

HYBRIDMETHODEN ZUR REDUZIERUNG  
DER SPEZIFISCHEN ABSORPTIONSRATE  
FÜR NEURORADIOLOGISCHE  
MRT-UNTERSUCHUNGEN AN  
HOCHFELDSYSTEMEN



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

vorgelegt von  
Morwan Choli  
aus Viernheim

Würzburg, 15. August 2013

EINGEREICHT AM: 15. August 2013

BEI DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE

1. GUTACHTER: Prof. Dr. Peter M. Jakob
2. GUTACHTER: Prof. Dr. Herbert Köstler

DER DISSERTATION.

1. PRÜFER: Prof. Dr. Peter M. Jakob
2. PRÜFER: Prof. Dr. Herbert Köstler
3. PRÜFER: Prof. Dr. Björn Trauzettel

IM PROMOTIONSKOLLOQUIUM.

TAG DES PROMOTIONSKOLLOQUIUMS: 10. April 2014

Meiner Mutter und meinem Bruder

Khairie Choli

und

Moaawia Choli



# INHALTSVERZEICHNIS

---

1	INHALT	9
2	EINLEITUNG UND MOTIVATION	11
3	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	15
3.1	Der Magnetresonanzeffekt	15
3.1.1	Atomkerne im statischen Magnetfeld	16
3.1.2	Spinensebles im statischen Magnetfeld	19
3.1.3	Magnetisierung im zeitabhängigen Magnetfeld	20
3.1.4	Relaxation der Magnetisierung	23
3.1.5	Chemische Verschiebung	27
3.2	Das Echo	28
3.2.1	Spin-Echo	29
3.2.2	Multi Spinecho	30
4	MAGNETRESONANZTOMOGRAPHIE	33
4.1	Grundlagen der Bildgebung	33
4.1.1	Ortskodierung durch Gradientenfelder	33
4.1.2	2D-Bildgebung	34
4.1.3	Der k-Raum	35
4.2	Bildgebungssequenzen	39
4.2.1	Gradientenecho	39
4.2.2	Spinecho Sequenzen	40
4.3	Magnetisierungspräparation	41
4.3.1	Inversion	41
4.3.2	Fettsättigung	43
4.3.3	$T_2$ -Präparation	44
4.4	Grenzen der Bildgebung	45
4.4.1	Signal zu Rauschen	46
4.4.2	Spezifische Absorptionsrate (SAR)	48
4.4.3	Wellenlängeneffekte	50
5	GRUNDLAGEN DER HYBRIDSEQUENZEN	53
5.1	Die RARE Sequenz	54
5.2	Echo Planar Bildgebung	58
5.2.1	Gradientenecho EPI	58
5.2.2	Multishot-EPI	60
5.2.3	Spinecho-EPI	61

6 Inhaltsverzeichnis

- 5.3 Hybridbildgebung 63
  - 5.3.1 GRASE 63
  - 5.3.2 Combined Acquisition Technique (CAT) 65

**I MRT mit gemischten Bandbreiten 69**

- 6 SIGNAL-ZU-RAUSCH-VERHÄLTNIS UND SIGNAL-ZU-RAUSCH-EFFIZIENZ 71
  - 6.1 Einleitung 71
  - 6.2 Material und Methoden 72
    - 6.2.1 Theorie der gemischten Bandbreiten 72
    - 6.2.2 Simulationen 75
    - 6.2.3 Bildgebungsexperimente 75
  - 6.3 Ergebnisse 76
    - 6.3.1 Simulation und Phantomstudie 76
    - 6.3.2 In-vivo-Studien 77
  - 6.4 Diskussion 80
  - 6.5 Zusammenfassung 82

**II Hybridsequenz für SAR-reduzierte MRT an Hochfeldsystemen 83**

- 7 CAT-HYBRIDBILDGEBUNG FÜR HOCHFELD-NEUROANWENDUNGEN MIT REDUZIERTEM SAR 85
  - 7.1 Einleitung 85
  - 7.2 Methoden 86
    - 7.2.1 Bildgebungssequenzen 86
    - 7.2.2 Experimente 92
  - 7.3 Ergebnisse 93
  - 7.4 Diskussion 99
  - 7.5 Zusammenfassung 101

8 ANHANG 103

9 ZUSAMMENFASSUNG 105

10 SUMMARY 109

LITERATURVERZEICHNIS 112

ABBILDUNGSVERZEICHNIS 118

TABELLENVERZEICHNIS 126

PUBLIKATIONEN 129

„Captain, es gibt eine grundlegende und sehr wertvolle Aussage in der Wissenschaft.  
Sie ist ein Zeichen von Weisheit und lautet: 'Ich weiß es nicht!'“

— Lieutenant Commander Data, USS Enterprise NCC 1701-D





INHALT

---

Die klinische Magnetresonanztomografie (MRT) operiert meist bei einer Magnetfeldstärke von 1,5 Tesla ( $T$ ). Es halten jedoch immer mehr 3T MRT-Systeme Einzug im klinischen Alltag und seit kurzem auch 7T Ganzkörper-MRT-Systeme in die Grundlagenforschung. Höhere Magnetfeldstärken führen grundsätzlich zu einem verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches sich gewinnbringend in eine erhöhte Ortsauflösung oder schnellere Bildaufnahme äußert. Ein Nachteil ist aber die dabei im Patienten deponierte Hochfrequenz-Energie (HF-Energie), welche quadratisch mit ansteigender Feldstärke zusammenhängt. Charakterisiert wird diese durch die spezifische Absorptionsrate (SAR) und ist durch vorgegebene gesetzliche Grenzwerte beschränkt. Moderne, SAR-intensive MRT-Techniken (z.B. Multispinecho-Verfahren) sind bereits bei 1,5T nahe den zulässigen SAR-Grenzwerten und somit nicht unverändert auf Hochfeld-Systeme übertragbar. In dieser Arbeit soll das Potential modularer Hybrid-MRT-Techniken genutzt werden, um das SAR bei besonders SAR-intensiven MRT-Verfahren ohne signifikante Einbußen in der Bildqualität erheblich zu verringern. Die Hybrid-Techniken sollen in Verbindung mit zusätzlichen Methoden der SAR-Reduzierung den breiteren Einsatz SAR-intensiver MRT-Techniken an hohen Magnetfeldern ermöglichen. Ziel dieser Arbeit ist es, routinefähige und SAR-reduzierte MRT-Standard-Protokolle für neuroanatomische Humanuntersuchungen mit räumlicher Höchstaufklärung bei Magnetfeldern von 3T und 7T zu etablieren.



## EINLEITUNG UND MOTIVATION

---

Durch die rasante Weiterentwicklung der Computertechnik in den 60er und 70er Jahre war es Sir Godfrey Newbold Hounsfield und Allan McLeod Cormack 1971 möglich die erste Computertomographie (CT) an einem Patienten durchzuführen. Dafür wurde den beiden Wissenschaftlern im Jahre 1979 der Nobelpreis für Medizin verliehen. Dadurch war es nun möglich 2- oder 3-Dimensionale Bilder vom Körperinneren herzustellen. Jedoch war der Einsatz von Röntgenstrahlung und die Vielzahl an Einzelprojektionen für die Bildgebung mit einer erhöhten Strahlenbelastung verbunden.

Mit wenig Zeitverzögerung zur Entwicklung von CT wurde ab 1973 die Magnetresonanztomographie (MRT) als bildgebende Methode von Paul C. Lauterbur und Sir Peter Mansfield entwickelt [1]. Dafür erhielten sie 2003 gemeinsam den Nobelpreis für Medizin. Das physikalische Prinzip der MRT wurde bereits 1946 von Felix Bloch und Edward M. Purcell unabhängig voneinander entdeckt und zur Darstellung der Strukturen von Festkörpern, Flüssigkeiten und chemischen Verbindungen angewandt [2]. 1952 erhielt Bloch zusammen Purcell für diese Entdeckung den Nobelpreis für Physik. Einer der wichtigsten Vorteile der MRT-Bildgebung verglichen mit dem CT ist vor allem die Abwesenheit von ionisierender Strahlung. Somit war dies das erste ernstzunehmende Bildgebungsverfahren, welches nicht invasiv war. Aufgrund der Tatsache, dass bei einer CT-Aufnahme lediglich ein Parameter, nämlich die Strahlendichte, zur Verfügung steht, war ein weiterer Vorteil für die MRT-Bildgebung. Dieser stehen im wesentlichen vier Parameter, die Protonendichte (PD),  $T_1$ -Relaxation,  $T_2$ -Relaxation und  $T_2^*$ -Relaxation zur Verfügung, welches die MRT-Bildgebung sehr viel flexibler für Weichteilgewebeuntersuchungen macht.

1977 führte Mansfield unter der Verwendung von extrem schnell geschalteten Magnetfeldgradienten das so genannte Echo Planar Imaging (EPI) ein [3]. Damit wurde eine Bildgewinnung unter einer Sekunde möglich, welche jedoch bis heute unter erhöhter Anfälligkeit zu Bildartefakten und verschlechterter Bildqualität leiden muss. Die Einführung der fourierbasierten MRT-Bildgebung 1975 durch Anil Kumar und somit auch die Idee des k-Raum-Formalismus ist heute die häufigst verwendete Bildrekonstruktionsmethode in der MRT [4].

Mit der Erfindung des  $T_2^*$ -gewichteten Bildgebungsverfahrens FLASH (Fast Low-Angle Shot) gelang Axel Haase, Jens Frahm und Dieter Matthaei 1985 in Göttingen ein grundsätzlicher Durchbruch in der MRT [5]. Dadurch konnten die damaligen Messzeiten ohne erhebliche Einbußen in der Bildqualität um bis zu zwei Größenordnungen reduziert werden. Jürgen Hennig entwickelte in Freiburg Anfang der 80er

Jahre eine Variante der von Erwin Hahn 1950 eingeführten Spin-Echo-Technik, die heute, je nach Hersteller, unter den Namen RARE (Rapid Acquisition with Relaxation Enhancement), FSE (Fast Spin Echo) oder TSE (Turbo Spin Echo) bekannt ist [6]. Sie findet aufgrund ihrer  $T_1$ - oder  $T_2$ -Gewichtung, ihrer Sensitivität in Bezug auf pathologische Gewebestrukturen und ihrer messtechnischen Effizienz allgemeine Verwendung. Besonders bei Geweben mit leicht unterschiedlichen  $T_2$ -Relaxationszeiten wie die graue und weiße Hirnsubstanz ist diese Methode aus dem klinischen Alltag nicht mehr wegzudenken. Durch die ständige Anwendung von Hochfrequenz-Pulsen (HF-Pulsen) ist die RARE einerseits insensitiv auf Magnetfeldinhomogenitäten, andererseits aber werden durch die HF-Pulse Energie in Form von Wärme im menschlichen Körper deponiert. Diese, so genannte, spezifische Absorptionsrate (SAR), ist ein Maß für die Höhe dieser deponierten Energie und hat klar definierte Grenzwerte. Um eine höhere Signalausbeute (Signal-zu-Rausch-Verhältnis) zu erreichen sind unterdessen MRT-Tomographen mit einer Feldstärke von  $3T$  oder mehr im klinischen Einsatz keine Seltenheit mehr. Da aber das SAR quadratisch mit der Magnetfeldstärke ansteigt, sind die Grenzwerte jedoch sehr schnell erreicht. Bei Feldstärken von  $7T$  oder mehr verliert die herkömmliche RARE-Bildgebung an Effizienz.

Durch eine Kombination von RARE und EPI ist es aber möglich, die Effektivität weiter zu verbessern und dennoch  $T_2$ -gewichtete Bilddaten zu erhalten. Darin werden weniger HF-Pulse für ein Bild mit identischen Parametern (verglichen mit einer RARE) benötigt. David A. Feinberg und Koicho Oshio führten 1991 erstmals eine dieser so genannten Hybridtechniken ein, indem sie durch geschickte Kombination von EPI und RARE mindestens die 3fache Menge an Daten mit identischem SAR, verglichen mit einer herkömmlichen RARE, akquirieren konnten (bzw.  $1/3$  des SAR pro Bild) [7]. Der große Nachteil der GRASE (Gradient- and Spin-Echo) ist jedoch die erheblich verschlechterte Bildqualität durch starke Signalschwankungen bei der Datenaufnahme. Claudia Hillenbrand und Peter M. Jakob stellten im Jahr 2000 und 2002 die so genannte Combined Acquisition Technique (CAT) vor [8, 9, 10]. Schlüsselement von CAT bildet dabei die sequentielle Integration verschiedenster bekannter Akquisitionsmodule (z.B. FLASH, EPI, RARE, GRASE etc.) im Baukastenprinzip. Dabei kann jedes der Akquisitionsmodule unabhängig voneinander auf die entsprechende Anwendung abgestimmt und optimiert werden. Wichtige Optimierungsschritte des CAT-Prinzips beinhalten dabei eine optimierte Belegung des reziproken Bildraums ( $k$ -Raum) und den Einsatz des Prinzips der gemischten Bandbreite, wodurch eine modulabhängige Änderung der Signalakquisition erfolgt. Mit dem CAT-Ansatz wurde in neuer Weise die Erkenntnis genutzt, dass die Bildqualität (Kontrast, Artefaktverhalten, etc.) eines MR-Bildes in vielen Fällen maßgeblich durch den Informationsgehalt der niedrigen räumlichen Frequenzen des  $k$ -Raumes bestimmt ist. Die CAT-Hybriden sind dabei in der Regel so aufgebaut, dass ein Akquisitionsmodul für den zentralen  $k$ -Raum gewählt wird, welches besonders robust und wenig artefaktanfällig ist und den gewünschten Bildkontrast liefert. Der verbleibende Teil des  $k$ -Raumes wird hingegen

mit einem anderen Akquisitionsmodul aufgenommen, das z.B. weniger robust, dafür aber schneller ist. Mit diesem Ansatz können neuartige Experimente durchgeführt werden, welche Bilddaten in verkürzter Messzeit ohne ersichtliche Reduktion der Bildqualität liefern können.

Die ursprüngliche CAT-Sequenz wird aufgegriffen und eine theoretische Betrachtung des Signalverhaltens bzw. des Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) durchzuführen. Dazu wird eine Bildgebungssequenz auf ihr Signalverhalten untersucht, wenn bei der Messung unterschiedliche Auslesebandbreiten verwendet werden. Dies wird sowohl theoretisch mit Simulationen als auch praktisch anhand von Phantom- und Probandenmessungen verifiziert [11].

Da gerade für die Neuroanatomische Bildgebung  $T_2$ -Kontraste zur pathologischen Auswertung wichtig sind, wird im zweiten Teil der Arbeit die Kombination von RARE und EPI zu einer CAT-Sequenz untersucht. Dazu werden verschiedene Möglichkeiten der  $T_2$ -Gewichtung erörtert und eine Methode vorgestellt, welche die CAT für die Neuroanatomische Bildgebung mit reduziertem SAR für Hochfeldsysteme effektiv einsetzbar macht. Außerdem werden weitere, bereits bekannte, Techniken angewendet um eine zusätzliche Reduzierung der eingestrahlten HF-Leistung zu ermöglichen. Verglichen mit einer herkömmlichen RARE wird damit eine SAR-Reduzierung von bis zu 80% möglich, welches durch Experimenten am Phantom und an Probanden verifiziert werden konnte [12]. Ein Vergleich mit der GRASE zeigt, dass bei gleichem SAR die Bildqualität der CAT erheblich verbessert werden konnte. Eine Patientenstudie während der Entwicklung der vorgestellten Bildgebungstechniken konnte im Zuge dieser Arbeit an der Kopfklinik des Universitätsklinikums Heidelberg etabliert werden. Diese soll bei Multiple Sklerose-Patienten zeigen, dass die in dieser Arbeit vorgestellten Techniken im Klinikalltag genutzt werden können und das potential besitzen, den etablierten Goldstandard zu ergänzen oder bei Hochfeldsystemen ( $B_0 \geq 3T$ ) sogar zu ersetzen.



Im vorliegenden Kapitel wird ein Überblick der physikalischen Grundlagen der Magnetresonanztomographie (MRT) behandelt. Der Schwerpunkt liegt dabei bei der Einführung von wichtigen physikalischen Größen und der Beschreibung von bedeutenden Phänomenen. Die Magnetresonanz ist ein Phänomen, welches erscheint, wenn Atomkerne, welches ein magnetisches Moment besitzen, in ein statisches Magnetfeld eingebracht und dabei einem zweiten, oszillierendes, Magnetfeld ausgesetzt werden. Wie gezeigt werden kann, können diese magnetischen Momente zu einer Gesamtmagnetisierung zusammengefasst werden, welche sich, vereinfacht ausgedrückt, in einem homogenen Magnetfeld in eine bestimmte und der Anzahl genau definierte Richtung orientieren. Die Umorientierung der Richtungen durch Aufnahme von elektromagnetischer Energie bzw. die anschließende Freisetzung dieser Energie bezeichnet man als Magnetresonanzeffekt. Dabei werden die einzelnen Spins der Magnetisierung und Magnetfeld mit der Energie  $E$  verknüpft, aus der direkt die Resonanzfrequenz  $\omega$  eines bestimmten Atomkerns abgeleitet werden kann. Da sich der menschliche Körper zum Großteil aus Wasser und aus Kohlenwasserstoffverbindungen zusammengesetzt, werden wir uns im folgenden ausschließlich auf die Magnetresonanz von Wasserstoff bzw. Protonen beschränken. Für eine weitere Vertiefung in das Thema soll hierbei auf die Fachliteratur hingewiesen werden [13, 14, 15].

### 3.1 DER MAGNETRESONANZEFFEKT

Die Übertragung der Quantenmechanik auf den Magnetresonanzeffekt ist oft fehlerhaft und führt in vielen Fällen zu Missverständnissen, so wie die Ausrichtung der Protonen in Richtung und entgegengesetzt zum Magnetfeld. Die Tatsache, dass ein Proton in einem magnetischen Feld zwei wohldefinierte Energieeigenwerte besitzt und diese spin-up und spin-down genannt werden, ist der Grund für die Missinterpretation der Quantenmechanik und die Erklärung durch Analogien klassischer Phänomene. Obwohl die Aufspaltung in die Energieeigenwerte in einem Magnetfeld existiert (Zeeman-Effekt, bei elektrischen Feldern als Stark-Effekt bezeichnet) und es Möglichkeiten gibt diese zu messen, ist die bildgebende MRT keine quantenmechanische Messung [16]. Bei der MRT handelt es sich um die Messung einer Gesamtmagnetisierung die aus vielen Einzelmagnetisierungen besteht. Obwohl dies auch durch die Quantenmechanik beschrieben werden kann, ist dies hier nicht von direktem Vorteil, da die vorliegende Arbeit in der bildgebenden MRT einzuordnen ist. Es soll hier lediglich auf das semiklassische Modell eingegangen werden, welches

unter der teilweisen Berücksichtigung einiger fundamentaler quantenmechanischer Effekte wie die Diskretisierung von Energiezuständen eine klassische Interpretationen der beobachteten Phänomene präsentiert.

### 3.1.1 Atomkerne im statischen Magnetfeld

Atomkerne setzen sich aus Protonen und Neutronen zusammen, den Nukleonen. Die Einzelspins aller Nukleonen koppeln zum Gesamtspin  $\vec{I}$  eines Atomkerns. Der Großteil aller Atomkerne besitzt eine ungerade Anzahl an Protonen und Neutronen und hat demnach einen nicht verschwindenden Kernspin, der in unserem Fall für Protonen  $\vec{I} = \frac{1}{2}$  beträgt. Ein Kugelförmiger Atomkern, dessen Kernladung und Masse um eine Achse rotiert, vorausgesetzt er besitzt einen Kernspin  $\vec{I}$ , ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$ .

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I} \quad (3.1)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma$  wird als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet und ist eine, für den Atomkern spezifische Konstante. Sie ist letztlich, da sie die Größe des magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  festlegt, ein Maß für die Empfindlichkeit des betrachteten Kerns und kann von der klassischen Physik nicht vorhergesagt werden. Für ein Wasserstoffatom  $^1H$  bzw. ein Proton ist dann

$$I_{\text{Proton}} = \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad \gamma_{\text{Proton}} = 2\pi \cdot 42,5774813 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}. \quad (3.2)$$

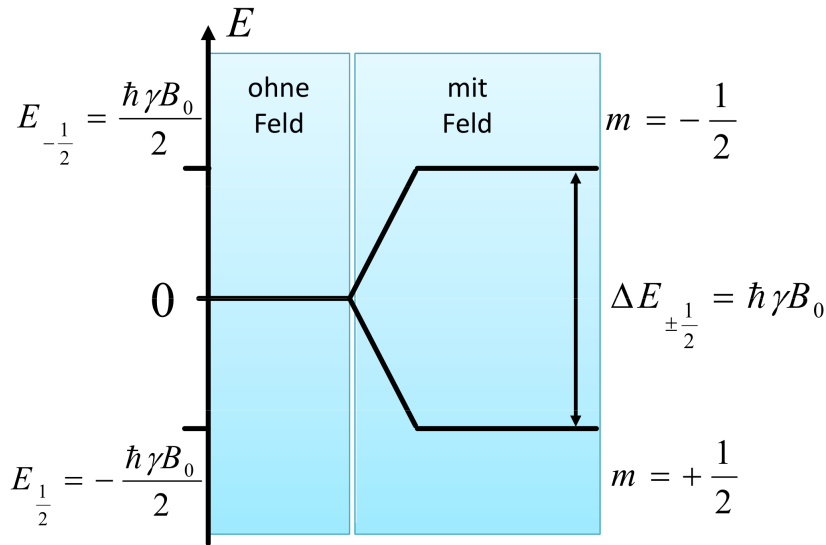
Zur Vereinfachung wird in der zukünftigen Betrachtung lediglich nur mehr die Projektion von  $\vec{\mu}$  auf die z-Achse,  $\mu_z$ , verwendet. Die Beziehung für das magnetische Moment kann nun ausgedrückt werden als

$$\mu_z = m \cdot \gamma \hbar, \quad (3.3)$$

wobei  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch  $2\pi$  darstellt. Die möglichen Eigenzustände des magnetischen Moments  $\mu_z$  sind durch die magnetische Quantenzahl  $m$  begrenzt, welche aus der Nebenquantenzahl bzw. Drehimpulsquantenzahl  $l$  wie folgt abgeleitet wird:

$$m = -l, -l + 1, -l + 2, \dots, +l - 2, +l - 1, +l \quad (3.4)$$



Abbildung 1: Energieniveaus eines Spin  $\frac{1}{2}$  Teilchens

Die Orientierungsmöglichkeiten des magnetischen Moments  $\mu_z$  für ein Wasserstoffkern im homogenen Magnetfeld  $B_0$  sind dann gleich  $2l + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$  mit der magnetischen Quantenzahl  $m = \pm \frac{1}{2}$ . Obwohl der Magnetresonanzeffekt einen Vielteilchenprozess darstellt, betrachten wir den Wasserstoffkern als isoliert im Raum.

Das bereits eingeführte statische Magnetfeld  $B_0$  soll nun stets in z-Richtung zeigen.  $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$  hebt somit die Isotropie des Raumes auf und das Magnetische Kernmoment wechselwirkt mit dem statischen Magnetfeld und lässt die vorher entarteten Energieniveaus aufspalten. In Analogie zum Elektron spricht man nun vom Zeeman-Effekt des Atomkerns (Abbildung 1).

Die Energie  $E$  für ein magnetisches Moment  $\mu_z$  im statischen Magnetfeld mit der Stärke  $B_0$  ist dann

$$E = \mu_z \cdot B_0 \quad \text{mit} \quad \mu_z = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar. \quad (3.5)$$

Somit berechnen sich die Energieeigenwerte direkt zu

$$E_{+\frac{1}{2}} = -\frac{\hbar}{2} \gamma B_0 \quad \text{und} \quad E_{-\frac{1}{2}} = +\frac{\hbar}{2} \gamma B_0 \quad (3.6)$$

$$\Rightarrow \Delta E_{\pm \frac{1}{2}} = \hbar \gamma B_0. \quad (3.7)$$

Da zwischen atomaren und nuklearen energetischen Zuständen Übergänge durch Resonanzabsorption induziert werden können. Die Energie eines Photons, nach der

Quantentheorie, muss nun identisch der Energiedifferenz der einzelnen Zustände sein:

$$\Delta E_{\frac{1}{2}} = \hbar\gamma B_0 \stackrel{!}{=} \hbar\omega_{HF} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow \omega_{HF} = \gamma B_0 \quad (3.9)$$

Durch heraus kürzen von  $\hbar$  erhält man die Kreisfrequenz eines angelegten, hochfrequenten magnetischen Wechselfeldes (HF-Feld) wobei  $\omega_{HF} = 2\pi\nu_{HF}$  ist. Gleichung 3.9 ist somit die Resonanzbedingung für die MRT und bedeutet, dass Zustandsänderungen mittels eines magnetischen Wechselfeldes erzeugt werden können, vorausgesetzt dieser Kern ist einem statischen Magnetfeld ausgesetzt.

Schon bei der ersten Betrachtung der Resonanzbedingung fällt auf, dass sich  $\hbar$  heraus kürzen lässt. In der Quantenmechanik ist dies ein Indiz dafür, dass die beschriebenen Effekte ebenfalls durch die klassische Physik interpretiert werden können. Im weiteren wird deshalb auf die Beschreibung des semiklassischen Modells ein Augenmerk gelegt. Unter Berücksichtigung der Gleichung 3.1 erfährt das magnetische Moment klassisch gesehen das Drehmoment

$$\vec{N} = \frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0 = \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt}. \quad (3.10)$$

Gleichung 3.10 repräsentiert die klassische Bewegungsgleichung eines mit dem magnetischen Moment verknüpften Spins. Die einzelnen Kernspins präzedieren demnach um die Achse des statischen Magnetfeldes  $\vec{B}_0$  mit einer Kreisfrequenz von

$$\omega_0 = \gamma B_0. \quad (3.11)$$

Diese Frequenz wird als Larmorfrequenz bezeichnet und ist eine der Grundgleichungen in der MRT. Der Vergleich mit der Resonanzbedingung in Gleichung 3.9 zeigt, dass nach dem klassischen Modell genau dann Resonanz vorliegt, wenn die Frequenz des angelegten Feldes  $\omega_{HF}$  mit der Präzessionsfrequenz (Larmorfrequenz) der Spins  $\omega_0$  übereinstimmt:  $\omega_{HF} = \omega_0$ . Wie aus Gleichung 3.11 zu erkennen ist, ist die Larmorfrequenz direkt proportional zum angelegten, statischen Magnetfeld und  $\nu_{HF}$  ist typischerweise in der Größenordnung von einigen MHz (Radiofrequenzbereich).

Bevor aber die Auswirkungen, welche mit dem Phänomen der Magnetresonanz verbunden sind in Abschnitt 3.1.3 erörtert werden können, muss noch berücksichtigt

werden, dass im Experiment nicht einzelne Spins sondern ganze Ensembles von Spins, so genannte Spinensembles, im zu untersuchenden Objekt gemessen werden.

### 3.1.2 Spinensembles im statischen Magnetfeld

Wie in der Herleitung modellhaft beschrieben, kann das MRT-Phänomen am Einzelkern, also mikroskopisch, erklärt werden. In der MRT handelt es sich jedoch um reale, makroskopische Proben bzw. Volumina. Diese lassen sich nur durch Betrachtung vieler Einzelspins, so genannten Spinensembles, interpretieren.

Die makroskopische Magnetisierung  $\vec{M}$  ist die vektorielle Summe aller im zu messenden Volumen befindlichen magnetischen Momente:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (3.12)$$

Gleichung 3.7 repräsentiert hierbei die Resonanzbedingung für ein MRT Experiment. Diese Energie ist nötig um Spins aus dem niedrigen Energieniveau in das höhere anzuregen und die absorbierte Energie über die zugehörige Frequenz zu messen bzw. die Frequenzemission der Spins bei der Rückkehr in den Grundzustand über Induktion zu detektieren. Um die Summe in Gleichung 3.12 zu berechnen ist das Besetzungsverhältnis beider Energieniveaus nötig. Durch Verwendung der Boltzmannstatistik und der Hochtemperaturnäherung  $k_B T \gg \hbar \gamma B_0$  ergibt sich

$$\frac{N_{-\frac{1}{2}}}{N_{+\frac{1}{2}}} = e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \approx 1 - \frac{\Delta E}{k_B T} = 1 - \frac{\hbar \gamma B_0}{k_B T}, \quad (3.13)$$

wobei  $N_{+\frac{1}{2}}$  und  $N_{-\frac{1}{2}}$  jeweils die Besetzungszahlen für den Grundzustand und den angeregten Zustand sind.  $k_B = 1.3805 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$  ist die Boltzmannkonstante und  $T$  die absolute Temperatur. Nimmt man nun an, dass es sich um einen menschlichen Körper mit einer Temperatur von  $T = 310K$  handelt, so berechnet sich ein relatives Besetzungsverhältnis von

$$1 - \frac{N_{-\frac{1}{2}}}{N_{+\frac{1}{2}}} \approx \frac{\hbar \gamma B_0}{k_B T} \approx 6,6 \frac{ppm}{T} \cdot B_0. \quad (3.14)$$

Wie man erkennen kann, ist das Besetzungsverhältnis in jedem Fall sehr gering, selbst wenn  $B_0$  ansteigt. In der MRT handelt es sich demnach um einen sehr kleinen physikalischen Effekt, welcher gemessen werden soll. Trotzdem erzeugt diese kleine

Anzahl an Spins genügend Magnetisierung  $\vec{M}$  um noch detektiert zu werden. Die messbare Gesamtmagnetisierung ist dann

$$\vec{M} = \vec{M}_0 = \vec{M}_{\parallel} = \frac{1}{4} \rho_0 \frac{\gamma^2 \hbar^2}{k_B T} \vec{B}_0. \quad (3.15)$$

Hierbei repräsentiert  $\rho_0 = N/V$  die Spindichte welche sich aus der Anzahl der Spins pro Volumeneinheit zusammen setzt. Die Nettomagnetisierung  $\vec{M}_0$  steht, wie aus Gleichung 3.15, parallel zum statischen Magnetfeld  $\vec{B}_0$ , also ebenfalls in z-Richtung. Dieser Magnetisierungsanteil wird auch als *longitudinale Magnetisierung* bezeichnet wohingegen der senkrecht dazu stehende, die x-y-Ebene aufspannende Anteil, *transversale Magnetisierung* genannt wird. Aufgrund der statistischen Verteilung der Orientierungen in der transversalen Magnetisierung, heben sich diese gegenseitig auf und ergeben Null als Gesamtsumme.

$$\vec{M}_{\perp} = \sum_i \mu_{x,i} \cdot \vec{e}_x + \mu_{y,i} \cdot \vec{e}_y = 0 \quad (3.16)$$

Gleichungen 3.15 und 3.16 beschreiben nun den Zustand der beiden Magnetisierungsanteile, longitudinal und transversal, im thermischen Gleichgewicht unter der Einwirkung eines Magnetfeldes der Stärke  $B_0$ . Aus Gleichung 3.15 ist außerdem zu ersehen, dass  $\gamma$  quadratisch in die Nettomagnetisierung eingeht. Da es sich um Protonen handelt und  $\gamma$  groß im Vergleich zu anderen Atomkernen ist, bilden diese eine weitaus stärkere Magnetisierung als andere Kerne aus. Für die Erzeugung des Messsignals sind zeitabhängige Magnetfelder nötig, welche im folgenden Kapitel beschrieben werden.

### 3.1.3 Magnetisierung im zeitabhängigen Magnetfeld

Ein MRT Experiment ist eine Kombination aus zwei Einzelexperimenten. Das erste Experiment war die Orientierung der magnetischen Momente, in einem statischen Magnetfeld zu beeinflussen. Der zweite, nun folgende Schritt wird die Auslenkung der Spins aus ihrem thermischen Gleichgewicht aufgrund eines magnetische Wechselfeldes sein. Lenkt man nun die Magnetisierung aus der  $B_0$ -Feldrichtung z aus und erzeugt somit eine transversale Magnetisierung, so führt diese ebenfalls zu einer Präzessionsbewegung mit der Frequenz  $\omega_0$  um die gleiche Achse. Analog zu Gleichung 3.10 lässt sich in diesem Fall ebenfalls formulieren:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_0. \quad (3.17)$$

Mit einem magnetischen Hochfrequenzfeld  $\vec{B}_1(t)$  mit der Kreisfrequenz  $\omega_{HF} = \omega_0$  (on-resonant), kann das thermische Gleichgewicht der Kernmagnetisierung in einem homogenen Magnetfeld mit der Feldstärke  $\vec{B}_0$  gestört werden und die Magnetisierung  $\vec{M}$  gedreht werden. Das magnetische Wechselfeld  $\vec{B}_1(t)$  muss sich dabei senkrecht zum homogenen Hauptfeld  $\vec{B}_0$  befinden ( $\vec{B}_1(t) \perp \vec{B}_0$ ).

Der durch  $\vec{B}_1$  hervorgerufene Auslenkwinkel zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  vom Hauptfeld  $\vec{B}_0$  ist der so genannte Flipwinkel und wird oft mit  $\alpha$  bezeichnet. Dies lässt sich am einfachsten in einem rotierenden Bezugssystem analysieren. Unter dieser Transformation versteht man ein Koordinatensystem, welches sich mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  um die z-Achse dreht und nach Rabi et al. [17] folgendermaßen beschrieben wird:

$$x' = x \cdot \cos(\omega_0 \cdot t), \quad y' = y \cdot \sin(\omega_0 \cdot t), \quad z' = z. \quad (3.18)$$

Daraus ergibt sich, dass sich der  $\vec{B}_1$ -Vektor synchron mit dem Koordinatensystem dreht. Wie wir bereits gesehen haben präzediert das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  ebenfalls mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  um die Achse des  $\vec{B}_0$ -Feldes. Dies gilt ebenfalls für die Summe der magnetischen Momente, also für die makroskopische Magnetisierung  $\vec{M}$ . Für einen Beobachter, der die Magnetisierung aus einem rotierenden Bezugssystem beobachten würde, würde sich die Lage der Magnetisierung nicht verändern - als ob kein  $\vec{B}_0$ -Feld vorhanden wäre. Unter der Voraussetzung, dass die Dauer des  $\vec{B}_1(t)$ -Feldes klein gegenüber den Relaxationszeiten (Abschnitt 3.1.4) ist, kann die Wirkung des  $\vec{B}_1(t)$ -Feldes als eine weitere Präzessionsbewegung betrachtet werden:

$$\frac{d\vec{M}'}{dt} = \gamma \vec{M}' \times \vec{B}'_1. \quad (3.19)$$

Durch das ebenfalls transformierte  $\vec{B}'_1 = (B_1, 0, 0)$  präzediert die Magnetisierung  $\vec{M}$  um die  $x'$ -Achse. Die Frequenz der Präzession ist dann die Kreisfrequenz  $\omega_1 = \gamma B_1$ . Ist die Dauer des  $\vec{B}_1$ -Feldes  $\tau_{HF}$ , so wird die Magnetisierung um den Winkel (Flipwinkel)

$$\alpha = \gamma \int_{t=0}^{t=\tau_{HF}} B_1(t) dt \quad (3.20)$$

aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt. Diese zeitlich sehr kurzen  $\vec{B}_1$ -Felder werden Hochfrequenzpulse (HF-Pulse) genannt. Gleichung 3.20 ist jedoch nur für onresonante HF-Pulse gültig. Abbildung 2 zeigt die Bewegung der Magnetisierung im rotierendem Koordinatensystem (links). Wählt man nun die Pulsdauer  $\tau_{HF}$  so, dass sich die Magnetisierung im rotierenden Bezugssystem um den Winkel  $\alpha = 90^\circ$  um die  $x'$ -Richtung in die  $y'$ -Richtung dreht, so spricht man von einem  $90^\circ$  – oder  $\pi/2$ -Puls.

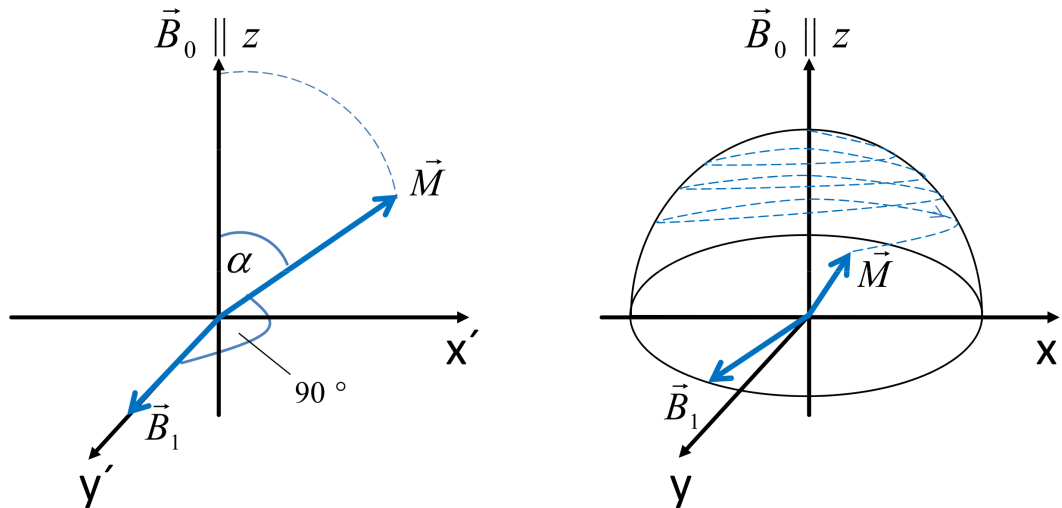


Abbildung 2: Bewegung der Magnetisierung  $\vec{M}$  im Laborsystem (rechts) und im rotierendem Bezugssystem (links).

