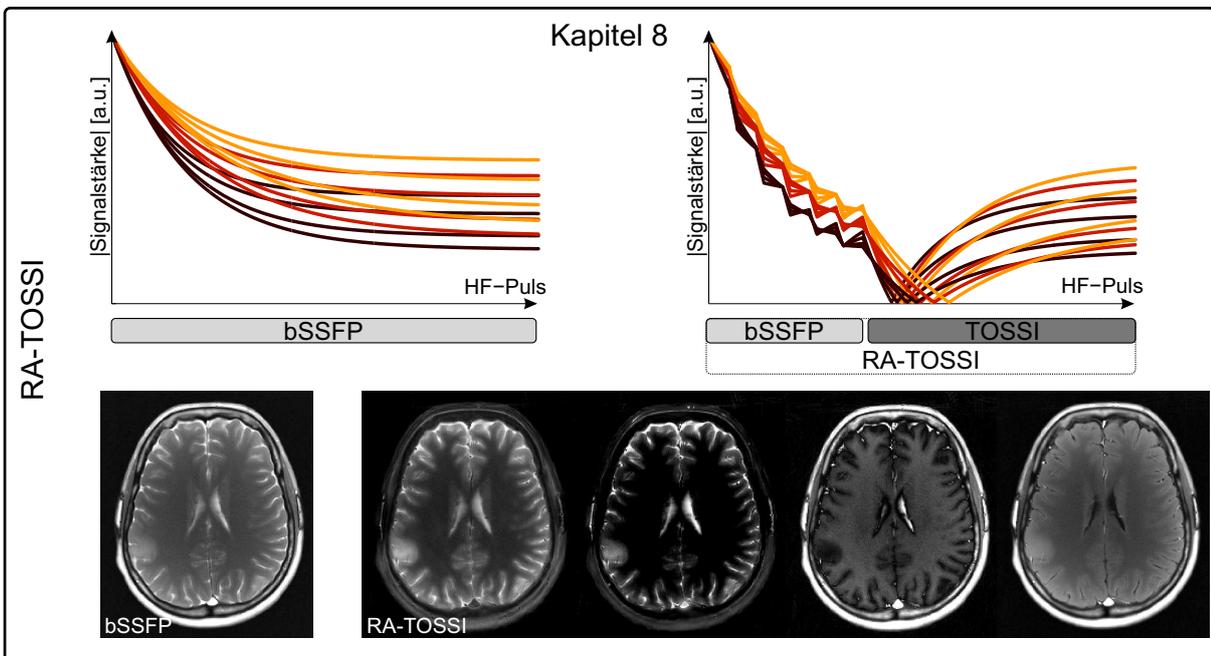
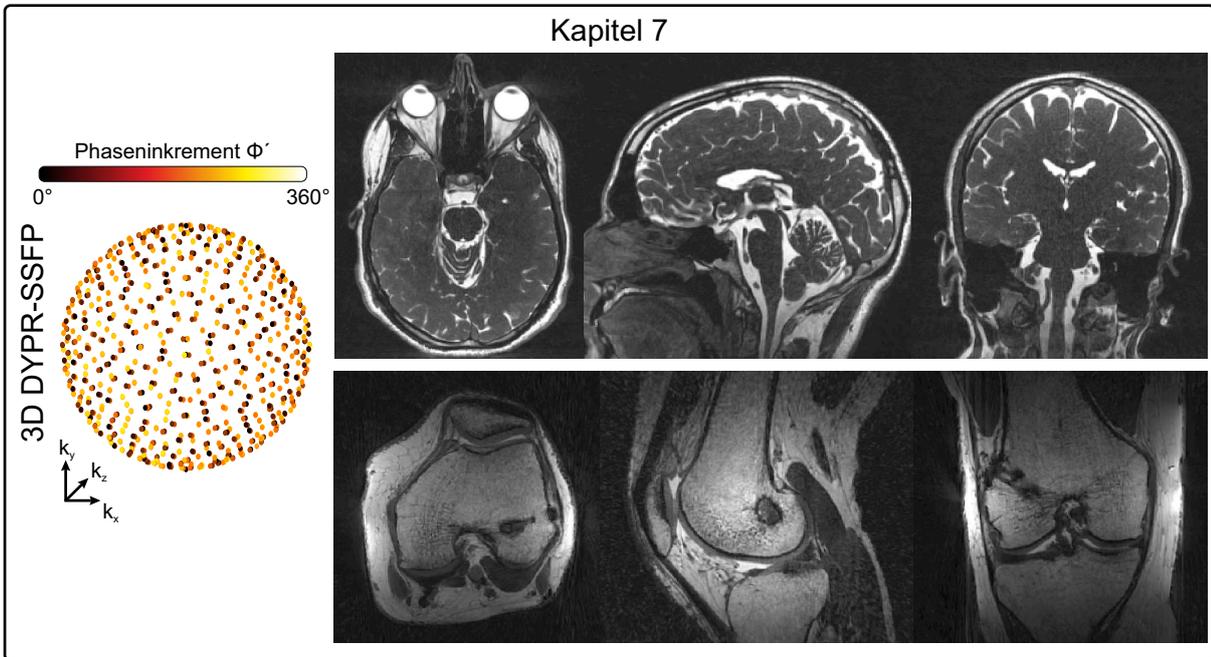
Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die im Rahmen dieser Dissertation entwickelten Techniken einen wertvollen Beitrag zur Lösung der eingangs beschriebenen Probleme der bSSFP-Bildgebung darstellen. Mit DYPR-SSFP akquirierte Bilder sind bereits mit bestehender, kommerzieller Rekonstruktionssoftware direkt am Scanner rekonstruierbar. Die Software für die Rekonstruktion von RA-TOSSI-Datensätzen wurde für Siemens Scanner implementiert. Folglich sind beide Methoden für klinische Studien einsetzbar, was gleichzeitig den Ausblick dieser Arbeit darstellt.



## Grafische Zusammenfassung

Die folgenden Abbildungen geben abschließend eine grafische Übersicht über die neu entwickelten Methoden.





# 10

## Summary

The bSSFP sequence combines short acquisition times with a high signal-to-noise ratio, and is therefore a promising imaging technique. However, aside from a few applications, this method is hardly established in the clinical routine. The main reasons for this are signal voids that arise as banding artifacts and the obtained  $T_2/T_1$ -weighted mixed contrast. The goal of this dissertation was to develop strategies to overcome these limitations and allow for a more widespread use of bSSFP for MR diagnostics.

In bSSFP imaging, magnetic field inhomogeneities, which are mainly caused by susceptibility differences and imperfections of the scanner hardware, manifest as banding artifacts. In order to efficiently remove these artifacts from the image, *DYnamically Phase-cycled Radial bSSFP* (DYPR-SSFP) was proposed. While existing methods rely on the acquisition and subsequent combination of several separate bSSFP images, banding removal with DYPR-SSFP requires the acquisition of only a single data set. This is achieved by combining a dynamic phase-cycle with a radial trajectory and a quasi-random acquisition scheme. The individual components of this method can be implemented with little effort. Furthermore, no specific reconstruction scheme is necessary, guaranteeing the broad applicability of the developed approach. DYPR-SSFP outperformed conventional methods for banding removal both in robustness and scan time.

In order to demonstrate the applicability of DYPR-SSFP beyond conventional imaging, the method was also applied to fat-water separation. Based on the Dixon technique, fat and water images were generated with high resolution. Due to the motion robustness of the underlying radial trajectory, measurements could be performed during free-breathing, without notable degradation of image quality. Abdominal images showed neither regional fat-water flipping nor residual banding artifacts.

A drawback of standard Dixon-based fat-water separation is the fact that several separate images with different echo times have to be acquired, therefore prolonging the respective scan time. This can be overcome by using a multiecho sequence. It was demonstrated that the combination of such multiecho sequence and Dixon DYPR-SSFP allows for robust, banding-free fat-water separation in clinically acceptable scan times.

DYPR-SSFP guarantees removal of banding artifacts even for strong magnetic field inhomogeneities. However, signal voids may remain due to intravoxel dephasing. This problem primarily arises when imaging metallic implants or when moving to ultra-high field strengths. To address this issue, the combination of DYPR-SSFP with the so-called z-shim technique was investigated, allowing the removal of these artifacts at the expense of an increased measurement time.

Due to the applied dynamic phase-increment, radial projections which are acquired with DYPR-SSFP exhibit slightly different signal levels and phases. This results in incoherent artifacts, that can be effectively reduced by increasing the number of acquired projections. Therefore, DYPR-SSFP should be preferably applied when many projections are intrinsically necessary. It has been demonstrated that, besides high resolution imaging, the choice of a 3D radial trajectory is a promising combination. The proposed 3D DYPR-SSFP technique allowed isotropic banding-free bSSFP imaging without any expense of additional scan time compared to a conventional bSSFP acquisition. Residual artifacts caused by the dynamic phase-cycle could be effectively mitigated by applying a denoising algorithm. Volunteer measurements showed that 3D DYPR-SSFP is a promising candidate for imaging of the cranial nerves and the musculoskeletal system.

While DYPR-SSFP and all presented resulting methods constitute an efficient solution for banding artifacts in bSSFP imaging, the proposed *RAdial T-One sensitive and insensitive Steady-State Imaging* (RA-TOSSI) method addresses the problem of the mixed contrast in bSSFP imaging. The possibility to generate  $T_2$ -contrast with bSSFP has been shown before. The previous approach is based on the fact that  $T_1$ -relaxation during the transient phase of a bSSFP acquisition can be suppressed by inserting unequally spaced inversion pulses. Thus, the resulting image shows a clinically relevant  $T_2$ -contrast. The method which was presented as part of this dissertation relies on the same principle. However, instead of the originally proposed Cartesian trajectory, a radial trajectory in combination with a KWIC-filter reconstruction was applied. This allows the generation of several  $T_2$ -weighted images as well as  $T_2/T_1$ -weighted images from a single RA-TOSSI dataset, while image quality remains comparable or even improves compared with existing methods. It could further be shown that varying the number of inversion pulses allows the generation of additional contrasts, where different tissue types are attenuated in the image. In the case of brain imaging for instance, these tissues comprise fat, gray matter, white matter, and CSF and offer high clinical relevance similar to  $T_2$ -weighted images. Measurements of a patient with a brain tumor demonstrate the possible impact of the proposed method.

In conclusion, the techniques developed as part of this dissertation present a valuable contribution to the solution of various problems which are associated with bSSFP imaging. Images acquired with DYPR-SSFP can be reconstructed directly at the scanner using existing, commercial reconstruction software. The software for the reconstruction of RA-TOSSI data was implemented for Siemens scanners. Therefore, both methods can be directly employed for clinical studies which remain as future work.

# 11

## Anhang

### 11.1 Simulation der Bloch-Gleichungen

#### 11.1.1 Allgemeines Vorgehen

Im Folgenden soll die zur Simulation der Bloch-Gleichungen verwendete Vorgehensweise beschrieben werden. Die hierfür notwendigen Komponenten, die als Vektoren beziehungsweise Matrizen ausgedrückt werden können, sind die Magnetisierung, die Auslenkung mittels eines HF-Pulses, die Dephasierung sowie die Relaxation.

- Die dreidimensionale Magnetisierung wird als Vektor  $\mathbf{M}$  geschrieben:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix}. \quad (11.1.1)$$

- Eine Auslenkung um den Flipwinkel  $\alpha$  entspricht einer Rotation um die entsprechende Achse. Während die Drehung um beliebige Achsen mittels der Verkettung verschiedener Rotationsmatrizen ausgedrückt werden kann, ergibt sich exemplarisch für die Drehung um die  $x$ -Achse die folgende Matrix:

$$\mathbf{R}_x(\alpha) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (11.1.2)$$

- Die Dephasierung der Magnetisierung um den Winkel  $\Theta$  entspricht einer Drehung um die  $z$ -Achse gemäß:

$$\mathbf{D}(\Theta) = \begin{bmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta & 0 \\ -\sin \Theta & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (11.1.3)$$

- Zur Beschreibung der Relaxation sind zwei Matrizen notwendig:

$$\mathbf{A}(t) = \begin{bmatrix} e^{-t/T_2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-t/T_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-t/T_1} \end{bmatrix} \quad (11.1.4)$$

$$\mathbf{B}(t) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho \cdot (1 - e^{-t/T_1}) \end{bmatrix}. \quad (11.1.5)$$

$T_1$  und  $T_2$  bezeichnen hierbei die longitudinale beziehungsweise die transversale Relaxationszeit,  $\rho$  die Spindichte. Mit diesem Formalismus können beliebige Auswirkungen auf die Magnetisierung simuliert werden [86]. Die Abfolge von Relaxation während der Zeit TE, Dephasierung um den Winkel  $30^\circ$  sowie darauffolgender Auslenkung um  $\alpha = 90^\circ$  berechnet sich beispielsweise wie folgt:

$$\mathbf{M}_{k+1} = \mathbf{R}_x(90^\circ) \cdot [\mathbf{D}(30^\circ) \cdot \mathbf{A}(\text{TE}) \cdot \mathbf{M}_k + \mathbf{B}(\text{TE})]. \quad (11.1.6)$$

Das komplexe MR-Signal  $S$  setzt sich aus den transversalen Magnetisierungskomponenten  $M_x$  und  $M_y$  zusammen und ergibt sich wie folgt:

$$S = M_x + i \cdot M_y. \quad (11.1.7)$$

### 11.1.2 Matrizenformalismus für Steady-State-Sequenzen

Zur Simulation des Signalverlaufs der in Kapitel 4 beschriebenen Steady-State-Sequenzen sind zusätzlich zu den im vorherigen Abschnitt aufgeführten Komponenten die folgenden Bestandteile beziehungsweise Vorgehensweisen relevant:

- Die bei der HF-gespoilten SSFP-Sequenz auftretende Vernichtung der Transversalmagnetisierung entspricht einer Projektion der Magnetisierung auf die  $z$ -Achse, das heißt dem Vernachlässigen der  $M_x$ - sowie  $M_y$ -Komponente. Analytisch kann dies mittels einer Multiplikation mit der folgenden Matrix durchgeführt werden:

$$\mathbf{D}_{\text{spoil}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (11.1.8)$$

- Im Fall der balanced SSFP-Sequenz sowie der HF-gespoilten SSFP-Sequenz erfahren in guter Näherung alle sich innerhalb eines Voxels befindlichen Spins die gleiche Dephasierung. Folglich kann in diesem Fall die Magnetisierung durch einen einzelnen Spin beschrieben werden. Bei der Verwendung von gradientengespoilten SSFP-Sequenzen ist dies hingegen nicht der Fall. Durch die hier auftretenden, nicht ausbalancierten Gradienten werden die Spins innerhalb eines Voxels verschieden dephasiert. Zur Simulation dieses Effekts muss folglich eine Vielzahl von Spins betrachtet werden, was den Rechenaufwand entsprechend erhöht.

Um die sich nach einigen HF-Pulsen ausbildende Steady-State-Magnetisierung  $\mathbf{M}_{\text{ss}}$  zu erhalten, gibt es prinzipiell zwei verschiedene Ansätze. Die erste Option ist die Simulation der zur Erreichung des Steady-States notwendigen Anzahl von Pulsen (100-500) und die anschließende

Betrachtung des sich dann ergebenden, konstanten Magnetisierungslevels. Die zweite Möglichkeit ist die direkte, analytische Berechnung mittels der im Steady-State gültigen Bedingung

$$\mathbf{M}_{k+1} = \mathbf{M}_k, \quad (11.1.9)$$

wobei  $\mathbf{M}_k$  die Magnetisierung nach dem  $k$ -ten HF-Puls darstellt. Gilt für die Entwicklung der Magnetisierung beispielsweise

$$\mathbf{M}_{k+1} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{M}_k + \mathbf{Y}, \quad (11.1.10)$$

wobei sämtliche auftretenden Effekte in der Matrix  $\mathbf{X}$  beziehungsweise im Vektor  $\mathbf{Y}$  zusammengefasst sind, folgt durch Kombination der Formeln 11.1.9 und 11.1.10

$$\mathbf{M}_{\text{ss}} = \left( \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \mathbf{X} \right)^{-1} \cdot \mathbf{Y}. \quad (11.1.11)$$

Mit diesen Hilfsmitteln lässt sich das Verhalten von allen erdenklichen Steady-State-Sequenzen simulieren. Allerdings enthalten die hier beschriebenen Komponenten vereinfachende Annahmen. Effekte wie beispielsweise Bewegung, Diffusion, finite Pulslängen oder Magnetisierungstransfer müssen für eine akkuratere Beschreibung zusätzlich berücksichtigt und entsprechend modelliert werden.