Alle Pulse, unabhängig von ihrer Länge und somit ebenfalls unabhängig vom Flipwinkel, die Magnetisierung von der longitudinalen in die transversale Ebene transferieren nennt man Anregungspulse. Wird jedoch transversale Magnetisierung wieder in die longitudinale Ebene zurück transferiert so spricht man von einem so genannten Flip-Back. Entsprechend zum  $90^\circ$ -Puls ergibt ein doppelt so langer HF-Puls bei der selben  $\vec{B}_1$ -Feldstärke eine Drehung um  $180^\circ$ . Wird bei diesen Pulsen transversale Magnetisierung zurück in die transversale Ebene transferiert wird, so spricht man von einem Refokussierungspuls (HF-Refokussierung). Es ist ebenfalls möglich longitudinale Magnetisierung von der  $z$ -Richtung in die negative  $z$ -Richtung zu klappen. Diese HF-Pulse werden oft zur Inversion der Magnetisierung von bestimmten Geweben verwendet. Wie bereits erwähnt teilen sich die Magnetisierungen in einen longitudinalen Anteil und nun auch in einen nicht verschwindenden transversalen Anteil auf. Idealerweise transferiert man nach einem  $90^\circ$ -Puls die gesamte Magnetisierung  $\vec{M}$  vom der  $z$ -Achse in die transversale  $x$ - $y$ -Ebene. Abbildung 3 zeigt die Definition der Längs- und Quermagnetisierung nach einem beliebigen Anregungspuls mit dem Flipwinkel  $\alpha$ . Im ortsfesten Bezugssystem rotiert der Quermagnetisierung  $M_{xy}$  um die Längsmagnetisierung  $M_z$ .

Betrachtet man nun Gleichung 3.17 so kann diese in ihren transversalen  $M_\perp$  und longitudinalen Anteil  $M_\parallel$  aufgespalten werden. Unter der Berücksichtigung, dass die Gesamtmagnetisierung  $\vec{M}$  nach einem HF-Puls sich nach einer gewissen, endlichen, Zeit wieder in Richtung des Hauptmagnetfeldes  $B_0$  ausrichtet, also ins thermische Gleichgewicht zurück kehrt, ergeben sich dann, mit den phänomenologisch eingeführten Rückkehrzeiten (Relaxationszeiten)  $T_1$  für den longitudinalen Anteil der

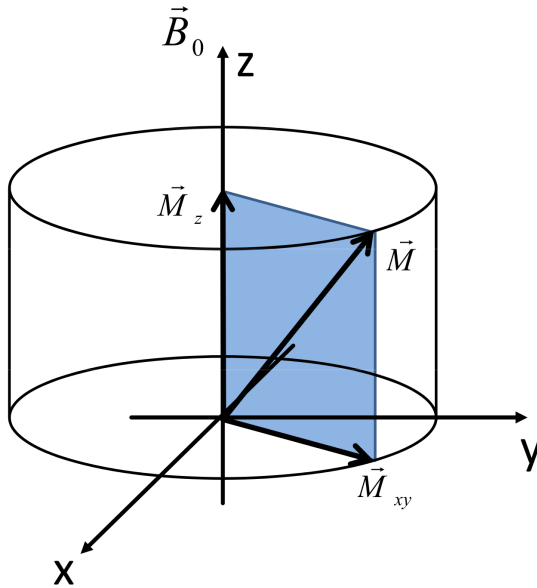


Abbildung 3: Aufspaltung der Gesamtmagnetisierung in Längs- und Quermagnetisierung. Die Projektion der Gesamtmagnetisierung auf die x-y-Ebene wird als transversale Magnetisierung definiert während die Projektion auf die z-Achse als longitudinale Magnetisierung definiert wird und mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  um die z-Achse rotiert.

Magnetisierung,  $T_2$  für den transversalen Anteil der Magnetisierung und dem Hauptfeld  $\vec{B}(t) = (B_x, B_y, B_z)$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} - \begin{pmatrix} \frac{1}{T_2} \\ \frac{1}{T_2} \\ \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

die gekoppelten Blochgleichungen durch Felix Bloch [2] beschrieben. Die Ursache für die Relaxationszeiten wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

#### 3.1.4 Relaxation der Magnetisierung

##### $T_1$ - und $T_2$ -Relaxation

Das thermische Gleichgewicht unter Einwirkung des statischen Magnetfeldes wird in den Gleichungen 3.15 und 3.16 beschrieben. Strahlt man nun einen HF-Puls ein, so wird dieses Gleichgewicht gestört und eine Anregung findet statt. Nach der Störung bzw. Energieaufnahme strebt das System, unter Energieabgabe, wieder in den Gleichgewichtszustand (Relaxation). Da die Relaxation aus zwei verschiedenen Prozessen besteht (die transversale und die longitudinale Relaxation) und dabei verschiedene Relaxationszeiten gemessen werden können, müssen diese getrennt voneinander betrachtet werden. Laut den Blochgleichungen 3.21 zerfällt die gemessene transversale

Magnetisierung  $M_{xy}$  mit der Zeit  $T_2$  ( $T_2$ -Relaxation) und die longitudinale Magnetisierung mit  $T_1$  ( $T_1$ -Relaxation). Nach Integration der Relaxationsterme in Gleichung 3.21 und der Annahme, dass sich die Rückkehr ins Gleichgewicht exponentiell erfolgt, ergibt sich für die Magnetisierungsterme:

$$\vec{M}_{xy}(t) = \vec{M}_{xy}(0) \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (3.22)$$

$$\vec{M}_z = M_z(0) \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} + M_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (3.23)$$

### *$T_2^*$ -Relaxation*

Die vom HF-Puls mit einem Flipwinkel  $\alpha$  energetisch angeregten Spins strahlen bei der Rückkehr ins thermische Gleichgewicht die zuvor zugeführte Energie als HF-Welle mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  wieder ab. Diese HF-Welle kann mittels Induktion in einer Spule (Faraday'sche Induktion) als so genannter freier Induktionsabfall (FID engl. für Free Induction Decay) gemessen werden und zeigt den erwarteten exponentiellen Abfall mit einer Relaxationszeit, welche jedoch kleiner ist als  $T_2$ . Diese verkürzte Relaxationszeit  $T_2^*$  erfolgt u.a. aufgrund von lokalen Feldinhomogenitäten, welche die Dephasierung der Spins beschleunigt. Analog zu Gleichung 3.22 ergibt sich für den  $T_2^*$ -Zerfall

$$\vec{M}_{xy}(t) = M_{xy}(0) \cdot e^{-\frac{t}{T_2^*}}. \quad (3.24)$$

Ähnlich zu den Mechanismen die zur Phasenkohärenz führen, welche die Gleichphasigkeit der Spins beschreibt und somit Voraussetzung für eine maximale Signaldetektion ist, unterscheidet man zwischen der Spin-Spin-Wechselwirkung, welche durch die  $T_2$ -Relaxationszeit charakterisiert wird und vom Gewebetyp abhängt und der  $T_2'$ -Relaxationszeit, die von den Magnetfeldinhomogenitäten bestimmt wird. Der normale  $T_2$ -Abfall wird durch diese Magnetfeldinhomogenitäten überlagert und beschleunigt die transversale Relaxation. Deshalb beobachtet man bei einem FID nicht  $T_2$  sondern  $T_2^*$ , welches sich zusammensetzt aus

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2} \quad (3.25)$$

und oftmals beachtlich kürzer ist als  $T_2$ . Wie später in den Bildgebungsmethoden noch erläutert wird, kann man das FID für die Bildgebung nutzen. In neuen Methoden kann direkt das FID zur Bildgebung genutzt werden (UTE, "Ultrashort TE imaging" [18]). In späteren Abschnitten wird jedoch ausschließlich auf die so genannten Gradientenechos, welche ebenfalls eine  $T_2^*$ -Gewichtung aufweisen, eingegangen, da diese im Rahmen dieser Arbeit von Nöten sind.



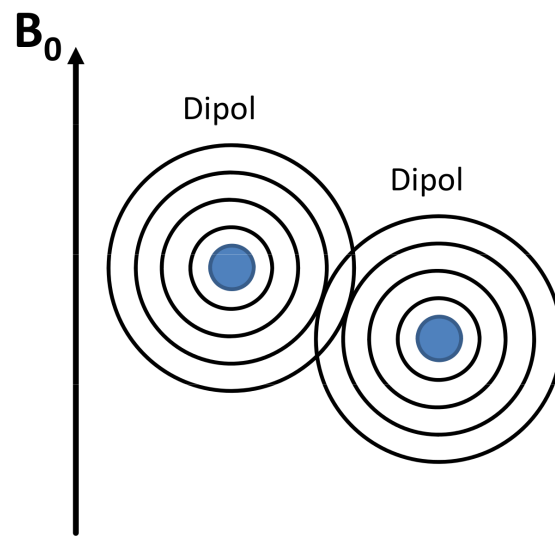


Abbildung 4: Dipol-Dipol-Wechselwirkung im statischen Magnetfeld  $B_0$

#### *Mechanismen für $T_1$ - und $T_2$ -Relaxation*

Um das Relaxationsverhalten von homogenen Stoffen zu untersuchen muss man das Resonanzverhalten von Geweben wie z.B. Wasser oder Wasserverbindungen (Makromoleküle) wie in Proteinen verstehen. Der Hauptmechanismus der Relaxation ist für Protonen die Dipol-Dipol-Wechselwirkung für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen. Diese wird für homogene Substanzen mit der BPP-Theorie [19] beschrieben. Die Anpassung dieser Theorie für reelles Gewebe, beschreibt dann die Relaxation als Interaktion von freiem Wasser mit Makromolekülen.

#### *$T_2$ -Relaxation*

Im Fall der  $T_2$ -Relaxation wird die Wechselwirkung von statischen Dipolen beschrieben. Befindet sich ein Wassermolekül im homogenen Magnetfeld  $B_0$  so sieht eines der beiden Protonen das vom anderen Proton erzeugtes Magnetfeld welches dann wiederum das homogene Magnetfeld  $B_0$  am Ort des beobachteten Magnetfeldes erhöht oder erniedrigt. Dies führt zu einer Magnetfeldänderung im Bereich von  $\mu T$  und somit eine Dephasierung der Spins im  $\mu s$ -Bereich. Die Protonen dephasieren dann mit  $T_2$ , welches jedoch im statischen Fall zu kurz ist um mit MRT detektiert zu werden. In einem Festkörper wie z.B. Knochengewebe ist dies durch das Fehlen von Signal sehr gut zu beobachten.

Reelles Gewebe hingegen ist durch thermische Bewegung (Translation und Rotation der Wassermoleküle) niemals statisch. Protonen darin verursachen zwar ebenfalls Magnetfeldschwankungen die zu Dephasierung führen, jedoch werden diese durch das Feld der anderen Protonen heraus gemittelt. Die Dephasierung verlangsamt sich dadurch und liegt bei reinem Wasser im Bereich von Sekunden. Zusätzliches

Magnetfeld von Makromolekülen, welche als quasi-statisch angesehen werden können, auf Protonen von Wasser bewirken eine Abnahme von  $T_2$  auf Millisekunden.

### *T<sub>1</sub>-Relaxation*

Die Korrelationszeit  $\tau_c$  bestimmt die thermische Bewegung. Dies ist die Zeit in der sich ein System in einem bestimmten Zustand befindet bzw. die Zeit in der sich ein Zustand (Orientierung von Makromolekülen) ändert und einen neuen einnimmt. Je nach Gewebe kann die Korrelationszeit sehr verschieden sein. Für Flüssigkeiten liegt sie bei  $\tau_c \approx 10^{-12}s$ , bei Festkörpern bei  $\tau_c \approx 10^{-5}s$  und bei viskosen Flüssigkeiten bei  $\tau_c \approx 10^{-9}s$ . Betrachtet man nun die Präzession  $\omega_0 = \gamma B_0$  der isolierten Protonen oder der Protonen in den Molekülen so erzeugen diese ein rotierendes Magnetfeld. Dieses taumeln der Moleküle wiederum kann Nachbarspins, je nach Phasenlage, anregen oder abschwächen. Dadurch wird die Spinanregung abgebaut indem die Energie in thermische Energie der Moleküle (Gitter) umgewandelt wird. Dies ist die klassische Betrachtung des Spinaustausches und beschreibt die  $T_1$ -Relaxation (Spin-Gitter-Relaxation). Die Länge von  $T_1$  wird dabei durch die Anzahl der Moleküle  $N(\omega_0)$  bestimmt welche sich in einem schmalen Frequenzbereich um  $\omega_0$  befinden. Die Relaxationsrate ist dann

$$R_1 = \frac{1}{T_1} \sim \frac{N(\omega_0)}{N_0}, \quad (3.26)$$

wobei  $N_0$  die Gesamtanzahl der Moleküle beschreibt. Ist die Korrelationszeit  $\tau_c$  gering, befinden sich wenig Moleküle gleichzeitig im Zustand der Larmorfrequenz  $\omega_0$  und können somit Energie an keine oder wenige Nachbarspins abgeben. Das führt zu einer geringeren Anzahl der Abregung und somit zu einer höheren Relaxationszeit  $T_1$  (freies Wasser).

Dieser Effekt bleibt für freies Wasser jedoch bis zu einer Resonanzfrequenz von  $\omega_{cl} = 1/\tau_c = 10^6 MHz$  konstant. Viskose Flüssigkeiten besitzen eine größere Korrelationszeit. Damit verharren die Moleküle länger in einem Zustand. Daraus folgt, dass die Anzahl der Moleküle  $N(\omega)$  größer ist als bei freiem Wasser und somit auch, nach Gleichung 3.26 eine kürzere Relaxationszeit aufweist. Dieser Effekt ist ebenfalls konstant bis zu einer Resonanzfrequenz von über  $10^3 MHz$ . Bei sehr großen Korrelationszeiten ist jedoch der Grenzfall ein statisches System. D.h. die Zustände bleiben sehr lange bestehen ( $\omega_0 \gg \omega_c$ ). Jedoch liegt hier die Resonanzfrequenz  $\omega_c$  lediglich bei  $100 KHz$ , was wiederum bedeutet, dass die Anzahl der um  $\omega_0$  präzedierenden Moleküle sehr gering und von der Resonanzfrequenz abhängig ist. Das führt zu einem sehr langen  $T_1$ , was typisch ist für Festkörper (statischer Fall). Deshalb erhält man für  $T_1$  in Abhängigkeit von der Korrelationszeit  $\tau_c$  ein Minimum.

In Abbildung 5 sind die Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  in Abhängigkeit von den Korrelationszeiten aufgetragen. Während  $T_1$  ein Minimum durchläuft wird  $T_2$ , umso

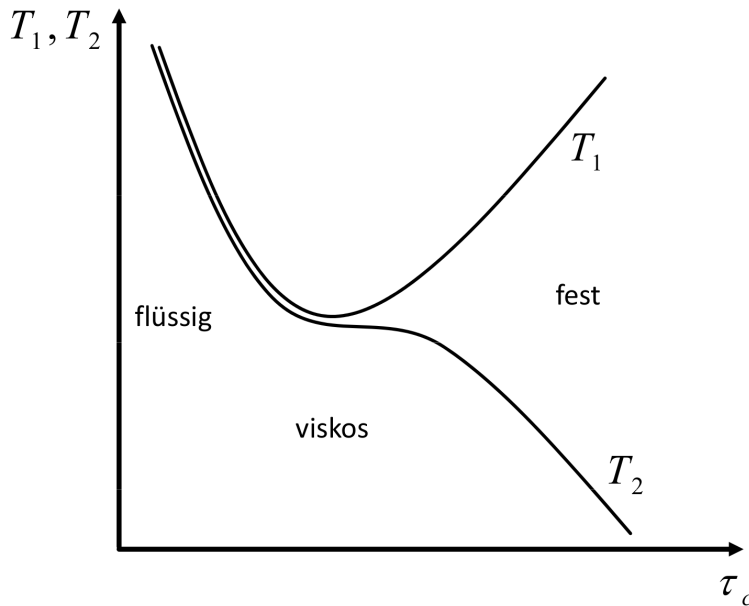


Abbildung 5: Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  in Abhängigkeit der Korrelationszeit  $\tau_c$ . Umso geringer die Korrelationszeit, desto höher die Beweglichkeit der Moleküle. Mit steigender Beweglichkeit ist auch die thermische Energie groß und die Zustände ändern sich schnell. Für große Korrelationszeiten ist die Beweglichkeit klein und somit auch die thermische gering. Dies ist der Fall für ein statisches System.

fester das Gewebe ist, immer kürzer. Grund dafür ist der statische Zustand von festem Gewebe (langes  $\tau_c$ ) wie oben bereits beschrieben.

### 3.1.5 Chemische Verschiebung

Die am Anfang des Kapitels beschriebene Energie  $E$  für ein magnetisches Moment  $\mu_z$  in Gleichung 3.5 beschreibt ein isoliertes Proton in einem ideal homogenen Magnetfeld  $B_0$ . In realen Proben erfährt das Proton jedoch ein effektives Magnetfeld  $B_{eff}$ , das neben dem homogenen Magnetfeld  $B_0$  die Summe zahlreicher zusätzlicher Beiträge ist. Einen dieser Effekte soll in diesem Abschnitt erläutert werden.

Das Hüllenelektron eines Atoms wechselwirkt mit dem externen Magnetfeld. Je nach Aufbau der Elektronenhülle erzeugt diese ein Magnetfeld  $\Delta B$ , das das homogene Magnetfeld am Ort des Protons verstärkt oder abschwächt. Dies bedeutet, dass je nach Bindungsart sich die daraus ergebene effektive Energie des magnetischen Moments eines gebundenen Protons beschreiben lässt durch

$$E_{eff} = \mu_z B_{eff} = \mu_z (B_0 + \Delta B) = \mu_z (1 - \sigma) B_0 \quad (3.27)$$

beschreiben. Die Änderung der Energie ist somit proportional zum äußeren Magnetfeld  $B_0$  und wird durch die so genannte Abschirmkonstante  $\sigma$  beschrieben. Da

biologisches Gewebe diamagnetisch ist, ist das induzierte Magnetfeld am Ort des Protons negativ und schwächt das homogene Magnetfeld ab.

Die Änderung der Energie des Protons verändert somit auch die lokale Larmorfrequenz in Abhängigkeit der Abschirmkonstanten. Die Larmorgleichung 3.11 wird dann korrigiert zu

$$\omega_{eff} = \gamma(B_0 + \Delta B) = \gamma(1 - \sigma)B_0. \quad (3.28)$$

Durch die Abschirmkonstante  $\sigma$  wird die elektronische Umgebung des Kerns charakterisiert und ist somit spezifisch für die Bindung im Molekül. Zwei identische Kerne, wie in unserem Fall Protonen die verschieden an ein Molekül gebunden sind, unterscheiden sich dann in ihrer Resonanzfrequenz. Dieser Verschiebungseffekt der Resonanz wird deshalb auch chemische Verschiebung (CS: engl. für chemical shift) genannt.

Von besonderer Bedeutung ist die chemische Verschiebung im klinischen Alltag bei Protonen in Wasser und langkettigen Fettsäureketten. Der Frequenzunterschied zwischen der Resonanz von Wasserprotonen und der Fettsäureketten beträgt 225 Hz bei einer Feldstärke von 1,5 T oder 3,5 ppm. Durch die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen erscheinen im MRT-Bild Gewebearten mit Fett zu denen ohne Fett um einen bestimmten Wert verschoben. Die Größe der Verschiebung hängt bei konstanter Feldstärke von Aufnahmeparametern wie z.B. der Bandbreite ab.

### 3.2 DAS ECHO

Das zu messende Signal wird nicht nur durch die Eigenschaften des Gewebes bestimmt sondern auch durch eine Vielzahl von Magnetfeldeigenschaften. Wie bereits beschrieben, entsteht unmittelbar nach einem einfachen HF-Puls ein FID welcher mit der Relaxationszeit  $T_2^*$  abklingt.

Eine zentrale Rolle in der MRT nehmen jedoch die Echos ein. Es ist eine weitere Form des MRT-Signals, neben dem FID. Je nach Art der Formation des Echos lassen sich diese in zwei Hauptkategorien einteilen. Auf der einen Seite die durch so genannte Magnetfeldgradienten formierten Gradientenechos auf die in einem späteren Kapitel eingegangen wird und die so genannten Spinechos. Anders als das FID und das daraus resultierende,  $T_2^*$ -gewichtete Gradientenecho, ist es möglich ein Spinecho zu formieren in dem die externen Feldinhomogenitäten keinen Einfluss mehr auf die Signalintensität haben und dieses dann einer reinen  $T_2$ -Relaxation unterliegt. Ein weiterer Unterschied der Echos zum FID ist ihre „Zweiseitigkeit“. Während ein FID nach dem Ausschalten des HF-Pulses ein Maximum hat und danach durch Dephasierung exponentiell abklingt, ist der Signalverlauf eines Echos bestimmt

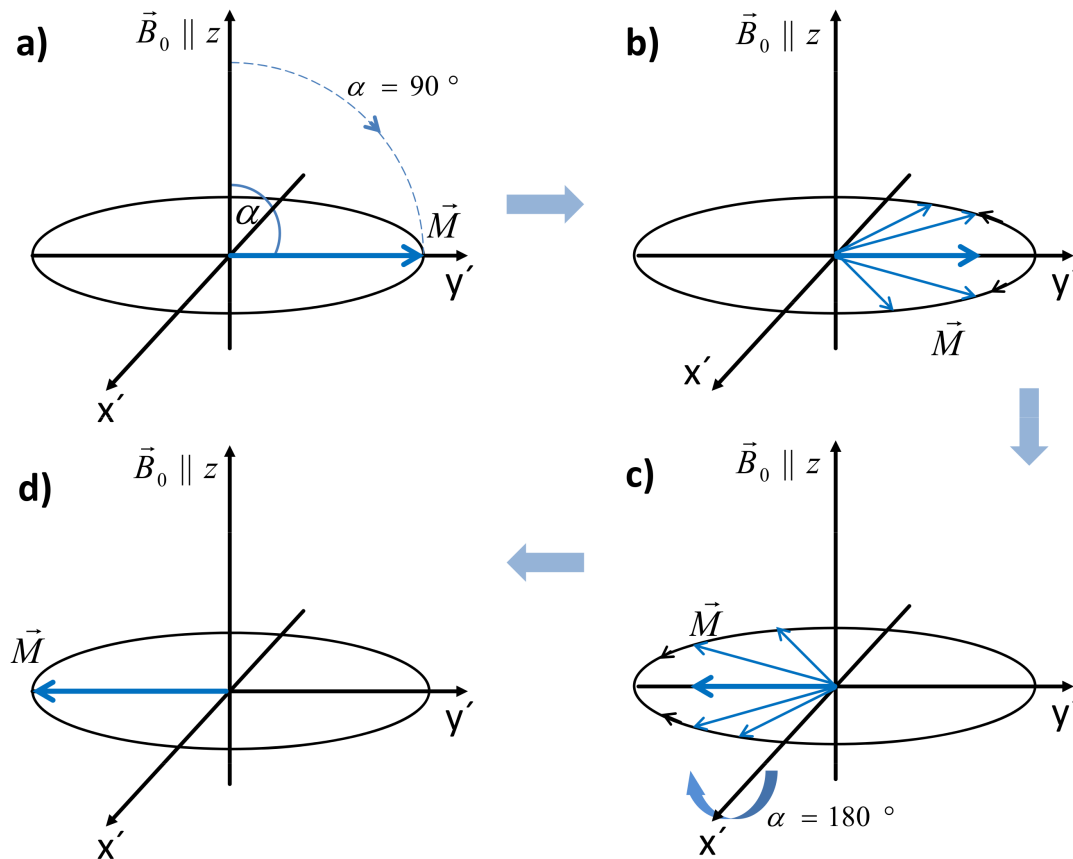


Abbildung 6: Echoformation eines Spinechos. a) Übertragung der longitudinalen Magnetisierung  $\vec{M}$  in die transversale  $x'$ - $y'$ -Ebene mit einem  $90^\circ$ -Puls. Nach einer Wartezeit  $\tau$  dephasiert die Magnetisierung wie in (b) gezeigt. Der anschließende  $180^\circ$ -Puls um die gleiche Achse spiegelt die Magnetisierung in die negativ transversale Ebene. Die Spins rephasieren nun (c). Zum Echozeitpunkt  $TE = 2\tau$  formiert sich ein Echo in (d).

durch eine Rephasierung des Signals bis zu einem Maximum mit anschließender Dephasierung der Spins.

### 3.2.1 Spin-Echo

Die Tatsache, dass das homogene Magnetfeld  $B_0$  kleine Fluktuationen in seiner Stärke in Abhängigkeit vom Ort besitzt, führt dazu, dass  $T_2'$  in Gleichung 3.25 sehr kurz sein kann, so dass  $1/T_2'$  über  $1/T_2$  dominiert und somit einen sehr schnellen Signalabfall zur Folge hat. Dieser Effekt kann jedoch mit der richtigen Wahl der HF-Pulse rückgängig gemacht werden.

Das Spin-Echo basiert auf der Anwendung von zwei aufeinanderfolgenden HF-Pulsen. Da das zu messende Signal proportional der Projektion der Magnetisierung auf die transversale  $x'$ - $y'$ -Ebene ist, wird für den ersten HF-Puls ein Flipwinkel von  $\alpha = 90^\circ$  angewendet um die gesamte Magnetisierung um die  $x'$ -Achse zu drehen

um aus der longitudinalen in die transversale Ebene transferiert zu werden. In einer frei wählbaren Wartezeit  $\tau$  dephasiert der FID in der transversalen Ebene mit der Relaxationszeit  $T_2^*$ . Wird nach der Wartezeit  $\tau$  ein weiterer HF-Puls in gleicher Richtung geschaltet wie der Erste, so wird die Magnetisierung refokussiert. Um den maximalen Effekt zu erreichen wird bei dem zweiten HF-Puls ein Flipwinkel von  $\alpha = 180^\circ$  angewendet. Dies hat zur Folge, dass die gesamte Magnetisierung nun von der (positiv) transversalen Ebene in die (negativ) transversale Ebene "gespiegelt" wurde. Nun dephasieren die Spins nicht mehr, sondern rephasieren in der Zeit  $\tau$  zu einem Maximum hin um danach wieder zu dephasieren. Das heißt, die Phasenkohärenz ist wieder hergestellt. Dieses Maximum nennt man Spinecho. Durch die Refokussierung wurden die Effekte aus den Feldinhomogenitäten ebenfalls umgekehrt, welche zum Zeitpunkt des Echos (Echozeit  $TE = 2\tau$ ) null betragen. Abbildung 7 zeigt die Formation eines Spinechos nach zwei aufeinanderfolgenden HF-Pulsen.

Da für das Verständnis der Gradientenechos die Grundlagen der Gradientenfelder nötig sind, werden die Bildgebung von Spinechos und Gradientenechos im nächsten Kapitel genauestens erörtert.

### 3.2.2 Multi Spinecho

Um  $T_2$  zu quantifizieren ist es nötig mehrere Spinecho Experimente mit verschiedenen Echozeiten zu wiederholen. Dies zeigt jedoch, dass die Messung von  $T_2$  mit einem Spinecho zu stark abweichenden Ergebnissen führen kann. Während Hahn für einen Teil seiner Proben den erwarteten Zusammenhang nachweisen konnte, ergab sich für wenig viskose Probe wie z.B. Wasser ein abweichendes Ergebnis. Hahn errechnete aus seinen Experimenten eine transversale Relaxationszeit von  $T_2 = 0,2s$  [20] (Literaturwerte liegen bei einigen Sekunden). Diesen schnelleren Signalabfall bei wenig viskosen Proben konnte durch den Effekt der natürlichen Eigendiffusionsbewegung der Spins in dem nur begrenzt homogenen Magnetfeld  $B_0$  und den damit einhergehenden Verlust der transversalen Phasenkohärenz zurückführen. Als Grundproblem ist die das lange Zeitintervall zwischen Anregung und Echozeitpunkt  $TE$  welches eine prägnante Diffusionsgewichtung erzeugt.

Auch in der MRT-Bildgebung ist es notwendig mehrere Signale nacheinander zu akquirieren (im späteren Kapitel wird die Bildgebung genauer erläutert), welche sich im Anschluss zu einem Bild zusammenfassen lassen. Dabei ist zu beachten, dass zwischen jedem Anregungspuls (Repetitionszeit  $TR$ ) genug Zeit zur Wiederherstellung der longitudinalen Magnetisierung verstreichen muss, da nur diese angeregt werden kann. Je nach Auflösung und Größe des Bildes kann eine Messung mit einem Spinecho Experiment zwischen 10 und 20 Minuten dauern.

Betrachtet man Abbildung 6, so lässt sich erkennen, dass bei einem nicht perfekten  $180^\circ$ -Puls die Spins nicht komplett in die Transversale refokussieren und die daraus resultierende (transversale) Magnetisierung  $M_\perp$  kleiner wird. Bei wiederholtem

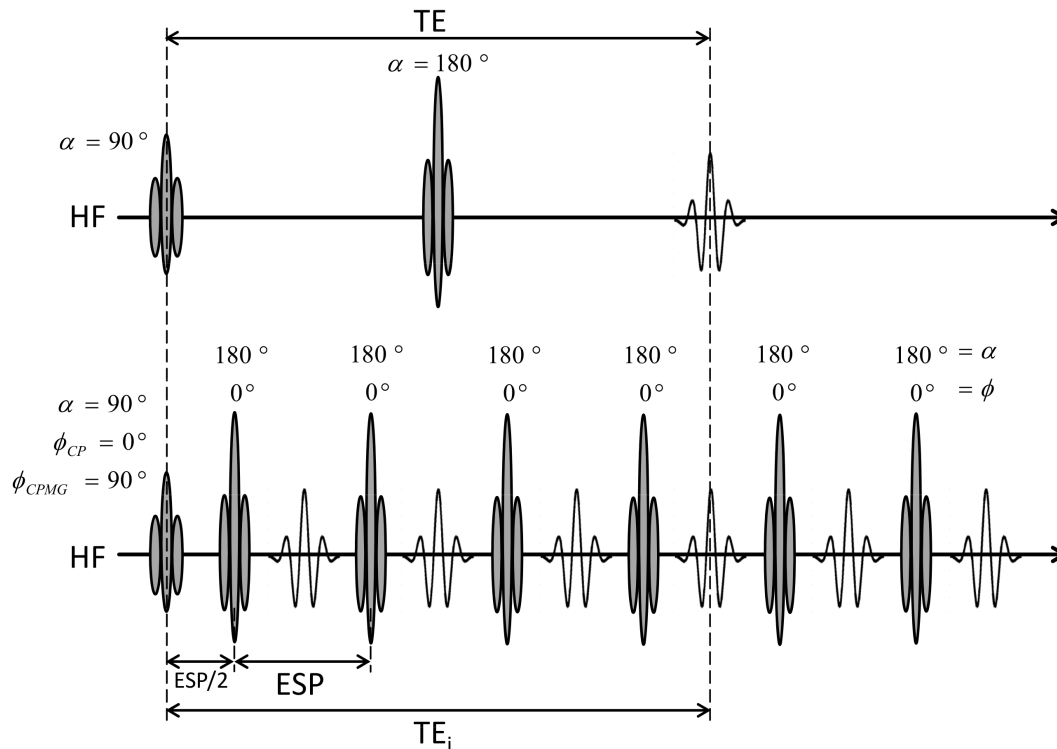


Abbildung 7: HF-Pulsdiagramme: Vergleich eines Spinechos (oben) mit Multispinecho (unten). Die Phasenbeziehung zwischen Anregungs- und Refokussierungspuls in der Multispinecho unterscheiden ein CP-Pulsdiagramm und ein CPMG-Pulsdiagramm. Die Abstände Anregungs-, Refokussierungspuls und Echo sind jeweils  $ESP/2$ . Beim CPMG-Sequenzdiagramm ist die Phase des Anregungs- zum Refokussierungspuls um  $90^\circ$  versetzt.

Refokussieren akkumuliert sich dieser Effekt und führt, selbst bei Spins die keine Dephasierung erfahren haben, je nachdem wie stark die Abweichung des HF-Feldes ist, zu einer starken Dämpfung der Echoamplitude des Signals unabhängig von  $T_2$ . Wie in einem späteren Kapitel noch gezeigt wird ist dies gerade bei modernen Hochfeldsystemen (Wellenlänge des HF-Pulses teilweise kleiner als das betrachtete Objekt) mit einer Feldstärke jenseits der 3 T ein Problem. Die so genannte CPMG-Sequenz (Carr-Purcell-Meiboom-Gill-Sequenz) stellt eine Erweiterung der CP-Sequenz (Carr-Purcell-Sequenz) dar. Diese unterscheidet sich von der CP-Sequenz darin, dass der Anregungspuls zu allen Refokussierungspulsen eine Phase von  $\phi = 90^\circ$  aufweist. Dies bedeutet, dass die Anregung um die  $y'$ -Achse und die Refokussierung um die  $x'$ -Achse statt findet (Abbildung 7). Die so aufgenommenen Echos haben keine alternierenden Phasen mehr, und überlagern sich deshalb konstruktiv. Die so modifizierte CP-Sequenz verbesserte deutlich das Signalverhalten. Eine absichtliche Reduzierung der Flipwinkel, wie sie später in den Multiecho-Bildgebungssequenzen verwendet wurde [21, 22, 23], ist somit ebenfalls möglich.

Die Bedingungen für eine phasenkohärente Überlagerung der Echos sind in den CPMG-Bedingungen zusammengefasst:

- Die Anregungsphase ist um  $90^\circ$  zu der Refokussierungsphase verschoben. Alle Refokussierungspulse haben identische Phasen.
- Der zeitliche Abstand zwischen Anregungs- und dem ersten Refokussierungspuls beträgt genau die Hälfte des zeitlichen Abstandes zweier Refokussierungspulse. Der Abstand von Anregungspuls zum Refokussierungspuls und Refokussierungspuls zum Echo sind somit äquidistant.
- Die Dephasierung der Spins zwischen zwei Refokussierungspulsen ist doppelt so groß wie die Dephasierung der Spins zwischen Anregungs- und ersten Refokussierungspuls.

Die dritte Bedingung ergibt sich aus der Überlegung, dass ein Refokussierungspuls kleiner sein kann als  $180^\circ$ . Der dadurch übrig gebliebene Anteil der transversalen Magnetisierung dephasiert weiter und wird durch einen nachfolgenden HF-Puls refokussiert. Das dadurch entstehende Echo liegt damit zeitlich auf allen anderen Echos und kann somit konstruktiv überlagern, wenn die zweite Bedingung erfüllt ist. Mit der dritten Bedingung ist dies für alle Arten von Echos erfüllt.



Auf den physikalischen Grundlagen beruhenden Prinzipien der Magnetresonanz soll nun im folgenden Kapitel die allgemeine Funktionsweise der Bildgebung erläutert werden. Dabei wird ein Hauptaugenmerk auf die Verarbeitung der Signale gelegt, welche man aus der Resonanz erhält und deren räumliche Kodierung. Außerdem wird auf wichtige Bildeigenschaften wie dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR: engl. für Signal-to-noise ratio) eingegangen. Im zweiten Abschnitt werden dann die grundlegenden Prinzipien der Basisbildgebungsmethoden wie Spin-Echo (SE) und Gradientenecho (GE) beschrieben. Auf diesen beruhen heute alle anderen, gängigen Bildgebungsmethoden. Einer der Schwerpunkte dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Grenzen der Bildgebung und welche Parameter diese einschränken. Dazu gehört u.a. die Betrachtung der auftretenden Wellenlängeneffekte bei Einstrahlung von HF-Feldern bei verschiedenen Magnetfeldstärken und die daraus resultierenden Folgen für den Patienten. Für eine weitere Vertiefung in das Thema soll hierbei auf die Fachliteratur hingewiesen werden [24, 13, 14].