## 11.2 Korrektur von Gradientendelays

In diesem Abschnitt wird das in Kapitel 3.3.1 schematisch beschriebene Vorgehen zur Korrektur von Gradientendelays, also von verzögerten Schaltzeiten der Gradienten, mathematischer betrachtet.

Die Ortskodierung besteht wie in Kapitel 2.2.1 erläutert aus den drei Komponenten Schichtselektion, Frequenzkodierung und Phasenkodierung. Die zugehörigen Gradienten werden hierbei im sogenannten logischen Koordinatensystem  $\mathbf{G}_{\text{log}} = [G_{\text{phase}}, G_{\text{read}}, G_{\text{slice}}]^T$  definiert und variieren je nach gewählter Schichtführung sowie k-Raum-Abtastung. Im MR-Scanner sind hingegen drei ortsfeste Gradienten entlang der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung verbaut. Die entsprechenden Gradientenstärken werden hierbei durch das sogenannte physikalische Koordinatensystem  $\mathbf{G}_{\text{phys}} = [G_x, G_y, G_z]^T$  festgelegt. Da in der Regel  $\mathbf{G}_{\text{phys}} \neq \mathbf{G}_{\text{log}}$  gilt, muss das bei der Implementierung einer Sequenz verwendete logische Koordinatensystem  $\mathbf{G}_{\text{log}}$  in das durch den Scanner realisierte physikalische Koordinatensystem  $\mathbf{G}_{\text{phys}}$  umgerechnet werden. Die beiden Koordinatensysteme werden also mittels einer Rotationsmatrix  $\mathbf{R}$  ineinander überführt, es gilt also

$$\mathbf{G}_{\text{phys}} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{G}_{\text{log}} . \quad (11.2.1)$$

Die Rotationsmatrix  $\mathbf{R}$  kann bei der Verwendung einer radialen Trajektorie in zwei Anteile aufgeschlüsselt werden:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\text{schicht}} \cdot \mathbf{R}_{\text{radial}} . \quad (11.2.2)$$

Während  $\mathbf{R}_{\text{schicht}}$  die für die Verwirklichung einer beliebigen Schichtführung (axial, sagittal, koronar sowie angulierter Schichten) notwendige Drehung beschreibt, beinhaltet  $\mathbf{R}_{\text{radial}}$  die in Kapitel 3.2 beschriebene Rotation zur Implementierung des radialen Abtastschemas.

Gradientendelays wirken sich auf die Zeitpunkte der durch den MR-Scanner tatsächlich ausgespielten Gradienten aus und treten folglich im physikalischen Koordinatensystem auf. Diese mittels des Delayoperators  $\mathbf{T} = [t_x, t_y, t_z]^T$  ausdrückbaren Verschiebungen sollen mittels Korrekturmomente im logischen Koordinatensystem ausgeglichen werden, was in Abbildung 3.3.2 veranschaulicht ist. Das Ziel, die gemessenen Delays  $\mathbf{T} = [t_x, t_y, t_z]^T$  in die entsprechenden Gradientenmomente  $\mathbf{M}_{\text{korr}} = [M_{\text{korr-phase}}, M_{\text{korr-read}}, M_{\text{korr-slice}}]^T$  umzurechnen, kann durch die sequenzielle Durchführung der folgenden Schritte erreicht werden:

1. Rotation der logischen Gradienten  $\mathbf{G}_{\text{log}}$  in das physikalische System  $\mathbf{G}_{\text{phys}}$ .
2. Anwenden des Delayoperators.
3. Rücktransformation in das logische System  $\mathbf{G}_{\text{log}}$ .
4. Verrechnung der so erhaltenen Korrekturmomente  $\mathbf{M}_{\text{korr}}$  mit den logischen Bildgebungsmomenten  $[M_{\text{phase}}, M_{\text{read}}, M_{\text{slice}}]^T$ .

Ausgedrückt in geschlossener Form lautet diese Abfolge wie folgt:

$$\mathbf{M}_{\text{korr}} = \mathbf{R}^T \cdot [[\mathbf{R} \cdot \mathbf{G}_{\text{log}}] \cdot \mathbf{T}] . \quad (11.2.3)$$

## 11.3 Algorithmen zur Bildverarbeitung

### 11.3.1 Hauptkomponentenanalyse

Wurde eine Serie von Bildern - beispielsweise mit der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen KWIC-Filter-Technik - rekonstruiert, lässt sich anschließend zur Verbesserung der Qualität der einzelnen Bilder eine sogenannte Hauptkomponentenanalyse durchführen. Dieses auf linearer Algebra beruhende Verfahren findet in vielen Bereichen (Datenkompression, Datenanalyse,...) Anwendung und kann in die folgenden Schritte gegliedert werden:

1. Anwenden einer Basistransformation auf die rekonstruierten Daten. Der Datensatz soll in der neuen Basis möglichst gut repräsentiert werden, das heißt, die wesentlichen Merkmale sollen in möglichst wenigen Vektoren dargestellt werden können. Mathematisch gesehen besteht die Basistransformation aus einer Anordnung der Daten um ihren Mittelwert sowie einer anschließenden Eigenwertzerlegung der zugehörigen Kovarianzmatrix.
2. Sortieren der so erhaltenen Vektoren nach der Größe ihrer zugehörigen Eigenwerte. Die Eigenwerte zeigen hierbei an, wie viel Information in den entsprechenden Eigenvektoren, die auch als Hauptkomponenten bezeichnet werden, enthalten ist. Hauptkomponenten, deren Eigenwerte nahezu null sind, enthalten folglich wenig maßgebliche Information.
3. Weglassen der Hauptkomponenten, die wenig Information beinhalten und anschließende Rücktransformation.

In dieser Arbeit wurde die Hauptkomponentenanalyse primär in Verbindung mit der in Kapitel 8 vorgestellten RA-TOSSI-Technik verwendet. Hierbei hat sich gezeigt, dass die maßgeblichen Bildinformationen bereits in ungefähr drei bis fünf Hauptkomponenten enthalten sind. Werden die restlichen Hauptkomponenten nicht in die Rücktransformation mit einbezogen, können Streakingartefakte sowie Rauschen deutlich reduziert werden (siehe beispielsweise Abbildung 8.3.5).

Das gesamte Vorgehen ist schematisch in Abbildung 11.3.1 dargestellt. Eine eingehendere, mathematischere Betrachtung inklusive Matlabcode findet sich in [195].

### 11.3.2 Rauschunterdrückung mittels Non-Local-Means

Das Reduzieren von Rauschen bei gleichzeitigem Erhalt feiner Strukturen ist ein bei der Bildrestauration gängiges Problem, wofür zahlreiche Techniken existieren. Im Fall der vorliegenden Arbeit wurde ein derartiger Algorithmus für die Entfernung von inkohärenten Artefakten verwendet, die im Rahmen der entwickelten (3D) DYPR-SSFP-Technik auftreten. Während sich eine Diskussion über die Anwendbarkeit auf die rauschähnlichen Signalvariationen, die jedoch anderen Ursprungs sind, in Kapitel 7.5 findet, soll in diesem Abschnitt der genutzte Algorithmus erläutert werden.

Bei konventionellen Entrauschungsmethoden wie beispielsweise dem Anisotropischen Filtern [151], der *Total Variation* [169] oder dem *Wavelet Thresholding* [51] wird ein Voxel durch das gewichtete Mittel von räumlich benachbarten Voxeln ersetzt. Diese in Abbildung 11.3.2(a) schematisch gezeigte Vorgehensweise kann jedoch zu einem Verlust der Kantenschärfe führen. Beim

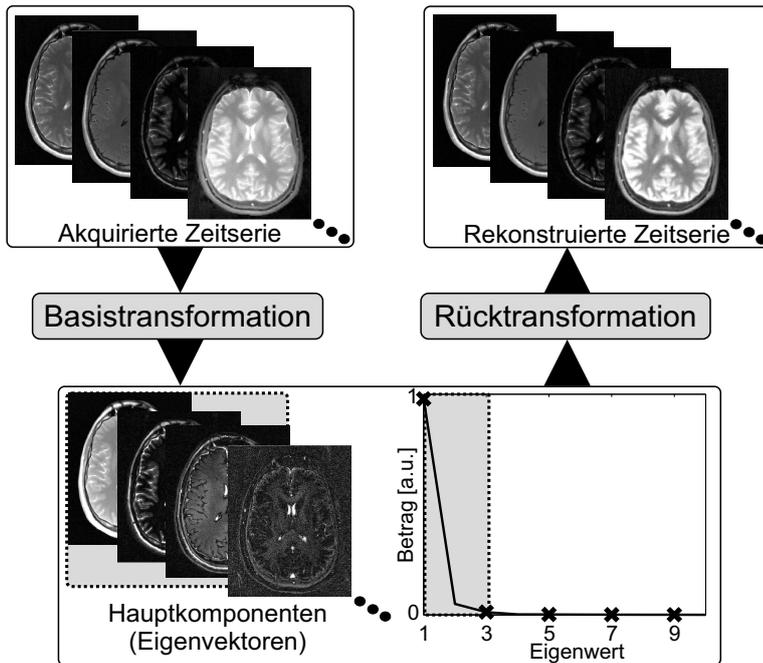


Abbildung 11.3.1: Schematischer Ablauf einer Hauptkomponentenanalyse. Nach der Basistransformation werden die Eigenvektoren nach der Größe ihrer jeweiligen Eigenwerte angeordnet. Eigenvektoren mit nahezu verschwindenden Eigenwerten enthalten wenig Information und werden daher vor der Rücktransformation ausgeschlossen.

NLM-Algorithmus (*Non-Local-Means*) [25] hingegen wird der lokale, auf die jeweiligen Nachbarvoxel begrenzte Ansatz aufgegeben. Die zugrunde liegende Idee ist, einen Voxel durch einen gewichteten Mittelwert aller sich im Bild befindlichen Voxel zu ersetzen. Die zugehörigen Wichtungsfaktoren sind hierbei unabhängig von der Entfernung zum Zielvoxel, sondern werden aus der Ähnlichkeit der jeweiligen Nachbarschaften der Ausgangsvoxel zu der Nachbarschaft des Zielvoxels bestimmt. Anders ausgedrückt ist der Wichtungsfaktor für ein Ausgangsvoxel, dessen Umgebung vergleichbar zu der Umgebung des Zielvoxels ist, hoch, das heißt er trägt viel zum entsprechenden Mittelwert bei. Ein Ausgangsvoxel, dessen Umgebung sich jedoch deutlich von der Umgebung des Zielvoxels unterscheidet, erhält hingegen einen sehr geringen Wichtungsfaktor. Diese Vorgehensweise, die auf der Redundanz innerhalb eines Bildes basiert und einen guten Kompromiss von Rauschentfernung und gleichzeitigem Erhalt feiner Strukturen darstellt, ist in Abbildung 11.3.2(b) illustriert.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein speziell für dreidimensionale MR-Bilder entwickelter Algorithmus verwendet [38]. Aufgrund des immensen Rechenaufwands, der bei der Berücksichtigung aller Voxel eines 3D Volumens auftritt, beschränkt man sich in der Praxis auf einen größeren Bereich um das Zielvoxel herum. Eine bei dieser Implementierung zu wählende Einstellung ist der Glättungsparameter  $\beta$ , dessen Einfluss in Abbildung 11.3.3 dargestellt ist. Ein Wert von  $\beta = 1$  hat sich bei sämtlichen in Kapitel 7 gezeigten Datensätzen als guter Kompromiss zwischen Artefaktentfernung und übermäßiger Glättung herausgestellt.

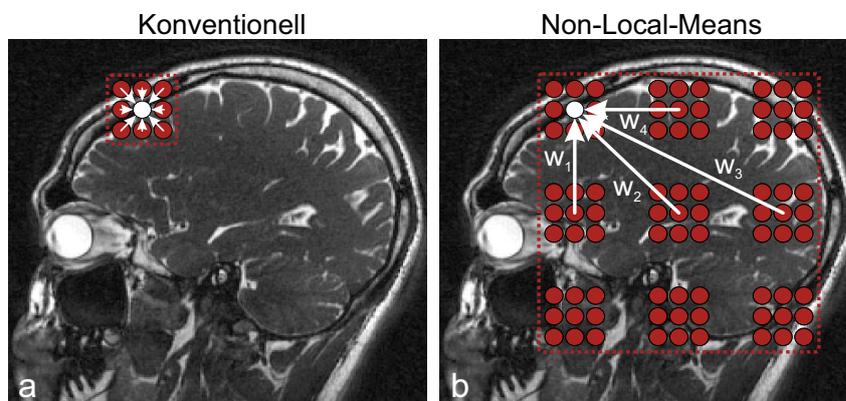


Abbildung 11.3.2: (a) Konventionelle Methoden zur Entrauschung von Bildern ersetzen den Zielvoxel (weiß) durch einen gewichteten Mittelwert der örtlich benachbarten Voxel (rot). (b) Beim NLM-Algorithmus hingegen wird diese räumliche Begrenzung aufgegeben und alle Voxel im Bild werden zum Ersetzen des Zielvoxels verwendet. Die zugehörigen Wichtungsfaktoren  $w_i$  berechnen sich hierbei aus der Ähnlichkeit der jeweiligen Nachbarschaften der Ausgangsvoxel zur Nachbarschaft des Zielvoxels.

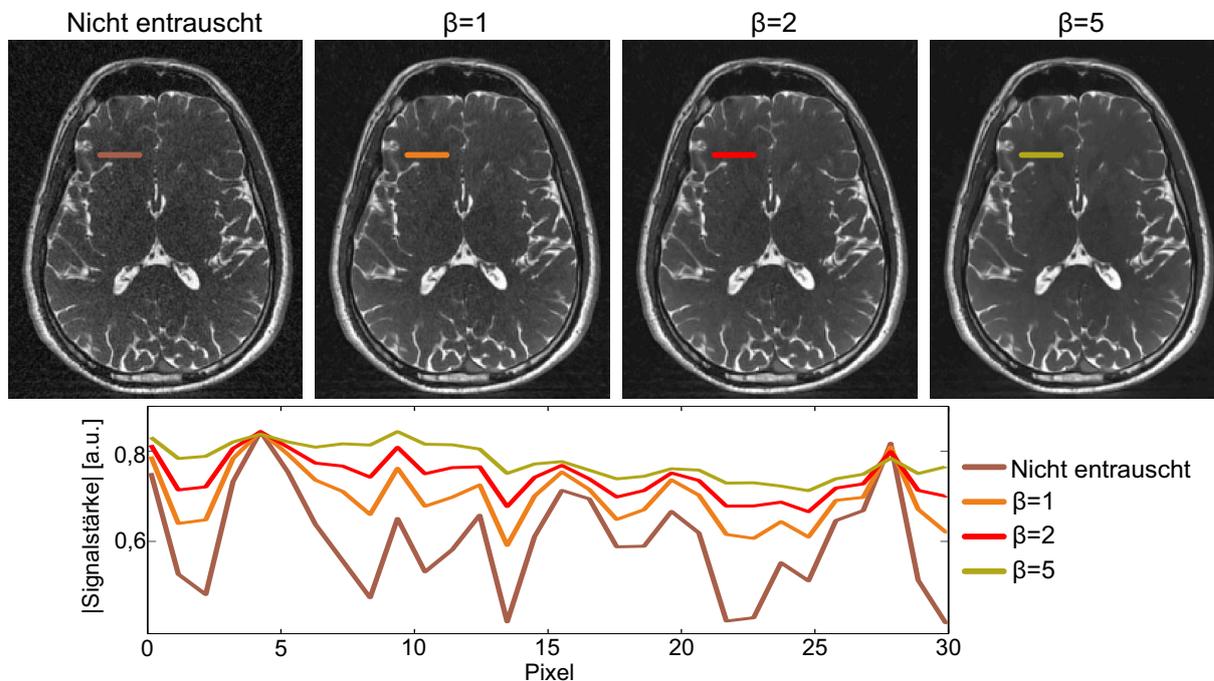


Abbildung 11.3.3: Einfluss des Glättungsparameters  $\beta$  auf die Bildqualität. Für die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse wurde durchgehend ein Wert von  $\beta = 1$  gewählt.

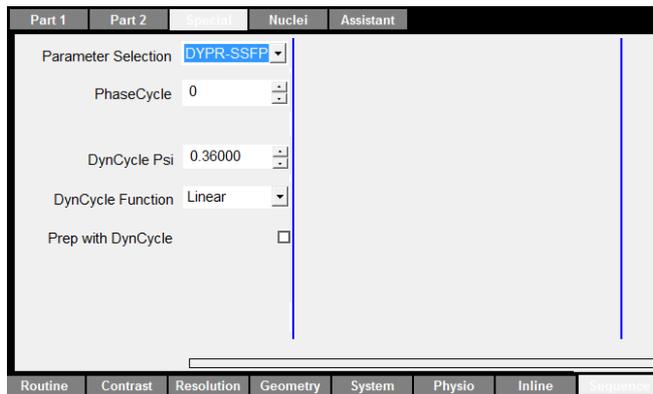


Abbildung 11.4.1: *Special-Card* der DYPR-SSFP-Sequenz, über die zusätzliche Parameter eingestellt werden können. Diese umfassen:

PhaseCycle	Konstantes Phaseninkrement $\Delta\Phi$
DynCycle Psi	Dynamisches Phaseninkrement $\Psi$
DynCycle Function	Auswahl verschiedener Phasenzyklusverläufe
Prep with DynCycle	Anwenden des dynamischen Phasenzyklus auf die Präparationspulse

## 11.4 Anhang zu DYPR-SSFP

### 11.4.1 Sequenzimplementierung

Alle notwendigen Schritte zur Implementierung der DYPR-SSFP-Sequenz mittels der Siemens IDEA-Umgebung (ausgehend von einer kartesischen FLASH-Sequenz) wurden auf dem IDEA User Meeting 2014 in Bristol, UK, im Rahmen eines Vortrags vorgestellt<sup>1</sup>.

Die Verwendung der durch die grafische Oberfläche des Scanners bereitgestellten Special-Card erlaubt die Steuerung individueller Sequenzparameter und ist für die DYPR-SSFP-Sequenz in Abbildung 11.4.1 dargestellt.

### 11.4.2 Einfluss verschiedener Winkelanordnungen

Da die mit DYPR-SSFP akquirierten Projektionen ein leicht verschiedenes Signallevel aufweisen, muss für deren Anordnung zur Vermeidung von Artefakten ein unregelmäßiges Schema gewählt werden. Neben dem Goldenen Winkel, der für die gezeigten Ergebnisse verwendet wurde, sind wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben zahlreiche andere Schemata denkbar. Um die Auswirkung der Winkelanordnung auf die erzielte Bildqualität zu untersuchen, wurden Phantommessungen durchgeführt. Die verwendeten Schemata sowie die zugehörigen Projektionsanzahlen sind zusammen mit den Ergebnissen in Abbildung 11.4.2 dargestellt.

Während der dynamische Phasenzyklus die Bildqualität bei Verwendung einer linearen Anordnung deutlich reduziert, werden die entsprechenden Artefakte durch die gezeigten unregelmäßigen Schemata gleichmäßig über das gesamte Bild verteilt. Die besten Ergebnisse können hierbei mit dem Goldenen Winkel, den Quasizufallszahlen sowie der bitvertauschten Winkelanordnung erzielt werden. Da für letztere jedoch eine Projektionsanzahl gemäß der Vorschrift  $N_{\text{proj}} = 2^k$ ,  $k \in \mathbb{N}$  benötigt wird und somit die Flexibilität bezüglich der Wahl der Anzahl von radialen Speichern verloren geht, ist dieses Schema wenig verbreitet und soll auch im Folgenden

<sup>1</sup>Die entsprechenden Folien können im IDEA-Forum (<https://www.mr-idea.com>) heruntergeladen werden.

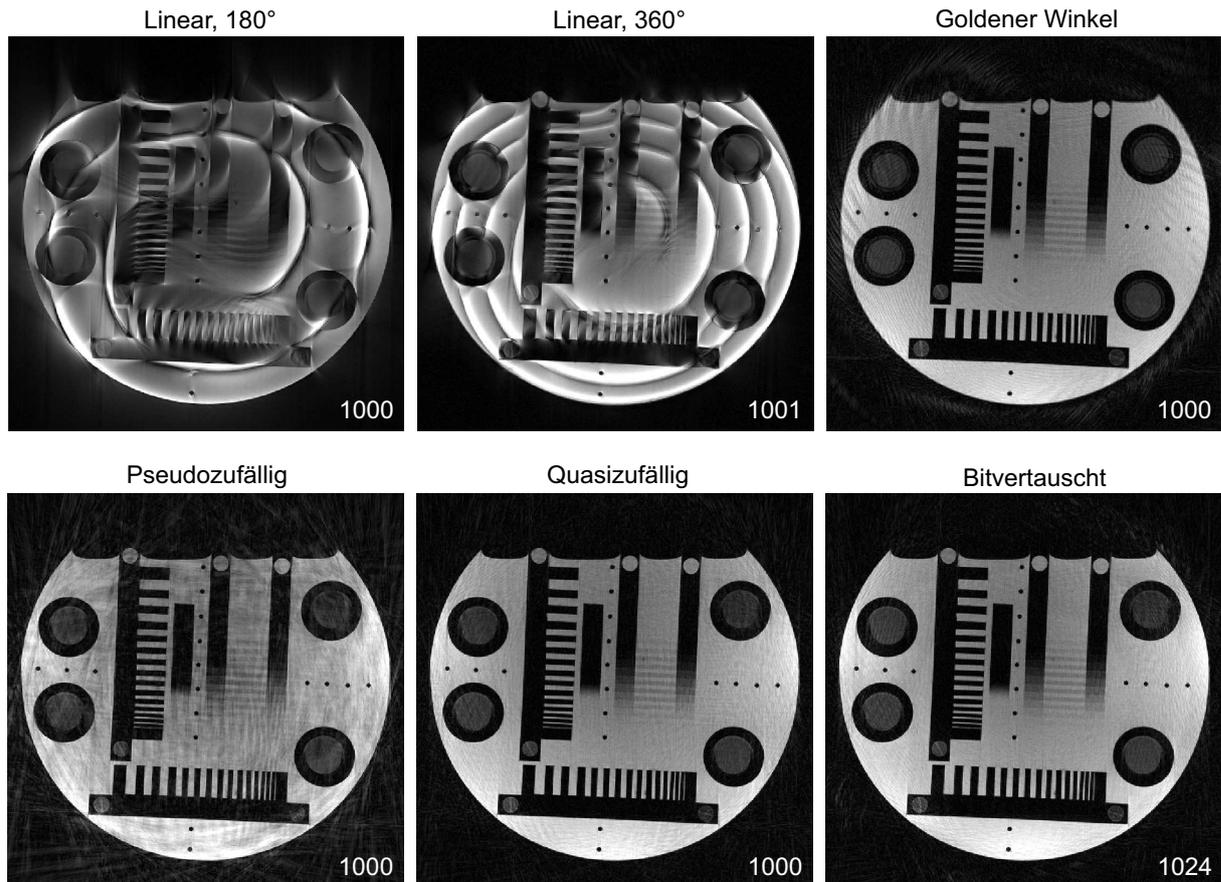


Abbildung 11.4.2: Auswirkung verschiedener Projektionsanordnungen auf die mit DYPR-SSFP durchgeführten Phantommessungen. Die bei der linearen Anordnung auftretenden Schlieren zeigen sich durch die Wahl eines unregelmäßigen Schemas in Form von inkohärenten Artefakten. Das Ausmaß dieser ist hierbei wiederum abhängig vom gewählten Schema und führt - abgesehen von den Pseudozufallszahlen - nur zu einer geringen Verschlechterung der Bildqualität.

nicht mehr betrachtet werden. Für die in Abbildung 11.4.3 gezeigte In-vivo-Messung wurden folglich nur der Goldene Winkel sowie die Quasizufallszahlen angewendet. Die bei den Phantommessungen noch sichtbaren Unterschiede sind hier nicht mehr beobachtbar, sondern beide Schemata erzielen eine ähnliche Bildqualität. Da die Anordnung gemäß dem Goldenen Winkel aufgrund der zugehörigen einfachen Rechenvorschrift sehr leicht implementiert werden kann, wurde dieses im Fall von 2D DYPR-SSFP für sämtliche gezeigten Ergebnisse im Hauptteil der Arbeit verwendet.

### 11.4.3 Verwendung nichtlinearer Phasenzylinderverläufe

Für das Phaseninkrement  $\Phi'$  der gemäß Formel 5.2.6 bis zur zweiten Ordnung entwickelten HF-Phase  $\Phi(n)$  ergibt sich

$$\Phi'(n) = \Delta\Phi + \Psi \cdot n \quad (11.4.1)$$

Somit definiert das bei DYPR-SSFP verwendete dynamische Inkrement  $\Psi$  die Steigung der linearen Funktion  $\Phi'(n)$  mit  $n \in \{1, \dots, N_{\text{proj}}\}$ . Wird die vereinfachende Annahme eines linearen Verlaufs von  $\Phi'$  aufgehoben, sind beliebige Verläufe möglich. In diesem Fall wird die komple-

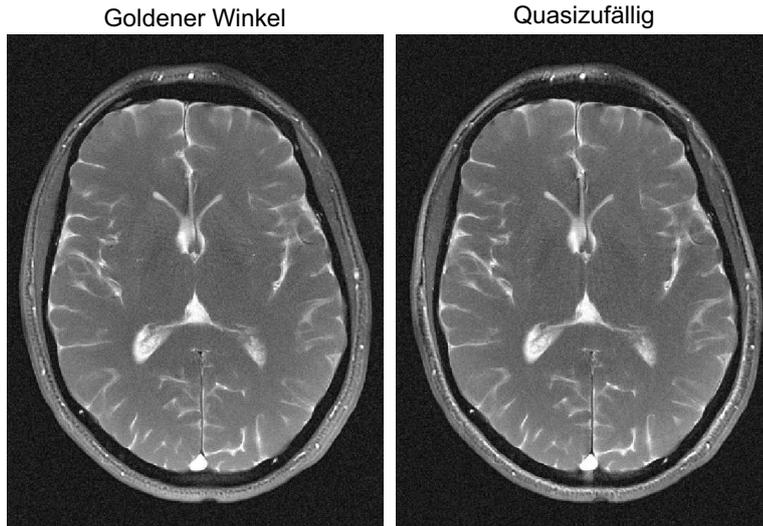


Abbildung 11.4.3: Kopfmessung mit verschiedenen Winkelanordnungen. Beide Schemata weisen eine gute Bildqualität mit nur geringen inkohärenten Artefakten auf und sind somit für die Bildgebung mittels DYPR-SSFP geeignet.

xe Frequenz-Antwort-Ellipse nicht mit konstanter Geschwindigkeit abgetastet, sondern manche Bereiche werden schneller, andere werden langsamer durchlaufen. Die Auswirkung der Wahl von  $\Phi'$  soll für die folgenden, in Abbildung 11.4.4 dargestellten Funktionen untersucht werden:

- Sinusförmiger Verlauf:

$$\Psi'(n)_{\sin} = 0,5 \cdot 360^\circ \cdot \left( 1 - \cos \left( \pi \cdot \frac{n-1}{N_{\text{proj}}} \right) \right). \quad (11.4.2)$$

- Arkussinusförmiger Verlauf:

$$\Psi'(n)_{\arcsin} = \frac{360^\circ}{\pi} \cdot \arccos \left( 1 - \left( \frac{2 \cdot (n-1)}{N_{\text{proj}}} \right) \right). \quad (11.4.3)$$

- Gaußförmiger Verlauf:

$$\Psi'(n)_{\text{gauss}} = 360^\circ \cdot \exp \left( - \left( \frac{n-1 - N_{\text{proj}}}{0,4 \cdot N_{\text{proj}}} \right)^2 \right). \quad (11.4.4)$$

Bei der Verwendung eines nichtlinearen dynamischen Inkrements wird die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse nicht mehr gleichmäßig abgetastet. Diese Tatsache führt zu Artefakten, die sich in Form von Intensitätsschwankungen im Bild zeigen können. Zur Berücksichtigung dieses Aspekts müssen die Projektionen vor der Bildrekonstruktion entsprechend gewichtet werden. Die zu wählende Wichtungsfunktion  $W(n)$  wird hierbei durch die Ableitung der für das dynamische Inkrement verwendeten Funktion definiert, es gilt also  $W(n) = \Phi''(n)$ . Die erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 11.4.4 gezeigt. Um die Resultate quantitativ einordnen zu können, wurden zusätzlich SNR-Karten erstellt und abgebildet. Bandingartefakte werden mit allen verwendeten Funktionen zuverlässig entfernt, allerdings zeigt sich bei der Wahl einer nichtlinearen Abfolge eine leichte Zunahme von inkohärenten Artefakten. Das linear ansteigende HF-Inkrement erzielt auch bezüglich des erreichten SNRs das beste Ergebnis, womit geschlossen werden kann, dass dieses - auch aufgrund der einfachen Implementierung - das vorteilhafteste Schema darstellt.

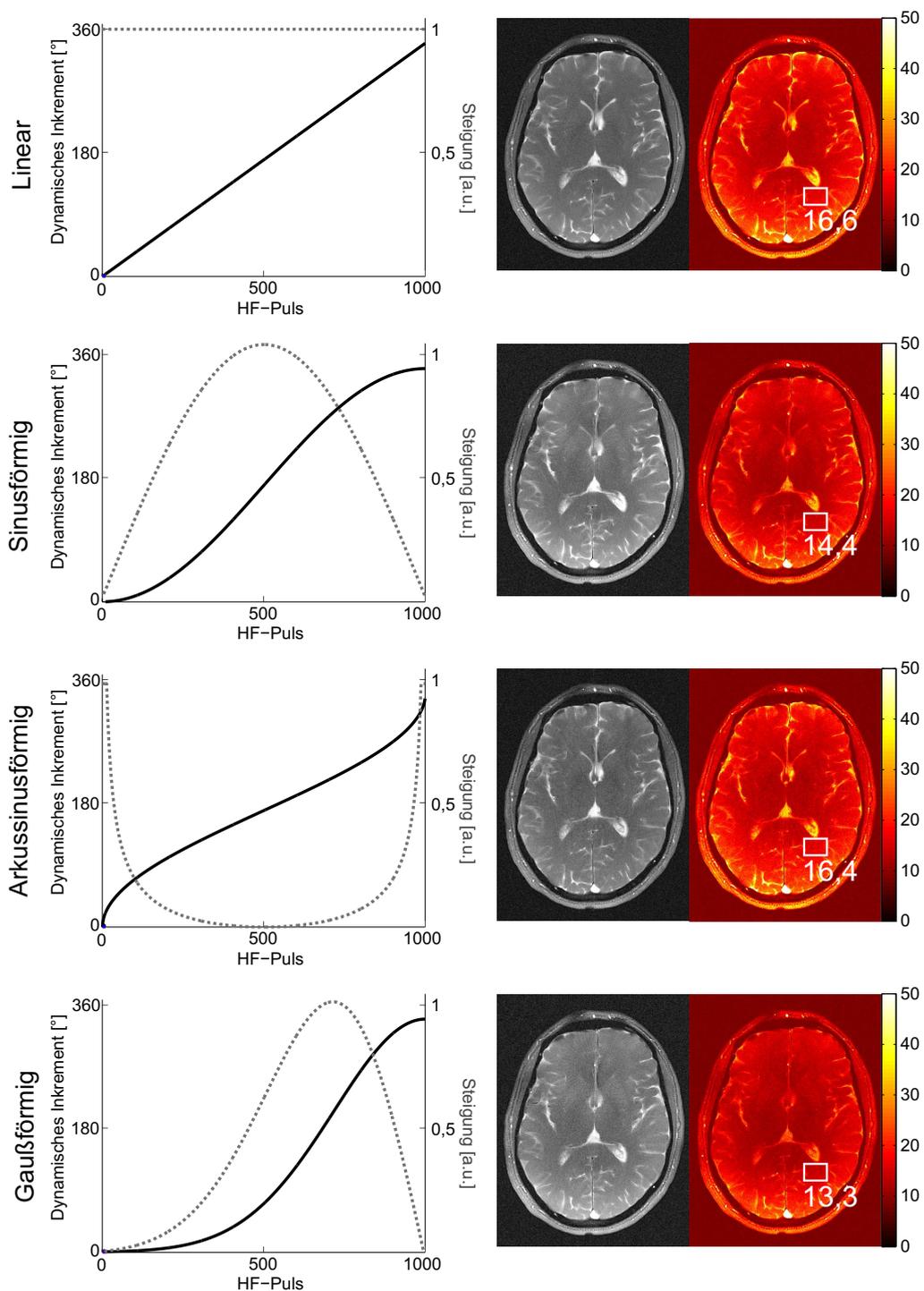


Abbildung 11.4.4: Auswirkung verschiedener Verläufe des Phaseninkrements  $\Phi'$ . Die untersuchten Funktionen sind als durchgezogene schwarze Linien abgebildet, während die zugehörigen Ableitungen, die als Wichtungsfunktion verwendet wurden, als gestrichelte graue Linien gezeigt sind. Das gewöhnliche lineare Schema erzielt sowohl bezüglich der Bildqualität (links) als auch bezüglich des SNRs (rechts) die besten Ergebnisse. Zur quantitativen Verdeutlichung wurde ein ROI in den SNR-Karten gewählt, der Mittelwert berechnet und abgebildet.