#### 4.1 GRUNDLAGEN DER BILDGEBUNG

##### 4.1.1 Ortskodierung durch Gradientenfelder

Die Basis für alle Bildgebungsexperimente bilden so genannte Gradientenfelder. Diese, wie der Name bereits andeutet, sind Magnetfelder mit linear ansteigender Stärke in alle drei Raumrichtungen die dem magnetischem Hauptfeld  $B_0$  zugeschaltet werden können. In der zeitweisen Veränderung der Larmorfrequenz und der Tatsache, dass die Präzessionsfrequenz  $\omega \propto B$  ist, lässt sich durch diese Gradienten das MRT-Signal räumlich kodieren [1]. Für diesen, 1973 entdeckten Effekt erhielt Paul C. Lauterbur den Nobelpreis für Medizin im Jahr 2003. Unter Berücksichtigung, dass das Hauptfeld der Konvention nach in z-Richtung ausgerichtet ist, lassen sich ganz allgemein die Gradientenfelder in der MRT ausdrücken als

$$\vec{G} = \left( \frac{\partial B_z}{\partial x}, \frac{\partial B_z}{\partial y}, \frac{\partial B_z}{\partial z} \right)^T. \quad (4.1)$$

Aus der Larmorbedingung in Gleichung 3.11 wird dann eine vom Ort  $\vec{r}$  abhängige Frequenz:

$$\omega(\vec{r}) = \gamma(B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}) = \omega_0 + \gamma \vec{G} \cdot \vec{r}. \quad (4.2)$$

Somit wird der Magnetisierung  $i$  am Ort  $r_i$ , relativ zu einem Spin am Ort  $r_0$  mit der Kreisfrequenz  $\omega_0$ , bis zur Zeit  $t$  eine Phase aufgeprägt mit der Größe

$$\varphi_i(\vec{r}_i, t) = \int_{t'=0}^t (\omega(\vec{r}_i) - \omega_0) dt' = \gamma \vec{r}_i \int_{t'=0}^t \vec{G}(t') dt', \quad (4.3)$$

wenn der Gradient  $\vec{G}(t')$  zugeschaltet ist. Die akquirierte Phase ist dann proportional zu der vom Gradienten eingeschlossenen Fläche. Um Bildverzerrungen zu vermeiden müssen die Gradientenstärken so gewählt werden, dass die durch die Gradienten verursachten Feldänderungen größer sind als die lokalen  $B_0$ -Feldinhomogenitäten. Typische Werte für maximale Gradientenstärken liegen bei modernen Kernspintomographen zwischen 25 und 50 mT/m. Gradientenfelder werden technisch durch verschiedene Gradientenspulen erzeugt, die jeweils getrennt angesteuert werden können.

#### 4.1.2 2D-Bildgebung

##### *Schichtauswahl*

Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, müssen HF-Pulse resonant in die Probe eingestrahlt werden um die Magnetisierung anzuregen. Bei ausgeschaltetem Gradienten liegt die Resonanzfrequenz auf der Larmorfrequenz. Wird nun ein Gradientenfeld in  $z$ -Richtung  $\vec{G} = (0, 0, G_z)$  angelegt, so präzedieren die Spins in Abhängigkeit vom Ort mit einer nach  $z$  ansteigenden Frequenz, wie in Gleichung 4.2 bereits gezeigt. Durch Änderung der Anregungsfrequenz  $f$  lässt sich die Lage  $z$  der angeregten Schicht beeinflussen (Schichtposition):

$$\Delta z = \frac{2\pi\Delta f}{\gamma G_z} \quad (4.4)$$

Die Bandbreite  $\Delta\omega = \gamma G_z \Delta z$  des HF-Pulses gibt dabei die Ausdehnung der Region (Schichtdicke  $\Delta z$ ) an.

##### *Frequenzkodierung*

Ist nun eine Schicht in der  $z$ -Richtung ausgewählt, wird das Signal aus dieser Schicht in den anderen beiden Raumrichtungen kodiert. Durch die Benutzung eines linearen Feldgradienten in  $x$ -Richtung  $G_x$  können nun analog zu der Schichtauswahl linear von  $x$  abhängige Frequenzen aufgeprägt werden. Gleichung 4.2 wird dann zu

$$\omega(\vec{x}) = \gamma(B_0 + \vec{G}_x \cdot \vec{x}) = \omega_0 + \gamma \vec{G}_x \cdot \vec{x}. \quad (4.5)$$

Die Magnetisierung und das daraus resultierende Signal  $S(t)$  aus der gesamten Probe ist dann durch den  $x$ -Gradienten  $G_x$  moduliert.

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) \cdot e^{i\omega_0 t} e^{i\gamma G_x x t} dx = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) \cdot e^{i\gamma G_x x t} dx \right) e^{i\omega_0 t}. \quad (4.6)$$

$\rho(x)$  stellt dabei die Protonendichte am Ort  $x$  dar. Da der Term  $e^{i\omega_0 t}$  die Larmorfrequenz beschreibt mit der die Spins rotieren, kürzt sich dieser im rotierenden Bezugssystem heraus und für die Signalberechnung bleibt die vereinfachte Gleichung 4.7 übrig:

$$dS = \rho(x) \cdot e^{i\gamma G_x x t}. \quad (4.7)$$

Die räumliche Aufspaltung des Signals ist nun in einen zeitabhängigen Phasenterm  $e^{i\gamma G_x x t}$  aufgespalten worden.

#### Phasenkodierung

Die Phasenkodierung ist ähnlich der Frequenzkodierung. Jedoch werden hierbei den Spins eine Phase vor dem eigentlichen Auslesemechanismus aufgeprägt. Zwischen der Anregung und der Messung wird ein zusätzlicher Phasenkodiergradient  $\vec{G}_y$ , mit der Dauer  $T_{Ph}$  geschaltet. Laut Gleichung 4.3 wird so dem Signal eine ortsabhängige Phase entlang  $\vec{G}_y$  aufgeprägt. Das Signal im rotierenden Bezugssystem ist dann

$$dS = \rho(y) \cdot e^{i\gamma G_y y T_{Ph}}. \quad (4.8)$$

Somit ergibt sich für die Phase in Abhängigkeit des Ortes in der zu messenden Probe

$$\varphi(y) = \gamma G_y y T_{Ph}. \quad (4.9)$$

Durch eine Wiederholung des Experiments mit unterschiedlichen Phasenkodiergradientenflächen wird das Signal entlang der Phasenkodierrichtung in Abhängigkeit vom Ort mit der Frequenz  $\Delta\varphi(y)$  pro Gradientenschaltung moduliert. Mit dem Prinzip der Phasenkodierung kann in Phasenrichtung eine vorgegebene Matrix mit der Größe  $N_y$  Punkten mit  $N_y$  Teilexperimenten ausgelesen werden. Die maximale Gradientenamplitude variiert dabei um  $-G_y$  bis  $+G_y$  in  $N_y$  Schritten; wobei  $N_y$  die Dimension der Bildmatrix ist.

#### 4.1.3 Der $k$ -Raum

Das  $k$ -Raum Konzept, erstmals eingeführt von Twieg [25], vereinfacht die Beschreibung der gradientenkodierten MRT.

Mit der Vernachlässigung von Relaxationseffekten ist das Signal, welches in einem Volumenelement  $dV$  am Ort  $\vec{r}$  generiert wird:

$$S(t) = \int_V \rho(\vec{r}) \cdot e^{i\omega(r)t} d^3r \quad (4.10)$$

wobei  $\rho(\vec{r})$  die Spindichte am Ort  $\vec{r}$  repräsentiert. Unter Berücksichtigung von Gleichungen 4.2 und 4.3 in Gleichung 4.10 führt zu:

$$S(t) = \int_V \rho(\vec{r}) \cdot e^{i\omega_0 t} e^{i\gamma r \int_0^t G(t') dt'} d^3r. \quad (4.11)$$

Gleichung 4.11 repräsentiert somit das Signal mit der Kreisfrequenz  $\omega_0$  das mit einem ortsabhängigen Phasenterm moduliert ist und repräsentiert gleichzeitig die Verallgemeinerung von Gleichung 4.6. Das im Experiment gemessene Signal ist dann die Summe aller Spinsignale aus einem Volumenelement (Voxel)  $d^3r$ .

Nach Abspaltung des Trägersignals  $e^{i\omega_0 t}$  und Einsetzen des Terms

$$k(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G(t') dt, \quad (4.12)$$

in welcher sich die Zeitabhängigkeit befindet und die räumliche Frequenz darstellt, wird aus Gleichung 4.11:

$$S(k, t) = \int \rho(r) e^{i2\pi k(t)r} d^3r \quad (4.13)$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass bei Applikation von linearen Gradienten das Signal  $S(k, t)$  die Fouriertransformierte der Spindichte  $\rho$  ist. Allgemein ist der Gradient in dieser Formel in Richtung  $r$  ausgerichtet. Dafür lassen sich nun die Raumrichtungen  $x$ ,  $y$  oder  $z$  einsetzen.

Die Tatsache, dass das Signal und die Spindichte mit einer wohl definierten linearen Transformation, der Fouriertransformation, zusammenhängen ist der Grundstein für die moderne MRT. Eine noch zu erwähnende Eigenschaft ist die inverse Fouriertransformation, welche die Rücktransformation ermöglicht. Gegeben ist  $S(k)$  für alle  $k$ , so kann die Spindichte  $\rho$  einer Probe durch die inverse Fouriertransformation gefunden werden. Durch das Ersetzen mit expliziten Raumrichtungen erhält man nun das Signal und seine inverse Fouriertransformierte im rotierenden Bezugssystem unter Vernachlässigung der Relaxation. Da in späteren Kapiteln ausschließlich 2D-Daten präsentiert werden beschränken wir uns auf die Raumrichtungen  $x$  und  $y$  bzw.  $k_x$  und  $k_y$ .

$$S(k_x, k_y) = \int_{k_x} \int_{k_y} \rho(x, y) \cdot e^{i2\pi(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (4.14)$$

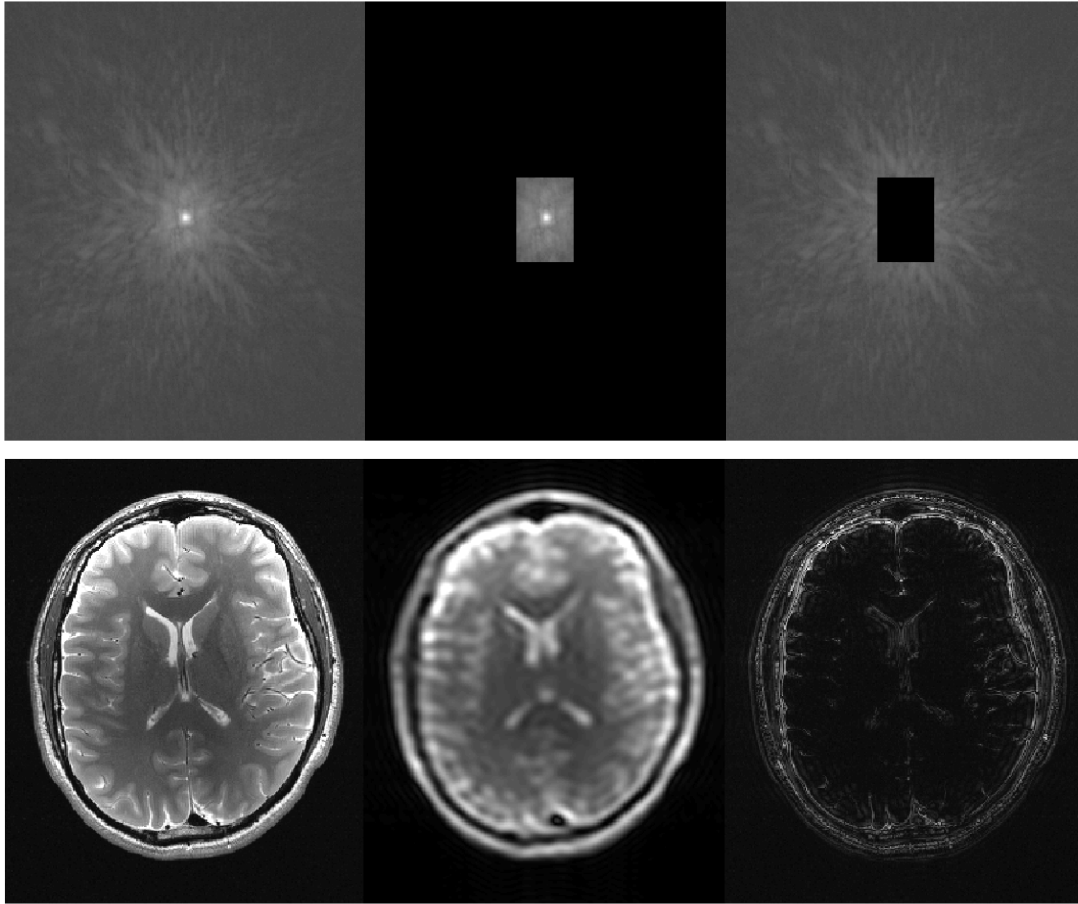


Abbildung 8: Vergleich der verschiedenen Frequenzanteile im k-Raum (obere Reihe) und im Bildraum (untere Reihe). Links der gesamte k-Raum mit der Fouriertransformation in den Bildraum. In der Mitte ist lediglich der niederfrequente Anteil des k-Raums in den Bildraum transformiert und rechts der hochfrequente Anteil des k-Raums.

$$\rho(x, y) = \int_x \int_y S(k_x, k_y) \cdot e^{-i2\pi(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (4.15)$$

Betrachtet man nun Gleichung 4.14 so beschreibt diese, dass das gemessene Signal im k-Raum eine Überlagerung von sinusförmigen Wellenmustern mit unterschiedlichen Amplituden, Frequenzen und Ausbreitungsrichtungen darstellt. Da sich im Zentrum des k-Raums der niederfrequente Anteil der Bildinformation befindet, repräsentiert dieser Teil die Grundintensität bzw. den Kontrast im Bild und besitzt Informationen über flache (flächige) Strukturen. Die Peripherie des k-Raums, also der hochfrequente Anteil, besitzt Informationen über Kanten und scharfe Strukturen und definiert somit auch die Auflösung des Bildes. Abbildung 8 zeigt an einem Beispiel wie sich diese Informationen des k-Raums auf das Bild auswirken. Wird nur der zentrale k-Raum rekonstruiert, so erhält man ein verschwommenes Bild des Objekts,

welches keine Informationen über die Auflösung bzw. kleine Strukturen zulässt. Wird lediglich der äußere, hochfrequente, Teil des k-Raum rekonstruiert, so verschwinden die Informationen über Signalstärke, Kontrast und flächige Strukturen.

#### Diskretisierung des k-Raums

Bisher wurde ein Objekt im k-Raum kontinuierlich abgetastet. Im Idealfall von kontinuierlichen, unendlich hohen k-Werten, welche den Gleichungen 4.14 und 4.15 genügen. In der Realität wird das abzubildende Objekt jedoch in Teilvolumina eingeteilt aus dem das Signal gewonnen wird. Somit ist das Objekt von einer endlichen Zahl  $\Delta k$  von Messungen bestimmt. Die Gesamtausdehnung wird deshalb in  $N_{xy} = N_x \cdot N_y$  Teilobjekte aufgeteilt. Die Größe von  $N_{xy}$  repräsentiert hierbei die Matrixgröße des diskreten k-Raums und somit auch indirekt die Größe des zu messenden Objekts. Die Gleichungen 4.14 und 4.15 ändern sich von einer kontinuierlichen Verteilung zu einer diskreten Fouriertransformation (DFT):

$$S(k_x, k_y) = \sum_{l'=0}^{N_x-1} \sum_{m'=0}^{N_y-1} \rho(x_{l'}, y_{m'}) \cdot e^{i2\pi \left( \frac{k_x l'}{N_x} + \frac{k_y m'}{N_y} \right)} \quad (4.16)$$

$$\rho(x, y) = \sum_{l'=0}^{N_x-1} \sum_{m'=0}^{N_y-1} S(k_{xl'}, k_{ym'}) \cdot e^{-i2\pi \left( \frac{k_{xl'} x_{l'}}{N_x} + \frac{k_{ym'} y_{m'}}{N_y} \right)} \quad (4.17)$$

Hierbei sind  $l$  und  $m$  die Laufvariablen der Koordinatenachsen  $x$  und  $y$ . Diese, diskrete, Fouriertransformation ist von Vorteil, da es die Anwendung eines numerisch effizienten "Fast Fourier Transformation-Algorithmus" (FFT) erlaubt. Dieser hat folgende Eigenschaften:

- Der Abstand  $\Delta k$  zwischen zwei gemessenen k-Raumpunkten ist invers der Größe des zu messenden Objekts bzw. des FOV (engl. für field of view). Es ist eindeutig, dass im kartesischen Fall die Größe des FOV durch geeignete Wahl von  $\Delta k_{x,y,z}$  bestimmt werden kann.

$$\Delta k = \frac{1}{FOV} \quad (4.18)$$

- Das gemessene Objekt besitzt keine Strukturen die kleiner sind als die durch das Maximum des k-Raums angegebene Größe  $k_{max}$ . Damit ist die maximal erreichbare Auflösung in x-Richtung  $\Delta x$  invers proportional zu  $k_{x,max}$ .

$$\Delta x = \frac{1}{2k_{x,max}} \quad (4.19)$$

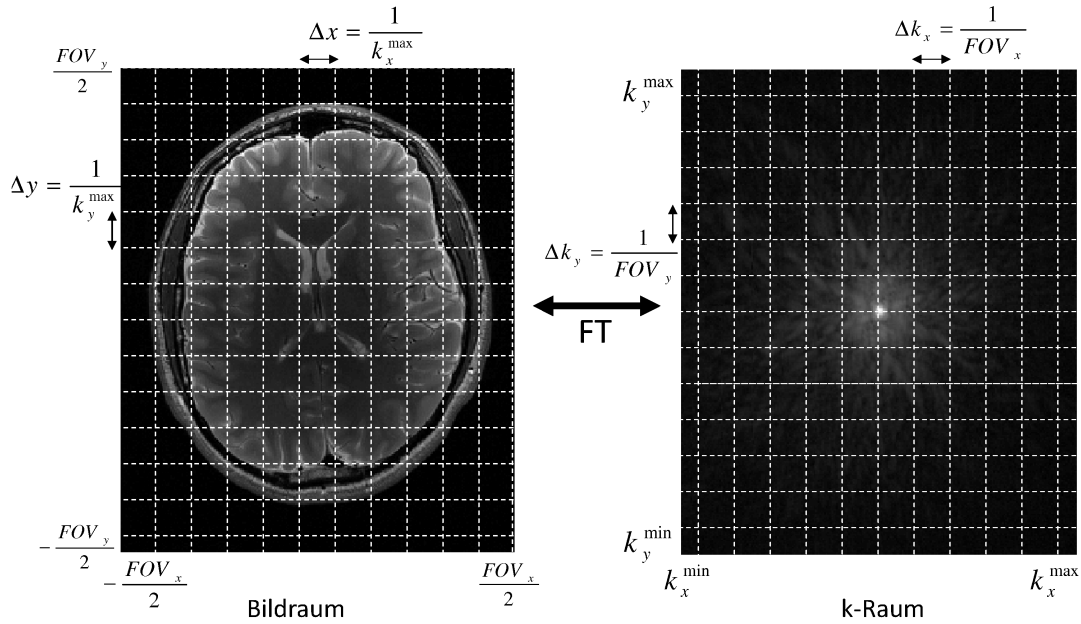


Abbildung 9: Links der Bildraum auf einem Raster, aufgeteilt in diskrete Elementen der Größe  $\Delta x$  und  $\Delta y$ . Tatsächlich besitzt ein Bildelement auch eine Ausdehnung in z-Richtung in die Bildebene. Gleiches gilt für den k-Raum, rechtes Bild.

Die hier angegebenen Bedingungen und die beschriebene diskrete Fouriertransformation zwischen Bild- und k-Raum sind in Abbildung 9 beschrieben.

## 4.2 BILDGEBUNGSSEQUENZENZEN

Eine Bildgebungssequenz besteht in der MRT aus der zeitlichen Abfolge von HF-Pulsen und Magnetfeldgradienten. Diese werden nacheinander oder in Kombination so geschaltet, dass das daraus resultierende Signal zur Bildgebung genutzt werden kann. Grundsätzlich unterscheidet man unter zwei Basisbildgebungssequenzen aus denen sich alle anderen Bildgebungssequenzen ableiten. Das Gradientenecho und das Spinecho. Hier sollen diese Sequenzen eingeführt und erläutert werden, da dies die Basis für folgende Kapitel sein wird.

### 4.2.1 Gradientenecho

Ein Sequenzdiagramm ist am Beispiel für eine Gradientenecho (GE) Sequenz in Abbildung 10 gezeigt. Typischerweise bestehen Sequenzdiagramme aus vier Zeilen, wobei die erste Zeile angibt, zu welcher Zeit ein HF-Puls geschaltet wird und zu welchem Zeitpunkt die Messung mittels eines ADC (Analog-Digital-Converter) statt findet. Die restlichen Zeilen beschreiben den zeitlichen Verlauf (Länge, Amplitude) der geschalteten Gradienten in alle Raumrichtungen. Dabei ist die Zeitachse für alle Zeilen die gleiche und bedeutet somit, dass zwei Ereignisse welche untereinander

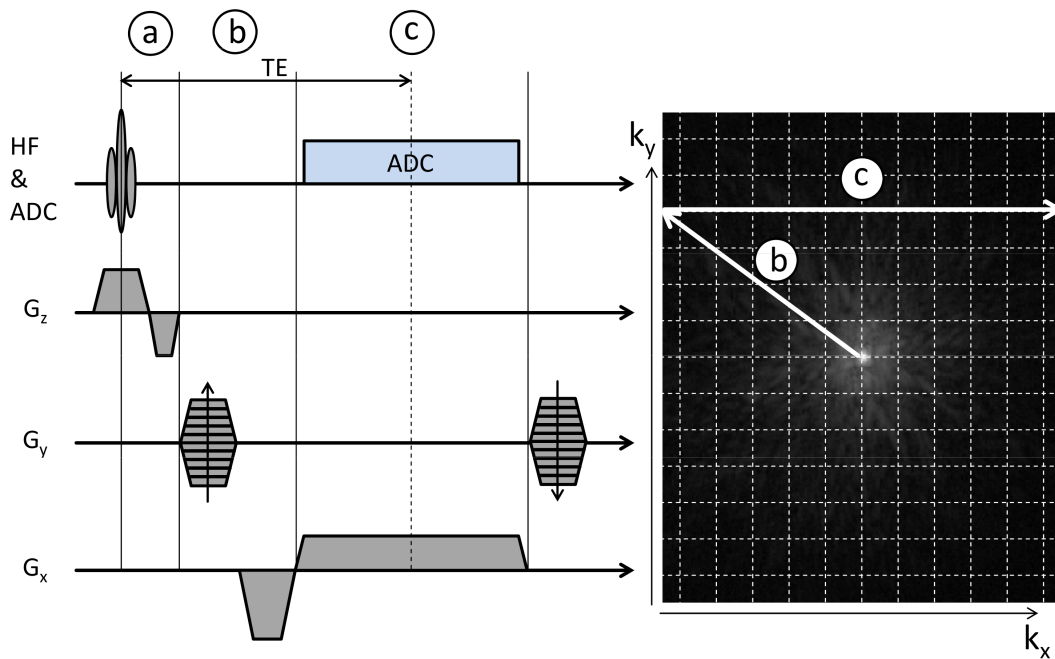


Abbildung 10: Gradientenecho-Sequenz: Nach der schichtselektiven Anregung in z-Richtung (a) wird ein Phasenkodiergradient in y-Richtung und ein Auslesedephasierer in x-Richtung geschaltet (b). Die so phasenkodierte Magnetisierung wird dann mittels eines Auslesegradienten in x-Richtung kodiert und mit einem ADC (Analog-Digital-Converter) ausgelesen (c). Die aufgeprägte Phase in y-Richtung wird im Anschluss wieder zurück gedreht. Dieser Vorgang wird  $N_y$  mal mit der Repetitionszeit TR wiederholt.

stehen auch zur gleichen Zeit statt finden. Abbildung 10 kann somit in drei Segmente eingeteilt werden. Das erste beinhaltet die Schichtauswahl mit dem dazu gehörigen schichtselektiven HF-Puls in z-Richtung. Nach dem Schichtgradient wird die auszulesende Zeile mit dem Phasengradient ausgewählt, welche im Anschluss mit einem Auslesegradient und einem gleichzeitig geschalteten ADC akquiriert wird. Da durch die Gradienten eine Phase innerhalb der Echozeit TE aufgeprägt wird, muss für jeden geschalteten Gradient ein Rephasierungsgradient zuvor oder danach geschaltet werden um die Phase wieder zurück zu drehen. Durch  $N_y$  Wiederholungen kann so der gesamte k-Raum aufgefüllt werden. Dieses einfache Gradientenecho wird auch refokussiertes Gradientenecho oder auch FLASH genannt [5]. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Anregungen wird Repetitionszeit genannt ( $TR$ ) und ist maßgeblich für den Kontrast verantwortlich.

#### 4.2.2 Spinecho Sequenzen

Die Spinecho-Sequenz ist nach der Gradientenechosequenz die zweite der grundlegenden Bildgebungssequenzen in der MRT. Diese ist die direkte Erweiterung des Spinecho Experiments aus Kapitel 3.2.1, welche durch Ortskodierung zu einer der



wichtigsten Bildgebungssequenzen geworden ist. Abbildung 11 zeigt die schematische Darstellung einer Spinecho-Sequenz (SE-Sequenz). (a) Während des Anregungspulses wird ein Schichtgradient geschaltet, welcher das lokale Magnetfeld ortsabhängig macht. Da die Magnetisierung dadurch eine Phase aufgeprägt wird, wird diese mittels eines Dephasiergradient in Schichtrichtung wieder zurückgenommen. (b) In x-Richtung wird dann ein Auslesedephasierer geschaltet. (c) Da der nachfolgende Refokussierungspuls die Phasen aller Spins invertiert, hat der vordephasierende Gradient die gleiche Polarität. Nach dem Refokussierungspuls wird dann jede Zeile mit einem Phasengradient in y-Richtung kodiert.

In einer Standard SE-Sequenz besitzt der Refokussierungspuls einen Flipwinkel von  $180^\circ$ . (d) Zur Echozeit TE entsteht dann das bereits bekannte Spinecho, allerdings muss hier gleichzeitig ein Auslesegradient geschaltet werden. (e) Im Anschluss wird dann die Phase mittels eines Phasenrewinders in y-Richtung wieder zurückgedreht. Wie bei einem GE-Experiment wird nach dem Ablauf von TR die Messung mit unterschiedlichen Phasenkodiergradienten wiederholt um somit den k-Raum sukzessiv aufgefüllt. Die gesamte Anzahl der Anregungen und somit der Experimente ergibt sich aus der Matrixgröße in Phasenkodierichtung  $N_y$ .

### 4.3 MAGNETISIERUNGSPRÄPERATION

Die Reihenfolge der HF-Pulse und ihre zeitliche Abfolge liefert eine enorme Flexibilität im Bezug auf die Manipulierung des Bildkontrastes. Appliziert man bestimmte Vorpulse, so bestehen eine Vielzahl von Möglichkeiten den Kontrast zu verändern. Darunter auch  $T_1$ ,  $T_2$  oder andere Kontrasteigenschaften. Haase et al. schlugen 1990 [26] das Prinzip der Magnetisierungspräparation vor, nachdem in einem Vorexperiment der Magnetisierung Kontrastmechanismen aufgeprägt werden, die daraufhin mittels einer Auslesesequenz gemessen werden. Dadurch werden eine Vielzahl von vollständig neuen Kontrasten möglich, unter denen besonders die Kodierung funktioneller Parameter hervorzuheben ist.

#### 4.3.1 *Inversion*

Eine Art von Magnetisierungspräparation besteht darin, einen so genannten Inversionspuls vor jedem Experiment zu schalten. Ein Inversionspuls gefolgt von einer Wartezeit TI kann vor jeder HF-Anregung angeheftet werden um ein bestimmtes Gewebe mit einer bestimmten  $T_1$  Relaxationszeit unwirksam für die Anregung zu machen. Abbildung 12 zeigt die Relaxationszeiten für verschiedene Gewebe. Da Fett die kürzeste  $T_1$ -Relaxationszeit besitzt, relaxiert dieses am schnellsten wieder in das thermische Gleichgewicht. Den größten Anteil an freiem Wasser besitzt hingegen die Gehirn-Rückenmarks-Flüssigkeit (CSF: engl. für Cerebrospinal fluid). Rot eingezeichnet ist der Zeitpunkt des Nulldurchgangs, welcher gleichzeitig auch die Inversionszeit

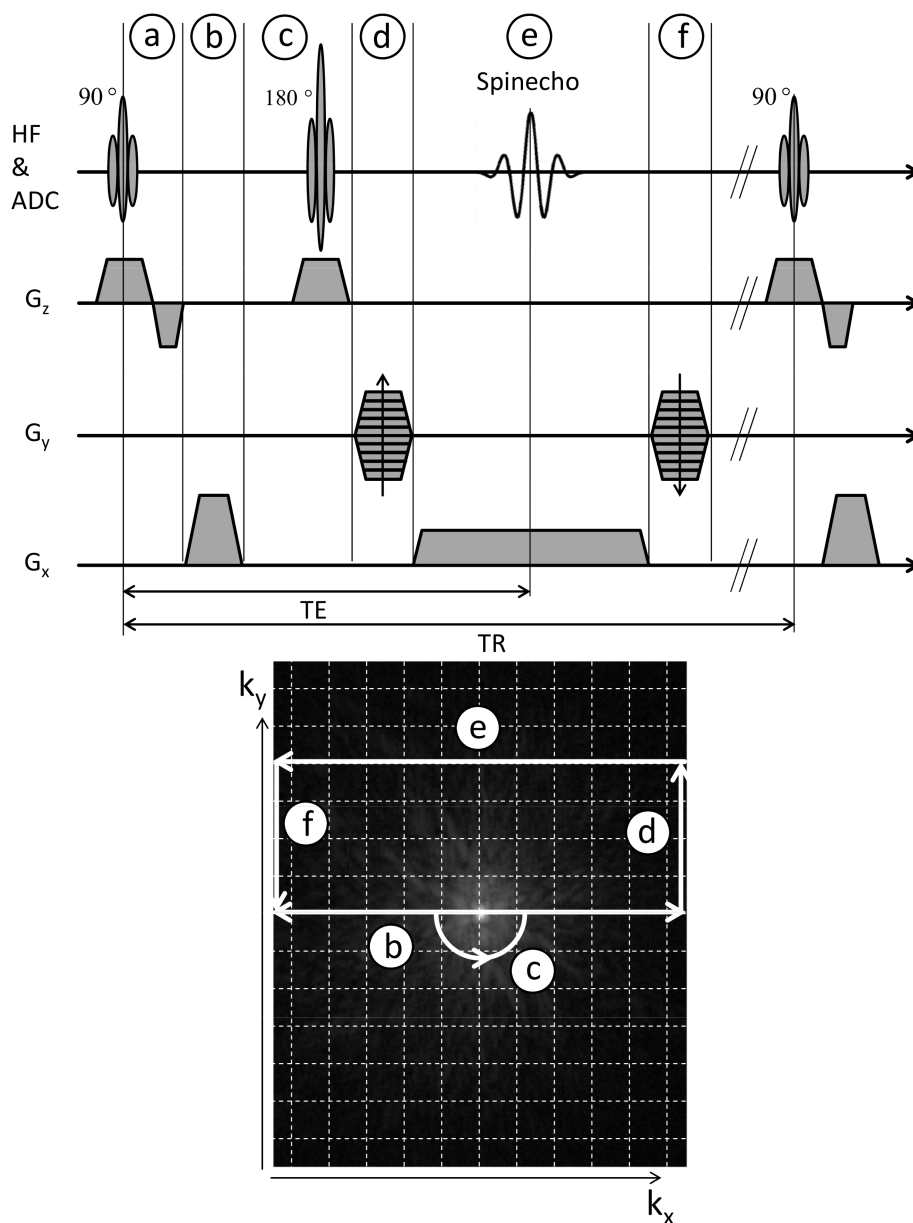


Abbildung 11: Spinecho-Sequenz: (a) Nach einer schichtselektiven  $90^\circ$ -Anregung wird (b) ein Auslesedephasierer geschaltet. In (c) wird anschließend, nach  $\frac{TE}{2}$ , ein Refokussierungspuls geschaltet bei dem die dephasierte Magnetisierung von  $-k_x$  nach  $+k_x$  invertiert und mit anschließendem Phasengradient in y-Richtung kodiert. Bis TE rephasiert die Magnetisierung, die bis dahin mit  $T_2$  relaxiert ist. (d) Nach dem Auslesen mittels eines Auslesegradienten in x-Richtung wird der (e) Phasenkodiergradient in y-Richtung entgegengesetzt geschaltet, um die aufgeprägte Phase zurück zu drehen. Nach der Repetitionszeit TR wird der Vorgang  $N_y$  mal wiederholt.

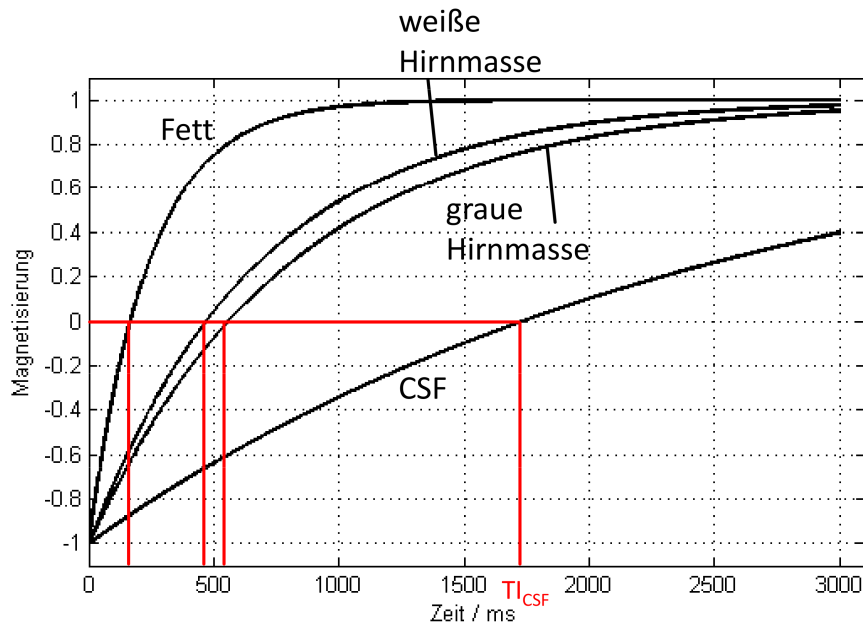


Abbildung 12:  $T_1$ -Relaxationszeiten von Fett, weißer Hirnmassage, grauer Hirnmassage und CSF. Rot eingezeichnet die jeweiligen Nulldurchgänge bei der longitudinalen Relaxation, welches gleichzeitig die Definition der Inversionszeit TI ist.

TI definiert. Bildgebungsmethoden, die dieses Vorgehen benutzen, sind z.B. *Short Tau Inversion Recovery (STIR)* [27], *Fluid Attenuated Inversion Recovery (FLAIR)* [28] oder *Gray Matter - White Matter - Inversion Recovery (GM-WM-IR)*.

Ein Beispiel einer FLAIR ist in Abbildung 13 (b) gezeigt. Als Vergleich in Abbildung 13 (a) eine herkömmliche  $T_2$ -gewichtete, sagittale Gehirnaufnahme der gleichen Schicht ohne Flüssigkeitsunterdrückung. Die Inversionszeit lag bei diesem Beispiel bei  $TI = 2,5s$ .

#### 4.3.2 Fettsättigung

Aufgrund der sehr kurzen  $T_1$  Relaxationszeit von Fett, besitzt dieses gerade bei kurzen Repetitionszeiten eine sehr hohe Signalstärke verglichen zum umgebenden Weichteilgewebe und erscheint daher oft als störend. Deshalb wird die Fettsättigung bei vielen Bildgebungsmethoden, besonders auch in der neuroanatomischen Bildgebung, verwendet. Abbildung 13 (d) zeigt eine herkömmliche  $T_2$ -gewichtete Aufnahme mit Fettsättiger. Im Vergleich dazu in Abbildung 13 (a) und (b), die gleiche Schicht jedoch ohne Fettsättiger. Im Gegensatz zur Flüssigkeitsunterdrückung einer FLAIR wird hier nur einige *ms* vor der Anregung ein Vorpuls geschaltet, da hier die  $T_1$ -Relaxationszeit im *ms*-Bereich liegt.

Der Vollständigkeit halber wurde in Abbildung 13 (d) das Signal sowohl von CSF als auch von Fett durch Vorpulse unterdrückt.