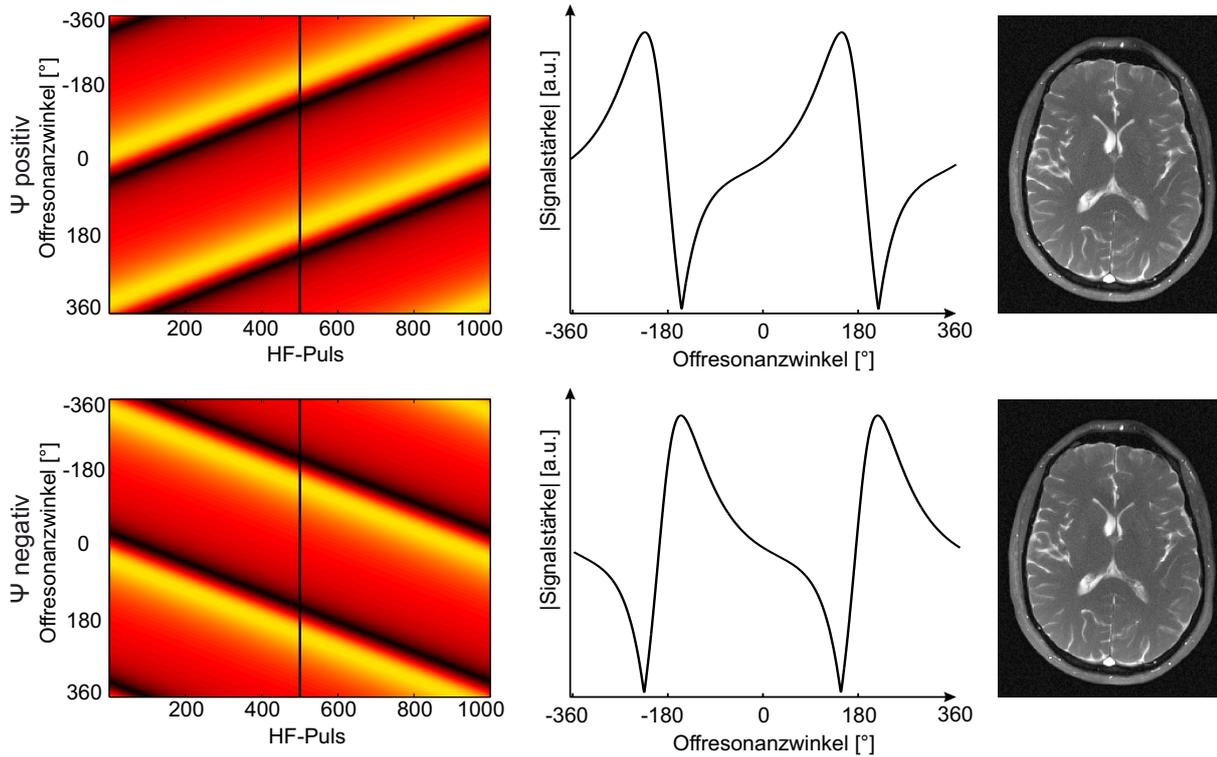


Abbildung 11.4.5: Einfluss des Vorzeichens des dynamischen Inkrements  $\Psi$ . Während sich eine Vorzeichenänderung in der Frequenz-Antwort-Funktion in einer Spiegelung des Asymmetrieverhaltens zeigt, sind keine Unterschiede in den entsprechenden In-vivo-Ergebnissen sichtbar.

#### 11.4.4 Einfluss des Vorzeichens des dynamischen Inkrements

Für die Wahl des dynamischen Inkrements  $\Psi$  wurden bisher lediglich positive Werte in Erwägung gezogen. Nichtsdestotrotz sind auch negative Werte denkbar, deren Einfluss im Folgenden untersucht werden soll. Während der Betrag von  $\Psi$  die Geschwindigkeit angibt, mit der die komplexe Frequenz-Antwort-Ellipse durchlaufen wird, bestimmt das Vorzeichen die zugehörige Richtung. Betrachtet man die gewohnte Form der Frequenz-Antwort-Funktion, spiegelt sich eine Vorzeichenänderung in einer Umkehr der auftretenden Asymmetrie wider [62, 139]. Dieses Verhalten wurde mittels Simulationen verifiziert und ist gemeinsam mit den Ergebnissen einer entsprechenden In-vivo-Messung in Abbildung 11.4.5 dargestellt. Auch wenn sich die zueinander gespiegelten Frequenz-Antwort-Funktionen deutlich unterscheiden, sind die beiden Kopfbilder identisch. Der Grund hierfür ist, dass unabhängig von der Wahl des Vorzeichens von  $\Psi$  die Ellipse in beiden Fällen vollständig abgetastet wird.

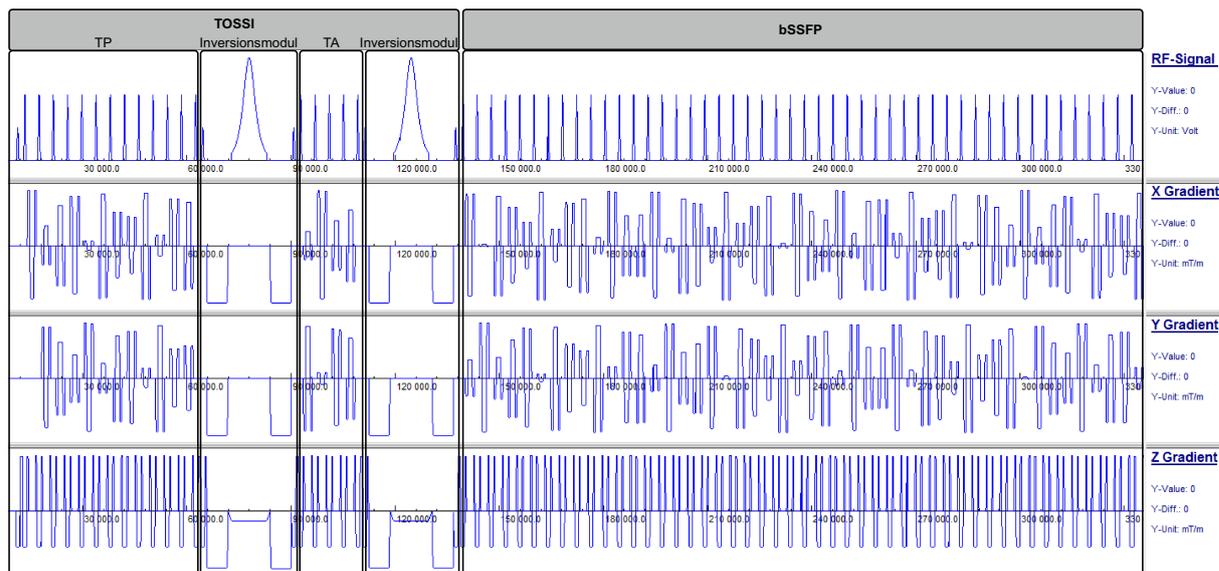


Abbildung 11.5.1: Simulation der in IDEA implementierten RA-TOSSI-Sequenz.

## 11.5 Anhang zu RA-TOSSI

### 11.5.1 Sequenzimplementierung

Abbildung 11.5.1 zeigt eine Simulation der in der Siemens IDEA-Umgebung implementierten RA-TOSSI-Sequenz. Zur besseren Darstellung wurden die folgenden Parameter verwendet:  $N_{\text{proj}} = 64$ ,  $\lambda = 0,25$ ,  $\text{TP}/\text{TA} = 12/4$ . Nach der Akquisition von 12 Projektionen im parallelen Zustand wird ein Inversionsblock ausgespielt. Dieser besteht aus einem  $\alpha/2$ -Puls zum Zurückklappen der Magnetisierung, anschließendem Spoiling, dem schichtselektiven adiabatischen Inversionspuls, erneutem Spoiling sowie wiederholtem Ausspielen eines  $\alpha/2$ -Pulses. Anschließend werden vier Projektionen im antiparallelen Zustand akquiriert. Nach diesen zwei Abschnitten endet der TOSSI-Block, die nachfolgenden Projektionen werden mit gewöhnlichem bSSFP aufgenommen. Die für die RA-TOSSI-Sequenz geschriebene Special-Card der Scanneroberfläche ist in Abbildung 11.5.2 dargestellt.

### 11.5.2 Bildrekonstruktion am Scanner mit ICE

Ein wesentlicher Schritt zur Etablierung neu entwickelter Techniken ist die Durchführung klinischer Studien. Folglich ist es wünschenswert, dass akquirierte Datensätze direkt am Scanner rekonstruiert und dort von Radiologen befundet werden können. Um dies für die RA-TOSSI-Technik zu ermöglichen, wurden die zugehörigen Bildrekonstruktionsschritte für die Siemens ICE-Umgebung (*Image Calculation Environment*) in C++ implementiert.

Hierfür wurde ein bestehendes Siemens ICE-Programm als Grundlage verwendet, mit dem bereits die in Kapitel 3.4.1 beschriebenen Schritte für die gewöhnliche radiale Bildrekonstruktion (bestehend aus Dichtekompensation, Gridding, iFFT sowie Roll-off-Korrektur) durchgeführt werden können. Zur Rekonstruktion von RA-TOSSI-Daten musste dieses um die folgenden Punkte erweitert werden:

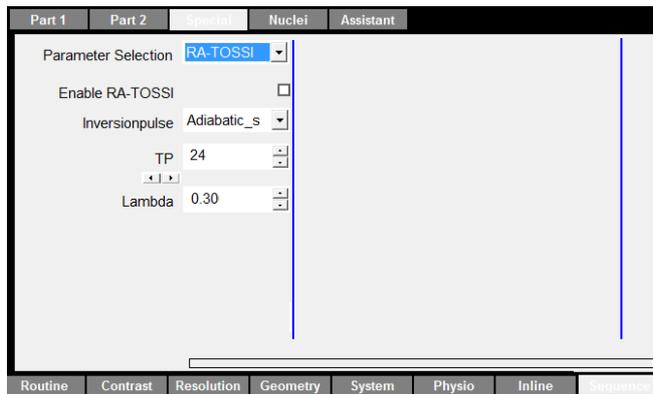


Abbildung 11.5.2: *Special-Card* der RA-TOSSI-Sequenz, über die zusätzliche Parameter eingestellt werden können. Diese umfassen:

Enable	Erlaubt Wahl zwischen RA-TOSSI und bSSFP
Inversionspulse	Wahl verschiedener Inversionspulse
TP/TA	Anzahl der Linien pro parallelem/antiparallelem Zustand
Lambda	Bestimmt Länge des TOSSI-Blocks der TOSSI-bSSFP-Kombination

- Implementierung des KWIC-Filters.
- Unterstützung der Projektionsanordnung nach dem Goldenen Winkel.
- Wiederholtes Anwenden der Rekonstruktionsabfolge zur Generierung einer Bilderserie aus einem einzelnen Datensatz.

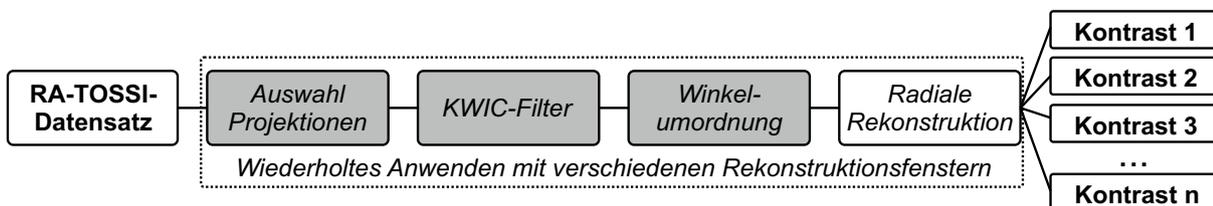


Abbildung 11.5.3: Schematischer Ablauf der verschiedenen Rekonstruktionschritte für RA-TOSSI, implementiert in ICE. Die grau hinterlegten Felder kennzeichnen die Erweiterungen des als Grundlage verwendeten ICE-Programms.

Abbildung 11.5.3 zeigt schematisch die Prozessierung von RA-TOSSI-Daten. Nach Auswahl der für das aktuelle Rekonstruktionsfenster verwendeten Projektionen werden diese mit einer KWIC-Filter-Maske gewichtet. Das als Grundlage verwendete Siemens ICE-Programm unterstützt lediglich das Gridden von Projektionen mit linearer Winkelanordnung. Folglich muss das für die RA-TOSSI-Akquisition verwendete Schema nach dem Goldenen Winkel angepasst werden. Eine Möglichkeit ist es, die Projektionen umzuordnen. So kann jeder Projektion vor der Bildrekonstruktion die Positionsnummer zugeordnet werden, die der nächstgelegenen, mit linearer Winkelanordnung aufgenommenen Projektion entspricht. Die so prozessierten Daten können dann mit der bereits implementierten Gridding-Routine rekonstruiert werden<sup>2</sup>. Die gesamte

<sup>2</sup>Bei dem beschriebenen Vorgehen entsteht ein geringfügiger Fehler, da die k-Raum-Koordinaten zwischen linearer und Goldener Winkel Anordnung leicht voneinander abweichen. Dies resultiert allerdings lediglich bei Verwendung einer verhältnismäßig kleinen Anzahl von Projektionen (beispielsweise  $N_{\text{proj}} = 256$ ) in einer sichtba-

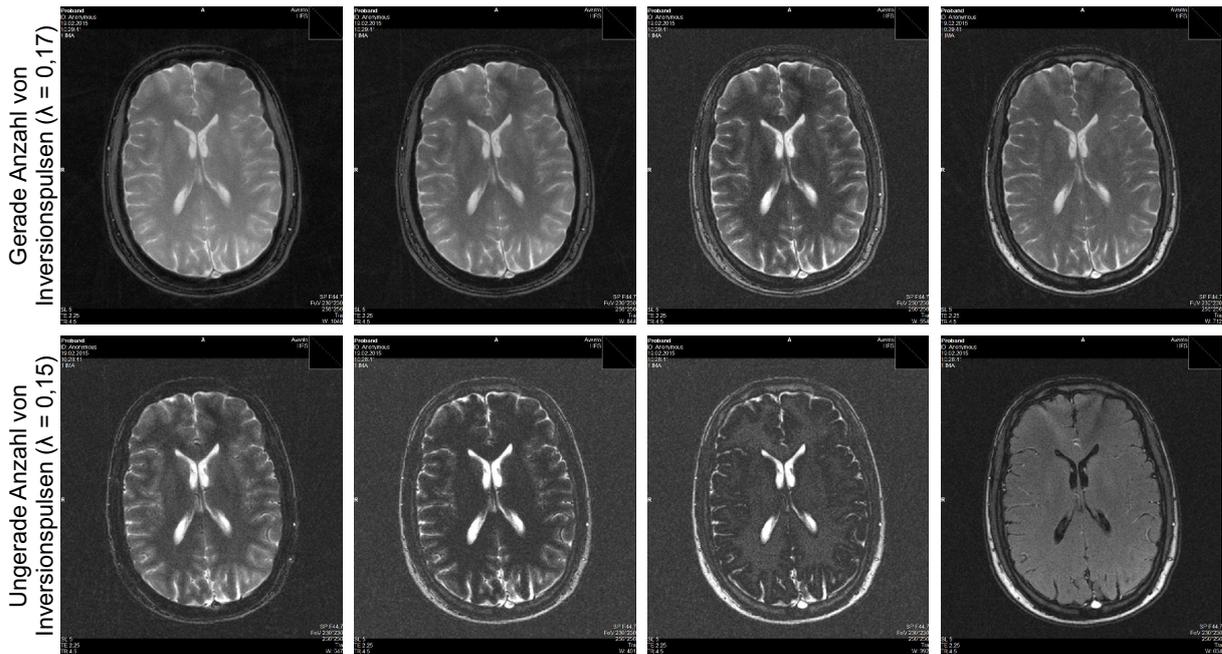


Abbildung 11.5.4: Verschiedene mit RA-TOSSI erzeugte Kontraste, die mittels dem geschriebenen ICE-Programm direkt am Scanner rekonstruiert wurden. In der oberen Reihe sind die zu der Messung mit einer geraden Anzahl von Inversionspulsen ( $\lambda = 0,17$ ) zugehörigen Wichtungen gezeigt. Die Wichtungen, die aus der RA-TOSSI-Variante mit einer ungeraden Anzahl von Inversionspulsen rekonstruiert wurden ( $\lambda = 0,15$ ), sind in der unteren Reihe abgebildet.

Abfolge wird mehrmals für verschiedene Rekonstruktionsfenster durchlaufen, um so aus einem einzelnen Datensatz eine vollständige Bilderserie zu erhalten.

Zur Demonstration der Bildrekonstruktion am Scanner wurden RA-TOSSI-Kopfmessungen bei 1,5 T (Magnetom Avanto, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) unter Verwendung einer 12-Kanal-Kopfspule mit den folgenden Parametern durchgeführt: FOV = 230 x 230 mm<sup>2</sup>, Schichtdicke = 5 mm, Flipwinkel = 40°, TR = 4,5 ms, Matrixgröße = 256 x 256, erzielte Auflösung = 0,9 x 0,9 mm<sup>2</sup>,  $N_{\text{proj}} = 768$ , TP/TA = 24/8. Die Messzeit betrug 3,8 s. Die Akquisition wurde sowohl mit  $\lambda = 0,17$  (Magnetisierung nach dem letzten ausgespielten Inversionspuls im parallelen Zustand) als auch mit  $\lambda = 0,15$  (Magnetisierung nach dem letzten ausgespielten Inversionspuls im antiparallelen Zustand) durchgeführt. Das Rekonstruktionsfenster wurde pro Bild um zehn Projektionen versetzt, so dass aus einem Datensatz 76 Bilder generiert wurden.

Abbildung 11.5.4 zeigt die direkt am Scanner rekonstruierten Kontraste. In der oberen Reihe sind mehrere  $T_2$ -Wichtungen sowie eine  $T_2/T_1$ -Wichtung dargestellt, die aus der Messung mit  $\lambda = 0,17$  extrahiert wurden. Die Ergebnisse der Messung mit  $\lambda = 0,15$  sind in der unteren Reihe abgebildet und umfassen einen  $T_2$ -Kontrast, einen Kontrast mit unterdrückter weißer Masse, einen Kontrast mit unterdrückter grauer Masse sowie einen Kontrast mit Flüssigkeitsunterdrückung. Das SNR ist aufgrund der Verwendung eines 1,5-T-Scanners geringer als bei den in Kapitel 8 gezeigten Aufnahmen bei 3 T. Ansonsten weisen die entsprechenden Bilder die gleichen Merkmale auf.

ren Degradation der Bildqualität und hat bei den hier durchgeführten Messungen ( $N_{\text{proj}} = 768$ ) keinen merklichen Einfluss. Als Alternative kann die Winkelanordnung auch sequenzseitig prospektiv angepasst werden, so dass die k-Raum-Koordinaten gemäß dem linearen Schema gemessen werden, wobei die Akquisitionsreihenfolge auf einer Fibonacci-Folge basiert.

Mit dem geschriebenen ICE-Programm sind RA-TOSI-Datensätze direkt am Scanner rekonstruierbar. Dies ermöglicht eine Evaluierung der neu entwickelten Technik in klinischen Studien, was wiederum die Grundvoraussetzung für eine mögliche Etablierung im klinischen Routinebetrieb ist.

# Index

- Artefakte
  - Banding-, 40, 48
  - Bewegungs-, 31
  - Blurring-, 30
  - Fluss-, 38, 41
  - Ghosting-, 30
  - Offresonanz-, 31
  - Streaking-, 30
  - Wirbelstrom-, 24, 67
- Auflösung, 12
- Bildrekonstruktion
  - KWIC-Filter, 28
  - radial, 26
- Bloch-Gleichungen, 7
  - analytisch, 7
  - numerisch, 8, 135
- Boltzmann-Verteilung, 6
- Chemische Verschiebung, 31, 72
- CNR, 14
- CNR-Effizienz, 14
- DC-Signal, 32
- Dichtekompensation, 27
- Dixon-Technik, 72
- Feldinhomogenitäten
  - makroskopisch, 47
  - mikroskopisch, 47, 81
- Fett-Wasser-Separation, 71, 77
- Fibonacci-Folge
  - eindimensional, 29
  - mehrdimensional, 91
- Flipwinkel, 7
- Fourier-Transformation, 11
- Frequenz-Antwort-Funktion, 47
- Frequenzkodierung, 10
- Gating, 32
- Goldener Winkel, 23, 91
- Gradient, 10
- Gridding, 27
- Hauptkomponentenanalyse (PCA), 139
- Hirnnerven, 98
- IDEA, 142, 147
- Intravoxeldephasierung, 81
- k-Raum, 11
- Kern-Zeeman-Effekt, 6
- Kernresonanz, 6
- Kernspin, 6
- Kontrast, 9
- Korrektur
  - Clockshift-, 21
  - Gradientendelay-, 20, 138
- Larmorfrequenz, 6
- Magnetisierungspräparation, 41, 59
- Multiecho-Sequenz, 77
- Niederreiter-Zahlen, 92
- Non-Local-Means-Algorithmus, 139
- Non-Uniform Fast Fourier Transform, 28
- Nyquist-Kriterium, 12
  - 2D radial, 19
  - 3D radial, 91
- Ortskodierung, 10
- Phasenkodierung, 11
- Phasenzyklus, 50

- Präzession, 6
- Punktspreizfunktion, 92
- Quantenmechanik, 5
- Relaxation
  - longitudinal, 8
  - transversal, 8
- Rotierendes Bezugssystem, 46
- Schichtselektion, 10
- Sequenz
  - bSSFP, 39
  - DESS, 38
  - DYPR-SSFP, 55
  - Gradientenecho, 15
  - RA-TOSSI, 109
  - Spinecho, 14
  - SSFP-ECHO, 37
  - SSFP-FID, 37
- SNR, 12
- SNR-Effizienz, 13
- Steady-State Free Precession, 36
  - Balanced, 39
  - Gradientengespoilt, 37
  - HF-gespoilt, 38
  - Matrizenformalismus, 136
- Suszeptibilität, 46
- Trajektorie, 12
  - radial 2D, 17
  - radial 3D, 33, 90
  - radial Stack-of-Stars, 33
- Unterabtastung, 29
- Winkelanordnung, 23, 91
- Zufallszahlen, 24

# Literaturverzeichnis

- [1] C. B. Ahn, J. H. Kim, and Z. H. Cho. High-speed spiral-scan echo planar NMR imaging. *IEEE T Med Imaging*, 5(1):2–7, 1986. 34
- [2] K. Alfakih, H. Thiele, S. Plein, G. J. Bainbridge, J. P. Ridgway, and M. U. Sivananthan. Comparison of right ventricular volume measurement between segmented k-space gradient-echo and steady-state free precession magnetic resonance imaging. *J Magn Reson Imaging*, 16(3):253–258, 2002. 45
- [3] P. Anderson. Multidimensional golden means. *Applications of Fibonacci numbers*, 5:1–9, 1993. 91
- [4] H. Aydin, E. Altin, A. Dilli, S. Sipahioglu, and B. Hekimoglu. Evaluation of jugular foramen nerves by using b-FFE, T2-weighted DRIVE, T2-weighted FSE and post-contrast T1-weighted MRI sequences. *Diagn Interv Radiol*, 17:3–9, 2011. 101
- [5] N. K. Bangerter, T. Cukur, B. A. Hargreaves, B. S. Hu, J. H. Brittain, D. Park, G. E. Gold, and D. G. Nishimura. Three-dimensional fluid-suppressed T2-prep flow-independent peripheral angiography using balanced SSFP. *J Magn Reson Imaging*, 29(8):1119–1124, 2011. 41
- [6] N. K. Bangerter, B. A. Hargreaves, G. E. Gold, D. T. Stucker, and D. G. Nishimura. Fluid-attenuated inversion-recovery SSFP imaging. *J Magn Reson Imaging*, 24(6):1426–1431, 2006. 122
- [7] N. K. Bangerter, B. A. Hargreaves, S. S. Vasanawala, J. M. Pauly, G. E. Gold, and D. G. Nishimura. Analysis of multiple-acquisition SSFP. *Magn Reson Med*, 51(5):1038–1047, 2004. 51, 97
- [8] A. V. Barger, W. F. Block, Y. Toropov, T. M. Grist, and C. A. Mistretta. Time-resolved contrast-enhanced imaging with isotropic resolution and broad coverage using an under-sampled 3D projection trajectory. *Magn Reson Med*, 48(2):297–305, 2002. 33
- [9] P. J. Beatty, D. G. Nishimura, and J. M. Pauly. Rapid gridding reconstruction with a minimal oversampling ratio. *IEEE T Med Imaging*, 24(6):799–808, 2005. 27
- [10] T. Benkert, M. Blaimer, P. M. Jakob, and F. A. Breuer. Attenuation of signal from multiple tissue types with singleshot inversion recovery radial steady state imaging. In

- Proceedings of the 21st Annual Meeting of ISMRM, Salt Lake City, USA*, page 4240, 2014. 122
- [11] M. A. Bernstein, K. King, and X. Zhou. *Handbook of MRI pulse sequences*. Elsevier Academic Press, 2004. 5
- [12] O. Bieri. Ultra-fast steady state free precession and its application to in vivo 1H morphological and functional lung imaging at 1.5 Tesla. *Magn Reson Med*, 70(3):657–663, 2013. 49
- [13] O. Bieri, S. Maderwald, M. E. Ladd, and K. Scheffler. Balanced alternating steady-state elastography. *Magn Reson Med*, 55(2):233–241, 2006. 53, 55
- [14] O. Bieri, M. Markl, and K. Scheffler. Analysis and compensation of eddy currents in balanced SSFP. *Magn Reson Med*, 54:129–137, 2005. 24, 67
- [15] O. Bieri and K. Scheffler. Flow compensation in balanced SSFP sequences. *Magn Reson Med*, 54(4):901–907, 2005. 41
- [16] O. Bieri and K. Scheffler. On the origin of apparent low tissue signals in balanced SSFP. *Magn Reson Med*, 56(5):1067–1074, 2006. 115
- [17] O. Bieri and K. Scheffler. Fundamentals of balanced steady state free precession MRI. *J Magn Reson Imaging*, 38(1):2–11, 2013. 39, 40
- [18] M. Björk, R. R. Ingle, J. K. Barral, E. Gudmundson, D. G. Nishimura, and P. Stoica. Optimality of equally-spaced phase increments for banding removal in bSSFP. In *Proceedings of the 20th Annual Meeting of ISMRM, Melbourne, Australia*, page 3380, 2012. 51
- [19] T. A. Bley, O. Wieben, C. J. Francois, J. H. Brittain, and S. B. Reeder. Fat and water magnetic resonance imaging. *J Magn Reson Imaging*, 31(1):4–18, 2010. 72
- [20] F. Bloch. Nuclear induction. *Physical review*, 70:460–474, 1946. 7
- [21] K. T. Block, M. Uecker, and J. Frahm. Undersampled radial MRI with multiple coils. Iterative image reconstruction using a total variation constraint. *Magn Reson Med*, 57(6):1086–1098, 2007. 26
- [22] N. Bloembergen, E. Purcell, and R. Pound. Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73:679–712, 1948. 8
- [23] F. E. Boada, G. X. Shen, S. Y. Chang, and K. R. Thulborn. Spectrally weighted twisted projection imaging: reducing T2 signal attenuation effects in fast three-dimensional sodium imaging. *Magn Reson Med*, 38:1022–1028, 1997. 102
- [24] E. K. Brodsky, J. H. Holmes, H. Yu, and S. B. Reeder. Generalized k-space decomposition with chemical shift correction for non-Cartesian water-fat imaging. *Magn Reson Med*, 59(5):1151–1164, 2008. 32, 76
- [25] A. Buades, B. Coll, and J. Morel. A non-local algorithm for image denoising. *IEEE Computer Vision and Pattern Recognition*, 2:60–65, 2005. 140

- [26] R. F. Busse and S. J. Riederer. Steady-state preparation for spoiled gradient echo imaging. *Magn Reson Med*, 45(4):653–661, 2001. 41
- [27] M. Bydder, A. A. Samsonov, and J. Du. Evaluation of optimal density weighting for regridding. *Magn Reson Imag*, 25(5):695–702, 2007. 27
- [28] H. Y. Carr. Steady-state free precession in nuclear magnetic resonance. *Phys Rev Lett*, 112(5):1693–1701, 1958. 2
- [29] J. W. Casselman, R. Kuhweide, M. Deimling, W. Ampe, I. Dehaene, and L. Meeus. Constructive interference in steady state-3DFT MR imaging of the inner ear and cerebello-pontine angle. *Am J Neuroradiol*, 14:47–57, 1993. 98, 101
- [30] R. W. Chan, E. A. Ramsay, C. H. Cunningham, and D. B. Plewes. Temporal stability of adaptive 3D radial MRI using multidimensional golden means. *Magn Reson Med*, 61(2):354–363, 2009. 33, 91
- [31] H. Chandarana, L. Feng, T. K. Block, A. B. Rosenkrantz, R. P. Lim, J. S. Babb, D. K. Sodickson, and R. Otazo. Free-breathing contrast-enhanced multiphase MRI of the liver using a combination of compressed sensing, parallel imaging, and golden-angle radial sampling. *Invest Radiol*, 48(1):1–17, 2013. 17, 24
- [32] G. B. Chavhan, P. S. Babyn, B. G. Jankharia, H.-L. M. Cheng, and M. M. Shorff. Steady-state MR imaging sequences: physics, classification, and clinical applications. *Radiographics*, 28(4):1147–1160, 2008. 35
- [33] Y. C. Chung, E. M. Merkle, J. S. Lewin, J. R. Shonk, and J. L. Duerk. Fast T2-weighted imaging by PSIF at 0.2 T for interventional MRI. *Magn Reson Med*, 42(2):335–344, 1999. 38
- [34] Y.-C. Chung, Y. Zhu, X. Liu, and C. Zou. Inversion recovery prepared PSIF for FLAIR at 7T. In *Proceedings of the 21st Annual Meeting of ISMRM, Salt Lake City, USA*, page 2510, 2013. 38
- [35] Y.-C. Chung, Y. Zhu, X. Liu, and C. Zou. Remember PSIF a 2-second imaging method for T2 contrast at 7T. In *Proceedings of the 21st Annual Meeting of ISMRM, Salt Lake City, USA*, page 2354, 2013. 38
- [36] R. T. Constable and D. D. Spencer. Composite image formation in z-shimmed functional MR imaging. *Magn Reson Med*, 42(1):110–117, 1999. 83
- [37] B. D. Coombs, J. Szumowski, and W. Coshov. Two-point Dixon technique for water-fat signal decomposition with B0 inhomogeneity correction. *Magn Reson Med*, 38(6):884–889, 1997. 74
- [38] P. Coupé, P. Yger, and S. Prima. An optimized blockwise nonlocal means denoising filter for 3-D magnetic resonance images. *IEEE T Med Imaging*, 27(4):425–441, 2008. 140
- [39] A. P. Crawley, M. L. Wood, and R. M. Henkelman. Elimination of transverse coherences in FLASH MRI. *Magn Reson Med*, 8(3):248–260, 1988. 39