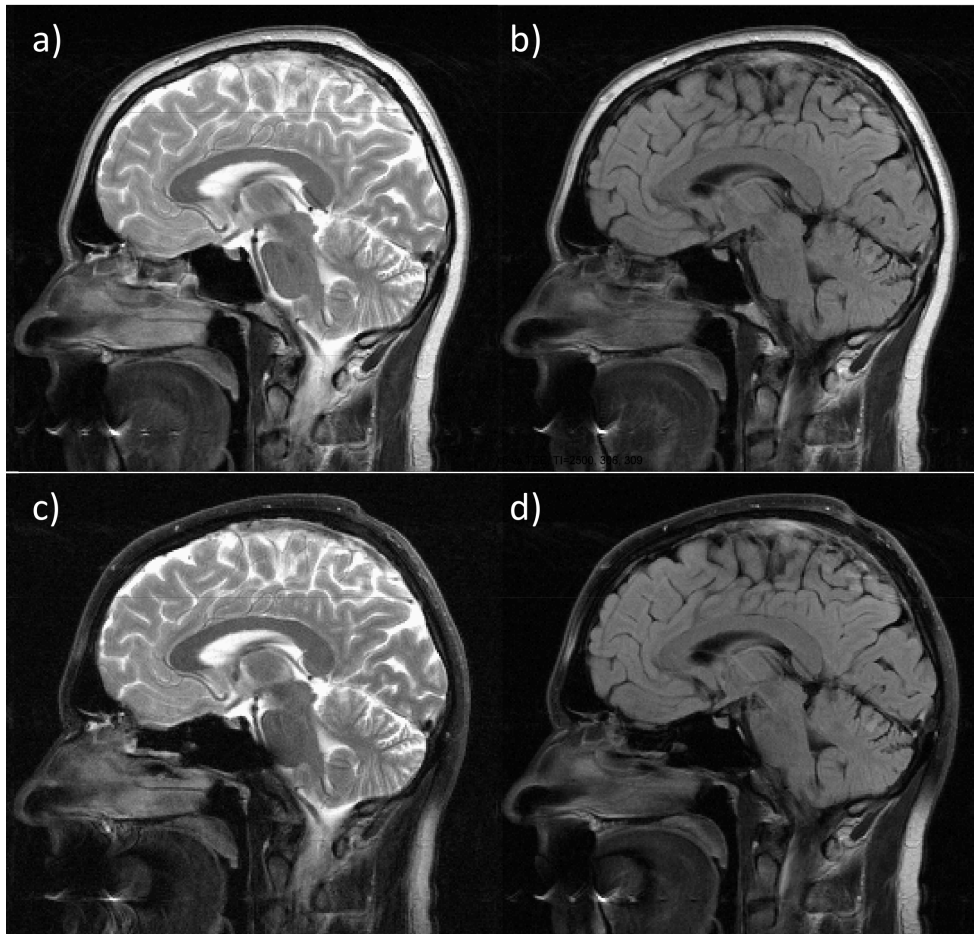


Abbildung 13: Kontrasteigenschaften eines menschlichen Gehirns bei verschiedenen Vorpulsen. a) herkömmliche  $T_2$ -gewichtete Aufnahme ohne Vorpulse. b) *FLAIR* mit einer Inversionszeit  $TI = 2,5s$ . c) Fettsättigung. d) *FLAIR* analog zu (b), jedoch mit Fettsättiger.

### 4.3.3 $T_2$ -Präparation

In dieser Arbeit wird neben der Fettsättigung auch eine Magnetisierungspräparation verwendet welche Vorpulse benutzt, die eine gewünschte  $T_2$ -Gewichtung erzeugen können. J.P. Mugler III et al. entwickelte 1991 eine Bildgebungsmethode (3D-MP-RAGE, *Magnetisation Prepared Rapid Gradientecho*) welche durch Vorpulse eine  $T_2$ -Gewichtung aufwies[29]. Dies wurde durch eine Serie von Vorpulsen in der Form  $90^\circ_x - 180^\circ_y - 90^\circ_{-x}$  erreicht (Abbildung 14). Der erste  $90^\circ$ -Puls um die  $x$ -Achse transferiert die Magnetisierung in die transversale Ebene und dephasiert im Anschluss. Der  $180^\circ$ -Puls um die  $y$ -Achse refokussiert die Magnetisierung wie bei einem Spinecho um Offresonanzeffekte bzw.  $B_0$ -Feldinhomogenitäten zu minimieren um reine  $T_2$ -Relaxation zuzulassen. Der letzte  $90^\circ$ -Puls in  $-x$ -Richtung klappt die bis dahin mit  $T_2$  relaxierte transversale Magnetisierung wieder zurück in die longitudinale Ebene. Die so in der longitudinalen gespeicherte  $T_2$ -gewichtete Magnetisierung kann im Anschluss für ein Gradientenecho Experiment genutzt werden, welches nun

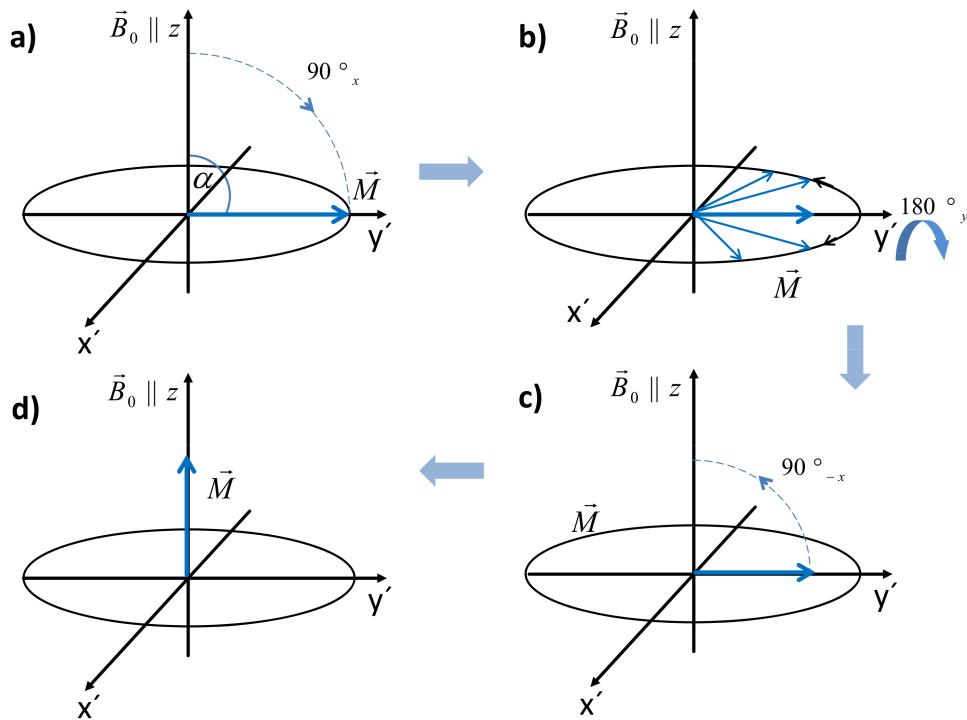


Abbildung 14:  $T_2$ -Präparation: Nach einer  $90^\circ$ -Anregung (a) folgt ein  $180^\circ$ -Refokussierungspuls (b) um Offresonanzeffekte bzw.  $B_0$ -Feldinhomogenitäten zu minimieren. Ein dritter HF-Puls in  $-x$ -Richtung (c) klappt die Magnetisierung wieder in die longitudinale Ebene (d). Die bis dahin mit  $T_2$ -relaxierte Magnetisierung kann im Anschluss, z.B. durch ein GE-Experiment, ausgelesen werden.

größtenteils  $T_2$ -gewichtet ist. Auch in den Arbeiten von Nezafat et al. und Brittain et al. wird eine ähnliche  $T_2$ -Präparation genutzt [30, 31]. Diese  $T_2$ -gewichtete Magnetisierungspräparation kann wie ein einfaches, vorgeschaltetes Spinecho Experiment erachtet werden.

#### 4.4 GRENZEN DER BILDGEBUNG

Vor einer MRT-Untersuchung ist es von fundamentaler Bedeutung, abschätzen zu können, welche Parametereinstellungen noch sinnvoll sind, um adäquate und gut diagnostizierbare Daten zu erhalten. Im folgenden Abschnitt werden drei Größen beschrieben, welche zum Teil auch sich selbst beeinflussen können. Obwohl das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR: engl. für Signal-to-noise ratio) bei hoher Feldstärke und gleich bleibenden Parametern zunimmt, so ist gerade bei  $T_2$ -gewichteten Bildgebungsmethoden eine erhöhte Erwärmung des Gewebes zu beobachten. Da die Larmorfrequenz linear mit der Magnetfeldstärke zunimmt, können durch die somit verkleinerte Wellenlänge der HF-Pulse auch Reflektionen an Grenzflächen im Körper auftreten.

4.4.1 *Signal zu Rauschen*

Die Güte eines MRT-Bildes wird oft am Signal zu Rauschen (SNR) gemessen. Dies ist das Verhältnis von Mittelwert des Signals und Standardabweichung des Rauschens.

$$SNR = \frac{\overline{S_{\text{Objekt}}}}{\sqrt{S_{\text{Rauschen}}^2}} \quad (4.20)$$

In jeder physikalischen Messung wird ein Signal von Rauschen begleitet. In der MRT stammt das Signal eines Pixels von dem gesamten magnetischen Moment innerhalb des gemessenen Voxels. Die Signalstärke hängt proportional von dem gemessenen Volumen (Voxelgröße) ab. Ist die Auflösung groß, so ist die Signalausbeute klein. Das Signal hängt also von der Summe der gemessenen Magnetisierung ab und ist somit auch stark magnetfeldabhängig. Bei hohen Feldstärken ist der Anteil der ausgelenkten Magnetisierung höher und somit auch die Signalausbeute.

Das Signal hängt ebenfalls von der "Vorgeschichte" der Magnetisierung innerhalb des Voxels ab: Bei  $T_2$ -gewichteten Bildgebungsverfahren erfolgt die Anregung immer aus der Gleichgewichtslage (Spin-Echo, großes TR). Bei schnelleren Bildgebungsverfahren mit kurzem TR jedoch, erholt sich die Magnetisierung zwischen den Anregungen nicht mehr vollständig und ein dynamisches Gleichgewicht stellt sich ein. Die Magnetisierung, welche nun in der Längsrichtung noch zur Anregung zur Verfügung steht, ist nun reduziert.

Rauschen ist im Allgemeinen eine Summe von statistisch zeitlichen Zufallsprozessen. Diese erzeugen ein zusätzliches Signal, das dem eigentlichen MRT-Signal während der Messung überlagert ist. Beim Entstehen von Rauschen unterscheidet man dabei unter drei verschiedenen Quellen. Dabei handelt es sich um das Rauschen aus der Verstärkerkette, die ohmschen Verluste in der Empfangsspule (HF-Spule) und Wirbelstromverluste im Patienten (Probe), welche induktiv mit der HF-Spule gekoppelt sind. Letzteres hängt stark von der Feldstärke ab und ist bei gut abgestimmten Hochfeldsystemen dominant und es entsteht probendominiertes Rauschen. Erst bei einer Feldstärke von ca. 0,1 T und weniger kann die Patientenlast vernachlässigt werden und es entsteht spulendominiertes Rauschen [32].

Jedes Messobjekt erzeugt ein von der Temperatur abhängiges thermisches Rauschen. Im menschlichen Gewebe wird dieses Rauschen aus der Brownschen Bewegung von Elektrolyten erzeugt, welches als ein zusätzliches Induktionssignal in der HF-Spule während der Messung aufgenommen wird und von der Temperatur des Objekts  $T_O$  abhängt. Aufgrund statistischer, thermischer Bewegung freier Elektronen in den Leiterbahnen der Empfangsspule wird ebenfalls eine Rauschspannung erzeugt, welche vom Verstärkersystem aufgenommen wird. Damit ist diese ebenfalls von der Temperatur  $T_S$  abhängig. Unter Berücksichtigung der spezifischen Widerstände  $\rho$  des

Objekts und der HF-Spule ergibt sich näherungsweise für das mittlere quadratische Rauschen eine Induktionsspannung und somit die Varianz des Rauschens

$$\overline{S_{Rauschen}^2} = 4k(q_O T_O + q_S T_S) \cdot BW. \quad (4.21)$$

wobei  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $BW$  die Empfängerbandbreite ist. Die genaue Berechnung des Rauschens und damit des SNR ist für die praktische Anwendung komplex und stark von Faktoren wie z.B. Magnetisierung ( $B_0$ ), Volumen, Füllfaktor und Qualitätsfaktor abhängig [33].

Der Anwender kann durch Variation der  $BW$  Einfluss auf die Güte des zu messenden Objektes nehmen. Eine verallgemeinerte Form zeigt, dass die Bandbreite durch die inverse Gesamtmesszeit  $T_{acq}$  (Gesamtdauer in der der ADC Messdaten aufnimmt) ersetzt werden kann [34]. Das Rauschsignal  $S_{Rauschen}$  kann als zeitlich unkorreliert angesehen werden mit der Varianz  $\sigma^2$  um den Mittelwert 0 normalverteilt [35].

Der Minimierung des Rauschens bzw. die Maximierung des Signals wird in der MRT eine große Bedeutung beigemessen. Da jedes Signal jedoch mit Rauschen behaftet ist, muss dieses in die Berechnung miteinbezogen werden. Das Rauschen in einem MRT-Bild wird außerdem maßgeblich von den voreingestellten Bildgebungsparametern bestimmt. Zu diesen Parametern gehören die Anzahl der Mittlungen  $N_{Mittlung}$  und das Volumen, aus dem das Signal stammt, dem Voxelvolumen  $V_{Voxel}$ . Durch das Einbeziehen der Messparameter folgt [36]:

$$SNR = \frac{S_{Objekt} \cdot V_{Voxel} \cdot \sqrt{N_{Mittlungen}}}{\sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot q \cdot BW}}. \quad (4.22)$$

Demnach steigt das SNR mit der Wurzel der Mittlungen, vorausgesetzt das Rauschen ist von der einen zur nächsten Messung unkorreliert, und der Wurzel der Voxelgröße an. Außerdem ist das Rauschen proportional zur Wurzel der Bandbreite  $BW$ . Da das  $SNR$  proportional zu  $\sqrt{N_{Mittlungen}/BW}$  ist, ist dieses ebenfalls ergodisch. Da die Fouriertransformation eine lineare Operation ist, bleibt der Realteil des Rauschens ebenfalls normalverteilt. Für den Absolutwert des Rauschens hingegen gilt dies nicht mehr, kann aber durch statistische Betrachtung bei ausreichendem SNR noch in guter Näherung angenommen werden [37]. Daraus folgt, dass die Standardabweichung des Rauschens in einem MRT-Bild ein Maß für das Rauschen ist. Nach Berücksichtigung von Gleichung 4.20 ergibt sich

$$SNR_{Bild} = \frac{S_{Objekt}}{\sigma_{Bild}}. \quad (4.23)$$

Dabei ist  $S_{Objekt}$  die mittlere Signalintensität und  $\sigma_{Bild}$  die Standardabweichung der Signalintensität eines reinen Rauschbildes mit den gleichen Parametern ohne Objekt.

## 4.4.2 Spezifische Absorptionsrate (SAR)

Im klinischen Alltag sind immer mehr 3T Systeme verbreitet. Moderne Forschungsgeräte weisen sogar eine Feldstärke von bis zu 9,4T auf. Durch das höhere Feld steigt auch der Anteil der messbaren Magnetisierung bei gleichbleibender Auflösung und somit auch das maximal erreichbare SNR. Mit dem Anstieg der Magnetisierung steigt auch die einzustrahlende HF-Energie um diese aus ihrer Gleichgewichtslage auszuweichen. Die Folge der erhöhten Einstrahlung elektrischer Leistung äußert sich in einer Erwärmung des Gewebes. Die streng festgelegten Grenzwerte werden gerade bei  $T_2$ -gewichteten Bildgebungsmethoden häufig schon bei 3T erreicht. Deshalb ist der Bedarf, gerade an Spin-Echo-Basisbildgebungsmethoden mit niedriger HF-Leistung, für Hochfeldsysteme sehr hoch.

Nach den Maxwell'schen Induktionsgesetz entsteht durch Änderung der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}_1(t)$ -Feldes immer auch eine elektrische Feldkomponente  $\vec{E}_1(t)$  nach

$$-\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \nabla \times \vec{E}_1. \quad (4.24)$$

Die daraus entstehenden Wirbelströme führen im Messobjekt, dem menschlichen Körper, zu Gewebeerwärmung. Eine Ursache hierfür ist induzierte elektrische Leistung  $P_{HF}$  durch HF-Pulse, welche aufgrund des elektrischen Widerstandes des Gewebes zu einer Energiedeposition und damit zur Erwärmung führen. Die im Körper als Wärme deponierte, gemittelte HF-Leistung pro Masse  $m$  über den Zeitraum  $TR$  wird als spezifische Absorptionsrate (SAR in Watt pro Kilogramm) bezeichnet. Um eine Überhitzung des Gewebes auszuschließen, muss die mittlere HF-Leistung des Anregungspulses limitiert werden, so dass die überschüssige Wärme vom Körper noch abgeführt werden kann. Untersuchungen an Menschen haben bei HF-Expositionen des Rumpfes und des Kopfes, die zu einer Erhöhung der Körpertemperatur um maximal ein Grad Celsius ( $^{\circ}\text{C}$ ) führten, keine gesundheitlich nachteiligen Wirkungen ergeben.<sup>1</sup> Für die richtige Berechnung des SAR ist die Kenntnis vieler Parameter wie z.B. HF-Spulen geometrie, Beladung der Spule, HF-Pulslänge, Gewebewiderstand u.v.m von Nöten. Die für diese Arbeit wichtigen physikalischen Größen lassen jedoch eine gute Abschätzung des SAR zu [38]. Da

$$SAR = \frac{\overline{P_{HF}}}{m} = \frac{1}{m \cdot TR} \int_0^{TR} P_{HF}(t) dt \quad (4.25)$$

<sup>1</sup> Von der Strahlenschutzkommission (SSK) wurden Basiswerte für die Temperatur sowie daraus abgeleitete Begrenzungen für die spezifische Absorptionsrate empfohlen, deren Einhaltung bei Patientenuntersuchungen durch komplexe Monitorsysteme gewährleistet sind. <http://www.ssk.de>



mit

$$P_{HF} \sim \alpha^2 \cdot \omega_0^2, \quad (4.26)$$

wobei  $\alpha$  der Flipwinkel und  $\omega_0$  die Larmorfrequenz darstellt, ergibt sich mit Gleichung 3.20

$$SAR \sim B_0^2 \int_0^{\tau_{HF}} B_1^2(t) dt \sim B_0^2 \cdot \frac{\alpha^2}{\tau_{HF} \cdot TR}. \quad (4.27)$$

Gleichung 4.27 zeigt die Abhängigkeit von den beiden notwendigen Magnetfeldern in der MRT. Das SAR ist demnach quadratisch vom statischen Magnetfeld abhängig, was ein vierfaches SAR bei doppelter Feldstärke zur Folge hat. Somit sind die SAR-Grenzwerte bei modernen Geräten mit hohen Magnetfeldstärken ( $B_0 > 3T$ ) weitaus schneller erreicht. Außerdem ist es ebenfalls quadratisch vom angewendeten Flipwinkel  $\alpha$  abhängig und macht eine Reduzierung der Flipwinkel zu einer effektiven Methode um SAR einzusparen [39, 40, 21, 41]. Die Länge der Anregung  $\tau_{HF}$  und die Repetitionsdauer  $TR$  geht in die Berechnung invers linear ein und reduziert das SAR je länger der angewendete HF-Puls bzw. je länger die Messzeit ist. Für eine genaue Berechnung des SAR ist auf Bottomley et al. verwiesen [38].

Die Grenzwerte für das SAR sind streng vom Gesetzgeber durch Normen festgelegt. International setzt dabei die International Electrotechnical Commission (IEC) diese Grenzwerte fest, welche auf nationaler Ebene durch das deutsche Institut für Normung (DIN) übernommen wurde.<sup>2</sup> Bei MRT-Messungen wird unter verschiedenen Betriebsarten unterschieden, welche in drei Stufen eingeteilt sind. Die erste Stufe definiert eine Exposition, bei der eine physiologische Belastung des Patienten ausgeschlossen werden kann und eine routinemäßige Überwachung des Patienten angemessen ist. Die zweite definiert eine Expositionsstufe, bei der es zu einer Belastung kommen kann wobei der Patient angemessen, z.B. durch Überwachung verschiedener physiologischer Parameter, betreut werden muss. Außerdem muss das MRT-System den Übergang in den höheren Betriebsmodus anzeigen und vom Personal bestätigt werden. Bei der Betriebsart der dritten Stufe kann ein signifikantes Risiko für den Patienten bestehen. Dies kann durch eine klinische Prüfung Anwendung finden und muss durch eine Ethikkommission zugestimmt werden.

Die hier in der Arbeit angewendete Betriebsart ist ausschließlich die der ersten Stufe um eine mögliche Gefährdung der Probanden auszuschließen. In modernen Scannern wird das SAR über so genannte SAR-Monitore genauestens während der Messung überwacht um dieses nicht zu überschreiten. Während der Aufnahme wird das SAR über ein kurzes Zeitintervall von  $T_{SAR} = 10s$  und ein langes Zeitintervall

<sup>2</sup> DIN EN 60601-2-33 mit Titel: "Medizinische elektrische Geräte - 2-33: Besondere Festlegungen für die Sicherheit von Magnetresonananzgeräten für die medizinische Diagnostik."

	1. Stufe / $\frac{W}{kg}$	2. Stufe / $\frac{W}{kg}$	3. Stufe / $\frac{W}{kg}$
Ganzkörper	2	4	> 4
Teilkörper	2 - 10	4 - 10	> 10
Kopf	3,2	3,2	> 3,2

Tabelle 1: HF-Expositionswerte/SAR-Grenzen nach DIN-Norm

von  $T_{SAR} = 6min$  überwacht und ein Überschreiten durch Abbruch der Messung verhindert. Außerdem findet vor der Messung eine Berechnung des SAR über die eingegebenen Parameter statt. Werden diese Grenzwerte überschritten, so wird die Messung nicht ausgeführt. In 7T Hochfeldsystemen ist jedoch nur eine Messung ab einer Exposition 2. Stufe möglich. Grund dafür ist die verkürzte Wellenlänge und das Nichtvorhandensein einer so genannten Ganzkörperspule (Bodycoil) wie bei Systemen mit einer Feldstärke von 3T und weniger. Diese Wellenlängeneffekte werden im nächsten Unterkapitel behandelt.

#### 4.4.3 Wellenlängeneffekte

Da in dieser Arbeit auch an Hochfeldsystemen (bis 7T Feldstärke) gearbeitet wird, müssen auch Wellenlängeneffekte aufgrund der linear mit dem homogenen Magnetfeld  $B_0$  steigenden Resonanzfrequenz  $\omega_0$  (Gleichung 3.11) betrachtet werden. Um eine Magnetisierung anzuregen ist dann ebenfalls ein  $B_1(t)$  mit der Resonanzfrequenz nötig. Mit Gleichung 3.11 ist die Wellenlänge  $\lambda = \frac{c}{\nu}$ , wobei  $\nu$  die Frequenz und  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit darstellt, nun von  $B_0$  abhängig:

$$\lambda_{Vakuum}(B_0) = \frac{c_0}{\nu(B_0)} = \frac{c_0}{2\pi\gamma B_0} \quad (4.28)$$

Dies gilt jedoch nur für die Wellenlänge im Vakuum und in guter Näherung für Luft. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  verlangsamt sich aber beim Übergang von einem dünneren in ein dichteres Medium, wie z.B. dem menschlichen Körper. Mit der relativen Permittivität (Dielektrizitätszahl = Durchlässigkeit eines Materials für el. Felder)  $\epsilon_r$  und der Permeabilitätszahl  $\mu_r$  (Durchlässigkeit von Materie für magnetische Felder) ergibt sich die relative Lichtgeschwindigkeit  $c_r$  zu:

$$c_r = c_0 \cdot \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r \mu_r}}. \quad (4.29)$$

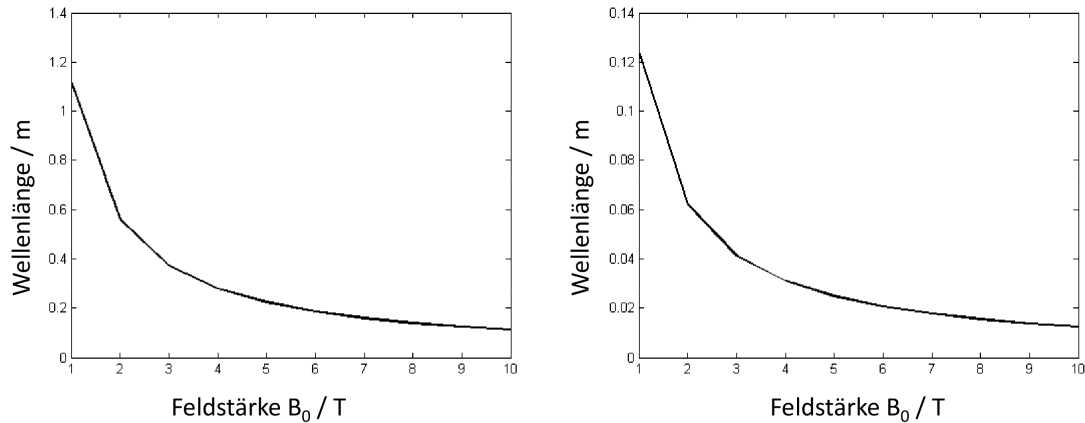


Abbildung 15: Die Wellenlänge  $\lambda$  in Abhängigkeit der Feldstärke  $B_0$ . Links die Wellenlänge des HF-Feldes im Vakuum. Rechts die verkürzte Wellenlänge im menschlichen Körper.

Damit ergibt sich für Gleichung 4.28 eine relative, materialabhängige Wellenlänge der Form:

$$\lambda_r(B_0) = \frac{c_0}{2\pi\gamma B_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}}. \quad (4.30)$$

Für Wasser, und somit auch in guter Näherung für den menschlichen Körper, ergibt sich für die Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r = 81 \frac{As}{Vm}$  und für die Permeabilitätszahl näherungsweise  $\mu_r = 1 \frac{Vs}{Am}$ . Die nun nötige Wellenlänge des HF-Feldes und die daraus resultierende Wellenlänge im menschlichen Körper ist in Abbildung 15 dargestellt. Jedoch werden dadurch nicht nur die für die Bildgebung wichtigen Spins angeregt, sondern auch metallische, nicht ferromagnetische Implantate, welche eine Länge von  $\lambda/2$  aufweisen, können innerhalb eine stehende Welle ausbilden und dadurch wie Antennen wirken. Gerade bei hohen Feldstärken liegt diese, so genannte, Resonanzlänge nur bei einigen Zentimetern.

Im Idealfall sollte ein Objekt möglichst homogen angeregt werden. In diesem, quasistatischen Zustand ist die Größe des anzuregenden Objektes sehr viel kleiner als die Wellenlänge  $\lambda$ . Liegt die Größe des Objekts im Bereich der Wellenlänge oder ist es größer, so kann nicht homogen angeregt werden und der Anregungswinkel variiert sehr stark in Abhängigkeit vom Ort (Abbildung 16).

Außerdem können an Gewebegrenzen Reflektionen der Welle auftreten. Überlagern sich diese dann konstruktiv, kann es zu einer Erhöhung des SAR kommen, destruktiv zu einer Erniedrigung des SAR.

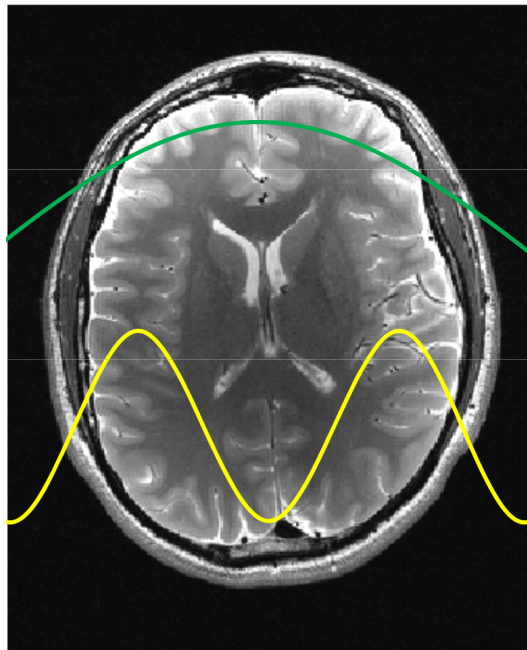


Abbildung 16: Wellenausbreitung des HF-Feldes am Beispiel des menschlichen Gehirns. Grün eingezeichnet der quasistatische Fall. Über das gesamte Gehirn wird näherungsweise "homogen" angeregt. Der Anregungswinkel variiert nur wenig. Ist die Wellenlänge  $\lambda$  des HF-Feldes kleiner als das anzuregende Objekt, so kann nicht mehr homogen angeregt werden, gelb eingezeichnet. Über das ganze Gehirn variiert der Anregungswinkel sehr stark

Mit Beginn der ersten MRT-Messungen von Lauterbur und Mansfield in den siebziger Jahren <sup>1</sup>, sind die MRT-Wissenschaftler in aller Welt bestrebt den Patientenkomfort zu steigern, indem Bildgebungssequenzen und Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt werden, die zeiteffizienter arbeiten und die gleiche Bildqualität liefern. Es ist nicht nur der gesteigerte Komfort, sondern in erster Linie die Senkung der Kosten durch Verkürzung der Untersuchungszeit. Ende der neunziger Jahre und zu Beginn des neuen Jahrtausends wurden mit der Entwicklung verschiedenster Rekonstruktionstechniken die Ära der parallelen Bildgebung eingeläutet. Die Basis dieser Methoden beruht auf das Auslassen von k-Raumlinien, die so genannte Unterabtastung, während der Datenaufnahme und der anschließenden Bildrekonstruktion mittels Algorithmen die im Bildraum oder im k-Raum angewendet werden können. Zu den bekanntesten Methoden der parallelen Bildgebung (pMRI) zählen SMASH, SENSE und GRAPPA [42, 43, 44] aus denen sich noch weitere Methoden entwickelt haben. Alle diese Techniken benötigen aber Informationen aus den Spulensensitivitäten um die Effekte der Unterabtastung zu eliminieren. Dazu werden Mehrkanalempfänger genutzt, die die gleichzeitige und unabhängige Datenakquisition der einzelnen Empfänger ermöglichen. Die anschließende Rekonstruktion der Daten erfordert ein hohes Maß an Knowhow und Rechenleistung.

Obwohl einige dieser pMRI-Techniken heute in der Klinikroutine selbstverständlich sind, wurde vor und parallel zu ihrem Aufkommen die Weiterentwicklung von Hybridtechniken zur Messzeitverkürzung in der MRT weiter angetrieben. Zum Beispiel Gradientenecho und Spinecho oder auch GRASE (auch Turbo-Gradient-Spinecho TGSE) genannt, ist eine der Bildgebungssequenzen, welche analog zur Multispinecho-Methode RARE (RARE: engl. für Rapid Acquisition with Relaxation Enhancement auch TSE = Turbo-Spin-Echo genannt) [6], eine bestimmte Anzahl von Refokussierungspulsen die mit einem oszillierenden Auslesegradienten kombiniert sind, um eine Serie von Gradient- und Spinechos zu refokussieren [7].

Deichmann et al. [45] beschrieb 1995 erstmals theoretisch die Signalintensitäten in Hybridsequenzen für die schnelle Bildgebung. Dazu wurde eine MDEFT-Sequenz (Modified Driven Equilibrium Fourier Transform) verwendet, wie sie für die strukturelle Neurobildgebung genutzt wird. Um einen guten Kontrast zwischen grauer (GM: engl. für gray matter) und weißer Hirnsubstanz (WM: engl. für white matter) zu erhalten, beinhaltet die MDEFT-Sequenz einen Präparationsteil, gefolgt durch

---

<sup>1</sup> 1973: unabhängig voneinander legten Paul C. Lauterbur und Sir Peter Mansfield den Grundstein für die MRT-Spektroskopie und -Bildgebung und erhielten dafür 2003 den Nobelpreis für Physiologie oder Medizin.

eine FLASH-Sequenz (im allgemeinen basierend auf einer 3D FLASH). Die Nutzung für hochaufgelöste 3D-Neurobildgebung ist jedoch durch die lange Messzeit beeinträchtigt. Die Benutzung eines FLASH-EPI (EPI: engl. für echo planar imaging) Ausleseverfahrens kann die Akquisitionszeit aber durch das Auslesen mehrerer Echos nach jeder Anregung mit unterschiedlichen Phasenkodierungen reduzieren und ist auch als interleaved gradient echo planar imaging (IGEPI) bekannt [46].

Hillenbrand et al. wies 1999 in vivo die Signalintensitäten einer EPI-FLASH-Hybridsequenz in Abhängigkeit sequenzspezifischer Parameter nach. Im Speziellen wurde dazu das SNR in Abhängigkeit der gemessenen Echos pro Anregung, dem Flipwinkel und der Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2^*$  untersucht [47]. Dieser so genannte CAT-Ansatz (CAT: engl. für combined acquisition technique) ist die modulare Kombination von zwei Bildgebungsmethoden.

Hybridsequenzen stellen in dieser Arbeit einen Schwerpunkt dar und sollen im folgenden Kapitel ausführlich erläutert werden. Da diese aus verschiedenen, üblicherweise zwei, Bildgebungsmethoden bestehen, werden zunächst diese Basismethoden vorgestellt. Dazu gehören die Multispinecho-Methode RARE und die EPI-Methoden mit denen für diese Arbeit wichtigen Variationen.

## 5.1 DIE RARE SEQUENZ

Eine der wichtigsten und gerade für die klinische Bildgebung unverzichtbare Sequenz in der MRT bildet die so genannte RARE Sequenz. Die bereits vorgestellte SE-Sequenz ist besonders bei Aufnahmen mit dem klinisch wichtigen  $T_2$ -Kontrast sehr ineffizient, da nach jeder Anregung nur ein Teil der zur Verfügung stehenden Magnetisierung in sehr kurzer Zeit ausgelesen wird, obwohl die transversale Magnetisierung noch relativ lange zur Verfügung steht. Das ungünstige Zeitverhältnis von Datenaufnahme und der gesamten Messperiode lässt sich einfach durch  $T_{ADC}/TR$  ausdrücken. Da  $TR$  maßgeblich durch die  $T_1$ -Relaxationszeit dominiert wird, ist nach der Datenaufnahme eine zum Teil sehr lange Wartezeit notwendig ( $TR \gtrsim 5 \cdot T_1$ ).

In modernen SE-Sequenzen wird die Wartezeit jedoch ausgenutzt um mehrere Schichten im jeweiligen Messzyklus ineinander zu verschachteln. Dies geschieht dadurch, indem nach der ersten Anregung und Auslesen einer Zeile einer Schicht eine weitere Anregung mit Auslesezyklus einer anderen Schicht erfolgt. Je nachdem wie lange  $TR$  ist, können somit mehrere Schichten innerhalb der Gesamtmesszeit ausgelesen werden. Dieses Prinzip wird fast immer bei spinechobasierten Sequenzen verwendet. Somit wird zwar die Effizienz einer SE-Sequenz verbessert indem parallel mehrere Schichten aufgenommen werden, jedoch bleibt die Gesamtmesszeit relativ lang.

Die Lösung dieser Problematik bietet die in Kapitel 3.2.2 eingeführte CPMG-Pulsfolge, welche durch die wiederholte Anwendung von Refokussierungspulsen mehrere Spinechos erzeugt und somit die Magnetisierung in der transversalen Ebene

besser ausnutzt. Durch unterschiedliche Phasenkodierung kann pro Echo eine k-Raumzeile ausgelesen und eine erhebliche Messzeitverkürzung erreicht werden. Dies wurde von Hennig et al. 1984 entdeckt und unter dem Namen RARE bekannt. Um eine optimale Signalausbeute zu erhalten muss auch die RARE Bildgebungssequenz ebenfalls den CPMG-Bedingungen genügen. Die Kohärenz ist hierbei nicht nur in der zeitlichen Abfolge und der Phase der Refokussierungspulse zu erhalten, sondern auch im Bezug auf jeden einzelnen Gradienten. Somit können Bildartefakte auf ein Minimum reduziert werden. Besonders wichtig ist die Betrachtung der schichtselektiven Refokussierungspulse, da diese in einem realen MRT-Experiment für ein Teil des Spinensembles niemals  $180^\circ$  entspricht. Betrachtet man die dritte CPMG-Bedingung in Abschnitt 3.2.2, so kommt man zu der Schlussfolgerung, dass die Gradientenmomente (Fläche der Gradienten) zwischen den Refokussierungspulsen doppelt so groß sein muss wie die Gradientenmomente zwischen Anregungs- und ersten Refokussierungspuls. Abbildung 17 zeigt schematisch das Sequenzdiagramm einer RARE. Der Einfachheit halber wurden keine Gradientenrampen, wie bei den anderen Abbildungen, gesetzt.