- [40] M. E. Crowe, A. C. Larson, Q. Zhang, J. Carr, R. D. White, D. Li, and O. P. Simonetti. Automated rectilinear self-gated cardiac cine imaging. *Magn Reson Med*, 52(4):782–788, 2004. 32
- [41] T. Cukur, N. K. Bangerter, and D. G. Nishimura. Enhanced spectral shaping in steady-state free precession imaging. *Magn Reson Med*, 58(6):1216–1223, 2007. 51
- [42] T. Cukur, M. Lustig, and D. G. Nishimura. Multiple-profile homogeneous image combination: application to phase-cycled SSFP and multicoil imaging. *Magn Reson Med*, 60(3):732–738, 2008. 51
- [43] M. Deimling and O. Heid. Magnetization prepared true FISP imaging. In *Proceedings of the 2nd Annual Meeting of ISMRM, San Francisco, USA*, page 495, 1994. 41, 59
- [44] V. Denolin, C. Azizieh, and T. Metens. New insights into the mechanisms of signal formation in RF-spoiled gradient echo sequences. *Magn Reson Med*, 54(4):937–954, 2005. 39
- [45] J. J. Derakhshan, S. G. Nour, J. L. Sunshine, M. A. Griswold, and J. L. Duerk. Resolution enhanced T1-insensitive steady-state imaging. *Magn Reson Med*, 68(2):421–429, 2012. 109, 110, 121, 123, 124
- [46] V. S. Deshpande, Y.-C. Chung, Q. Zhang, S. M. Shea, and D. Li. Reduction of transient signal oscillations in true-FISP using a linear flip angle series magnetization preparation. *Magn Reson Med*, 49(1):151–157, 2003. 41, 59
- [47] R. Dharmakumar, I. Koktzoglou, and D. Li. Generating positive contrast from off-resonant spins with steady-state free precession magnetic resonance imaging: theory and proof-of-principle experiments. *Phys Med Biol*, 51(17):4201–4215, 2006. 88
- [48] R. Dharmakumar and G. A. Wright. Understanding steady-state free precession: a geometric perspective. *Concept Magnetic Res Part A*, 26(1):1–10, 2005. 39
- [49] W. T. Dixon. Simple proton spectroscopic imaging. *Radiology*, 153(1):189–194, 1984. 73
- [50] M. Doneva, H. Eggers, J. Rahmer, P. Börnert, and A. Mertins. Highly undersampled 3D golden ratio radial imaging with iterative reconstruction. In *Proceedings of the 16th Annual Meeting of ISMRM, Honolulu, USA*, page 336, 2008. 102
- [51] D. Donoho and I. Johnstone. Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage. *Biometrika*, 81(3):425–455, 1994. 139
- [52] J. H. Duyn. Steady state effects in fast gradient echo magnetic resonance imaging. *Magn Reson Med*, 37(4):559–568, 1997. 39
- [53] J. H. Duyn, Y. Yang, J. A. Frank, and J. W. van der Veen. Simple correction method for k-space trajectory deviations in MRI. *J Magn Reson*, 132:150–153, 1998. 21
- [54] F. Eckstein, M. Hudelmaier, W. Wirth, B. Kiefer, R. Jackson, J. Yu, C. B. Eaton, and E. Schneider. Double echo steady state magnetic resonance imaging of knee articular cartilage at 3 Tesla: a pilot study for the Osteoarthritis Initiative. *Ann Rheum Dis*, 65(4):433–441, 2006. 38

- [55] W. A. Edelstein, J. M. S. Hutchison, G. Johnson, and T. Redpath. Spin warp NMR imaging and applications to human whole-body imaging. *Phys Med Biol*, 25(4):751–756, 1980. 17
- [56] H. Eggers and P. Börnert. Chemical shift encoding-based water-fat separation methods. *J Magn Reson Imaging*, 40(2):251–268, 2014. 74
- [57] P. Ehse, N. Seiberlich, D. Ma, F. A. Breuer, P. M. Jakob, M. A. Griswold, and V. Gulani. IR TrueFISP with a golden-ratio-based radial readout: fast quantification of T1, T2, and proton density. *Magn Reson Med*, 69(1):71–81, 2013. 29
- [58] A. M. Elliott, M. A. Bernstein, H. A. Ward, J. Lane, and R. J. Witte. Nonlinear averaging reconstruction method for phase-cycle SSFP. *Magn Reson Med*, 25(3):359–364, 2007. 51
- [59] H. Feng, H. Gu, D. Silbersweig, E. Stern, and Y. Yang. Single-shot MR imaging using trapezoidal-gradient-based Lissajous trajectories. *IEEE T Med Imaging*, 22(8):925–932, 2003. 34
- [60] L. Feng, R. Grimm, K. T. Block, H. Chandarana, S. Kim, J. Xu, L. Axel, D. K. Sodickson, and R. Otazo. Golden-angle radial sparse parallel MRI: combination of compressed sensing, parallel imaging, and golden-angle radial sampling for fast and flexible dynamic volumetric MRI. *Magn Reson Med*, 72:707–717, 2014. 123
- [61] J. A. Fessler and B. P. Sutton. Nonuniform fast Fourier transforms using min-max interpolation. *IEEE T Signal Proces*, 51(2):560–574, 2003. 28, 91
- [62] D. L. Foxall. Frequency-modulated steady-state free precession imaging. *Magn Reson Med*, 48(3):502–508, 2002. 53, 54, 56, 67, 93, 146
- [63] D. L. Foxall. Starter sequence for steady-state free precession imaging. *Magn Reson Med*, 53(4):919–929, 2005. 42, 68
- [64] J. Frahm, K. D. Merboldt, and W. Hänicke. Direct FLASH MR imaging of magnetic field inhomogeneities by gradient compensation. *Magn Reson Med*, 6(4):474–480, 1988. 83
- [65] R. Freeman and H. D. W. Hill. Phase and intensity anomalies in Fourier transform NMR. *J Magn Reson Imaging*, 4:366–383, 1971. 40
- [66] D. Gallagher, S. B. Heymsfield, M. Heo, S. A. Jebb, P. R. Murgatroyd, and Y. Sakamoto. Healthy percentage body fat ranges: an approach for developing guidelines based on body mass index. *Am J Clin Nutr*, 72:694–701, 2000. 71
- [67] C. Ganter. Off-resonance effects in the transient response of SSFP sequences. *Magn Reson Med*, 52(2):368–375, 2004. 41
- [68] C. Ganter. Static susceptibility effects in balanced SSFP sequences. *Magn Reson Med*, 56(3):687–691, 2006. 82
- [69] C. Ganter. Steady state of gradient echo sequences with radiofrequency phase cycling: analytical solution, contrast enhancement with partial spoiling. *Magn Reson Med*, 55(1):98–107, 2006. 39

- [70] C. Ganter. Analytical solution to the transient phase of steady-state free precession sequences. *Magn Reson Med*, 62(1):149–164, 2009. 41
- [71] G. H. Glover and J. M. Pauly. Projection reconstruction techniques for reduction of motion effects in MRI. *Magn Reson Med*, 28(2):275–289, 1992. 30
- [72] G. H. Glover and E. Schneider. Three-point Dixon technique for true water/fat decomposition with B0 inhomogeneity correction. *Magn Reson Med*, 18(2):371–383, 1991. 74
- [73] G. E. Gold, B. A. Hargreaves, S. B. Reeder, W. F. Block, R. Kijowski, S. S. Vasanawala, P. R. Kornaat, R. Bammer, R. Newbould, N. K. Bangerter, and C. F. Beaulieu. Balanced SSFP imaging of the musculoskeletal system. *J Magn Reson Imaging*, 25(2):270–278, 2007. 41, 99, 106
- [74] M. A. Griswold, P. M. Jakob, R. M. Heidemann, M. Nittka, V. Jellus, J. Wang, B. Kiefer, and A. Haase. Generalized autocalibrating partially parallel acquisitions (GRAPPA). *Magn Reson Med*, 47(6):1202–1210, 2002. 65
- [75] M. A. Griswold, D. O. Walsh, R. M. Heidemann, A. Haase, and P. M. Jakob. The use of an adaptive reconstruction for array coil sensitivity mapping and intensity normalization. In *Proceedings of the 10th Annual Meeting of ISMRM, Honolulu, USA*, page 2410, 2002. 99
- [76] M. Guerquin-Kern, L. Lejeune, K. P. Pruessmann, and M. Unser. Realistic analytical phantoms for parallel magnetic resonance imaging. *IEEE T Med Imaging*, 31(3):626–636, 2012. 17
- [77] M. L. Gyngell. The application of steady-state free precession in rapid 2DFT NMR imaging: FAST and CE-FAST sequences. *Magn Reson Med*, 6:415–419, 1988. 38
- [78] E. M. Haacke, R. W. Brown, M. R. Thompson, and R. Venkatesan. *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. Wiley-Liss, 1999. 5, 19, 91
- [79] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hänicke, and K.-D. Merboldt. FLASH imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses. *J Magn Reson*, 67:258–266, 1986. 39
- [80] E. L. Hahn. Spinechoes. *Phys Rev Lett*, 80(4):580–594, 1950. 14
- [81] J. V. Hajnal, D. J. Bryant, L. Kasuboski, P. M. Pattany, B. De Coene, P. D. Lewis, J. M. Pennock, A. Oatridge, I. R. Young, and G. M. Bydder. Use of fluid attenuated inversion recovery (FLAIR) pulse sequences in MRI of the brain. *J Comput Assist Tomogr*, 16(6):841–844, 1992. 123
- [82] G. Hamilton, T. Yokoo, M. Bydder, I. Cruite, M. E. Schroeder, C. B. Sirlin, and M. S. Middleton. In vivo characterization of the liver fat 1H MR spectrum. *NMR Biomed*, 24(7):784–790, 2011. 73
- [83] L. Hanson. Is quantum mechanics necessary for understanding magnetic resonance? *Concept Magnetic Res Part A*, pages 329–340, 2008. 5

- [84] P. A. Hardy, M. P. Recht, D. Piraino, and D. Thomasson. Optimization of a dual echo in the steady state (DESS) free-precession sequence for imaging cartilage. *J Magn Reson Imaging*, 6(2):329–335, 1996. 38
- [85] B. A. Hargreaves. Rapid gradient-echo imaging. *J Magn Reson Imaging*, 36(6):1300–1313, 2012. 35
- [86] B. A. Hargreaves, S. S. Vasanaawala, J. M. Pauly, and D. G. Nishimura. Characterization and reduction of the transient response in steady-state MR imaging. *Magn Reson Med*, 46(1):149–158, 2001. 42, 68, 136
- [87] K. Heberlein and X. Hu. Auto-calibrating the z-shim for slice specific recovery of susceptibility losses. In *Proceedings of the 13th Annual Meeting of ISMRM, Miami Beach, USA*, page 2270, 2005. 83
- [88] R. M. Henkelman, P. a. Hardy, J. E. Bishop, C. S. Poon, and D. B. Plewes. Why fat is bright in RARE and fast spin-echo imaging. *J Magn Reson Imaging*, 2(5):533–540, 1992. 71
- [89] J. Hennig. Echoes - how to generate, recognize, use or avoid them in MR-imaging sequences. Part I: fundamental and not so fundamental properties of spin echoes. *Concept Magnetic Res*, 3(3):125–143, 1991. 36
- [90] J. Hennig. Echoes - how to generate, recognize, use or avoid them in MR-imaging sequences. Part II: echoes in imaging sequences. *Concept Magnetic Res*, 3:179–192, 1991. 36
- [91] J. Hennig, A. Nauerth, and H. Friedburg. RARE imaging: a fast imaging method for clinical MR. *Magn Reson Med*, 3(6):823–833, 1986. 14
- [92] C. U. Herborn, F. Vogt, T. C. Lauenstein, M. Goyen, J. F. Debatin, and S. G. Ruehm. MRI of the liver: can True FISP replace HASTE? *J Magn Reson Imaging*, 17(2):190–196, 2003. 41
- [93] C. Hillenbrand, D. Hahn, A. Haase, and P. M. Jakob. MR CAT scan: a modular approach for hybrid imaging. *Magn Reson Mater Phys Biol Med*, 10(3):183–199, 2000. 109
- [94] C. L. Hoad, E. F. Cox, and P. A. Gowland. Quantification of T2 in the abdomen at 3.0 T using a T2-prepared balanced turbo field echo sequence. *Magn Reson Med*, 63(2):356–364, 2010. 124
- [95] M. N. Hoff and Q.-S. Xiang. An algebraic solution for banding artifact removal in bSSFP imaging. In *Proceedings of the 19th Annual Meeting of ISMRM, Montreal, Canada*, page 2824, 2011. 51
- [96] T.-Y. Huang, H.-W. Chung, F.-N. Wang, C.-W. Ko, and C.-Y. Chen. Fat and water separation in balanced steady-state free precession using the Dixon method. *Magn Reson Med*, 51(2):243–247, 2004. 72
- [97] T.-Y. Huang, I.-J. Huang, C.-Y. Chen, K. Scheffler, H.-W. Chung, and H.-C. Cheng. Are TrueFISP images T2/T1-weighted? *Magn Reson Med*, 48(4):684–688, 2002. 41, 115

- [98] T.-Y. Huang, Y.-J. Liu, A. Stemmer, and B. P. Poncelet. T2 measurement of the human myocardium using a T2-prepared transient-state TrueFISP sequence. *Magn Reson Med*, 57(5):960–966, 2007. 124
- [99] K.-P. Hwang, H. A. Ward, J. A. Polzin, and J. Ma. Phase cycled steady state free precession with multipoint fat-water separation. In *Proceedings of the 11th Annual Meeting of ISMRM, Toronto, Canada*, page 268, 2004. 72
- [100] P. Irarrazabal and D. G. Nishimura. Fast three dimensional magnetic resonance imaging. *Magn Reson Med*, 33(5):656–662, 1995. 102
- [101] J. Jackson and C. Meyer. Selection of a convolution function for Fourier inversion using gridding. *IEEE T Med Imaging*, 10(3):473–478, 1991. 27
- [102] J. I. Jackson, D. G. Nishimura, and A. Macovski. Twisting radial lines with application to robust magnetic resonance imaging of irregular flow. *Magn Reson Med*, 25:128–139, 1992. 20
- [103] E. T. Jaynes. Matrix treatment of nuclear induction. *Phys Rev Lett*, 98(4):1099–1105, 1955. 8
- [104] B. A. Jung and M. Weigel. Spin echo magnetic resonance imaging. *J Magn Reson Imaging*, 37(4):805–817, 2013. 15, 113
- [105] K.-J. Jung. Synthesis methods of multiple phase-cycled SSFP images to reduce the band artifact and noise more reliably. *Magn Reson Med*, 28(1):103–118, 2010. 51
- [106] P. Kellman, A. H. Aletras, C. Mancini, E. R. McVeigh, and A. E. Arai. T2-prepared SSFP improves diagnostic confidence in edema imaging in acute myocardial infarction compared to turbo spin echo. *Magn Reson Med*, 57(5):891–897, 2007. 124
- [107] R. Kijowski, A. Lu, W. Block, and T. Grist. Evaluation of the articular cartilage of the knee joint with vastly undersampled isotropic projection reconstruction steady-state free precession imaging. *J Magn Reson Imaging*, 24:168–175, 2006. 99
- [108] H. Kim, A. B. Pinus, J. Wang, P. S. Murphy, and R. T. Constable. On the application of chemical shift-based multipoint water-fat separation methods in balanced SSFP imaging. *Magn Reson Med*, 58(2):413–418, 2007. 72, 78
- [109] K. M. Koch and R. S. Hinks. Empirical and computed B0 perturbations induced by metallic implants. In *Proceedings of the 16th Annual Meeting of ISMRM, Toronto, Canada*, page 1180, 2008. 47
- [110] K. M. Koch, J. E. Lorbiecki, R. S. Hinks, and K. F. King. A multispectral three-dimensional acquisition technique for imaging near metal implants. *Magn Reson Med*, 61(2):381–390, 2009. 86
- [111] P. R. Kornaat, S. B. Reeder, S. Koo, J. H. Brittain, H. Yu, T. P. Andriacchi, and G. E. Gold. MR imaging of articular cartilage at 1.5T and 3.0T: comparison of SPGR and SSFP sequences. *Osteoarthritis Cartilage*, 13(4):338–344, 2005. 101