Die Einhaltung der CPMG-Bedingungen ist jedoch nicht die Garantie für ein vollständig artefaktfreies Bild. Dafür sind Imperfektionen in den Refokussierungspulsen verantwortlich, welche auch eine anregende Wirkung auf das Spinensemble ausüben können, so dass nach jedem Refokussierungspuls  $\alpha \neq 180^\circ$  ein FID entsteht. Diese können direkt mit den zu messenden Echos interferieren und somit Artefakte auslösen. Um diese Artefakte zu vermeiden, werden so genannte „Crushergradienten“ [48] geschaltet. Wie in Abbildung 17 zu sehen, bestehen Crushergradienten aus zwei Gradienten mit gleicher Polarität und werden sowohl in Schichtrichtung vor und nach jedem Refokussierungspuls, als auch in Leserichtung vor und nach jedem Auslesegradient geschaltet. Dies wurde erstmals von Jürgen Hennig 1988 implementiert [49]. Um ausschließlich Spinechos für die Bildgebung zuzulassen und FIDs zu unterdrücken, welche zum Echozeitpunkt konstruktiv miteinander überlagern, werden während des Echozugs gleich große Gradientenmomente verwendet. In modernen RARE-Sequenzen werden Crushergradienten in allen Richtungen angewendet, die keine Phasenkodierung enthalten.

Die Erzeugung eines Multiechos mit einer Echozuglänge (ETL: engl. für echo train length auch Turbo Faktor TF genannt) kann somit erheblich Messzeit einsparen. Die gesamte Messzeit eines 2D Datensatzes hat somit die Messdauer

$$T_{TSE} = \frac{N_y \cdot TR \cdot N_{Mittelung}}{TF}. \quad (5.1)$$

Die maximale Länge eines noch sinnvollen Echozuges ist lediglich durch  $T_2$  eingeschränkt. Wird sie zu lang gewählt, so wird am Ende des Echozuges kein Signal mehr aufgenommen, da dieses bereits zu weit relaxiert ist. Wählt man den Echozug zu kurz so „verschwendet“ man ggf. Signal. Für die originale RARE-Sequenz werden

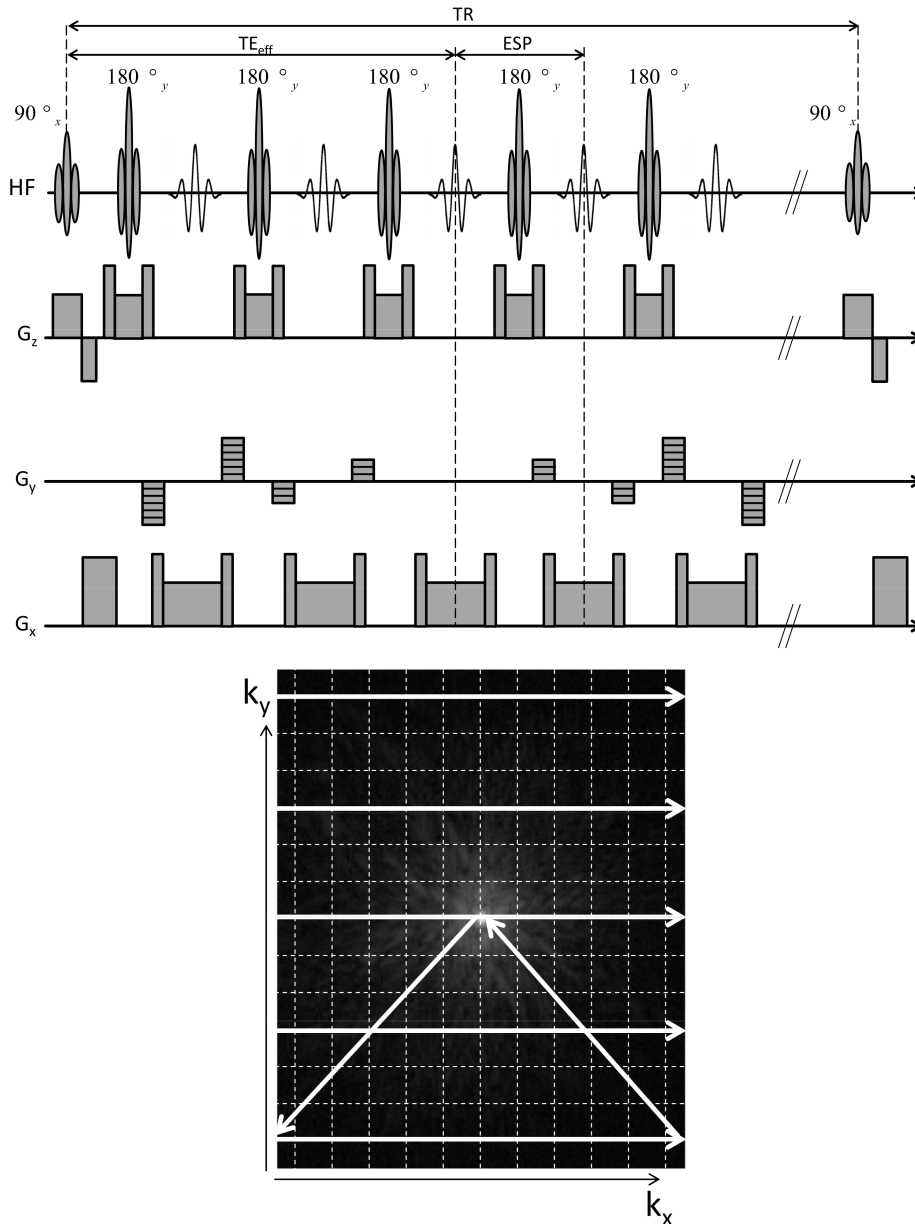


Abbildung 17: Sequenzdiagramm der Umsetzung der CPMG-Pulssequenz in eine RARE-Bildgebungssequenz. In Schicht- und Ausleserichtung befinden sich symmetrisch um Refokussierungspuls und zum Auslesegradienten Crushergradienten. Die k-Raumtrajektorie (unten) zeigt wie der k-Raum ausgelesen wird. Für die Übersichtlichkeit wurden die De- und Rephasierer nur für die erste Zeile eingezeichnet.

üblicherweise Refokussierungspulswinkel von 180° verwendet. Kleinere Winkel sind jedoch in modernen RARE-Sequenzen üblich und sind mit der Einhaltung der ersten CPMG-Bedingung möglich [21, 39]. Die Anzahl  $N_{shot}$  der benötigten Anregungen ist dann abhängig von der Echozuglänge.

$$N_{shot} = \frac{N_y}{ETL} \tag{5.2}$$



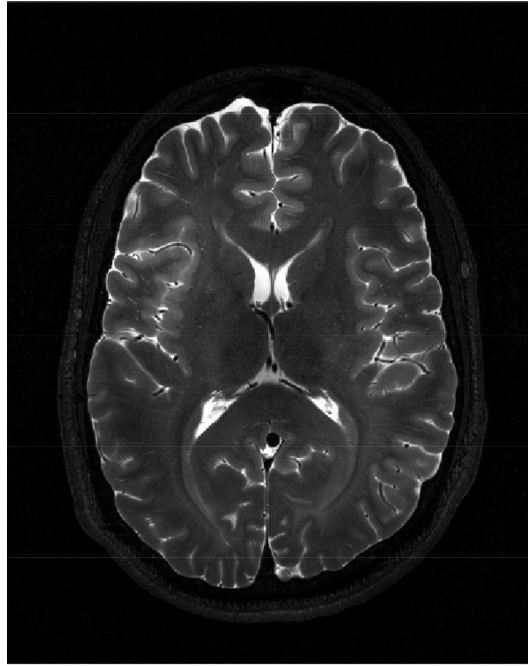


Abbildung 18:  $T_2$ -gewichtete RARE Aufnahme bei  $B_0 = 7T$ . Die Abgrenzung zwischen GM und WM ist klar erkennbar. Um die SAR-Grenzen einzuhalten wurde die Repetitionszeit auf  $TR = 12s$  erhöht.

Ebenfalls ist es bei einer ausreichender Anzahl an Echos möglich mit einer Anregung ein gesamtes MRT-Bild aufzunehmen, wobei sich die Messzeit nochmals erheblich verkürzt und somit im Bereich von 1s liegt. Diese Bildgebungstechniken werden Singleshot-Verfahren genannt. Die Vorteile einer RARE sind im Besonderen die Effizienz im Bezug auf die Signalausbeute. Außerdem können  $T_2$ -gewichtete Aufnahmen in sehr kurzer Zeit, verglichen mit einem herkömmlichen Spin-Echo, vorgenommen werden. Besonders für die Neurobildgebung ist dieser Kontrast von Bedeutung, da dadurch WM und GM, welche sich in ihrer  $T_2$ -Relaxationszeit nur wenig unterscheiden, klar abgrenzbar werden. Durch die Anwendung von Refokussierungspulsen werden außerdem die signalabschwächenden Auswirkungen der Magnetfeldinhomogenitäten unwirksam gemacht. Bei modernen Hochfeldsystemen ( $B_0 \geq 3T$ ) ist gerade dies jedoch ein Problem, da die SAR-Grenzen dadurch sehr schnell erreicht werden. Eine Anpassung der Parameter kann dieses Problem, auf Kosten einer erhöhten Messzeit, in vielen Fällen lösen. Abbildung 18 zeigt eine  $T_2$ -gewichtete Aufnahme eines Probanden bei einer Feldstärke von  $B_0 = 7T$ . Um die SAR-Grenzen nicht zu überschreiten musste die Repetitionszeit  $TR$  auf 12s erhöht werden. Bei Magnetfeldern unter 3T liegt die Repetitionszeit typischerweise zwischen 3s und 5s.

## 5.2 ECHO PLANAR BILDGEBUNG

Sir Peter Mansfield und Paul C. Lauterbur entwickelten zusammen 1973 die MRT als bildgebende Methode. 2003 erhielten sie dafür gemeinsam den Nobelpreis für Medizin. 1977 führte Mansfield, unter Verwendung extrem schneller Umschaltung der Gradienten die EPI-Bildgebung [3]. Dadurch wurde die Bildgewinnung deutlich unter einer Sekunde möglich, jedoch auf Kosten der Bildqualität. Heutzutage wird EPI für die funktionelle MRT (fMRT) zur Darstellung von Hirnaktivität genutzt. Diese verwendet die Abhängigkeit des Signals vom Sauerstoffgehalt in den roten Blutkörperchen.

Neben der ursprünglichen EPI entstanden noch zwei weitere Methoden die sich insgesamt zu drei Grundtypen zusammenfassen lassen. Im folgenden Abschnitt werden diese Methoden eingeführt und erörtert.

## 5.2.1 Gradientenecho EPI

Ein typisches GE-Experiment akquiriert nach jeder HF-Anregung eine einzelne Zeile im k-Raum. Nach jeder weiteren Anregung wählt der Phasenkodiergradient eine andere Zeile im k-Raum aus, welche wiederum ausgelesen wird. Dieses Experiment wird je nach Matrixgröße wiederholt bis der k-Raum mit Daten des Objekts gefüllt ist. Jedoch ist es möglich nach jeder HF-Anregung mehrere Gradientenechos auszulesen. Diese Bildgebungsmethoden nennt man Gradientenecho Echo Planar Methoden (GE-EPI). Ein oszillierender EPI-Auslesegradient wird dabei mehrmals hintereinander in positiver und negativer Richtung geschaltet. Während dem Übergang von einem Auslesegradienten zum Nächsten wird in Phasenkodierrichtung ein kleiner Gradient geschaltet [3]. Der Effekt dieses kleinen Phasengradienten ist es, die Phase so zu modulieren, um sie für die nächst bestimmte Zeile zu kodieren. In Abbildung 19 ist ein Beispiel einer EPI, welche mit einer einzigen Anregung den gesamten k-Raum füllt. In diesem Fall wird diese EPI-Sequenz auch als Singleshot-EPI bezeichnet, da nach einer Anregung der gesamte k-Raum mit Daten gefüllt wird. Für Singleshot-EPI gilt  $ETL = N_y$ . Typischerweise haben die Echos in einer ETL gleiche Abstände, das ESP (engl. für echospacing). Das Konzept der ETL und ESP wird uns in späteren Kapiteln weiter begleiten.

Das Gradientenecho EPI misst jede k-Raumlinie entlang der Phasenkodierrichtung zu verschiedenen Echozeiten TE. Die Amplitude der entsprechenden Linien zerfallen mit:

$$S(n) = S_0 \cdot e^{-\frac{TE(n)}{T_2^*}} \quad (5.3)$$

wobei n das  $n - te$  Echo im ETL ist und  $S_0$  die Signalstärke zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Da der Bildkontrast überwiegend durch die zentralen Linien im k-Raum gegeben ist, wird

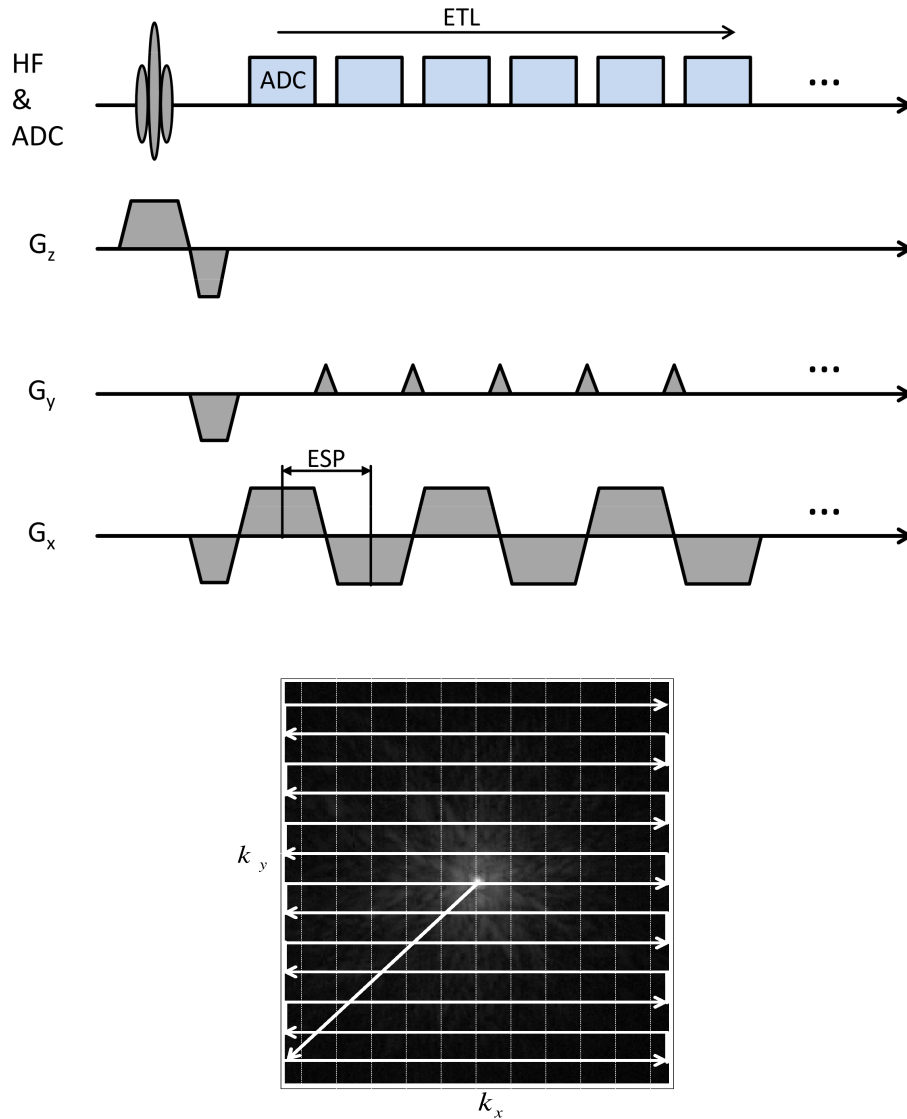


Abbildung 19: Oben: Sequenzdiagramm einer Gradientenecho EPI-Sequenz. Nach der Schichtauswahl kodiert der Phasengradient die erste Zeile. Üblicherweise bei  $-k_y^{max}$ . Die Re- und Dephasierungsgradienten in x-, y- und z-Richtung können zur Zeitersparnis zeitgleich geschaltet werden. Der oszillierende Auslesegradient mit den dazwischen liegenden Phasenblips füllt dann den k-Raum vollständig aus (unten). In diesem Beispiel wird der k-Raum nach einer einzigen Anregung aufgefüllt und heißt daher Singleshot-EPI.

die Echozeit durch die Zeit definiert, in der die zentrale k-Raumlinie aufgenommen wird ( $TE(k_y = 0)$ ). Beschrieben wird die Echozeit dann durch die effektive Echozeit  $TE_{eff}$ . Betrachtet man das Sequenzschema in Abbildung 19, so kann man durch verkürzen der Auslesegradienten mit gleichzeitiger Erhöhung der Amplitude das ESP so verkürzen, dass der zentrale k-Raum zu einem früheren Zeitpunkt gemessen wird.  $TE_{eff}$  verkürzt sich somit. Verlängert man den Auslesegradienten und somit auch das ESP, so wird der zentrale k-Raum zu einem späteren Zeitpunkt aufgenommen.  $TE_{eff}$  wird länger. Wird also ein späteres Echo für das k-Raumzentrum benutzt, so

äußert sich dies in einer sehr starken  $T_2^*$ -Gewichtung. Im Gegenzug äußert sich ein früher aufgenommenes Echo für das k-Raumzentrum durch eine sehr schwache  $T_2^*$ -Gewichtung.

### 5.2.2 Multishot-EPI

In dem vorangegangenen Abschnitt wurde die GE-EPI-Sequenz beschrieben, die nach einer einzigen Anregung den gesamten k-Raum abtasten kann (singleshot-EPI). Multishot-EPI Sequenzen hingegen benutzen mehrere Anregungen, um einen gesamten Datensatz aufzunehmen, welche dann im Anschluss zu einem Gesamtbild zusammengefügt werden. Die erreichbare räumliche Auflösung ist nun nicht mehr durch die Relaxationszeiten der einzelnen Gewebetypen bzw. durch die ETL reduziert. Ebenso wie bei der RARE ist die Anzahl der Anregungen gegeben durch

$$N_{\text{shot-EPI}} = \frac{N_y}{ETL}. \quad (5.4)$$

In der Praxis ist bei jeder multishot-Sequenz die Voraussetzung, dass die Anzahl der Phasenkodierlinien durch die ETL teilbar ist. Mit anderen Worten:  $(N_y \bmod ETL) = 0$ . Die Gesamtmesszeit ist dann gegeben als

$$T_{EPI} = N_{\text{shot-EPI}} \cdot TR \cdot N_{\text{Mittelungen}}. \quad (5.5)$$

Daten aus verschiedenen Anregungen können in verschiedenster Weise in Phasenrichtung im k-Raum angeordnet werden. Dies wird dadurch erreicht, dass die Phasenkodierblips derart vergrößert werden, so dass der Abstand zwischen den k-Raumlinien innerhalb eines ETL ebenfalls erhöht wird. Die k-Raumlinien aus benachbarten Anregungen werden so platziert um die Lücken innerhalb des k-Raums zu füllen. Diese Methode wird auch als segmentiertes EPI bezeichnet. Um Artefakte zu minimieren, welche aus Signalsprüngen im k-Raum herrühren, werden die gemessenen k-Raumlinien oft so ineinander verschachtelt (interleaved), dass Linien mit ähnlicher Intensität benachbart angeordnet werden. Die daraus entstehenden Segmente teilen den k-Raum in ETL Teile ein. Die Anzahl der Segmente ist somit gleich der Anzahl der ETL. Dies gilt nicht nur für die multiecho-EPI Sequenzen, sondern für alle multishot-Sequenzen welche aufgrund ihrer Beschaffenheit auch in Phasenrichtung eine Signalmodulation aufweisen. Da bis auf die Sequenzbeschaffenheit die RARE-Sequenz prinzipiell ebenfalls eine multishot-Sequenz ist, wird für diese ebenfalls eine angepasste Einordnung der Phasenkodierlinien angewendet, um Artefakte zu minimieren.

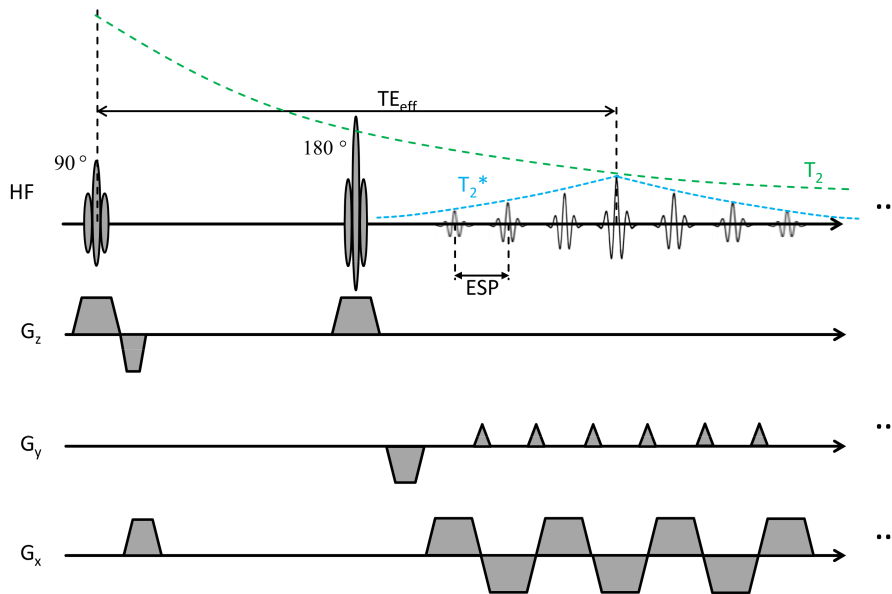


Abbildung 20: Sequenzdiagramm einer segmentierten SE-EPI. Analog zum GE-EPI wird mittels eines oszillierenden Gradienten ausgelesen und wie in Abbildung 19 mit Phasenblips die einzelnen Zeilen in Phasenkodierichtung festgelegt. Die SE-EPI benutzt jedoch ein Spinecho anstelle eines FIDs wie beim GE-EPI.

### 5.2.3 Spinecho-EPI

Die bereits gezeigten Prinzipien, aus einer singleshot-EPI eine segmentierte EPI zu erhalten, gelten ebenfalls für die SE-EPI und sollen hier nicht nochmals wiederholt werden. Deshalb wird lediglich auf die segmentierte SE-EPI eingegangen.

Das aus dem FLASH-Experiment entstandene GE-EPI lässt sich auch auf ein SE-Experiment übertragen. Analog zum GE-EPI können nach einer einzigen Anregung mehrere Gradientenechos und ein Spinecho bei  $TE_{eff}$  ausgelesen werden (siehe Abbildung 20). Nach zwei schichtselektiven HF-Pulsen mit den typischen Flipwinkeln von  $90^\circ$  und  $180^\circ$  kann ein oszillierender Auslesegradient mehrere Spinechos und Gradientenechos akquirieren. Während eines Zeitfensters um das eigentliche SE werden EPI-Auslesegradienten und Phasenblips ausgespielt um eine Serie von Gradientenechos zu erzeugen (Abbildung 20). Wie beim GE-EPI beruht das SE-EPI auf der Messung von Gradientenechos für die einzelnen  $k$ -Raumzeilen. Jedoch ist hier die Grundlage ein Spinecho und nicht ein FID wie bei einem GE-EPI. Der Schichtauswahlgradient ist im Wesentlichen identisch zu dem einer konventionellen SE Sequenz.

Wie bei der GE-EPI wird jedes Gradientenecho in der SE-EPI zu einem anderem Zeitpunkt  $TE$  gemessen. Das effektive  $TE$  der Sequenz ist ebenfalls als die Echozeit der zentralen  $k$ -Raumlinie definiert ( $TE_{eff} = TE(k_y = 0)$ ). Wie in Abbildung 20 zu erkennen ist, ist das  $TE$  des Spinechos,  $TE_{SE}$ , gleich der effektiven Echozeit  $TE_{eff}$ . Somit ist die Sensitivität auf Feldinhomogenitäten oder generell auf Offresonanzeffekte

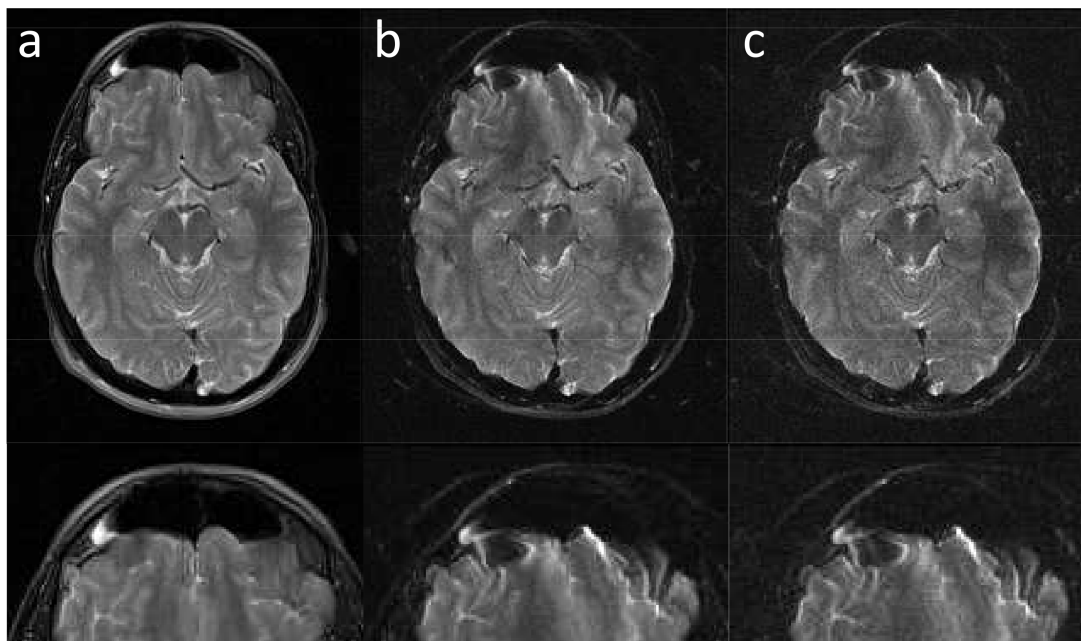


Abbildung 21: Vergleich einer  $T_2$ -gewichteten RARE mit einer segmentierten EPI: a) RARE mit  $ETL = 21$ , b) SE-EPI mit  $ETL = 21$ , c) SE-EPI mit  $ETL = 79$ . Mit steigender ETL erhöhen sich auch die Artefakte und Verzerrungen im Bild.

erheblich reduziert und der Bildkontrast ist überwiegend  $T_2$ -gewichtet anstatt  $T_2^*$  wie bei GE-EPI, vorausgesetzt  $TR \gg T_1$  und  $TE_{eff} \approx T_2$  oder länger. Diese Vorgehensweise wird oft dazu verwendet um die Bildqualität, wie z.B. bei diffusionsgewichteter Bildgebung, zu verbessern oder für  $T_2$ -gewichtete EPI Bildgebung. Wird jedoch eine Sensitivität auf  $T_2^*$  oder Offresonanzeffekte gewünscht, so kann  $TE_{eff}$  von  $TE_{SE}$  verschoben werden.

K-Raum Matrixgrößen von  $256 \times 256$  oder größer sind durch Segmentierung erreichbar. Da die ETL nicht mehr bis zum Maximum gestreckt werden muss, kann im Multishot-EPI eine bessere Bildqualität erreicht werden, wie zum Beispiel höheres Signal zu Rauschen, reduziertes Verschmieren, weniger Bildverzerrungen und Geisterbilder und ist weniger stark an Hardwarebedingungen (maximale Gradientenamplitude und Gradientenrampen, Empfängerbandbreite) gebunden im Vergleich zu seinem Single-shot-Gegenstück. Ein Nachteil der multishot-EPI ist die gestiegene Messzeit welches die Sequenz anfällig für Bewegung macht.

Abbildung 21 zeigt den Vergleich einer (a) herkömmlichen  $T_2$ -gewichteten RARE mit  $ETL = 21$  mit (b) einer segmentierten EPI mit  $ETL = 21$  und (c) einer segmentierten EPI mit  $ETL = 79$ . Umso größer das ETL wird, desto größer werden auch die Artefakte und Bildverzerrungen. Besonders an Gewebegrenzen wie z.B. zwischen Gehirn und Nasennebenhöhle ist dies sehr deutlich sichtbar (Vergrößerungen in Abbildung 21 (b) und (c)).

### 5.3 HYBRIDBILDGEBUNG

Durch die Kombination von RARE und EPI gelang es Feinberg et al. die Hybridsequenz GRASE zu entwickeln [7]. Sie überwindet einige Limitationen der Basissequenzen, jedoch verursacht sie auch Artefakte, welche spezifisch für die Basissequenzen sind. Eine weitere Hybridsequenz stellt die von Hillenbrand und Jakob eingeführte CAT-Sequenz dar [8, 10]. Diese verbindet zwei Bildgebungssequenzen in modularer Weise und überwindet die meisten GRASE-Artefakte. Im folgenden Abschnitt wird sowohl die GRASE- als auch die CAT-Sequenz im Detail erörtert und bildet somit die Grundlagen der Hybridbildgebung.

#### 5.3.1 GRASE

Wird bei einer herkömmlichen RARE-Sequenz der Auslesegradient mit einem oszillierenden Lesegradienten wie in der EPI ersetzt, können zwischen den Refokussierungspulsen außer dem Spinecho auch Gradientenechos aufgenommen werden. Üblicherweise werden 3-7 Gradientenechos zwischen zwei Refokussierungspulsen ausgelesen, wobei das mittlere Echo immer ein Spinecho ist. Nimmt man also Turbo Faktor (TF) Refokussierungspulse in einer RARE Sequenz und misst statt einem Spinecho EPI-Faktor (EPIF) Gradientenechos aus, so können nach jeder Anregung  $TF \cdot EPIF$  Echos ausgelesen werden. Die GRASE-Sequenz kann analog zu RARE oder EPI entweder als singleshot- oder als multishot-Sequenz genutzt werden [50].

Jedes der einzelnen Echos wird in einer GRASE-Sequenz separat, analog zu EPI mittels eines Phasenblips, phasenkodiert (Abbildung 22). Durch Phasenkodierewinder wird die Nettophase in Phasenrichtung zwischen zwei Refokussierungspulsen wieder auf Null gebracht, da die CPMG-Bedingungen analog zur RARE hier ebenfalls erfüllt werden müssen. Geschieht dies nicht, so akkumulieren stimulierte Echos und Spinechos während des Refokussierungspulses verschiedene Phasen und refokussieren dann nicht zum gewünschten Zeitpunkt. Dies führt im resultierenden MRT-Bild zu Geisterbildern und reduziertem SNR.

Die Vorteile einer GRASE, verglichen mit einer herkömmlichen RARE im Bezug auf das SAR, liegen hierbei auf der Hand. Höhere Auflösung bei gleicher Anzahl von Refokussierungspulsen, reduziertes SAR aufgrund verringerter Anzahl an Refokussierungspulsen bei gleicher Auflösung. Verglichen mit einer EPI, reduziert die Benutzung von Refokussierungspulsen die Akkumulation von mit der Zeit linear ansteigenden Phaseneffekten, welche sonst geometrischen Verzerrungen und Signalverlust bei inhomogenen Feldern zur Folge haben.

Eine Amplitudenmodulation aufgrund von  $T_2$ -Relaxation innerhalb eines ETL, analog zu RARE, als auch eine  $T_2^*$ -induzierte Modulation zwischen den Refokussierungspulsen ist Grund für verschiedene Geisterbilder, die durch richtig gewählte Einordnung der phasenkodierten k-Raumlinien (Reordering siehe Abbildung 22) oder

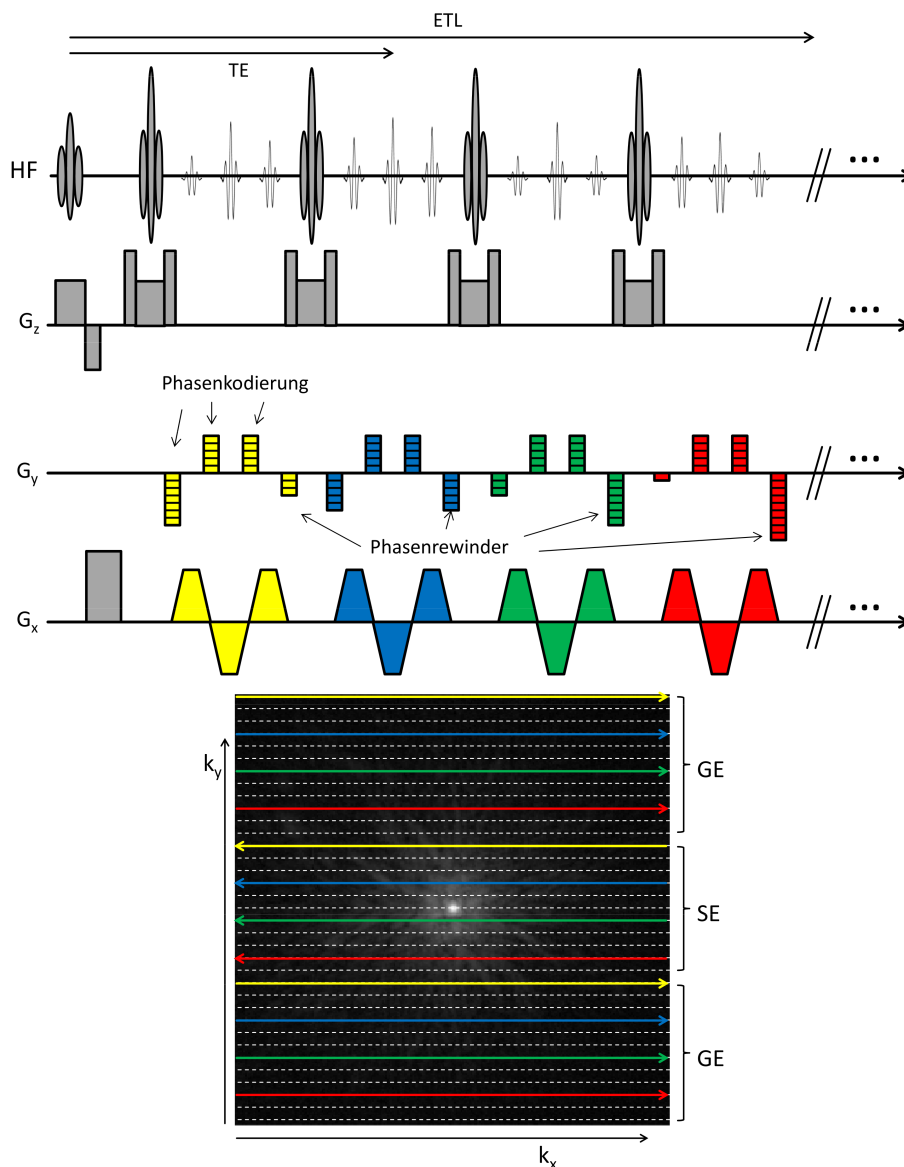


Abbildung 22: Schematische Darstellung einer GRASE Sequenz. Oben: Sequenzdiagramm. Unten: Schema der k-Raumbelegung der einzelnen Linien nach der ersten Anregung. Während die GEs in die Peripherie des k-Raum eingeordnet werden, werden die SEs in das Zentrum des k-Raums eingeordnet.

auch mittels einer Phasenkorrektur reduziert werden können. Jedoch selbst bei sorgfältiger Auswahl des Reorderings ist es schwierig alle Artefakte aus Offresonanzeffekten in einer GRASE-Sequenz zu beseitigen. Obwohl zum Teil  $T_2^*$ -induzierte Kontrastefekte für die MRT erwünscht sind, ist hier jedoch die  $T_2$ -Amplitudenmodulation von größerer Bedeutung für die Betrachtung von Artefakten.

Eine Phasenkorrektur ist für die GRASE eine Notwendigkeit um Inkonsistenzen während der Aufnahme mit einem oszillierenden Gradienten auszugleichen. Außerdem sind die Spinechos in einer GRASE ebenfalls mit Phasenfehlern behaftet, welche größtenteils aufgrund von Wirbelströmen, analog zu RARE, auftreten.



Gerade für die hochaufgelöste Bildgebung scheint GRASE eine Alternative zu RARE zu sein. Aufgrund der erhöhten Artefakte und des schwer abschätzbaren Mischkontrastes findet es im Klinikalltag kaum Anwendung. Lediglich für niedrig aufgelöste und schnelle 3D-Aufnahmen für das so genannte „Arterial Spin Labeling“ (ASL) findet GRASE noch Anwendung.

### 5.3.2 Combined Acquisition Technique (CAT)

Die konsequente Weiterentwicklung von Hybridsequenzen führte zu dem Konzept der „Combined Acquisition Technique“ (CAT) [9], welche nicht mehr eine bestimmte Sequenz beschreibt, sondern eine bestimmte Art von Sequenzdesign darstellt. Ein großer Vorteil von CAT ist die hohe Flexibilität gegenüber der Bildgebungsoptimierung im Hinblick auf die verfügbare Zeit und der gewünschten Bildqualität. Das CAT-Konzept besteht im Wesentlichen aus mindestens zwei verschiedenen Bildgebungsmodulen, die nacheinander (modular) aufgenommen werden. Bei der Basissequenz, einer FLASH/EPI-CAT wird der zentrale k-Raum mit einer FLASH ausgelesen und der äußere Teil des k-Raums mit einer EPI. Ein wichtiger Teil der Sequenzoptimierung ist, eine angemessene Größe der FLASH- und EPI-Module und somit die Ausdehnung der verschiedenen Sequenzen im k-Raum zu definieren. Dazu wurde der so genannte CAT-Faktor  $\lambda$  eingeführt (Abbildung 23 (a)), um die Größe der Module zu bestimmen. Im vorliegenden Fall definiert der CAT-Faktor die Ausdehnung des FLASH-Moduls. Dieser kann von  $\lambda = 0$  für eine reine EPI-Sequenz bis zu  $\lambda = 1$  für eine reine FLASH-Sequenz variieren. Bei einem CAT-Faktor von beispielsweise  $\lambda = 0,3$  wird 30% des zentralen k-Raums mit einer FLASH ausgelesen und die übrigen 70% mit einer EPI.