- [112] A. Kumar, D. Welte, and R. R. Ernst. NMR Fourier zeugmatography. *J Magn Reson*, 83:69–83, 1975. 17
- [113] C.-M. Lai and P. C. Lauterbur. True three-dimensional image reconstruction by nuclear magnetic resonance zeugmatography. *Phys Med Biol*, 26(5):851–856, 1981. 33
- [114] J. Lang. *Klinische Anatomie des Kopfes*. Springer, Berlin, 1989. 98
- [115] J. Lang. *Clinical anatomy of the posterior fossa and its foramina*. Thieme, Stuttgart, 1991. 98
- [116] A. C. Larson, R. D. White, G. Laub, E. R. McVeigh, D. Li, and O. P. Simonetti. Self-gated cardiac cine MRI. *Magn Reson Med*, 51(1):93–102, 2004. 32
- [117] P. C. Lauterbur. Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance. *Nature*, 242:190–191, 1973. 10, 17
- [118] M. L. Lauzon and R. Frayne. Analytical characterization of RF phase-cycled balanced steady-state free precession. *Concept Magnetic Res Part A*, 34(3):133–143, 2009. 51
- [119] M. L. Lauzon and B. K. Rutt. Effects of polar sampling in k-space. *Magn Reson Med*, 36:940–949, 1996. 19, 27, 30
- [120] J. Lee, J. M. Santos, S. M. Conolly, K. L. Miller, B. A. Hargreaves, and J. M. Pauly. Respiration-induced B0 field fluctuation compensation in balanced SSFP: real-time approach for transition-band SSFP fMRI. *Magn Reson Med*, 55(5):1197–1201, 2006. 88
- [121] J. Leupold, J. Hennig, and K. Scheffler. Moment and direction of the spoiler gradient for effective artifact suppression in RF-spoiled gradient echo imaging. *Magn Reson Med*, 60(1):119–127, 2008. 39
- [122] M. H. Levitt. *Spin dynamics - basics of nuclear magnetic resonance*. John Wiley & Sons Ltd, 2008. 5
- [123] W. Lin, J. Guo, M. A. Rosen, and H. K. Song. Respiratory motion-compensated radial dynamic contrast-enhanced (DCE)-MRI of chest and abdominal lesions. *Magn Reson Med*, 60(5):1135–1146, 2008. 29
- [124] W. Lu, K. B. Pauly, G. E. Gold, J. M. Pauly, and B. A. Hargreaves. SEMAC: slice encoding for metal artifact correction in MRI. *Magn Reson Med*, 62(1):66–76, 2009. 86
- [125] W. Lu, H. Yu, A. Shimakawa, M. Alley, S. B. Reeder, and B. A. Hargreaves. Water-fat separation with bipolar multiecho sequences. *Magn Reson Med*, 60(1):198–209, 2008. 77
- [126] M. Lustig, D. Donoho, and J. M. Pauly. Sparse MRI: the application of compressed sensing for rapid MR imaging. *Magn Reson Med*, 58(6):1182–1195, 2007. 26, 31, 65, 102, 123
- [127] M. Lustig and J. M. Pauly. SPIRiT: iterative self-consistent parallel imaging reconstruction from arbitrary k-space. *Magn Reson Med*, 64(2):457–471, 2010. 102

- [128] M. Lustig, J. Santos, and J. M. Pauly. A super-FOV method for rapid SSFP banding artifact reduction. In *Proceedings of the 13th Annual Meeting of ISMRM, Miami Beach, USA*, page 504, 2005. 51, 65
- [129] P. J. Lynch. Hirnnerven in ihrem Verlauf an der Hirnbasis. <http://de.wikipedia.org/wiki/Hirnnerv>, 15.01.2015. 98
- [130] J. Ma. Dixon techniques for water and fat imaging. *J Magn Reson Imaging*, 28(3):543–558, 2008. 74
- [131] J. Maier. *Untersuchung der Sensitivität von SSFP-Sequenzen auf Magnetfeldinhomogenitäten*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 2003. 82
- [132] P. Mansfield. Multi-planar image formation using NMR spin echoes. *Journal of Physics C Solid State Physics*, 10:55–58, 1977. 34
- [133] S. Marinkovic, H. Gibo, and B. Stimec. The neurovascular relationships and the blood supply of the abducent nerve: surgical anatomy of its cisternal segment. *Neurosurg*, 34(6):1017–1026, 1994. 98
- [134] M. Markl, M. T. Alley, C. J. Elkins, and N. J. Pelc. Flow effects in balanced steady state free precession imaging. *Magn Reson Med*, 50(5):892–903, 2003. 41, 113
- [135] M. Markl, J. Leupold, O. Bieri, K. Scheffler, and J. Hennig. Double average parallel steady-state free precession imaging: optimized eddy current and transient oscillation compensation. *Magn Reson Med*, 54(4):965–974, 2005. 24
- [136] M. Markl and N. J. Pelc. On flow effects in balanced steady-state free precession imaging: pictorial description, parameter dependence, and clinical implications. *J Magn Reson Imaging*, 20(4):697–705, 2004. 41
- [137] M. McJury and F. G. Shellock. Auditory noise associated with MR procedures: a review. *J Magn Reson Imaging*, 12(1):37–45, 2000. 88
- [138] D. J. Mikulis and T. P. L. Roberts. Neuro MR: protocols. *J Magn Reson Imaging*, 26(4):838–847, 2007. 105
- [139] K. L. Miller. Asymmetries of the balanced SSFP profile. Part I: theory and observation. *Magn Reson Med*, 63(2):385–395, 2010. 53, 93, 146
- [140] K. L. Miller, R. H. Tijssen, N. Stikov, and T. W. Okell. Steady-state MRI: methods for neuroimaging. *Imaging in Medicine*, 3(1):93–105, 2011. 35
- [141] C. A. Mistretta, O. Wieben, J. Velikina, W. F. Block, J. Perry, Y. Wu, and K. Johnson. Highly constrained backprojection for time-resolved MRI. *Magn Reson Med*, 55(1):30–40, 2006. 27
- [142] C. J. Moran, E. K. Brodsky, L. H. Bancroft, S. B. Reeder, H. Yu, R. Kijowski, D. Engel, and W. F. Block. High-resolution 3D radial bSSFP with IDEAL. *Magn Reson Med*, 71:95–104, 2014. 103

- [143] D. Neumann, F. A. Breuer, M. Völker, T. Brandt, M. A. Griswold, P. M. Jakob, and M. Blaimer. Reducing contrast contamination in radial turbo-spin-echo acquisitions by combining a narrow-band KWIC filter with parallel imaging. *Magn Reson Med*, 72(6):1680–1686, 2014. 123
- [144] H. Niederreiter. Quasi-monte carlo methods and pseudo-random numbers. *Bull Am Math Soc*, 84(6):957–1041, 1978. 24, 92
- [145] J.-F. Nielsen, D. Yoon, and D. C. Noll. Small-tip fast recovery imaging using non-slice-selective tailored tip-up pulses and radiofrequency-spoiling. *Magn Reson Med*, 69(3):657–666, 2013. 101
- [146] D. C. Noll. Multishot rosette trajectories for spectrally selective MR imaging. *IEEE T Med Imaging*, 16(4):372–377, 1997. 34
- [147] J. D. O’Sullivan. A fast sinc function gridding algorithm for Fourier inversion in computer tomography. *IEEE T Med Imaging*, 4(4):200–207, 1985. 27
- [148] W. R. Overall, S. M. Conolly, D. G. Nishimura, and B. S. Hu. Oscillating dual-equilibrium steady-state angiography. *Magn Reson Med*, 522:513–522, 2002. 53, 55
- [149] V. Paliwal, A.-M. El-Sharkawy, X. Du, X. Yang, and E. Atalar. SSFP-based MR thermometry. *Magn Reson Med*, 52(4):704–708, 2004. 88
- [150] D. Paul, M. Markl, H.-P. Fautz, and J. Hennig. T2-weighted balanced SSFP imaging (T2-TIDE) using variable flip angles. *Magn Reson Med*, 56(1):82–93, 2006. 124
- [151] P. Perona and J. Malik. Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion. *IEEE Trans Patt Anal Mach Intell*, 12:629–639, 1990. 139
- [152] D. C. Peters, J. A. Derbyshire, and E. R. McVeigh. Centering the projection reconstruction trajectory: reducing gradient delay errors. *Magn Reson Med*, 50(1):1–6, 2003. 21
- [153] D. Piccini, A. Littmann, S. Nielles-Vallespin, and M. O. Zenge. Spiral phyllotaxis: the natural way to construct a 3D radial trajectory in MRI. *Magn Reson Med*, 66(4):1049–1056, 2011. 33
- [154] G. B. Pike, B. S. Hu, G. H. Glover, and D. R. Enzmann. Magnetization transfer time-of-flight magnetic resonance angiography. *Magn Reson Med*, 25(2):372–379, 1992. 38
- [155] J. G. Pipe. Motion correction with PROPELLER MRI: application to head motion and free-breathing cardiac imaging. *Magn Reson Med*, 42(5):963–969, 1999. 34
- [156] J. G. Pipe and P. Menon. Sampling density compensation in MRI: rationale and an iterative numerical solution. *Magn Reson Med*, 41(1):179–186, 1999. 27, 91
- [157] S. Plein, T. N. Bloomer, J. P. Ridgway, T. R. Jones, G. J. Bainbridge, and M. U. Sivananthan. Steady-state free precession magnetic resonance imaging of the heart: comparison with segmented k-space gradient-echo imaging. *J Magn Reson Imaging*, 14(3):230–236, 2001. 41, 45, 106

- [158] M. R. Prince, E. K. Yucel, J. A. Kaufman, D. C. Harrison, and S. C. Geller. Dynamic gadolinium-enhanced three-dimensional abdominal MR arteriography. *J Magn Reson Imaging*, 3(6):877–881, 1993. 39
- [159] K. P. Pruessmann, M. Weiger, P. Börnert, and P. Boesiger. Advances in sensitivity encoding with arbitrary k-space trajectories. *Magn Reson Med*, 46(4):638–651, 2001. 102, 123
- [160] K. P. Pruessmann, M. Weiger, M. B. Scheidegger, and P. Boesiger. SENSE: sensitivity encoding for fast MRI. *Magn Reson Med*, 42(5):952–962, 1999. 65
- [161] E. Purcell, H. Torrey, and R. Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical Review*, 69:37–38, 1946. 7
- [162] J. Radon. Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Ber. Sächs. Akad. Wissenschaft. Leipzig Math. Phys. Kl.*, 69:262–277, 1917. 26
- [163] V. Rasche, R. W. de Boer, D. Holz, and R. Proksa. Continuous radial data acquisition for dynamic MRI. *Magn Reson Med*, 34(5):754–761, 1995. 17
- [164] S. B. Reeder, C. A. McKenzie, A. R. Pineda, H. Yu, A. Shimakawa, A. C. Brau, B. A. Hargreaves, G. E. Gold, and J. H. Brittain. Water-fat separation with IDEAL gradient-echo imaging. *J Magn Reson Imaging*, 25(3):644–652, 2007. 76
- [165] S. B. Reeder, N. J. Pelc, M. T. Alley, and G. E. Gold. Rapid MR imaging of articular cartilage with steady-state free precession and multipoint fat-water separation. *AJR Am J Roentgenol*, 180:357–362, 2003. 72
- [166] S. B. Reeder, Z. Wen, H. Yu, A. R. Pineda, G. E. Gold, M. Markl, and N. J. Pelc. Multicoil Dixon chemical species separation with an iterative least-squares estimation method. *Magn Reson Med*, 51(1):35–45, 2004. 75, 77
- [167] P. M. Robson, A. K. Grant, A. J. Madhuranthakam, R. Lattanzi, D. K. Sodickson, and C. A. McKenzie. Comprehensive quantification of signal-to-noise ratio and g-factor for image-based and k-space-based parallel imaging reconstructions. *Magn Reson Med*, 60(4):895–907, 2008. 62, 112
- [168] A. Rose. *Vision: human and electronic (optical physics and engineering)*. Springer, 1974. 14
- [169] L. Rudin and S. Osher. Total variation based image restoration with free local constraints. In *Proceedings of the IEEE International Conference on Image Processing, Austin, USA*, pages 31–35, 1994. 139
- [170] S. Ruehm, M. Zanetti, J. Romero, and J. Hodler. MRI of patellar articular cartilage: evaluation of an optimized gradient echo sequence (3D-DESS). *J Magn Reson Imaging*, 8(6):1246–1251, 1998. 38
- [171] E. Saff and A. Kuijlaars. Distributing many points on a sphere. *Math Intell*, 19:5–11, 1997. 33, 91, 93

- [172] A. A. Samsonov, E. G. Kholmovski, and C. R. Johnson. Determination of the sampling density compensation function using a point spread function modeling approach and gridding approximation. In *Proceedings of the 11th Annual Meeting of ISMRM, Toronto, Canada*, page 477, 2003. 27
- [173] T. Schäffter, V. Rasche, and I. C. Carlsen. Motion compensated projection reconstruction. *Magn Reson Med*, 41(5):954–963, 1999. 32
- [174] M. Schär, S. Kozerke, S. E. Fischer, and P. Boesiger. Cardiac SSFP imaging at 3 Tesla. *Magn Reson Med*, 51(4):799–806, 2004. 45
- [175] K. Scheffler. A pictorial description of steady-states in rapid magnetic resonance imaging. *Concept Magnetic Res*, 11(5):291–304, 1999. 36, 108
- [176] K. Scheffler. On the transient phase of balanced SSFP sequences. *Magn Reson Med*, 49(4):781–783, 2003. 41
- [177] K. Scheffler, O. Heid, and J. Hennig. Magnetization preparation during the steady state: fat-saturated 3D TrueFISP. *Magn Reson Med*, 45(6):1075–1080, 2001. 108
- [178] K. Scheffler and J. Hennig. Reduced circular field-of-view imaging. *Magn Reson Med*, 40:474–480, 1998. 30
- [179] K. Scheffler and J. Hennig. Is TrueFISP a gradient-echo or a spin-echo sequence? *Magn Reson Med*, 49(2):395–397, 2003. 81
- [180] K. Scheffler and S. Lehnhardt. Principles and applications of balanced SSFP techniques. *Eur Radiol*, 13(11):2409–2418, 2003. 2, 36, 39, 40, 45, 49, 71, 115
- [181] K. Scheffler, E. Seifritz, D. Bilecen, R. Venkatesan, J. Hennig, M. Deimling, and E. M. Haacke. Detection of BOLD changes by means of a frequency-sensitive trueFISP technique: preliminary results. *NMR Biomed*, 14:490–496, 2001. 88
- [182] J. F. Schenck. The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging MRI magnetic compatibility of the first and second kinds. *Med Phys*, 23:815–850, 1996. 47
- [183] P. Schmitt, M. A. Griswold, V. Gulani, A. Haase, M. Flentje, and P. M. Jakob. A simple geometrical description of the TrueFISP ideal transient and steady-state signal. *Magn Reson Med*, 55(1):177–186, 2006. 39
- [184] P. Schmitt, M. A. Griswold, P. M. Jakob, M. Kotas, V. Gulani, M. Flentje, and A. Haase. Inversion recovery TrueFISP: quantification of T1, T2, and spin density. *Magn Reson Med*, 51(4):661–667, 2004. 87
- [185] P. Schmitt, P. M. Jakob, M. Kotas, M. Flentje, A. Haase, and M. A. Griswold. T-one insensitive steady state imaging: a framework for purely T2-weighted TrueFISP. *Magn Reson Med*, 68(2):409–420, 2012. 107, 108, 110, 117, 121, 123, 124
- [186] B. Schmitz, T. Hagen, and W. Reith. Three-dimensional true FISP for high-resolution imaging of the whole brain. *Eur Radiol*, 13:1577–1582, 2003. 98

- [187] N. Seiberlich, P. Ehses, J. Duerk, R. Gilkeson, and M. A. Griswold. Improved radial GRAPPA calibration for real-time free-breathing cardiac imaging. *Magn Reson Med*, 65(2):492–505, 2011. 123
- [188] R. C. Semelka, N. L. Kelekis, D. Thomasson, M. A. Brown, and G. A. Laub. HASTE MR imaging: description of technique and preliminary results in the abdomen. *J Magn Reson Imaging*, 6(4):698–699, 1996. 116
- [189] G. Shajan, J. Hoffmann, K. Scheffler, and R. Pohmann. A 16-element dual-row transmit coil array for 3D RF shimming at 9.4 T. In *Proceedings of the 20th Annual Meeting of ISMRM, Melbourne, Australia*, page 308, 2012. 65
- [190] G. Shajan, J. Hoffmann, K. Scheffler, and R. Pohmann. A 31-element receive array for human brain imaging at 9.4T. In *Proceedings of the 29th Annual Meeting of ESMRMB, Lisboa, Portugal*, page 351, 2012. 65
- [191] A. Shankaranarayanan, M. Wendt, J. S. Lewin, and J. L. Duerk. Two-step navigatorless correction algorithm for radial k-space MRI acquisitions. *Magn Reson Med*, 45(2):277–288, 2001. 32
- [192] S. M. Shea, V. S. Deshpande, Y.-C. Chung, and D. Li. Three-dimensional true-FISP imaging of the coronary arteries: improved contrast with T2-preparation. *J Magn Reson Imaging*, 15(5):597–602, 2002. 124
- [193] L. A. Shepp and B. F. Logan. The Fourier reconstruction of a head section. *IEEE T Nucl Sci*, 21(3):21–43, 1974. 17
- [194] S. Sheth, B. Branstetter, and E. Escott. Appearance of normal cranial nerves on steady-state free precession MR images. *Radiographics*, 29:1045–1055, 2009. 98, 106
- [195] J. Shlens. A tutorial on principal component analysis. *arXiv*, 1404.1100, 2014. 139
- [196] T. E. Skinner and G. H. Glover. An extended two-point Dixon algorithm for calculating separate water, fat, and B0 images. *Magn Reson Med*, 37(4):628–630, 1997. 74
- [197] W. T. Sobol and D. M. Gauntt. On the stationary states in gradient echo imaging. *J Magn Reson Imaging*, 6(2):384–398, 1996. 36, 39
- [198] H. K. Song and L. Dougherty. K-space weighted image contrast (KWIC) for contrast manipulation in projection reconstruction MRI. *Magn Reson Med*, 44(6):825–832, 2000. 29
- [199] H. K. Song and L. Dougherty. Dynamic MRI with projection reconstruction and KWIC processing for simultaneous high spatial and temporal resolution. *Magn Reson Med*, 52(4):815–824, 2004. 29
- [200] H. K. Song, L. Yan, R. X. Smith, Y. Xue, S. Rapacchi, S. Srinivasan, D. B. Ennis, P. Hu, N. Pouratian, and D. J. Wang. Noncontrast enhanced four-dimensional dynamic MRA with golden angle radial acquisition and k-space weighted image contrast (KWIC) reconstruction. *Magn Reson Med*, 72(1):1541–1551, 2014. 24, 29