Nach Festlegen des CAT-Faktors  $\lambda$  wird in der FLASH/EPI-CAT Pulssequenz (Abbildung 23 (b)) erst der untere Teil des k-Raums mit einem EPI-Module ausgelesen ( $n$  Echos). Anschließend werden mit einem FLASH-Modul  $m$  zentrale k-Raumlinien ausgelesen um anschließend mit einem zweiten EPI-Modul den oberen Teil des k-Raums, bestehend aus  $n$  Echos, auszulesen. Die Bandbreiten und damit auch die Länge der Auslesegradienten werden so gewählt, dass ein Maximum an Bildqualität bei Minimierung der Messzeit erzielt wird. Der Einsatz von gemischten Bandbreiten und die Bestimmung des SNR wird im folgenden Kapitel sowohl theoretisch als auch im Experiment verifiziert. Üblicherweise wird in der FLASH/EPI-CAT eine geringe Bandbreite für das FLASH-Modul benutzt um damit das SNR und den Kontrast festzulegen, während das EPI-Modul eine hohe Bandbreite (kurzer Auslesegradient) besitzt, um eine möglichst große Messzeitverkürzung für einen Datensatz zu erhalten.

Eine weitere Kombinationsmöglichkeit für eine CAT ist die RARE/EPI-CAT, wobei der k-Raum asymmetrisch zum Zentrum ausgelesen wird und damit eine  $T_2$ -Gewichtung entsteht [9, 10]. Nach der Anregung wird eine CPMG-Modul mit  $m$  Echos geschaltet, welche den zentralen k-Raum auslesen (Abbildung 24). Unmittelbar

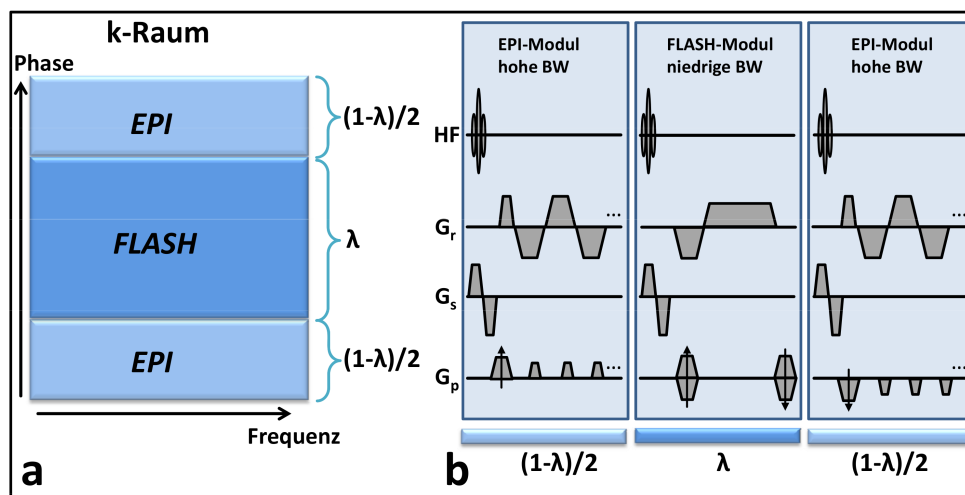


Abbildung 23: FLASH-EPI/CAT Hybridsequenz: (a) Aufteilung des k-Raums in FLASH- und EPI-Module und Einführung des CAT-Faktors  $\lambda$ . (b) Der zentrale k-Raum wird mit einer FLASH-Sequenz und einer geringen Auslesebandbreite  $BW_{FLASH}$  ausgelesen, während die k-Raumperipherie mit einer EPI-Sequenz und einer hohen Bandbreite  $BW_{EPI}$  ausgelesen wird. Entsprechend der Bandbreite ändert sich die Dauer und die Amplitude der Auslesegradienten.

nach dem letzten Refokussierungspuls wird ein oszillierender Lesegradient geschaltet, welcher  $n$  Gradientenechos erzeugt um die äußeren k-Raumlinien auszulesen. Jedes gemessene Echo wird dabei unterschiedlich phasenkodiert und ergibt somit die gesamte Anzahl der Echos in einem ETL ( $m + n$ ). Die RARE/EPI-CAT kann dabei entweder als singleshot oder als interleaved multishot ausgelesen werden. Abbildung 24 zeigt die schematische Darstellung der erwarteten  $T_2$ - und  $T_2^*$ -Signalmodulation in Phasenkodierrichtung innerhalb eines ETL. Jedoch kann mit dieser Methode nicht der gesamte k-Raum ausgelesen werden und muss deshalb mit so genannten "Partial-Fourier"-Methoden rekonstruiert werden, welche in dieser Arbeit nicht behandelt werden.

Die Idee der FLASH/EPI-CAT-Sequenzen, war die synergetische Kombination unterschiedlicher Akquisitionsmodule um die Gesamtmesszeit zu reduzieren. Bei den heutzutage angewendeten pMRI-Methoden spielt dies jedoch eine eher untergeordnete Rolle, da diese effektiver in der Einsparung der Messzeit sind. Jedoch erfordern diese ein hohes Maß an Knowhow und Rechenleistung.

Eine Machbarkeitsstudie von Jakob et al. [10] konnte das Potential einer RARE/EPI-CAT für die Abdomenbildgebung nachweisen. Die Beurteilung der Sequenz war jedoch begrenzt auf quantitative Kriterien wie z.B. Bildqualität und räumliche Auflösung. Der Vergleich mit den bekannten Basistechniken wie RARE und EPI oder der Hybridtechnik GRASE wurden in der Studie nicht durchgeführt. Feinberg und Oshio zeigten in ihren Arbeiten, dass GRASE eine höhere räumliche Auflösung zulässt und die Signalausbeute höher ist als bei einer herkömmlichen EPI [7, 50]. Die vorgestellte RARE/EPI-CAT war im Hinblick auf Signal pro Zeiteinheit der GRASE

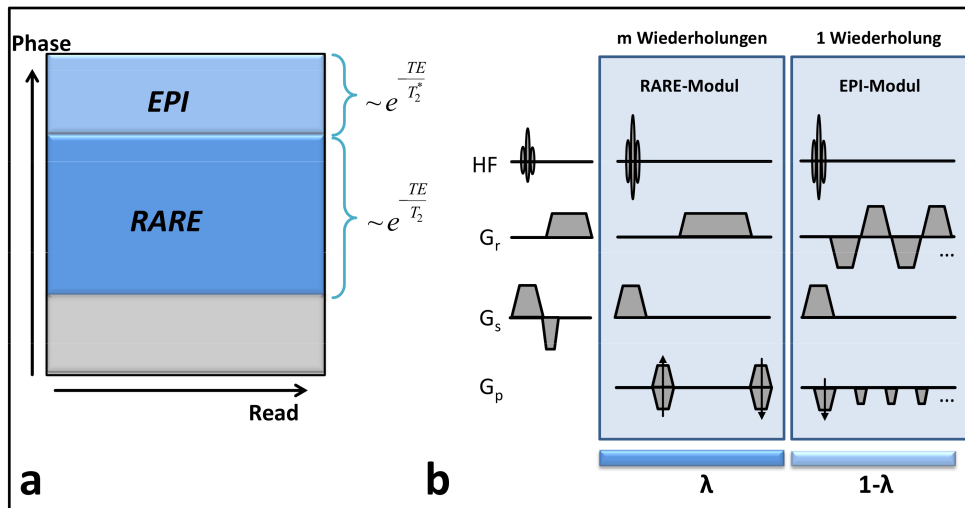


Abbildung 24: Schematische Darstellung einer RARE/EPI-CAT. a) beginnend mit einer RARE, welche den zentralen k-Raum aufnimmt. Diese CAT-Kombination kann lediglich als Partial-Fourier-Sequenz angewendet werden. Der grau hinterlegte Bereich des k-Raums wird nicht ausgelesen. b) zeigt die Abfolge der Messung. Mit dem RARE-Module werden erst  $m$  Spinechos gemessen gefolgt von einem EPI-Modul.

noch unterlegen. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass CAT im Vergleich zu einer GRASE weniger Signalsprünge im k-Raum und somit einen glatteren Signalverlauf während der Messung aufweist. Artefakte aus Phasenmodulationen im EPI-Modul konnten so reduziert werden.

Ziel dieser Arbeit ist es eine  $T_2$ -gewichtete Bildgebungssequenz, mit einer Optimierung für die Neuroanatomie und für Hochfeldanwendungen jenseits der  $3T$  Feldstärke zu entwickeln. Im Hinblick auf die Konstruktion der RARE/EPI-CAT ist bei modernen MRT-Tomographen eine größere Flexibilität als zur Zeit der Entwicklung von CAT möglich. Die RARE-Sequenz soll dabei als Goldstandard herangezogen werden, da diese in modernen MRT-Scannern ausschließlich für  $T_2$ -gewichtete Bildgebung genutzt wird. Wie im Kapitel 4.4.2 beschrieben, stößt jedoch eine herkömmliche RARE bei hohen Feldstärken (ab  $3T$ ) an ihre SAR-Grenzen. Da Signalintensität und der Kontrast durch das Zentrum des k-Raums bestimmt wird, ist es an dieser Stelle die Idee der RARE/EPI-CAT aufzugreifen und diese so weiterzuentwickeln, dass sie die Vorteile einer RARE, wie hohe Signalausbeute, flexibler Kontrast und Insensitivität gegen  $B_0$ -Inhomogenitäten und wenige ihrer Nachteile, wie z.B. hohes SAR, besitzt. Da die CAT in Module eingeteilt ist, können vorangegangene Weiterentwicklungen der RARE aus den letzten Jahren für diese Arbeit übernommen werden. Außerdem wird die RARE/EPI-CAT mit der bereits bekannten Hybridtechnik GRASE verglichen.

Da die RARE/EPI-CAT während der Datenaufnahme verschiedene Bandbreiten verwendet, muss der Einfluss von gemischten Bandbreiten auf das SNR und der SNR-Effizienz untersucht werden. Dazu wird im folgenden Kapitel anhand einer FLASH-Sequenz, welche mit zwei verschiedenen Bandbreiten betrieben wird, das

Signalverhalten untersucht. Die dazu entwickelte Theorie zur Berechnung des SNR bei gemischten Bandbreiten wird im Detail beschrieben und im Experiment verifiziert.

Teil I

# MRT mit gemischten Bandbreiten



## SIGNAL-ZU-RAUSCH-VERHÄLTNIS UND SIGNAL-ZU-RAUSCH-EFFIZIENZ

---

### 6.1 EINLEITUNG

In der konventionellen MRT wird die räumliche Abtastung des Signals mit einer einheitlichen Bandbreite vorgenommen (SBA: engl. für “single bandwidth acquisition”). Dies bedeutet, die Empfängerbandbreite ist für jede k-Raumlinie identisch. Jedoch gibt es Akquisitionsmethoden, bei denen mindestens zwei Abtastraten und somit zwei verschiedene Bandbreiten für die Datenaufnahme verwendet wurden [51, 52, 53], den so genannten mixed-bandwidth-acquisitions (MBA). Der wesentliche Vorteil dieser MBA-Methoden liegt in der Möglichkeit ihrer vielseitigen Optimierungsmöglichkeiten, wie z.B. eine Verkürzung der Gesamtmesszeit und der Verringerung der aus  $T_2^*$  entstehenden Artefakte in der Multiecho Bildgebung. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit zur Reduzierung des Gesamttrauschens, falls für das Zentrum des k-Raums eine geringe Bandbreite und für die Peripherie des k-Raums eine entsprechend höhere Bandbreite gewählt wird. Dies wird insbesondere bei der CAT-Methode angewendet, welche zwei verschiedene Bildgebungsmethoden kombiniert bei denen verschiedene Bandbreiten verwendet werden können [8].

Das SNR (Kapitel 4.4.1) von SBA-Techniken wurde bereits im Detail in vielen vorausgegangenen Arbeiten ausgeführt. Eine frühere Studie dokumentiert die Effekte von MBA-Techniken auf das SNR im rekonstruierten Bild [54]. In diesem Kapitel folgt nun eine detaillierte Beschreibung des SNR in MBA-Techniken. Ebenso wird eine analytische Beschreibung für das SNR in MBA-Techniken abgeleitet. Im Anschluss wird diese für die Untersuchung der Effekte von MBA auf das Bild-SNR, sowie auf die SNR-Effizienz bezogen auf die Art der k-Raumabtastung. Die SNR-Effizienz, welche als erreichbares SNR pro Zeiteinheit definiert ist, ist ein Schlüsselfaktor in der klinischen Routinem, da diese zur Zeitoptimierung herangezogen werden kann.

Schließlich werden ebenso die theoretischen Erkenntnisse mittels MBA Experimenten, sowohl am Phantom, als auch in-vivo validiert [11].

## 6.2 MATERIAL UND METHODEN

### 6.2.1 Theorie der gemischten Bandbreiten

#### Sequenzdiagramm

Im Allgemeinen bezeichnet eine Akquisition mit gemischten Bandbreiten eine Datenaufnahme, bei der die Bandbreite für einzelne Zeilen unterschiedlich sein kann. In unserem Fall beschränken wir uns auf zwei verschiedene Bandbreiten. Als Beispiel wird in Abbildung 25 eine schematische k-Raum-Belegung einer FLASH-Sequenz mit zwei verschiedenen Bandbreiten gezeigt (MBA-FLASH). Dabei wird der Anteil des inneren k-Raums in Phasenkodierichtung durch den Parameter  $\lambda_{LF}$  (LF = „low frequency“) definiert und beschreibt den Teil, welcher mit der Bandbreite  $BW_{LF}$  aufgenommen wird, wohingegen der äußere k-Raum, welcher mit dem Parameter  $\lambda_{HF} = 1 - \lambda_{LF}$  (HF = „high frequency“) beschrieben wird, mit der Bandbreite  $BW_{HF}$  abgetastet wird. HF und LF beziehen sich dabei nur auf den Bereich des k-Raums mit niedriger Frequenz (Zentrum) oder hoher Frequenz (Peripherie). Einhergehend mit diesen Aussagen ist auch der Auslesegradient entsprechend länger und besitzt eine kleinere Amplitude für die Abtastung des k-Raumzentrums, während der Auslesegradient für die Abtastung der hochfrequenten Anteile des k-Raums kürzer ist aber eine entsprechend höhere Amplitude aufweist. Die Flächen, welche die Gradienten in der Abbildung umschließen und somit auch die Auflösung, bleiben dabei für jede ausgelesene Zeile gleich. Die Anzahl der zu messenden Zeilen in den einzelnen Modulen ergibt sich dann aus der Gesamtzeilenzahl  $N_y$  zu:

$$m = \lambda_{LF} \cdot N_y, \quad (6.1)$$

$$n = \lambda_{HF} \cdot N_y. \quad (6.2)$$

Wobei  $m$  die Anzahl der Zeilen mit der Bandbreite  $BW_{LF}$  und  $n$  die Anzahl der Zeilen mit der Bandbreite  $BW_{HF}$  ist.

#### Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Im Folgenden werden Voraussagen für das SNR in MBA-FLASH getroffen, wobei  $T_1$ ,  $T_2$  und andere temporäre Effekte, welche normalerweise bei typischen MRT-Messungen auftreten, vernachlässigt werden. Die Berechnungen und Simulationen beziehen sich hierbei, zur Vereinfachung, auf ein eindimensionales Objekt. Gemäß



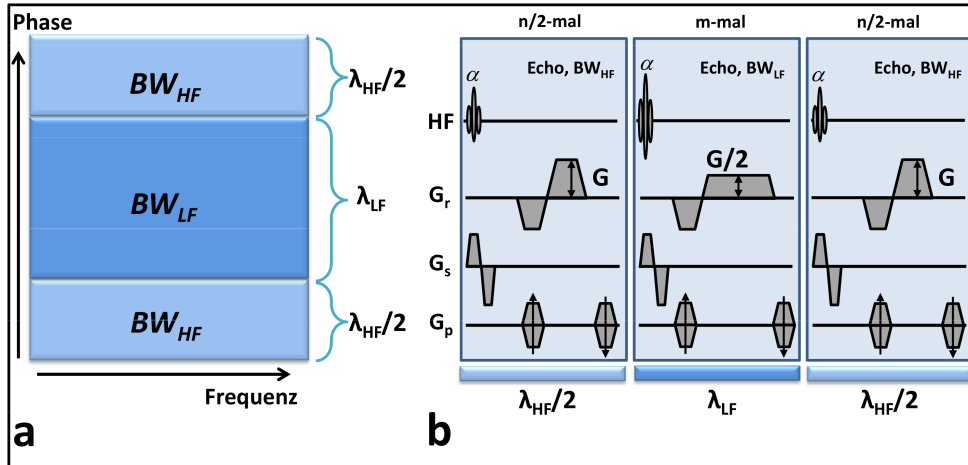


Abbildung 25: Akquisition mit gemischten Bandbreiten (MBA-Technik). **(a)** repräsentiert schematisch den k-Raum welcher mit zwei verschiedenen Bandbreiten in Phasenrichtung ausgelesen wird.  $\lambda_{LF}$  bestimmt die Ausdehnung des zentralen k-Raums, welcher mit der Bandbreite  $BW_{LF}$  in Ausleserichtung ausgelesen wird und  $\lambda_{HF}$  bestimmt die Ausdehnung des peripheren k-Raums welcher mit  $BW_{HF}$  ausgelesen wird. **(b)** Darstellung einer MBA FLASH Sequenz. Für zwei verschiedene Bandbreiten werden hierbei zwei verschiedene Auslesegradienten benötigt. In diesem Beispiel ist  $BW_{HF}$  doppelt so groß wie  $BW_{LF}$ . Daraus folgt, dass bei gleich bleibender Auflösung die Gradientenstärke für den zentralen k-Raum halb so groß ist wie für die Peripherie.  $N_y = m + n$  gibt die Gesamtzahl der Phasenkodierlinien an.

der bestehenden Theorie [14] ist das mittlere SNR pro Pixel  $SNR|_{Pixel}$  in einer Datenaufnahme mit konstanter Bandbreite gegeben als:

$$SNR|_{Pixel} = \frac{S_{Pixel}}{\sigma_{Bild}} = \frac{\sqrt{\sum_{m \in N_{data}} |s(n\Delta k)|^2}}{N_{data}\sigma_{data}}, \quad (6.3)$$

Wobei  $S_{Pixel}$  die Signalstärke eines Pixels darstellt und  $\sigma_{Bild}$  die Standardabweichung des Rauschens im Bildraum.  $\{s(n\Delta k)\}$  repräsentiert dabei eine endliche Menge  $N_{data}$  gemessene Datenpunkte im k-Raum mit  $\Delta k = \frac{1}{FOV}$ . Gleichung 6.3 wurde hierbei unter der Annahme abgeleitet, dass das Rauschen im k-Raum ergodisch<sup>1</sup> (Gleichung 4.22), stationär und unkorreliert ist. Weiterhin soll es sich um weißes Rauschen handeln, dessen Mittelwert gleich 0 ist und eine Standardabweichung von  $\sigma_{data}$  im k-Raum besitzt, welcher der Beziehung (die Varianz)

$$\sigma_{Bild}^2 = \frac{1}{N_{data}}\sigma_{data}^2 \quad (6.4)$$

<sup>1</sup> Ergodizität bezieht sich auf das mittlere Verhalten eines Systems. Ergodisch wird ein System dann genannt, wenn das Zeitmittel und Scharenmittel zum gleichen Ergebnis führen. Beispiel: Der Mittelwert für einen 100 mal wiederholten Würfelwurf ist gleich dem Mittelwert von einem Wurf mit 100 Würfeln.

genügt [14]. Wie in Kapitel 4.4.1 gezeigt, ist das Rauschen und somit auch die Standardabweichung im k-Raum proportional zur Quadratwurzel der Bandbreite, welche für die Datenaufnahme verwendet wird ( $\sigma_{data} = \sqrt{BW_{data}}$ ).

Wenn zwei oder mehrere unabhängige, ergodische und zufällige Rauschsignale aufgenommen werden, überlagern diese sich linear, welches zu einem neuen, zufälligen Rauschsignal [35] führt. Somit ist die sich daraus ergebende, neue, Varianz die Summe der sich überlagernden Varianzen in der Datendomäne. Allgemein gilt dann:

$$\sigma_{data}^2 = \sigma_{data,1}^2 + \sigma_{data,2}^2 + \dots + \sigma_{data,n}^2. \quad (6.5)$$

Die effektive Standardabweichung  $\sigma_{MBA}$  in der Datendomäne mit R verschiedenen Bandbreiten kann dann, mit bereits genannten Voraussetzungen für das Rauschen, angegeben werden als [35]:

$$\sigma_{MBA}^2 = \frac{1}{N_{data}} \sum_{i=1}^R \lambda_i \sigma_{\lambda_i}^2 \propto \sum_{i=1}^R \lambda_i BW_i. \quad (6.6)$$

Der Anteil des k-Raums, welcher gegeben ist durch  $\lambda_i$  ( $0 \leq \lambda_i \leq 1$ ), definiert die Ausdehnung des k-Raums, der mit der Bandbreite  $BW_i$  aufgenommen wird. Das effektive Rauschen der MBA gehorcht dem Superpositionsgesetz für zufälliges Rauschen [35]. Substitution von Gleichung 6.6 in Gleichung 6.3 ergibt dann die allgemeine Gleichung für das SNR in MBA Messungen:

$$SNR_{MBA} \propto \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^R \lambda_i BW_i}}. \quad (6.7)$$

Am Beispiel einer MBA-Aufnahme mit zwei verschiedenen Bandbreiten  $BW_{LF}$  und  $BW_{HF}$  kann Gleichung 6.7 vereinfacht werden zu:

$$SNR_{MBA} \propto \frac{1}{\sqrt{\lambda_{LF} BW_{LF} + \lambda_{HF} BW_{HF}}}. \quad (6.8)$$

Die SNR-Effizienz  $SNR_{MBA}^{Eff}$ , definiert als das SNR pro Wurzel der Aufnahmezeit  $TAQ$ , kann nun anhand von Gleichung 6.8 berechnet werden zu:

$$SNR_{MBA}^{Eff} = \frac{SNR_{MBA}}{\sqrt{TAQ}} \propto \frac{(\sqrt{\lambda_{LF}/BW_{LF} + \lambda_{HF}/BW_{HF}})^{-1}}{\sqrt{\lambda_{LF} BW_{LF} + \lambda_{HF} BW_{HF}}}. \quad (6.9)$$

Die gesamte Aufnahmezeit  $TAQ$  ist hier gegeben als die Zeit, in welcher die Datenaufnahmen statt findet, also der ADC geöffnet ist:

$$TAQ \propto \lambda_{LF}/BW_{LF} + \lambda_{HF}/BW_{HF}. \quad (6.10)$$

Diese Beziehung soll in nachfolgenden Simulationen und Bildgebungsexperimenten verifiziert werden.

### 6.2.2 Simulationen

Die Datensätze aus den Simulationen wurden mit Hilfe der Programmiersprache Matlab (MathWorks, Natic, MA) erstellt. Das mittlere Rauschlevel hatte dabei den Mittelwert null und eine Standardabweichung von eins. Als Objekt, welches mit diesem Rauschen belegt wurde, diente das so genannte Shep-Logan Phantom[55]. Um Gleichungen 6.8 und 6.9 zu verifizieren wurde Gaußsches Rauschen in einer 2D Matrix erzeugt. Um Vergleichswerte zu erhalten, wurde ein beliebiges Rauschlevel als das Rauschen bei einer bestimmten Bandbreite, in unserem Fall von  $890\text{Hz}/Px$ , definiert. Dieser Wert wurde dann für die Simulationen als Referenzwert genutzt um verschiedene Bandbreiten zu generieren. Um (1) eine Dual-Bandbreiten Akquisition mit  $BW_{LF}/BW_{HF}$  von 100/890 und 890/100 zu erzeugen und (2) daraus eine konstante Rauschverteilung zu berechnen, die einer SBA-Akquisition entsprechen sollte. Die konstante Rauschverteilung wurde dabei so gewählt, dass sie der gleichen Aufnahmedauer  $TAQ$  wie in einem MBA Experiment mit einem  $\lambda_{HF} = \lambda_{LF} = 0.5$  entspricht. Die daraus berechnete Bandbreite mit Gleichung 6.10, für gleiche Auflösung und Messzeit einer SBA, betrug  $180\text{Hz}/Px$ .

Um das SNR und die SNR-Effizienz nach Gleichung 6.8 und Gleichung 6.9 zu verifizieren, wurden verschiedene MBA Experimente mit den Bandbreiten von  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/200$  bis  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/890$  simuliert.

Um eine potentielle Verschlechterung der Bildqualität durch Mischung der Bandbreiten zu untersuchen, wurden weitere Simulationen durchgeführt. Die aus der Mischung der Bandbreiten resultierende Rauschverteilung im k-Raum kann sich hierbei auf die Rauschtextur im Bildraum ausüben. Hierzu wurden zwei verschiedene Rauschverteilungen im k-Raum mit  $\lambda_{LF} = \lambda_{HF} = 0,5$  simuliert, wobei für die erste Simulation wenig Rauschen (kleine Bandbreite) für das k-Raum Zentrum und hohes Rauschen (große Bandbreite) für die k-Raum Peripherie gewählt wurde und für die zweite Simulation die entgegengesetzte Rauschverteilung. Dies wurde dadurch realisiert, indem der k-Raum in Phasenrichtung um  $k_y/2$  verschoben wurde.

### 6.2.3 Bildgebungsexperimente

Alle Bildgebungsexperimente wurden an einem klinischen 1,5 T MRT-System (Siemens Avanto, Siemens Medical Systems, Erlangen, Deutschland) durchgeführt. Das Gradientensystem besaß eine maximale Gradientensteigungsrate (slew rate) von 125 T/m/s und eine eine maximale Gradientenstärke von 33 mT/m. Für den Datenempfang wurde eine 12-Kanal Kopfspule benutzt, welche durch Hardwarekombination auf 4 Kanälen reduziert ist.

Für die Phantomexperimente wurde ein mit Wasser gefülltes Strukturphantom (1,25 g  $NiSO_4$  pro 1000 g  $H_2O$ ) benutzt. Die Relaxationszeit  $T_2^*$  wurde im Phantom mittels einer Multigradientenecho FLASH Sequenz [5] mit verschiedenen Echozeiten bestimmt und beträgt im Mittel  $T_2^* = 220ms$ . In-vivo-Experimente wurden an freiwilligen Probanden durchgeführt. Dazu wurde eine FLASH Sequenz [5] mit folgenden Parametern verwendet: Echozeit TE von  $TE = 15ms$ , Repetitionszeit von  $TR = 300ms$ , Flipwinkel von  $\alpha = 20^\circ$ , Bildgebungsmatrix von  $256 \times 256$ , FOV von  $250 \times 250mm^2$  und einer Schichtdicke von  $5mm$ . Insgesamt wurden drei Experimente mit den Bandbreiten von  $890Hz/Px$ ,  $100Hz/Px$  und  $180Hz/Px$  durchgeführt. Die Datensätze mit Bandbreiten  $890Hz/Px$  und  $100Hz/Px$  wurden im Anschluss retrospektiv so kombiniert, um gewünschte MBA Experimente mit zu erhalten. Dazu wurden diese so zusammen gesetzt, dass verschiedene  $\lambda$ 's ( $0 < \lambda < 1$ ) simuliert werden konnten. Dies wurde sowohl für die Phantom- als auch für die Probandendaten durchgeführt.

Die aus der verwendeten Kopfspule erhaltenen Phantom-Einzelbilder wurden mit dem so genannten "sum of squares" (SOS) Algorithmus [56] kombiniert und mit den Daten aus einer Bandbreite ( $180Hz/Px$ ) verglichen, welcher einer SBA mit gleicher Messzeit entspricht. Um das SNR zu bestimmen, wurde die mittlere Signalamplitude in jedem Bild aus dem gleichen, vorher definierten, ROI bestimmt. Für die Standardabweichung wurden jeweils zwei identische Bilder aufgenommen und voneinander subtrahiert um ein reines Rauschbild zu erhalten [57].

Um die erreichbare Bildqualität eines MBA Experiments zu überprüfen wurden die in-vivo-Kopfdaten heran gezogen. Diese Daten wurden ebenso retrospektiv zusammengesetzt und mit folgenden Parametern aufgenommen:  $\lambda = \lambda_{HF} = \lambda_{LF} = 0,5$  mit den Bandbreiten  $890Hz/Px$  und  $100Hz/Px$ , sowie ein Vergleichsdatsatz mit der Bandbreite  $180Hz/Px$ . Um MBA Bilder zu erhalten, wurden die k-Raum Daten so zusammen gesetzt, dass einerseits ein Datensatz entsteht, in welchem die zentrale Hälfte des k-Raums mit der Bandbreite von  $890Hz/Px$  aufgefüllt wurde und der äußere k-Raum mit  $100Hz/Px$  und andererseits ein Datensatz mit einem zentralen k-Raum mit  $100Hz/Px$  und der äußere k-Raum mit  $890Hz/Px$  entsteht.

## 6.3 ERGEBNISSE

### 6.3.1 Simulation und Phantomstudie

Abbildung 26 zeigt simulierte 2D Rauschdaten. In (a) wurden zwei verschiedene Rauschdatensätze angelegt. Der erste besitzt ein hohes Rauschen in der zentralen Hälfte des k-Raums und ein schwaches Rauschen für die äußere Hälfte des k-Raums. Eine exakt entgegengesetzte Rauschverteilung im k-Raum wurde dadurch erreicht, indem das Rauschen aus der ersten Matrix um  $N_{k_y}/2$  in Phasenrichtung verschoben wurde (Abbildung 26 a unten). Das Bildrauschen, welches einem aufgenommenem Rauschen mit zwei Bandbreiten entspricht, wurde zunächst mittels inverser Fourier-

transformation (iFFT) in den Bildraum überführt, was in Abbildung 26 (b) zu sehen ist. Gezeigt werden hier sowohl der Betrag der Rauschdaten, als auch die Phase der Rauschdaten im Bildraum. Wie aus dem Fourier-Shift-Theorem [24] erwartet, gibt es keinen Unterschied im Betrag des Rauschens, jedoch ist klar eine Änderung der Phase zu erkennen. Eine Verschiebung bzw. Translation im  $k$ -Raum bewirkt nämlich lediglich eine zusätzliche Phase im Bildraum. Addiert man nun ein rauschfreies Signal hinzu (eine Addition in der einen Domäne bleibt eine Addition in der anderen Domäne), so ergibt sich nach Auswertung des SNR zwar in beiden Fällen der gleiche Wert, wie in Gleichung 6.8 vorausgesagt, die Perzeption jedoch ist in beiden Bildern verschieden, wie man in Abbildung 26 (c) sehen kann. Das relative Amplitudenverhältnis dieser Simulation zwischen niedrigem und hohem Rauschen betrug  $1/10$ .

In Abbildung 27 ist das theoretisch vorausgesagte SNR (Gleichung 6.8) als Funktion von  $\lambda$ , für verschiedene MBA-Kombinationen, aufgetragen.  $\lambda$  wurde in den Simulationen dabei zwischen 0 und 1 variiert. Um die Theorie zu verifizieren, wurden die berechneten (durchgezogene Linien) und die experimentell bestimmten Werte (Datenpunkte) miteinander verglichen. Wie man aus Abbildung 27 ersehen kann, ist das vorausgesagte SNR in guter Übereinstimmung mit den aus den Experimenten bestimmten SNR. Jedoch lässt sich eine kleine Abweichungen in den simulierten Daten und den Messdaten erkennen.

Abbildung 28 zeigt die SNR-Effizienz in Abhängigkeit von  $\lambda_{LF}$ , welche in Gleichung 6.9 vorausgesagt wird und aus den Gleichungen 6.8 und mittels der Messzeit (Zeit in der der ADC geöffnet ist) normiert wurde. Die durchgezogen Linien stellen in Abbildung 28 die theoretisch berechneten Werte dar, wobei die experimentell bestimmten Werte aus SNR und Messzeit die Datenpunkte im Plot darstellen. Dies, unter Vernachlässigung aller zeitlichen veränderlichen Komponenten, führt zu einem SNR-Effizienz-Verlust verglichen mit Bildgebungsdaten, welche mit einer konstanten, der Messzeit angepassten, Bandbreite aufgenommen wurden. Die experimentell erhaltenen Resultate der SNR-Effizienz für eine Aufnahme mit konstanter Bandbreite und einer MBA-Messung mit der Bandbreitenkombination von  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/890\text{Hz}/Px$  mit  $\lambda_{HF/LF} = 0,5$  sind in Abbildung 28 gleich  $1 : 0,61 : 0,61$ . Die experimentell bestimmte SNR-Effizienz ist in guter Übereinstimmung mit den theoretisch ermittelten Werten.

### 6.3.2 In-vivo-Studien

Abbildung 29 zeigt ein Beispiel aus den in-vivo-Studien, welche für alle Messungen an Probanden repräsentativ sind. Dazu wurden verschiedene Bildgebungsexperimente mit verschiedenen Bandbreiten durchgeführt. Als Referenz dient dabei ein Datensatz mit der einheitlicher Bandbreite von  $180\text{Hz}/Px$ , wie in Abbildung 29 a) zu sehen ist.

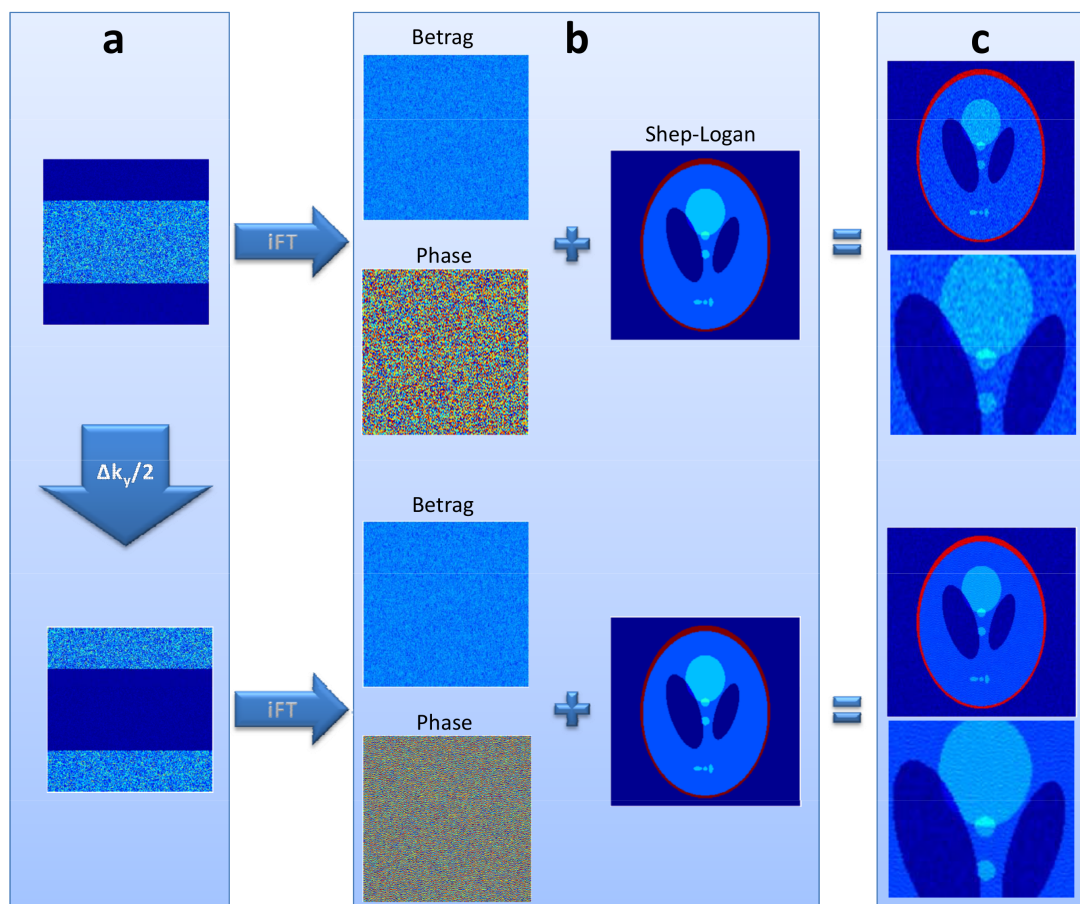


Abbildung 26: 2D Simulation von MBA Daten. (a) Rauschdaten im k-Raum mit einem Amplitudenverhältnis von  $1/10$  mit hohem Rauschen in der zentralen Hälfte des k-Raums und niedrigem Rauschen in der Peripherie des k-Raums (obere Abbildung). Eine Translation dieser Rauschdaten in Phasenrichtung um  $N_{k_y}/2$  ergibt den exakt gegenteiligen Fall; wenig Rauschen im Zentrum und hohes Rauschen am Rand des k-Raums. Eine inverse Fouriertransformation (iFT) überführt die k-Raum-Daten in den Bildraum. (b) zeigt jeweils den Betrag und die Phase der beiden Rauschdaten im Bildraum. Betrachtet man den Betrag der Rauschdaten im Bildraum, so ist dieser identisch in beiden Fällen. Da die Ursprungsdaten in (a) jedoch um die Hälfte des k-Raums verschoben worden sind, so ergibt dies, laut den Voraussagen des Fourier-Shift-Theorem, eine zusätzliche Phase, was in (b) im Phasenrauschen zu sehen ist. (c) Addiert man nun ein rauschfreies Signal hinzu (dabei ist es unerheblich in welcher Domäne addiert wird, das Ergebnis ist stets das gleiche), so erhält man zwar zwei verrauschte Bilder, welche den gleichen SNR-Wert aufweisen, sich jedoch aber sich in der visuellen Beurteilung völlig unterscheiden.

Um MBA-Daten zu erhalten, wurden wie bereits beschrieben, zwei Datensätze mit den Bandbreiten von  $100 \text{ Hz/Px}$  und  $890 \text{ Hz/Px}$  miteinander kombiniert. Abbildung 29 b) zeigt die Kombination der MBA-Daten mit einer niedrigen Bandbreite  $BW_{LF} = 100 \text{ Hz/Px}$  für das Zentrum des k-Raums und eine hohe Bandbreite  $BW_{HF} = 890 \text{ Hz/Px}$  für den äußeren Teil des k-Raums. Das aus den Bandbreiten resultierende Rauschen ist somit im k-Raumzentrum niedriger als in der Peripherie.

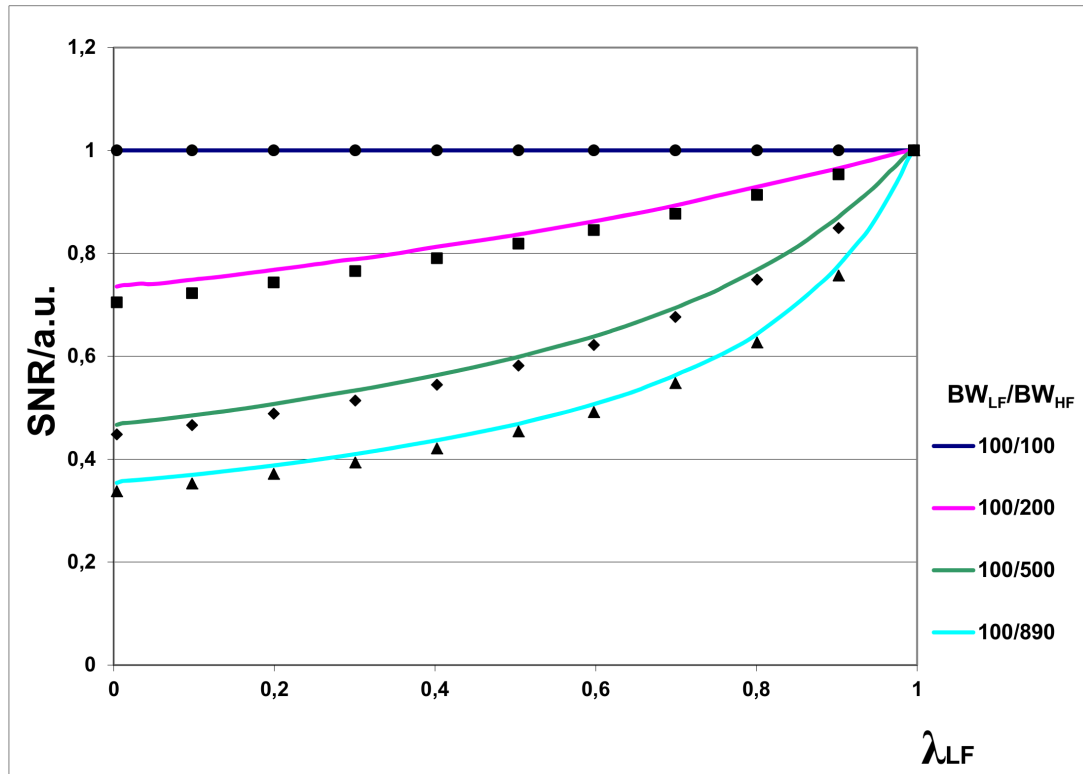


Abbildung 27: Signal-zu-Rausch-Verhältnis für verschiedene Bandbreiten einer MBA-FLASH-Messung in Abhängigkeit von  $\lambda_{LF}$  ( $0 < \lambda_{LF} < 1$ ). Alle Daten wurden hierbei auf die Messung mit konstanter Bandbreite normiert. Die farbigen Linien kennzeichnen die simulierten Daten, welche anhand Gleichung 6.8 ermittelt wurden. Dabei wurden die Daten von einer konstanten Bandbreite  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/100\text{Hz}/Px$  bis hin zu Bandbreitenverhältnissen von  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/890\text{Hz}/Px$  variiert. Das durch Experimente bestimmte SNR für die jeweiligen Bandbreitenkombinationen ist durch die Datenpunkte signalisiert und stimmen hervorragend mit den Simulationen überein. Die geringe Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass in den Simulationen Relaxationseffekte vernachlässigt werden. .

Die Kombination der Daten mit den Bandbreiten  $BW_{LF} = 890\text{Hz}/Px$  für das Zentrum des k-Raums und  $BW_{HF} = 100\text{Hz}/Px$  für den hochfrequenten Teil des k-Raums sind in Abbildung 29 c) gezeigt. Hier ist das bandbreitenbedingte Rauschen im k-Raumzentrum höher als im äußeren Teil.

Für beide MBA-Experimente wurde  $\lambda_{HF} = \lambda_{LF} = 0,5$  gewählt. Für alle in-vivo-Experimente wurde die Aufnahmedauer TAQ mit Gleichung 6.10 im Voraus berechnet. Die Berechnung der SNR-Effizienz, wie in Gleichung 6.9 vorausgesagt, wurde wie bereits für die Phantom Experimente beschrieben durchgeführt. Die experimentell bestimmten Werte der SNR-Effizienz wurden in den Abbildungen 29 a), 29 b) und 29 c) zu 1:0,58:0,57 bestimmt.

Die vergrößerten Bereiche in Abbildung 29 zeigen deutlich, dass die Benutzung von MBA anstelle einer einheitlichen Bandbreite, nicht nur einen Einfluss auf das SNR hat, sondern auch, je nachdem welche Bandbreitenkombination genutzt wird, einen

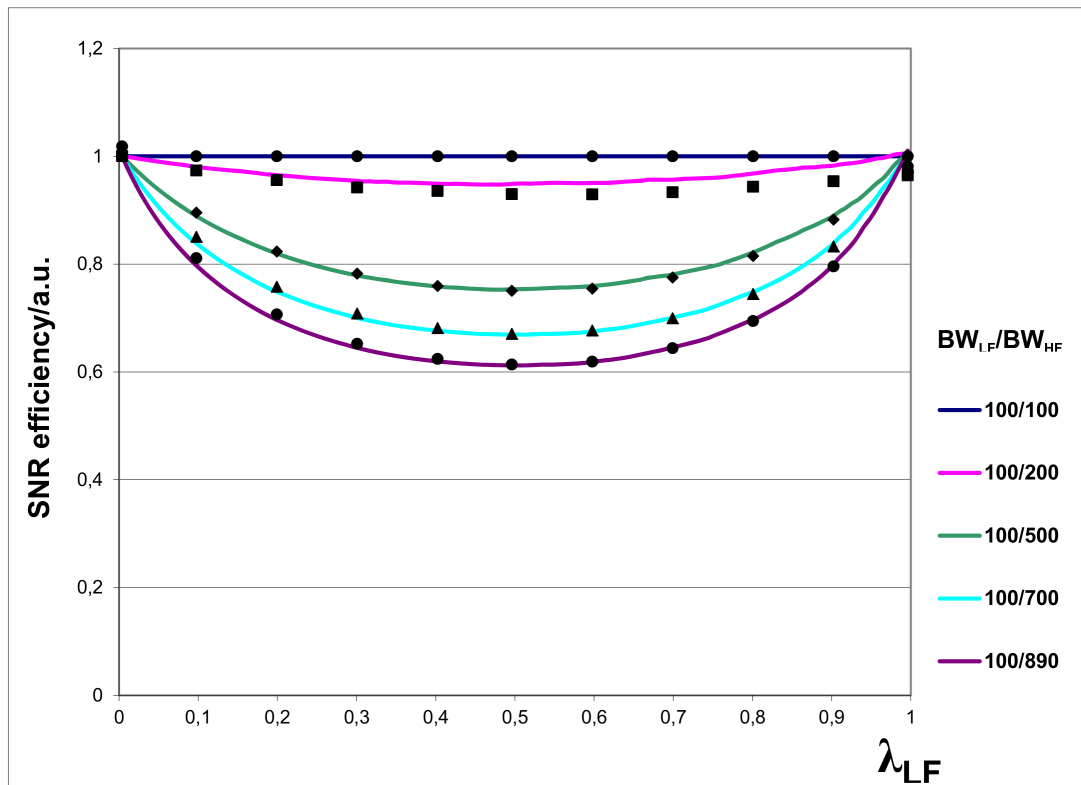


Abbildung 28: SNR-Effizienz nach Gleichung 6.9 in Abhängigkeit von  $\lambda_{LF}$  ( $0 < \lambda_{LF} < 1$ ) für verschiedene Bandbreitenkombinationen von  $100\text{Hz}/Px$  bis  $890\text{Hz}/Px$ . Sowohl Simulationen (farbige Linien) als auch am Phantom gemessene Daten (Datenpunkte) wurden auf die jeweiligen Werte mit konstanter Bandbreite normiert und stimmen sehr gut miteinander überein. Wie erwartet wird die höchste SNR-Effizienz immer bei konstanter Bandbreite (unabhängig ihres Wertes) erreicht. Bei  $\lambda_{LF} = \lambda_{HF} = 0.5$  zeigt sich bei jeder Bandbreitenkombination ein Minimum in der SNR-Effizienz. Umso größer der Unterschied in der Bandbreitenkombination desto niedriger ist der Wert des Minimums der SNR-Effizienz.

Einfluss auf die Rauschtextur besitzt. Dies entspricht wiederum den Aussagen aus den Simulationen. Eine rein visuelle Beurteilung der Bilder zeigt, dass von Abbildung 29 a) nach c) hin die Rauschtextur von fein nach grob übergeht, obwohl die rechnerische Bestimmung und die experimentelle Auswertung gezeigt haben, dass sowohl das SNR, als auch die SNR-Effizienz für Abbildung 29 b) und c) identisch sind.

#### 6.4 DISKUSSION

In diesem Kapitel wurden Theorie, Simulationen und Experimente mit gleich bleibender Messzeit gezeigt, welche für MBA Aufnahmen, verglichen mit der gleichen Methode bei konstanter Bandbreite, stets in einem SNR-Verlust resultieren (siehe Gleichung 6.8). Da die Einzelbilder eines Experiments mit "sum of squares" (SOS) [56] kombiniert wurden, wiesen diese aufgrund der Sensitivitäten der Einzelspulen eine Rausch- und Signalvariation auf. Diese konnte jedoch vernachlässigt werden,



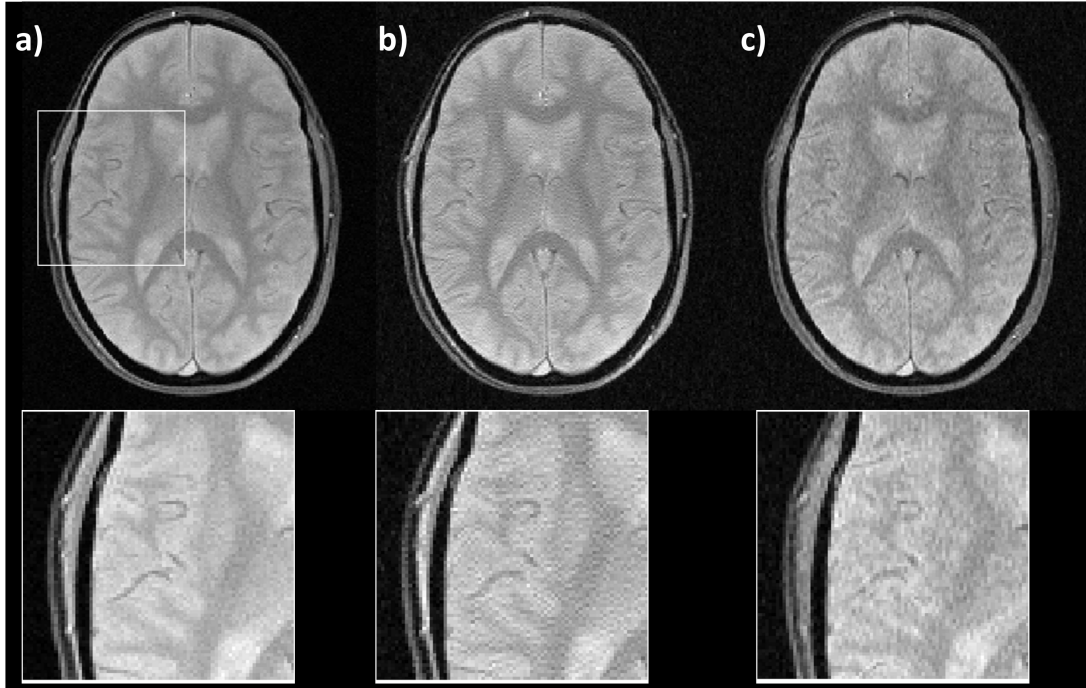


Abbildung 29: In vivo Kopfaufnahmen des menschlichen Gehirns, aufgenommen mit (a) konstanter Bandbreite, (b) gemischter Bandbreite mit  $BW_{LF} = 100\text{Hz}/Px$  und  $BW_{HF} = 890\text{Hz}/Px$  und (c)  $BW_{LF} = 890\text{Hz}/Px$  und  $BW_{HF} = 100\text{Hz}/Px$ . Bei den MBA Daten war  $\lambda_{LF} = \lambda_{HF} = 0.5$ . In den Vergrößerungen ist der SNR-Verlust zwischen (a) und (b) eindeutig zu erkennen. Obwohl für (b) und (c) identisches SNR berechnet wurde, scheint, wie bereits in den Simulationen vorausgesagt, die Qualität der Bilddaten aufgrund des strukturierten Rauschens verschieden zu sein.

da alle Experimente mit der gleichen Spule bzw. Datensätze, welche miteinander verglichen worden sind, immer bei gleichen Bedingungen durchgeführt worden sind. Die Abweichung in den simulierten und den im Experiment bestimmten Daten in Abbildungen 27 und 28 lassen sich durch den  $T_2^*$  Abfall in den gemessenen Daten erklären. Diese wurden in der Simulation nicht berücksichtigt, führen aber dennoch zu einer Verminderung der Signalamplitude bei einer realen Messungen mit konstantem TE.

Wie in den Simulationen (Abbildung 26) und in Gleichung 6.9 gezeigt werden konnte ist der Verlust der SNR-Effizienz, für stark unterschiedliche Bandbreiten und falls der k-Raum mit jeder dieser Bandbreiten jeweils zur Hälfte ( $\lambda = \lambda_{LF} = \lambda_{HF}$ ) aufgenommen wird, für MBA Aufnahmen erheblich. Für diesen speziellen Fall konnte in den Simulationen in Abbildung 26 gezeigt werden, dass das SNR für beide Fälle, unabhängig davon ob der innere k-Raum mit der höheren oder niedrigen Bandbreite aufgenommen wird, gleich bleibt. Es konnte jedoch gezeigt werden (Abbildungen 26 rechter Block), dass sich das Erscheinungsbild je nach Bandbreitenverteilung erheblich ändert. Die Anwendung von MBA anstelle einer einzigen Bandbreite für die Aufnahme von MR-Daten ändert die Textur des Rauschens im Bildraum, welches in Si-

mulationen und in-vivo Aufnahmen gezeigt werden konnte. Der Effekt der Änderung der Rauschtextur konnte bereits in [58] beobachtet werden. Dort wurde das Rauschen im  $k$ -Raum durch Mitteln einzelner Phasenkodierlinien verändert, was zu dem gleichen Effekt der Rauschtextur wie die Benutzung verschiedener Bandbreiten führt. Diese Änderung der Rauschtextur resultiert aus dem so genannten Phasenrauschen der Daten. In Abbildung 26 (erster Block) wurde  $k$ -Raum-Rauschen simuliert, welches sich durch eine Verschiebung im  $k$ -Raum um  $k_y/2$  unterscheiden. Grund dafür ist das in [24] beschriebene Fourier-Shift-Theorem. Dieses besagt, dass eine Translation bzw. eine Verschiebung der Daten in der einen Domäne, in eine Multiplikation mit einer linearen Phase in der anderen Domäne resultiert. Im gegebenen Beispiel hat dies zur Folge, dass im ersten Fall das Phasenrauschen grober und im zweiten Fall das Phasenrauschen feiner erscheint.

Betrachtet man nun das Rauschen und das Signal getrennt voneinander, so kann man die Rauschtextur im resultierenden Bild erklären. Sowohl das Rauschen als auch die Signaldaten besitzen in jedem Bildpunkt einen Betragswert und eine Phase. Addiert man nun das Signal zu einem der Rauschdaten, so addiert sich zwar einerseits der Absolutbetrag von Rauschen und Signal, andererseits interferiert aber auch die Rauschphase mit der Signalphase. Diese Interferenz kann dabei entweder konstruktiv oder destruktiv sein und damit zur Signalerhöhung oder zur Signalauslöschung führen. Sind die jeweiligen interferierenden Bereiche über mehrere Pixel verteilt, so bekommt man ein grobes Rauschen, bei einer feineren Verteilung ein feineres Rauschen.

## 6.5 ZUSAMMENFASSUNG

Es konnte gezeigt werden, dass die theoretische Herleitung und die Untersuchung anhand von Simulationen für das SNR und der SNR-Effizienz der MBA-FLASH-Methode in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten sind. Das Verhältnis und die Anordnung des Rauschens im  $k$ -Raum beeinflussen das Erscheinungsbild des Rauschens, welches außerdem durch Experimente überprüft werden konnte. Durch das strukturierte Rauschen können, je nach Bandbreitenverteilung im  $k$ -Raum, somit Strukturen verloren gehen (Abbildung 29). Generell sollte deshalb für zukünftige Anwendungen von MBA die Bandbreiten  $BW_{LF} < BW_{HF}$  sein, um ein möglichst feinkörniges Rauschen zu erhalten. Für  $BW_{LF} > BW_{HF}$  sollten beide Bandbreiten einen möglichst kleinen Unterschied aufweisen, wobei  $BW_{LF} \gg BW_{HF}$  vermieden werden sollte, da dadurch die Rauschtextur erhöht wird.

## Teil II

# Hybridsequenz für SAR-reduzierte MRT an Hochfeldsystemen



## CAT-HYBRIDBILDGEBUNG FÜR HOCHFELD-NEUROANWENDUNGEN MIT REDUZIERTEM SAR

---

### 7.1 EINLEITUNG

Bis vor kurzem war der klinische MRT-Alltag von Systemen mit einer maximalen Feldstärke von  $B_0 = 1,5T$  beherrscht. In den letzten Jahren jedoch ist der Anteil von MRT-Tomographen mit Feldstärken von  $3T$  in der klinischen Routine stark angestiegen. In Forschungszentren haben Human-MRT-Systeme bis hin zu  $9,4T$  Einzug gehalten. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt, steigt das relative Besetzungsverhältnis linear mit  $B_0$  an. In der damit einher gehenden hohen Signal-zu-Rausch-Ausbeute (SNR-Ausbeute) dieser Hochfeldsysteme (was wiederum eine erhöhte Auflösung oder kürzere Messzeiten ermöglicht) liegt der wesentliche Nutzen im Vergleich zu niedrigen Feldstärken. Ein großer Nachteil der Hochfeldsysteme ist jedoch die erhöhte Einstrahlung von Hochfrequenzleistung in den Körper oder Teilen des Körpers (Gleichung 4.27). Die HF-Leistung wird durch die spezifische Absorptionsrate (SAR) charakterisiert und besitzt die in Kapitel 4.4.2 bereits genannten Sicherheitsrestriktionen für MR-Aufnahmen, um eine erhöhte Erwärmung des Patienten zu vermeiden. Bei sehr hohen Feldern ( $7 - 9,4T$ ) ist diese Restriktion zum Teil eine nur schwer zu überwindende Hürde, speziell bei Spin-Echo (SE) basierten Bildgebungssequenzen, wie z.B. Turbo-Spin-Echo (TSE) (auch bekannt als Fast-Spin-Echo (FSE) oder Rapid acquisition with relaxation enhancement (RARE)) [6]. Diese Methoden sind unter anderem essentiell für Proton-Gewichtete (PD) oder im speziellen auch für  $T_2$ -gewichtete Bildgebung, welche gerade in der Neurobildgebung unerlässlich sind.

Ein einfacher Weg das SAR in RARE-Sequenzen zu reduzieren liegt in der Verringerung des Refokussierungswinkels  $\alpha < 180^\circ$  [49, 23]. Weiterhin bietet die Hyperecho- und die TRAPS-Methode (Transition Into The Pseudo Steady State) eine weitere Möglichkeit die RF-Energie zu minimieren [59, 40]. Diese Methoden senken zwar das SAR, jedoch ebenfalls das SNR und verändern zudem den Bildkontrast, welcher durch Anpassung der effektiven Echozeit  $TE_{eff}$  wieder korrigiert werden muss [41].

Alternativ dazu bietet die Hybridbildgebung Methoden an, um das SAR zu reduzieren. Zu diesen zählen Gradient- und Spin-Echo (GRASE) [7] oder die so genannte "Combined Acquisition Technique" (CAT) [9, 8]. Als GRASE bezeichnet man eine Kombination von RARE und Echo Planar Imaging (EPI) (Kapitel 5.3.1). Diese werden so kombiniert, dass nach jedem Refokussierungspuls nicht ein Spinecho, wie bei einer konventionellen RARE üblich, sondern mittels eines oszillierenden Gradienten auch Gradientenechos ausgelesen werden können. Das ermöglicht das Auslesen von

drei, bis hin zu sieben oder mehr Echos nach jeder Refokussierung. Dies senkt die Anzahl der Refokussierungspulse und somit das damit zusammenhängende Gesamt-SAR. Eine Herausforderung bei GRASE ist jedoch die Einordnung der  $k$ -Raumlinien (Reordering) derart, dass ein artefaktfreies Bild, basierend auf Signalmodulation in  $k_y$ -Richtung, entsteht. Im klinischen Alltag wird die GRASE deshalb nicht für hochaufgelöste Aufnahmen angewandt.

Im Gegensatz dazu bietet CAT eine Möglichkeit zur Hybridbildgebung mit größerer Flexibilität. CAT bedient sich dabei, ähnlich wie bei der GRASE Methode, zweier kombinierter Bildgebungsmethoden wie z.B. FLASH und EPI [9], welche nacheinander aufgenommen werden. Beispielsweise werden bei einer so genannten RARE/EPI-CAT die beiden Bildgebungsmethoden derart miteinander kombiniert, dass der zentrale  $k$ -Raum mit einer RARE-Sequenz und die  $k$ -Raum-Peripherie mit einer EPI-Sequenz aufgenommen wird [10, 8]. Auf diesem Weg wird der gewünschte  $T_2$ -Bildkontrast durch das RARE-Modul bestimmt, während die hochfrequenten Anteile des  $k$ -Raums mit einem EPI-Modul aufgenommen werden. Verglichen mit einer standard RARE-Aufnahme mit gleichen Parametern, verringert sich das SAR einer CAT, da weniger Refokussierungspulse (analog zu GRASE) benötigt werden. Der große Vorteil der CAT-Methode gegenüber einer GRASE ist, dass bereits bestehende Anwendungen zur SAR-Reduzierung, wie z.B. Hyperechos oder TRAPS [23, 59, 21] auf das RARE-Modul problemlos angewendet werden können. Durch den modularen Aufbau der CAT besitzt diese nur eine geringere Signalmodulation im  $k$ -Raum und ist somit weniger anfällig für Artefakte.

Im folgenden Kapitel werden die Möglichkeiten und Vorteile einer RARE/EPI-CAT Sequenz für Hochfeld-Neurobildgebung an  $3T$  und  $7T$  untersucht und dargestellt. Die Implementierung einer RARE/EPI-CAT Sequenz für neuroradiologische Anwendungen wird im Detail erläutert, einschließlich der Verfeinerungen durch eine  $T_2$ -Präparation und die Untersuchung mit paralleler Bildgebung. Schließlich werden in-vivo Daten mit  $T_2$ - und PD-Kontrast mit einer signifikanten SAR-Reduzierung präsentiert und mit den konventionellen RARE-basierenden, klinischen Protokollen und einer GRASE mit identischer SAR-Reduzierung verglichen.

## 7.2 METHODEN

### 7.2.1 Bildgebungssequenzen

MRT-Daten beinhalten typischerweise im  $k$ -Raumzentrum sowohl den Großteil ihrer  $k$ -Raumenergie, die mit zunehmendem Abstand zum Zentrum rapide abnimmt, als auch die Information über den Kontrast eines MRT-Bildes (8). Deshalb führt die Akquisition des zentralen  $k$ -Raums mit einer RARE-Sequenz zu einem hohen SNR und ist gleichzeitig robust gegenüber Feldinhomogenitäten. In der CAT-Methode wird der äußere Teil des  $k$ -Raums mit EPI aufgenommen. Diese ist zwar sensitiv auf

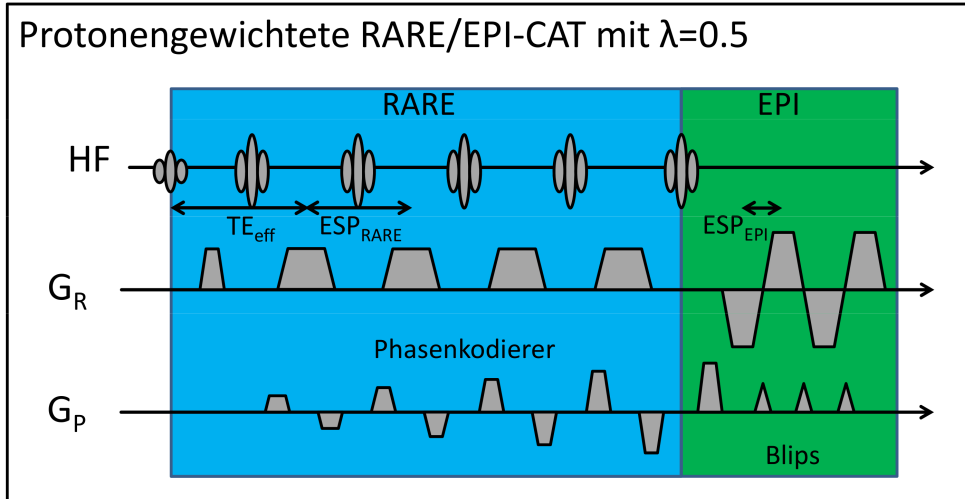


Abbildung 30: Sequenzdiagramm einer protonengewichteten RARE/EPI-CAT.  $T_{eff}$  ist daher minimal gewählt. Der  $\lambda$ -Faktor beträgt hier  $\lambda = 0,5$  mit  $ETL = 8$ . Die Echoabstände  $ESP_{RARE}$  und  $ESP_{EPI}$  sind ebenfalls schematisch eingezeichnet.

Feldinhomogenitäten, benötigt jedoch keine Refokussierungspulse wie die RARE und wird deshalb zur Reduzierung des SAR eingesetzt.

Der CAT-Faktor  $\lambda$  beschreibt den Anteil des k-Raums, welcher mit dem RARE-Modul abgedeckt wird. Dieser variiert zwischen dem Wert von  $\lambda = 0$  für ein reines EPI und  $\lambda = 1$  für Daten, welche vollständig mit RARE aufgenommen werden. Für jedes der beiden Module kann die Bandbreite (BW) und somit auch der Echoabstand (ESP: engl. für Echospacing) unabhängig voneinander eingestellt werden. Die in Kapitel 6 gezeigte Abbildung 25 (a) der schematischen Darstellung des k-Raums für MBA-Aufnahmen gilt somit auch für die CAT-Hybridbildgebung.  $BW_{LF}$  repräsentiert nun aber die Bandbreite des RARE-Moduls  $BW_{TSE}$  und somit auch der Echoabstand  $ESP_{RARE}$  und  $BW_{HF}$  die Bandbreite  $BW_{EPI}$  und das Echoabstand  $ESP_{EPI}$  des EPI-Moduls. Abbildung 30 zeigt das Sequenzdiagramm einer segmentierten RARE/EPI-CAT. In diesem Beispiel werden nach der Anregung acht Echos ( $ETL = 8$ ) bei einem  $\lambda$ -Faktor von  $\lambda = 0,5$  ausgelesen (vier RARE-Echos und vier EPI-Echos). Die ersten Echos nach jeder Anregung werden um das k-Raumzentrum angeordnet, um eine Protonengewichtung zu erhalten.

Abhängig von der Echozuglänge (ETL) und dem  $\lambda$ -Faktor der CAT-Sequenz, kann das relative SAR im Vergleich zu einer standard RARE-Sequenz näherungsweise berechnet werden mit [41]:

$$SAR_{CAT} = \frac{1}{ETL} \sum_{j=1}^{\lambda \cdot ETL + 1} \left( \frac{\alpha_j}{180^\circ} \right)^2. \quad (7.1)$$

$\alpha_j$  repräsentiert hierbei den j-ten Refokussierungspulswinkel des RARE-Moduls und kann zur weiteren Reduzierung des SAR kleiner als  $180^\circ$  sein [40]. Außerdem ist zu beachten, dass vor dem ersten EPI-Echo in jedem Echozug noch ein letzter

Refokussierungspuls ausgespielt wird. Dies hat zur Folge, dass dies ebenfalls ein Spinecho ist, jedoch mit der Bandbreite  $BW_{EPI}$ . Unter Berücksichtigung dieser Tatsache, muss die Summenformel in Gleichung 7.1 um den Faktor  $+1$  ergänzt werden.

#### *CAT mit protonengewichteten Kontrast*

Wie bereits erwähnt, ist das k-Raumzentrum hauptsächlich für den Kontrast eines MR-Bildes verantwortlich. Deshalb muss für eine protonengewichtete CAT-Bildgebung das Zentrum des k-Raums mit Phasenkodierlinien aufgefüllt werden, welche eine möglichst kurze Echozeit ( $TE$ ) aufweisen. Dies wird durch ein angepasstes Reordering erreicht, indem jedes erste Spinecho in einem Echozug in den zentralen k-Raum eingeordnet wird. Alle darauf folgenden Echos werden dann vom Zentrum aus nach außen so angeordnet, dass zuerst die eine Hälfte und anschließend die zweite Hälfte des k-Raums aufgefüllt wird. Dieses "zentrische" Reordering vermeidet somit große Sprünge in Phasenkodierrichtung ( $k_y$ -Richtung) und die damit zusammenhängenden starken Gradienten, die sonst zu Wirbelstromartefakten führen würden.

Abbildung 31(a) zeigt eine vereinfachte, schematische Darstellung der Signalmodulation in  $k_y$ -Richtung. Aufgrund des zentrischen Reorderings fällt das Signal für das RARE-Modul mit der typischen RARE  $T_2$ -Relaxationszeit ab, während die Gradientenechos im EPI-Modul mit der Relaxationszeit  $T_2^*$  zerfallen.

#### *CAT mit $T_2$ Kontrast*

Um einen geeigneten  $T_2$ -Kontrast zu erhalten, muss in diesem Fall das k-Raumzentrum mit  $T_2$ -gewichteten Phasenkodierlinien besetzt werden. Je nachdem wie groß die  $T_2$ -Gewichtung sein soll, muss auch hier ein entsprechendes Reordering gefunden werden. In diesem speziellen Fall soll die CAT Methode für die  $T_2$ -gewichtete Neurobildgebung optimiert werden. Je nach Feldstärke schwankt dabei die gewünschte Echozeit  $TE$  zwischen  $60ms$  und  $80ms$ . Dies bedeutet, bei einem typischen ESP von  $10ms$ , dass das sechste Spinecho für die Echozeit  $TE = 60ms$  oder das achte für eine Echozeit  $TE = 80ms$  noch im k-Raumzentrum liegen muss bevor das EPI-Modul folgt. In einer ersten Implementierung wurde deshalb das zentrische Reordering aus der protonengewichteten Bildgebung durch ein lineares Reordering ersetzt. Die k-Raum Linien werden dann nacheinander von  $-k_{y,max}$  bis  $+k_{y,max}$  in den k-Raum eingeordnet. Abbildung 31 (b) zeigt eine schematische Darstellung der Signalmodulation aufgrund eines linearen Reorderings. Wie zu erkennen ist, liegt der minimal mögliche CAT-Faktor für lineares Reordering bei  $\lambda > 0,5$  für  $T_2$ -gewichtete Daten. Prinzipiell kann auch ein  $\lambda < 0,5$  gewählt werden. Dann ist aber ein RARE-Kontrast nicht mehr gewährleistet, da die kontrastgebenden Linien im k-Raumzentrum dann EPI-Echos sind. Diese Restriktion verhindert eine weitere Reduzierung des SAR bei dieser Konfiguration für die  $T_2$ -gewichtete RARE/EPI-CAT Methode.



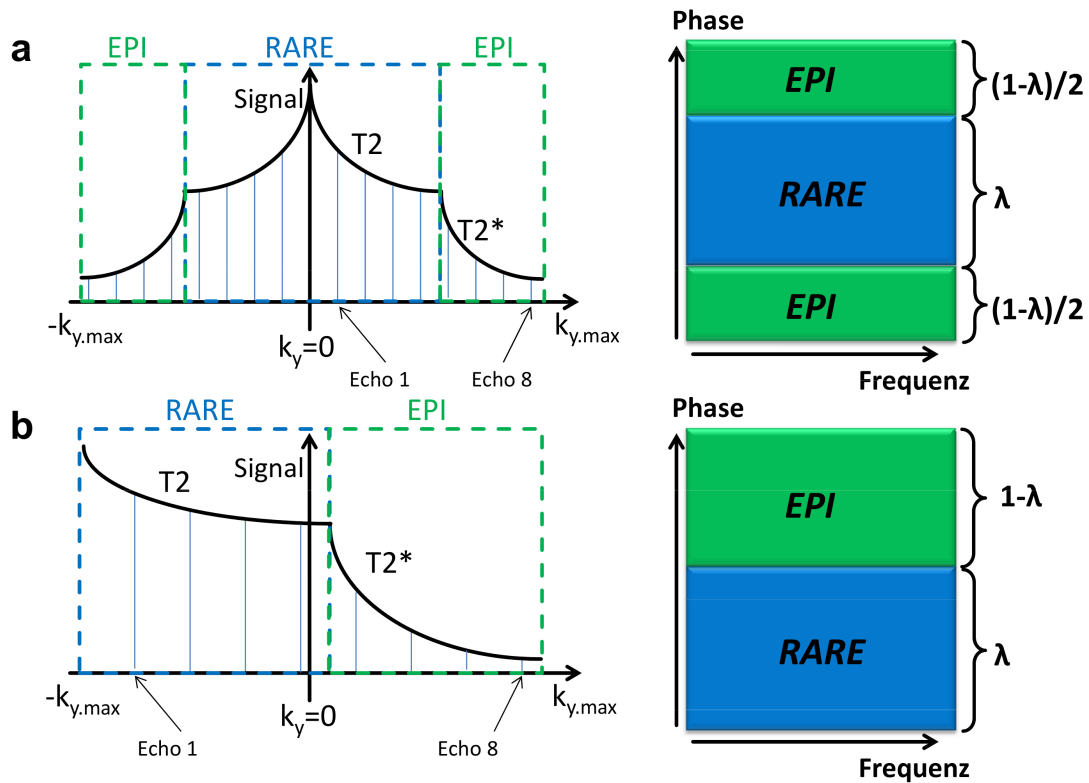


Abbildung 31: Stark vereinfachte, schematische Darstellung des Signalverlaufs im k-Raum. (a) zeigt den Signalverlauf aufgrund zentrischem Reordering für protonengewichtete CAT-Bildgebung. k-Raumlinien mit kürzestem  $TE$  werden im Zentrum angeordnet. Mit steigendem  $TE$  vergrößert sich auch der Abstand zum Zentrum. (b) ist der Signalverlauf durch lineares Reordering für  $T_2$ -gewichtete CAT-Bildgebung. Da für die  $T_2$ -Gewichtung entsprechende Linien im Zentrum angeordnet werden, hat dieses Reordering seine Grenzen bei einem  $\lambda > 0,5$ , um einen RARE-Kontrast zu gewährleisten.