- [201] P. Speier and F. Trautwein. A calibration for radial imaging with large inplane shifts. In *Proceedings of the 13th Annual Meeting of ISMRM, Miami Beach, USA*, page 2295, 2005. 22
- [202] G. J. Stanisz, E. E. Odobina, J. Pun, M. Escaravage, S. J. Graham, M. J. Bronskill, and R. M. Henkelman. T1, T2 relaxation and magnetization transfer in tissue at 3T. *Magn Reson Med*, 54(3):507–512, 2005. 9, 107
- [203] C. Stehning, P. Börnert, K. Nehrke, H. Eggers, and O. Dössel. Fast isotropic volumetric coronary MR angiography using free-breathing 3D radial balanced FFE acquisition. *Magn Reson Med*, 52(1):197–203, 2004. 92, 102
- [204] P. Storey, W. Li, Q. Chen, and R. R. Edelman. Flow artifacts in steady-state free precession cine imaging. *Magn Reson Med*, 51(1):115–122, 2004. 41
- [205] H. Sun, J. A. Fessler, D. C. Noll, and J.-F. Nielsen. Strategies for improved 3D small-tip fast recovery imaging. *Magn Reson Med*, 72(2):389–398, 2014. 101
- [206] R. J. Theilmann, A. F. Gmitro, M. I. Altbach, and T. P. Trouard. View-ordering in radial fast spin-echo imaging. *Magn Reson Med*, 51(4):768–774, 2004. 24
- [207] H. Thiele, E. Nagel, I. Paetsch, B. Schnackenburg, A. Bornstedt, M. Kouwenhoven, A. Wahl, G. Schuler, and E. Fleck. Functional cardiac MR imaging with steady-state free precession (SSFP) significantly improves endocardial border delineation without contrast agents. *J Magn Reson Imaging*, 14(4):362–367, 2001. 45
- [208] D. Twieg. The k-trajectory formulation of the NMR imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods. *Medical Physics*, 10(5):610–621, 1983. 11
- [209] P. Vakil, S. A. Ansari, M. C. Hurley, H. Bhat, H. H. Batjer, B. R. Bendok, C. S. Eddleman, and T. J. Carroll. Magnetization spoiling in radial FLASH contrast-enhanced MR digital subtraction angiography. *J Magn Reson Imaging*, 36(1):249–258, 2012. 39
- [210] S. S. Vasanawala, J. M. Pauly, and D. G. Nishimura. Fluctuating equilibrium MRI. *Magn Reson Med*, 42(5):876–883, 1999. 53, 55
- [211] S. Winkelmann, T. Schaeffter, T. Koehler, H. Eggers, and O. Doessel. An optimal radial profile order based on the golden ratio for time-resolved MRI. *IEEE T Med Imaging*, 26(1):68–76, 2007. 23, 58
- [212] S. T. Wong and M. S. Roos. A strategy for sampling on a sphere applied to 3D selective RF pulse design. *Magn Reson Med*, 32(6):778–784, 1994. 33
- [213] H. H. Wu, J. H. Lee, and D. G. Nishimura. MRI using a concentric rings trajectory. *Magn Reson Med*, 59(1):102–112, 2008. 34
- [214] S. Wundrak, J. Paul, J. Ulrici, E. Hell, and V. Rasche. A small surrogate for the golden angle in time-resolved radial MRI based on generalized fibonacci sequences. *IEEE T Med Imaging*, (10.1109/TMI.2014.2382572), 2014. 24

- 
- [215] Q.-S. Xiang and M. N. Hoff. Banding artifact removal for bSSFP imaging with an elliptical signal model. *Magn Reson Med*, 71(3):927–933, 2014. 48
- [216] I. Yousry, S. Camelio, U. Schmid, M. Horsfield, M. Wiesmann, H. Brückmann, and T. Yousry. Visualization of cranial nerves I-XII: value of 3D CISS and T2-weighted FSE sequences. *Eur Radiol*, 10:1061–1067, 2000. 98
- [217] H. Yu, A. Shimakawa, C. A. McKenzie, E. Brodsky, J. H. Brittain, and S. B. Reeder. Multiecho water-fat separation and simultaneous  $R2^*$  estimation with multifrequency fat spectrum modeling. *Magn Reson Med*, 60(5):1122–1134, 2008. 73
- [218] P. Zeeman. Ueber einen Einfluss der Magnetisirung auf die Natur des von einer Substanz emittirten Lichtes. *Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin*, page 127, 1896. 6
- [219] S. Zhang, K. T. Block, and J. Frahm. Magnetic resonance imaging in real time: advances using radial FLASH. *J Magn Reson Imaging*, 31:101–109, 2010. 17
- [220] Y. Zur, S. Stokar, and P. Bendel. An analysis of fast imaging sequences with steady state transverse magnetization refocusing. *Magn Reson Med*, 193:175–193, 1988. 2
- [221] Y. Zur, M. L. Wood, and L. J. Neuringer. Motion-insensitive, steady-state free precession imaging. *Magn Reson Med*, 16(3):444–459, 1990. 51
- [222] Y. Zur, M. L. Wood, and L. J. Neuringer. Spoiling of transverse magnetization in steady-state sequences. *Magn Reson Med*, 21(2):251–263, 1991. 39

# Abkürzungsverzeichnis

bSSFP	balanced steady-state free precession
CISS	constructive interference steady-state
CNR	contrast-to-noise ratio, Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis
CSF	Cerebrospinale Flüssigkeit
DCF	density compensation function
DYPR-SSFP	dynamically phase-cycled radial bSSFP
FFT	fast fourier transform
FLAIR	fluid attenuated inversion recovery
FLASH	fast low angle shot
FOV	field of view
GM	gray matter, Graue Gehirnmasse
HASTE	half fourier acquisition single shot turbo spin echo
HF	Hochfrequenz
IDEAL	iterative decomposition of water and fat with echo asymmetry and least squares estimation
IR	inversion recovery
KWIC	k-space weighted image contrast
MRI	magnetic resonance imaging
MRT	Magnetresonanztomographie
NLM	non-local-means
NMR	nuclear magnetic resonance
NUFFT	non-uniform fast fourier transform

PCA	principal component analysis
PD	Protonendichte
ppm	parts per million
PSF	Punktspreizfunktion
RA-TOSSI	radial t-one sensitive and insensitive steady-state imaging
SAR	Spezifische Absorptionsrate
SE	Spinecho
SNR	signal-to-noise ratio, Signal-zu-Rausch-Verhältnis
SSFP	steady-state free precession
T1	Spin-Gitter-Relaxationszeit
T2	Spin-Spin-Relaxationszeit
TE	time echo, Echozeit
TOSSI	t-one sensitive and insensitive steady-state imaging
TR	time repetition, Repetitionszeit
TSE	Turbospinecho
WM	white matter, Weiße Gehirnmasse

# Danksagung

Das Gelingen dieser Arbeit wäre ohne die Hilfe und Unterstützung zahlreicher Personen nicht möglich gewesen.

Als Erstes gilt mein Dank Prof. Dr. Peter Jakob, der es mir ermöglicht hat, mich an diesem Lehrstuhl mit sehr interessanten und spannenden Themen beschäftigen zu dürfen. Bei Problemen und Fragen hatte er stets ein offenes Ohr für mich.

Dr. Felix Breuer danke ich für die umfassende Betreuung sowie die vielen Ideen und Lösungsansätze. Er zeigte stets großes Interesse für meine Arbeit und nahm sich immer Zeit, was ihn zu einem super Betreuer machte.

Ebenso danke ich Dr. Martin Blaimer für unsere Zusammenarbeit und sein stetes Interesse an meinen Projekten. Fragen, Probleme oder Korrekturen wurden jedes Mal nahezu instantan erledigt.

Dr. Andreas Bartsch möchte ich für die schnelle und unkomplizierte Ermöglichung von Patientenmessungen in Heidelberg danken.

Dr. Philipp Ehses danke ich dafür, dass er mir mit viel Rat und Tat zur Seite stand. Danke auch für die gemeinsamen Messungen am Ultrahochfeldscanner in Tübingen.

Weiterhin danke ich Dr. Daniel Neumann für das Beantworten zahlreicher Fragen sowie unsere gute Freundschaft.

Besonderer Dank gilt meinen beiden colegas muy simpáticos Martin Ott und Paola Ponce. Danke für die schöne, lustige und abwechslungsreiche gemeinsame Bürozeit, die die Jahre während der Promotion im Fluge vergehen hat lassen und während der sich echte Freundschaft entwickelt hat.

Danke an alle Korrekturleser für ihre Zeit sowie ihre hilfreichen Anmerkungen.

Danken möchte ich auch allen meinen Probanden, die sich für zahlreiche Messungen zur Verfügung gestellt haben.

Ein sportlicher Dank geht an das Kickerteam für die nahezu tägliche aktive Siesta nach dem Mittagessen.

Einen kulinarischen Dank verdient die Hippie-Essensgruppe für die schönen Stunden während des gemeinsamen Mittagessens im Seminarraum sowie die Schnitzelgruppe für zahlreiche köstliche Kreationen, auch wenn das Schneeballsystem nicht immer geklappt hat.

Unserem Doktoranden-Seminar danke ich für das Durchkauen vieler Themen auch abseits meiner Projekte in lustiger Atmosphäre.

Auch danke ich dem GK-Team sowie der ganzen EP5 für die angenehme Arbeitsatmosphäre und dafür, dass man sich stets wohlfühlt hat.

Mein Dank gilt auch sämtlichen Freunden sowohl innerhalb als auch außerhalb der Universität. Ihr habt die notwendige Ablenkung von der Physik nicht zu kurz kommen lassen.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern Christiane und Wolfram, meinen Schwestern Barbara und Moni sowie meinen Großeltern und meinem Patenonkel für die fortlaufende Unterstützung sowie die Motivation während meiner Promotion. Euer Interesse an der MRT ist keinesfalls selbstverständlich und habe ich stets sehr geschätzt.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Ehefrau Veronika bedanken. Du hast mich in jeglicher Hinsicht immer mit viel Liebe unterstützt und für den notwendigen Ausgleich gesorgt. Die Zeit mit dir - egal ob in Würzburg oder im Engadin - hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und war stets abwechslungsreich und wunderschön.





# Veröffentlichungen

## Journal-Veröffentlichungen

- **T. Benkert**, P. Ehses, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Dynamically Phase-Cycled Radial Balanced SSFP Imaging for Efficient Banding Removal. Magn Reson Med 2015 Jan; 73(1):182-194
- **T. Benkert**, A. Bartsch, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Generating Multiple Contrasts Using Single-Shot Radial T1 Sensitive and Insensitive Steady-State Imaging. Magn Reson Med 2015 Jun; 73(6):2129-2141
- **T. Benkert**, P. Ehses, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Fast Isotropic Banding-Free bSSFP Imaging Using 3D Dynamically Phase-Cycled Radial bSSFP (3D DYPR-SSFP). Z Med Phys 2015; doi: 10.1016/j.zemedi.2015.05.001

## Patente

- **T. Benkert**, P. Ehses, F. Breuer: DE 10 2013 215 526.3 (Verfahren und Vorrichtung zum Erzeugen eines Schnittbildes unter Verwendung eines Magnetresonanztomografie-Geräts)

## Vorträge

- **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ESMRMB 2013, #142: Radial T-One Sensitive and Insensitive Steady State Imaging (RA-TOSSI)
- **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ESMRMB 2013, #143: Attenuation of Signal from Multiple Tissue Types with Singleshot Inversion Recovery Radial Steady State Imaging

## Konferenz-Beiträge als Erstautor

- **T. Benkert**, P. Ehses, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2015, #3631: Fast Isotropic Banding-Free bSSFP Imaging Using 3D Dynamically Phase-Cycled Radial bSSFP (3D DYPR-SSFP) (e-Poster)
- **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2014, #90: Generating T2- and T1-weighted Images Using Radial T-One Sensitive and Insensitive Steady State Imaging (RA-TOSSI) (Power-Poster, ISMRM Magna Cum Laude Award)
- **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2014, #4240: Attenuation of Signal from Multiple Tissue Types with Singleshot Inversion Recovery Radial Steady State Imaging (e-Poster)
- **T. Benkert**, R. Ababneh, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2013, #4273: Single Acquisition Fat Water Separation Using a Golden Ratio Radial bSSFP Sequence with Dynamic Echotime Shifting (e-Poster)
- **T. Benkert**, M. Ott, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2013, #4213: MR Parameter Quantification (T1, T2, PD) with Integrated Fat Water Separation Using a Multi-Echo - Phase Cycled BSSFP-Sequence (e-Poster)
- **T. Benkert**, M. Ott, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ESMRMB 2012, #690: Banding Artifact Removal in bSSFP Imaging Using Model-Based Iterative Reconstruction (e-Poster)

## Weitere Konferenz-Beiträge

- R. Ababneh, **T. Benkert**, F. Breuer: Proc. ISMRM 2014, #1658: Fat-Water Separation in the Abdomen During Free-Breathing by Using Stack-of-Star (SOS) 3D Radial TrueFISP Imaging (e-Poster)
- M. Ott, **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ISMRM 2013, #2475: Experimental Analysis of Three Spoiling Mechanisms Used in Variable-Flip-Angle T1 Mapping (Trad. Poster)
- R. Ababneh, **T. Benkert**, M. Blaimer, F. Breuer: Proc. ISMRM 2013, #3762: Abdominal Fat-Water Separation in High Temporal and Spatial Resolution During Free Breathing (e-Poster)
- R. Ababneh, **T. Benkert**, M. Blaimer, F. Breuer: Proc. ISMRM 2013, #4276: Robust High Resolution Fat-Water Separation in the Abdomen During Free-Breathing by Self-Gated 2D Radial TrueFISP Imaging (e-Poster)
- M. Ott, P. Ehses, M. Blaimer, **T. Benkert**, P. Jakob, F. Breuer: Proc. ESMRMB 2012, #83: Towards a Full 3D MR Parameter Quantification by means of (Demodulated) Off-resonance Insensitive Balanced SSFP (Vortrag)

## Gastvorträge

- **T. Benkert**, P. Ehses, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: European IDEA User Conference 2014: Dynamically Phase-Cycled Radial Balanced SSFP Imaging: An Efficient but Simple Approach for Banding Removal
- **T. Benkert**, M. Blaimer, P. Jakob, F. Breuer: European IDEA User Conference 2014: Implementation of a Simple Workaround Allowing the Flexible Usage of IDEAs Loop Structure (VD13)

## Sonstige Veröffentlichungen

- **T. Benkert**, Quantifizierung der Relaxationszeiten  $T_1$ ,  $T_2$  und Spindichte in der MRT mit Steady-State Sequenzen, Zulassungsarbeit, Experimentelle Physik 5, Julius-Maximilians-Universität, Würzburg

## Betreute Arbeiten

- **M. Kübert**, Generierung neuartiger Kontraste in der MRT mit IR bSSFP, Bachelorarbeit, Experimentelle Physik 5, Julius-Maximilians-Universität, Würzburg
- **M. Lototchi**, Schnelle Quantifizierung der MR-Parameter  $T_2$  und  $\rho$  mit  $T_1$ -Insensitive Steady State Imaging (TOSSI), Diplomarbeit, Experimentelle Physik 5, Julius-Maximilians-Universität, Würzburg