### CAT mit $T_2$ -Präparation

Für  $\lambda < 0,5$  kann ein  $T_2$ -Kontrast jedoch durch eine weitere, zweite, Implementierung erreicht werden. Diese nutzt eine so genannte  $T_2$  Präparation, die nach jedem Anregungspuls einen verlängerten, "ersten" Echoabstand nutzt, um die gewünschte  $T_2$ -Gewichtung auf das erste Spinecho zu legen. Alle darauf folgenden Spin- und Gradientenechos werden, wie bereits beschrieben, akquiriert [60]. Für jedes Experiment kann das  $ESP_{RARE}$  und  $ESP_{EPI}$  nach Bedarf eingestellt werden.

Abbildung 32 zeigt ein Beispiel für eine  $T_2$ -präparierte CAT Sequenz. Dem RARE/EPI Echozug ist ein  $T_2$ -Präparationsmodul mit einer Echozeit  $TE_{eff}$  vorgeschaltet. Das Präparationsmodul ermöglicht nun eine vom Echozug und CAT-Faktor  $\lambda$  unabhängige, flexible und beliebige Einstellung der Echozeit  $TE_{eff}$ . Innerhalb des Präparationsmoduls kann die transversale Magnetisierung in der Zeit  $TE_{eff}$  Relaxieren. Das erste aufgenommene Echo weist somit eine  $T_2$ -Gewichtung auf, wie man sie aus der konventionellen Spinecho-Bildgebung kennt. Somit ist für eine  $T_2$ -gewichtete CAT nun nicht mehr ein lineares Reordering notwendig. Aufgrund der  $T_2$ -Gewichtung

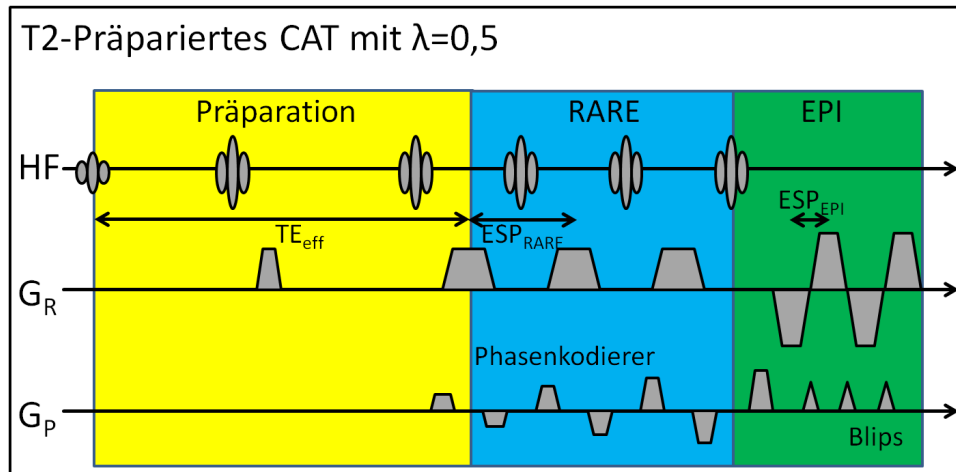


Abbildung 32: Beispiel einer  $T_2$ -präparierten CAT Sequenz mit einem Echozuglänge  $ETL = 7$  und einem  $\lambda = 0,4$ . Das erste aufgenommene Spinecho ist aufgrund des verlängerten  $TE$ s des Präparationsmoduls entsprechend  $T_2$ -gewichtet. Das darauf folgende RARE- und EPI-Modul wird wie bereits beschrieben, ausgelesen und zentrisch im k-Raum eingeordnet. Ein CAT-Faktor von  $\lambda < 0,5$  ist nun möglich und führt zu einer weiteren Reduzierung des SAR.

der ersten Spinechos in jedem Echozug, kann nun wieder das bereits vorgestellte, zentrische Reordering benutzt werden (Abbildung 31 (a)). Aufgrund der Kombination aus  $T_2$ -Präparation und zentrischem Reordering, ist es nun möglich,  $T_2$ -gewichtete Aufnahmen mit einem CAT-Faktor  $\lambda < 0,5$  zu akquirieren, um das SAR weiter zu reduzieren. Durch den zum k-Raumzentrum symmetrischen Signalverlauf werden somit auch noch mögliche Artefakte aus Signalvariationen im k-Raum minimiert.

#### Einsatz der parallelen Bildgebung

Üblicherweise wird die parallele Bildgebung dazu genutzt, um die Messzeit für MRT-Daten zu reduzieren. Dies wird durch die regelmäßige Unterabtastung (undersampling) des k-Raums bewerkstelligt, das zu den typischen Einfaltungsartefakten (Aliasingartefakte) führt. Diese entstehen aufgrund der Periodizität der diskreten Fouriertransformation. Spezielle Rekonstruktionsalgorithmen, wie z.B. das "Sensitivity Encoding" (SENSE) [43] oder das so genannte "Generalized Auto-Calibrating Partially Parallel Acquisition" (GRAPPA) [44], generieren mit Zuhilfenahme von Sensitivitätsvariationen innerhalb Mehrkanal-Empfangsspulen Bilddaten, welche frei von Aliasingartefakten sind.

Für die CAT Bildgebung mit kleinen  $\lambda$ -Faktoren und damit verbundenem niedrigerem SAR, ist es notwendig den RARE-Teil der Sequenz zu verkürzen und den EPI-Teil zu verlängern. Jedoch kann dies in der Nähe von Lufteinschlüssen, wie in der Stirnregion oder beim Übergang zu Geweben mit stark unterschiedlichen Relaxationszeiten zu Verzerrungsartefakten (distortions) und Signalauslöschung führen. Um die Bildqualität der CAT-Sequenz für kleine  $\lambda$ 's zu verbessern, wird die parallele Bildgebung (pMRT) benutzt. Diese wird auf den EPI-Teil der Sequenz angewandt und verkürzt

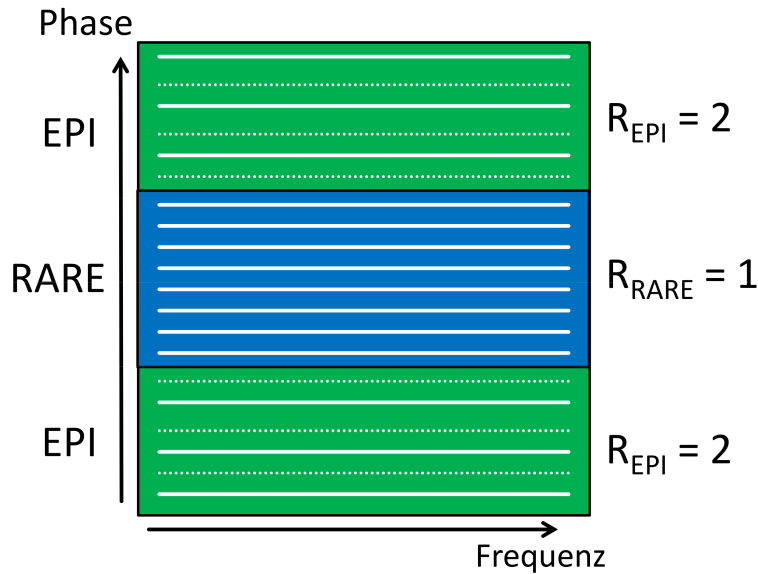


Abbildung 33: Schema für eine RARE/EPI-CAT mit paralleler Bildgebung. Das RARE-Modul wird ohne Beschleunigung ( $R_{RARE} = 1$ ) aufgenommen, um hinreichend Echos aus dem zentralen k-Raum für die Rekonstruktion zu erhalten. Im EPI-Modul wird jede zweite Zeile aufgenommen ( $R_{EPI} = 2$ ).

somit auch die Echozuglänge. Abbildung 33 zeigt die schematische Darstellung einer RARE/EPI-CAT mit paralleler Bildgebung. Hier wurde der Beschleunigungsfaktor für das RARE-Modul auf  $R_{RARE} = 1$  (keine Beschleunigung) und des EPI-Moduls auf  $R_{EPI} = 2$  (jede zweite Linie wird aufgenommen) gesetzt. Die kürzere Echozuglänge steuert dem Signalzerfall, verursacht durch  $T_2^*$ -Relaxation, entgegen und verbessert somit die Bildauflösung, bei gleichzeitiger Verringerung der Bildverzerrungen [61]. Obwohl die Anzahl der Anregungen wie bei der herkömmlichen CAT gleich bleibt, verringert sich die Echozuglänge um die Anzahl der fehlenden EPI-Echos. Da hier die parallele Bildgebung nur auf die EPI-Echos angewendet wird, bleibt eine hinreichende Anzahl an zentral aufgenommenen Echos übrig, um die nötigen Kalibrierungsdaten für den Rekonstruktionsalgorithmus und den gewünschten Kontrast zu erhalten.

Ein Nachteil der Implementierung der parallelen Bildgebung im EPI-Teil ist das daraus resultierende, reduzierte Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Der Grund für den SNR-Verlust sind (1) der reduzierte Anteil an akquirierten Daten und (2) die zusätzliche Rauschverstärkung aufgrund des Rekonstruktionsprozesses. Die zusätzliche Rauschverstärkung kann durch den so genannten Geometriefaktor (g-Faktor) quantifiziert werden [43, 62]:

$$g_{eff} = \sqrt{\frac{\lambda}{R_{eff}} + \frac{1-\lambda}{R_{eff}} \cdot R_{EPI} \cdot g_{EPI}^2} \quad \text{mit} \quad R_{eff} = \left( \lambda + \frac{1-\lambda}{R_{EPI}} \right). \quad (7.2)$$

Damit lässt sich das SNR einer CAT-Sequenz ausdrücken als:

$$SNR_{CAT} \propto \frac{N}{g_{eff} \sqrt{\frac{N_{RARE}}{N} BW_{RARE} + \frac{N_{EPI}}{N} BW_{EPI}}}, \quad (7.3)$$

wobei  $N$  die Anzahl aller Phasenkodierlinien ist.  $N_{RARE}$  und  $N_{EPI}$  stellen jeweils die Linienzahl im RARE- und im EPI-Modul dar. Die Herleitung der Gleichungen 7.2 und 7.3 findet sich im anschließenden Kapitel der Arbeit.

### 7.2.2 Experimente

Die Bildgebungsexperimente wurden an (a) einem klinischen MRT-Systemen mit einer Feldstärke von 3T (Skyra, Siemens, Erlangen, Deutschland), ausgestattet mit einer 16-Kanal Kopfspule und (b) an einem Forschungstomographen mit einer Feldstärke von 7T (Siemens, Erlangen, Deutschland), ausgestattet mit einer 32-Kanal Kopfspule, durchgeführt. Alle in-vivo Experimente wurden durch einen Untersuchungsausschuss geprüft und genehmigt. Dazu wurden ausschließlich freiwillige, gesunde Personen ausgewählt, welche über die Untersuchung und der damit verbundenen Risiken informiert wurden. Eine schriftliche Zustimmung wurde außerdem von den Probanden ausgefüllt und unterschrieben.

Folgenden Parameter wurden für alle CAT Experimente entsprechend der Protokolle klinischer Routineaufnahmen bei 3,0T zugrunde gelegt:

$FOV = 230 \times 230mm^2$ ,  $Schichtdicke = 3mm$ ,  $Matrixgröße = 320 \times 270$ , Echozuglänge  $ETL = 15$ ,  $TR = 5000ms$ , Echoabstand  $ESP_{TSE} = 10ms$ ,  $ESP_{EPI} = 2ms$ , Bandbreite  $BW_{TSE} = 280Hz/Px$ ,  $BW_{EPI} = 580Hz/Px$ . Der CAT-Faktor wurde dabei zwischen  $\lambda = 0,3$  und  $\lambda = 1,0$  variiert. Für die protonengewichteten Aufnahmen wurde eine Echozeit  $TE = 10ms$  und für die  $T_2$ -gewichteten Aufnahmen ( $T_2$ -CAT und  $T_2$ -präparierte CAT) eine Echozeit  $TE = 80ms$  gewählt.

Eine GRASE-Sequenz wurde ebenfalls implementiert, um die Bildqualität der CAT mit einer bereits bestehenden Hybridsequenz zu vergleichen. Die Echozuglänge der GRASE wurde auf  $ETL = 15$  festgelegt, wobei nach jedem Refokussierungspuls drei Echos ausgelesen wurden (Turbo-Faktor  $TF = 5$  und EPI-Faktor= 3). Um diese mit einer  $T_2$ -präparierten CAT zu vergleichen, wurden die Bandbreiten der Sequenzen auf  $BW_{GRASE} = BW_{RARE} = BW_{EPI} = 680Hz/Px$  festgelegt. Die insgesamt eingestrahlte HF-Energie der GRASE war identisch zur HF-Energie der CAT.

Des Weiteren wurden  $T_2$ -CAT und  $T_2$ -präparierte CAT Experimente an einem Forschungstomographen mit einer Feldstärke von 7T durchgeführt. Folgende Parameter wurden hierfür verwendet:

$FOV = 240 \times 195mm^2$ ,  $Schichtdicke = 1mm$ ,  $Matrixgröße = 512 \times 420$ ,  $ETL = 15$ ,  $TR = 12000ms$ ,  $TE = 84ms$ ,  $ESP_{TSE} = 10,5ms$ ,  $ESP_{EPI} = 3.2ms$ ,  $BW_{TSE} = 300Hz/Px$ ,  $BW_{EPI} = 390Hz/Px$ . Für die Aufnahmen mit der  $T_2$ -CAT waren  $\lambda = 0,5$  und  $\lambda = 1,0$ ;

für die  $T_2$ -präparierte CAT lag  $\lambda$  zwischen 0,3 und 1,0. Analog zu den Experimenten bei  $3T$ , wurde hier ebenfalls ein Fettsättigungspuls voraus geschaltet.

Um den Einfluss der pMRT auf die Qualität der CAT-Bilder zu untersuchen, wurde an einem  $3T$ -System die CAT-Sequenz zu einer Multiecho-Sequenz modifiziert. Mit anderen Worten: Nach jedem Anregungspuls wurden die Echos der identischen  $k$ -Raumzeile zugeordnet. Nach  $N_y$  Wiederholungen und entsprechender Phasenkodierung wurden somit  $ETL$   $k$ -Raumdaten aufgenommen, welche jeweils einen anderen Kontrast hatten. Durch anschließendes Weglassen bestimmter Zeilen, konnten bestimmte Beschleunigungsfaktoren simuliert werden. Phantomdaten wurden mit folgenden Parametern aufgenommen:

$TR = 2000ms$ ,  $ESP_{RARE} = 9,2ms$ ,  $ESP_{EPI} = 2,2ms$ ,  $ETL = 25$ ,  $FOV = 200 \times 200mm^2$ ,  $Schichtdicke = 3mm$ ,  $Matrixgröße = 320 \times 320$ ,  $BW_{RARE} = 250Hz/Px$ ,  $BW_{EPI} = 500Hz/Px$ . Der CAT-faktor war variabel zwischen  $\lambda = 0,0$  und  $\lambda = 1,0$ . Die Rekonstruktion der pMRT-Daten wurden mit dem GRAPPA-Algorithmus durchgeführt. Die GRAPPA-Kalibrationsdaten wurden aus den zentralen RARE-Linien erhalten. Es ist an dieser Stelle noch zu erwähnen, dass ein relativ langer Echozug, im Vergleich zu den in-vivo Experimenten, gewählt wurde. Dies ermöglichte einen stärker ausgeprägten Einfluss von pMRT auf die CAT-Bildgebung.

#### *Evaluierung der Bildqualität*

Um die SNR-Theorie zu verifizieren (siehe Anhang, Gleichung 8.3), wurden theoretische SNR-Werte mit gemessenen CAT-Daten verglichen. Für alle Bildgebungsexperimente wie oben beschrieben, wurde ein reiner Rauschdatensatz aufgenommen. Die „Multiple-Replik Rekonstruktion“ [63] wurde für die Auswertung der Daten und der Erstellung von SNR-Karten angewendet. In den  $T_2$ -CAT und den  $T_2$  Präparierten CAT in vivo Daten wurden die gleichen  $7 \times 7$  quadratischen Regionen (ROIs: egl. für „regions of interest“) zur Abschätzung des SNR für verschiedene CAT-Faktoren an einer Stelle der weißen Hirnsubstanz (WM) benutzt.

Zusätzlich wurden alle Daten für ihre diagnostische Nutzbarkeit durch einen erfahrenen Neuroradiologen visuell evaluiert (A.J.B.)<sup>1</sup>.

### 7.3 ERGEBNISSE

In Abbildung 34 sind protonengewichtete Kopfaufnahmen einer CAT gezeigt. Aufgenommen wurden diese mit (a)  $\lambda = 1,0$  (reines RARE), (b) mit  $\lambda = 0,5$  und (c) mit  $\lambda = 0,3$ . Verglichen mit einer herkömmlichen RARE-Sequenz, kann eine SAR-Reduzierung von bis zu 60% bei einem  $\lambda = 0,3$  erreicht werden. Die CAT-Bilder sind frei von Artefakten und der Kontrast ist identisch zu einer herkömmlichen RARE-Aufnahme bei gleichen Parametern. Das leicht erhöhte, strukturierte Rauschen erhält

<sup>1</sup> Dr. Andreas J. Bartsch, Neuroradiologie, Universitätsklinikum Heidelberg, Heidelberg

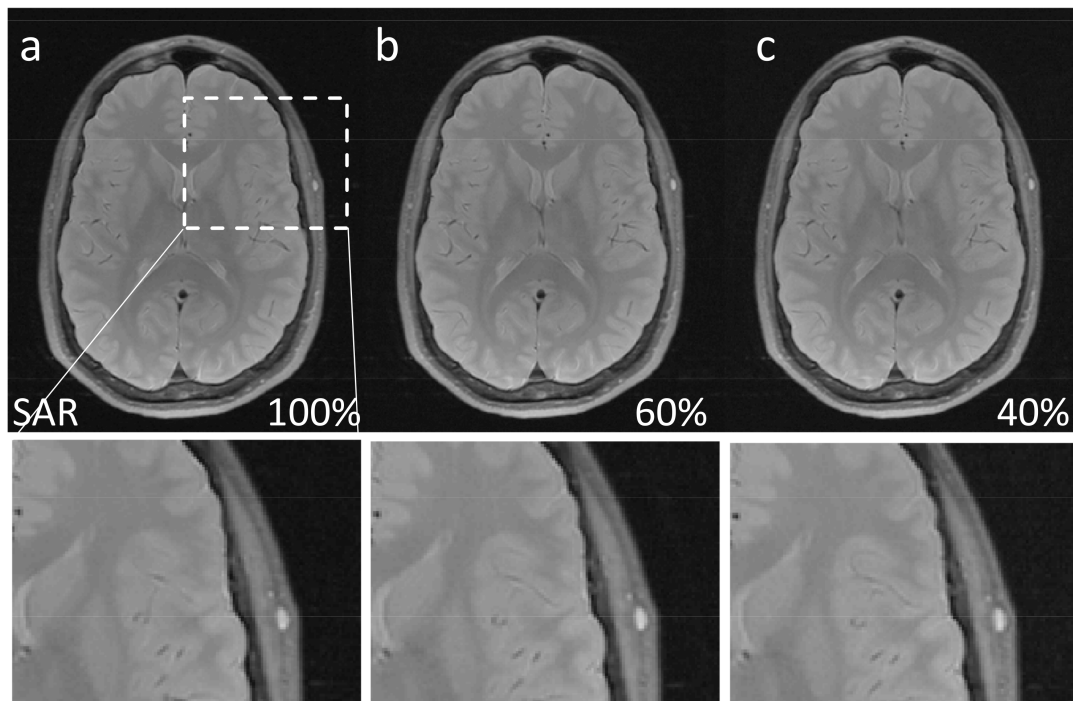


Abbildung 34: Protonengewichtete in-vivo CAT Kopfaufnahmen. Zum Vergleich wird eine protonengewichtete RARE als Goldstandard heran gezogen (a). Jedoch liegt hier auch das maximale SAR vor und wird als Maximalwert angenommen. (b) CAT mit einem CAT-Faktor  $\lambda = 0,5$ . Hier ist schon eine SAR-Ersparnis aufgrund reduzierter Refokussierungspulsen von 40% zu beobachten. (c) CAT mit  $\lambda = 0,3$ . Eine SAR-Ersparnis von 60% wurde hier erreicht.

man aus den nicht gleichwertigen Bandbreiten für das RARE- und das EPI-Modul, wie bereits in Kapitel 6 eingeführt [11, 58] (Vergrößerungen in Abbildung 34).

Abbildung 35 zeigt in-vivo Kopfbilder mit  $T_2$ -Wichtung; (a) herkömmlichen RARE, (b) Standard  $T_2$ -CAT mit  $\lambda = 0,53$ , (c)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $\lambda = 0,5$  und (d)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $\lambda = 0,3$ . Für Abbildung (a) und (b) sind keine signifikanten Unterschiede zu erkennen. Auch die  $T_2$ -präparierten Bilddaten sind kaum unterscheidbar. Jedoch ist ein Signalabfall von  $T_2$ -gewichteten gegenüber  $T_2$ -präparierten Bilddaten zu erkennen. Der Kontrast einer  $T_2$ -präparierten CAT ist sehr ähnlich dem Kontrast eines herkömmlichen  $T_2$ -gewichteten Spinecho Bildes. Für kleine  $\lambda$ -Faktoren einer  $T_2$ -präparierten CAT, ist eine Reduzierung des SAR von über 50% möglich, verglichen mit einer Standard RARE-Sequenz. Die ROI zur SNR-Bestimmung ist in Abbildung 35 a) schematisch eingezeichnet.

Die Gegenüberstellung einer GASE mit einer  $T_2$ -präparierten CAT ist in Abbildung 36 zu sehen. Um einen fairen Vergleich anstellen zu können, wurden in beiden Sequenzen die Parameter identisch eingestellt. Die Gradientenechos der GRASE wurden nach jedem Refokussierungspuls gemessen, während bei einer CAT die Gradientenechos nach dem TSE-Modul akquiriert werden. Im Vergleich zur CAT zeigt die GRASE

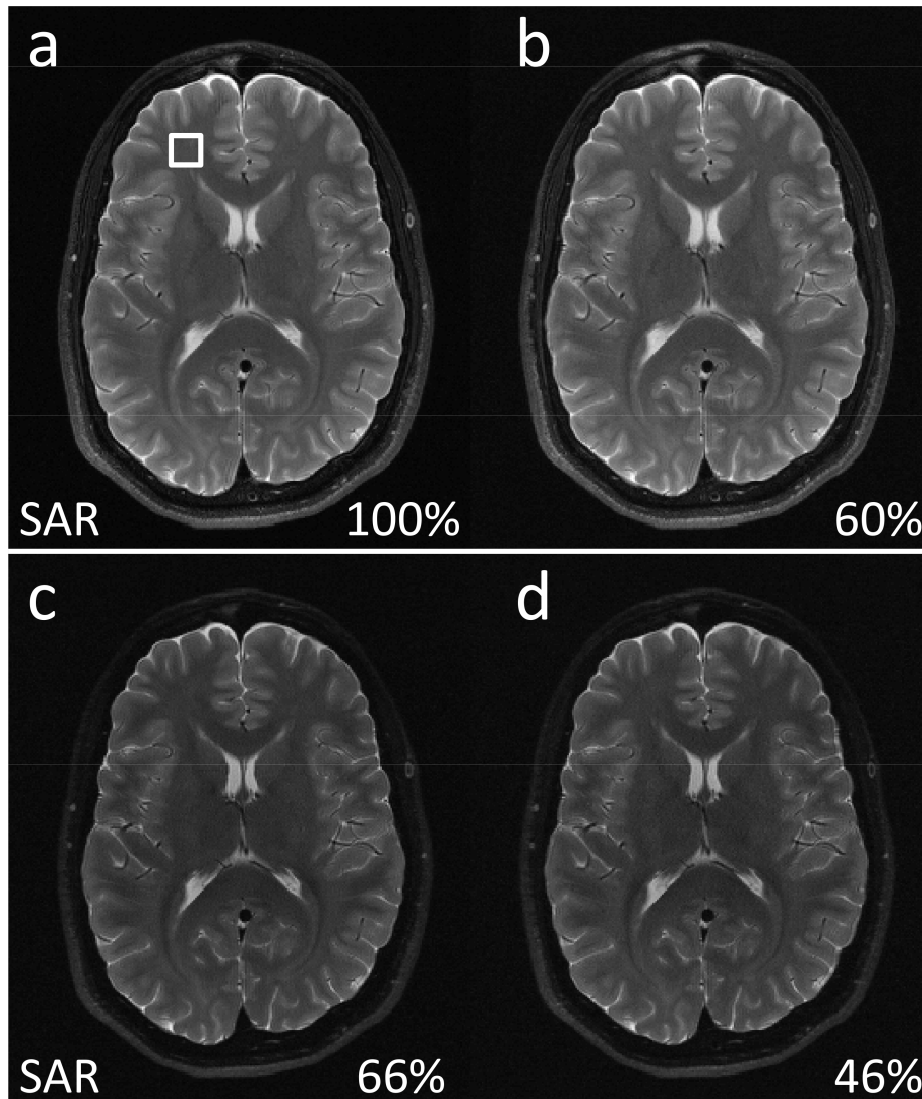


Abbildung 35:  $T_2$ -gewichtete Kopfaufnahmen mit einer Echozuglänge von  $ESP = 15$  und einer Echozeit  $TE = 80ms$  (a) standard RARE, mit maximaler Anzahl an Refokussierungspulsen und somit maximalen SAR, (b)  $T_2$ -CAT mit einem CAT-Faktor von  $\lambda = 0,53$  und einem relativen SAR von 60%, (c)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $\lambda = 0,5$  mit ebenfalls einem relativen SAR von 66% und (d)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $\lambda = 0,3$  und einem relativen SAR von 46%. Die SAR-Werte sind jeweils Werte Verglichen mit einer standard RARE-Aufnahme.

stärkere Ringartefakte an Gewebegrenzen wie z.B. Luft/Wasser (Vergrößerungen in Abbildung 36).

Um den Nachteil der erhöhten räumlichen Verzerrungen und des erhöhten Signalzerfalls in Bereichen mit großen Feldinhomogenitäten zu zeigen, wurden in-vivo Kopfaufnahmen eines Patienten mit einem Metalkatheter erstellt. Ein Vergleich von (a) RARE und (b)  $T_2$ -CAT mit  $\lambda = 0,5$  und verschiedenen Phasenkodierrichtungen ist in Abbildung 37 gezeigt<sup>2</sup>. Durch Veränderung der Phasenkodierrichtung wurden

<sup>2</sup> Mit freundlicher Genehmigung: Daten von Dr. Andreas J. Bartsch, Neuroradiologie, Universitätsklinikum Heidelberg

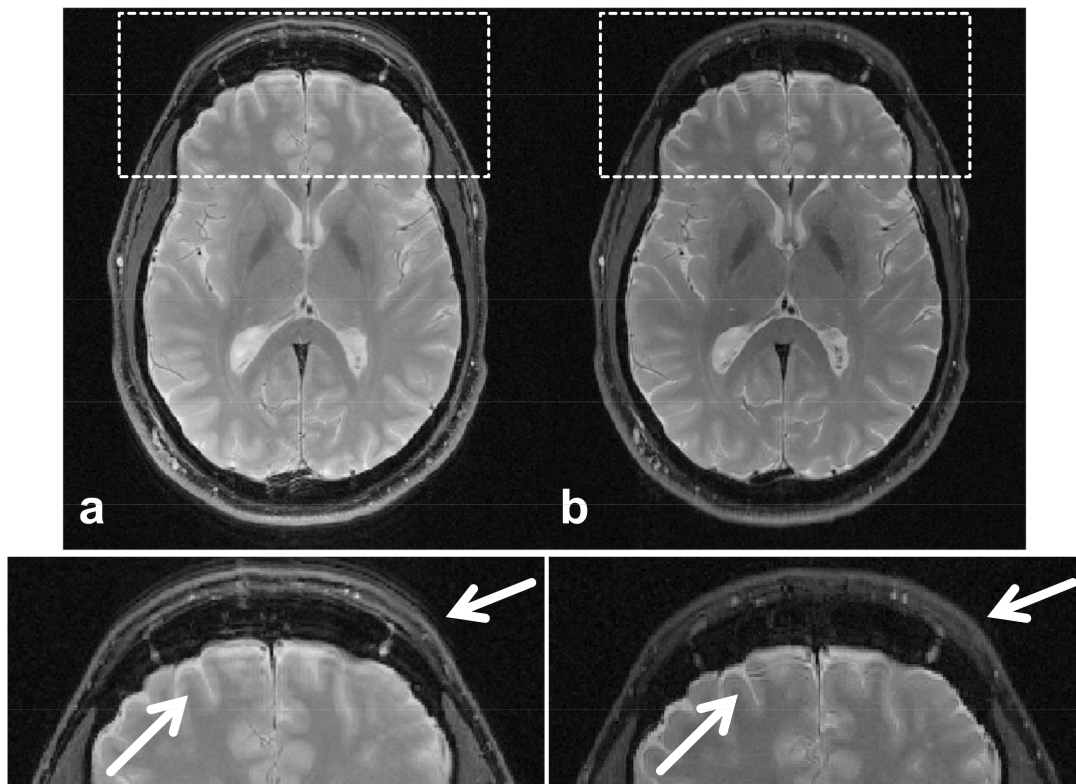


Abbildung 36: Vergleich einer (a) GRASE mit einer (b)  $T_2$ -präparierten CAT mit gleichen Parametern und identischem SAR. Speziell an Grenzflächen wie z.B. Luft/Wasser treten verstärkt Artefakte bei GRASE auf.

die Verzerrungen, welche durch den Katheter verursacht werden, reduziert. In diesem Beispiel ist die Bildqualität näherungsweise gleich der standard RARE-Sequenz, vorausgesetzt die Phasenlinien werden von rechts nach links kodiert.

Das Potential der SAR-Reduzierung kann in Abbildung 38 betrachtet werden. Diese Daten wurden an einem 7T Forschungsscanner aufgenommen. Die  $T_2$ -CAT Bilder mit  $\lambda = 0,53$  (b) sind visuell kaum von der standard RARE (a) zu unterscheiden. In diesem Beispiel gelang eine SAR-Reduzierung von 40%.

Weitere SAR-Reduzierung kann durch sehr kleine  $\lambda$ -Faktoren erreicht werden. Falls jedoch lange Echozüge verwendet werden, können Verschmierungen, so genanntes „blurring“ und Bildartefakte aufgrund von  $T_2^*$ -Signalabfall während des EPI-Echozuges auftreten. Die Implementierung Paralleler Bildgebung kann diese Effekte minimieren oder gar kompensieren. Simulationen der CAT-Methode mit einem CAT-Faktor von  $\lambda = 0,2$  und einer Echozuglänge von  $ETL = 25$  mit verschiedenen Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$ , werden in Abbildung 39 gezeigt. Verglichen mit einer standard RARE-Akquisition, weist die CAT mit  $R_{EPI} = 1$  (5 RARE-Echos, 20 EPI-Echos) Artefakte und Verschmierungen gerade in Bereichen mit kurzem  $T_2^*$  auf, speziell an Luft/Wasser Grenzflächen (siehe Pfeile in Abbildung 39), entlang der Phasenkodierachse. Für  $R_{EPI} = 2$  (5 RARE-Echos, 10 EPI-Echos) und weiter ausgeprägt für  $R_{EPI} = 3$ , sind die Artefakte und das Blurring stark reduziert. Jedoch



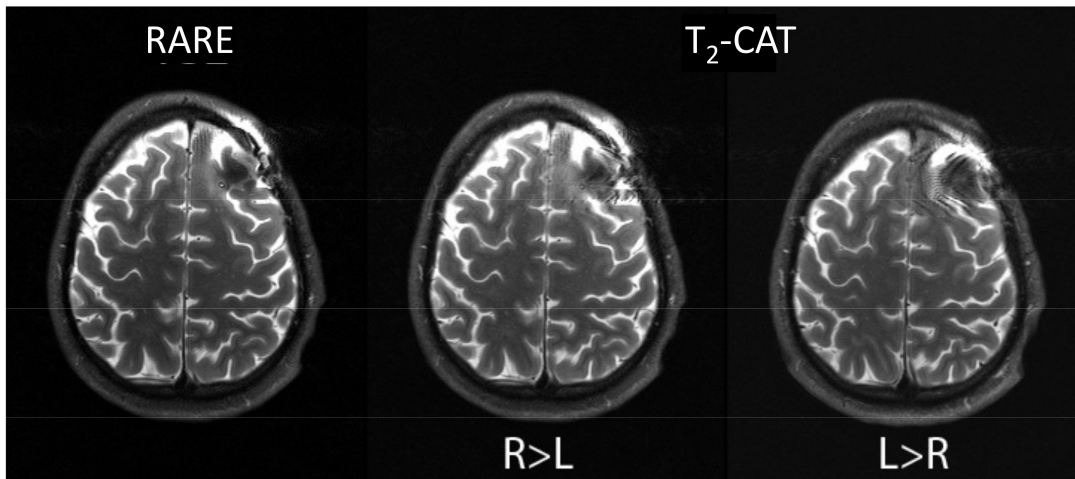


Abbildung 37: In-vivo Kopfaufnahmen eines Patienten mit einem Metallkatheter. Die RARE Aufnahme weist Verzerrungen im Bereich des Katheters auf. Die  $T_2$ -CAT Aufnahme mit  $\lambda = 0,5$  zeigt die gleiche selbe Schicht mit erhöhten Verzerrungen. Je nach Wahl der Phasenkodierrichtung, können diese Verzerrungen minimiert werden.

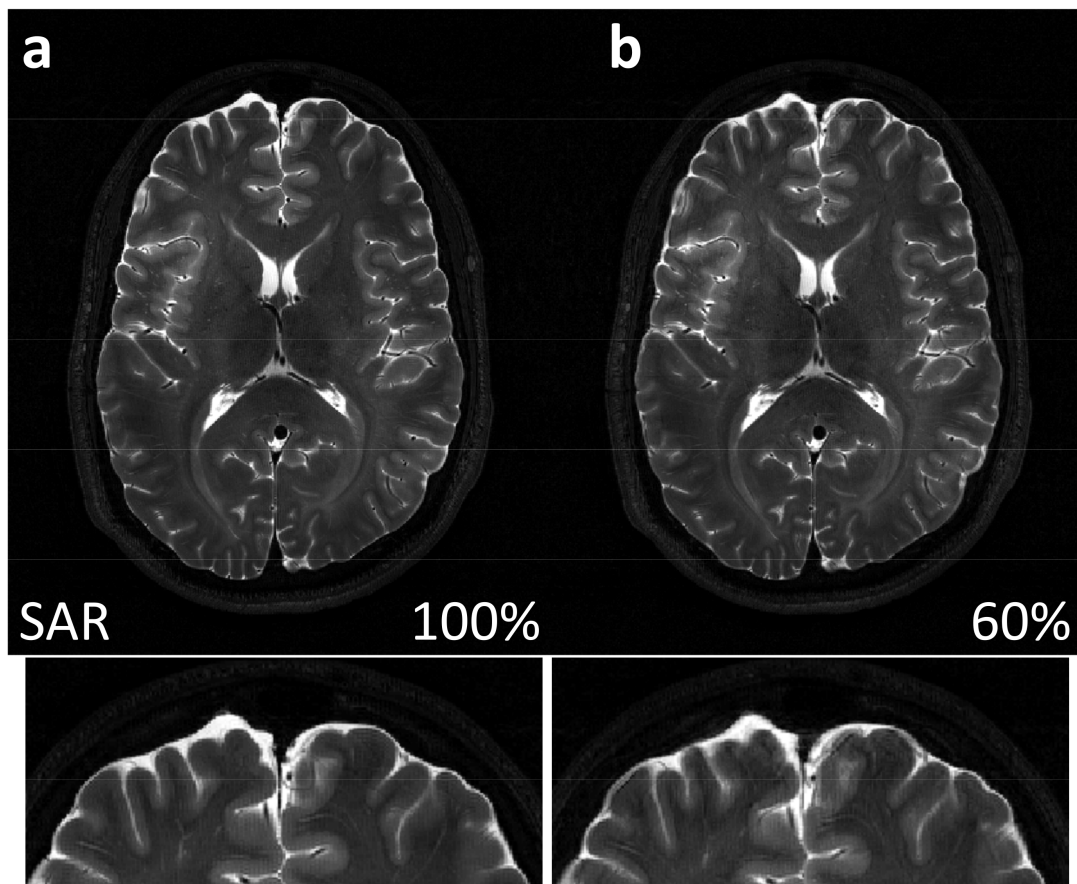


Abbildung 38: Hochaufgelöste 7T in-vivo Aufnahmen einer (a) standard RARE und (b) einer  $T_2$ -CAT mit  $\lambda = 0,53$ .

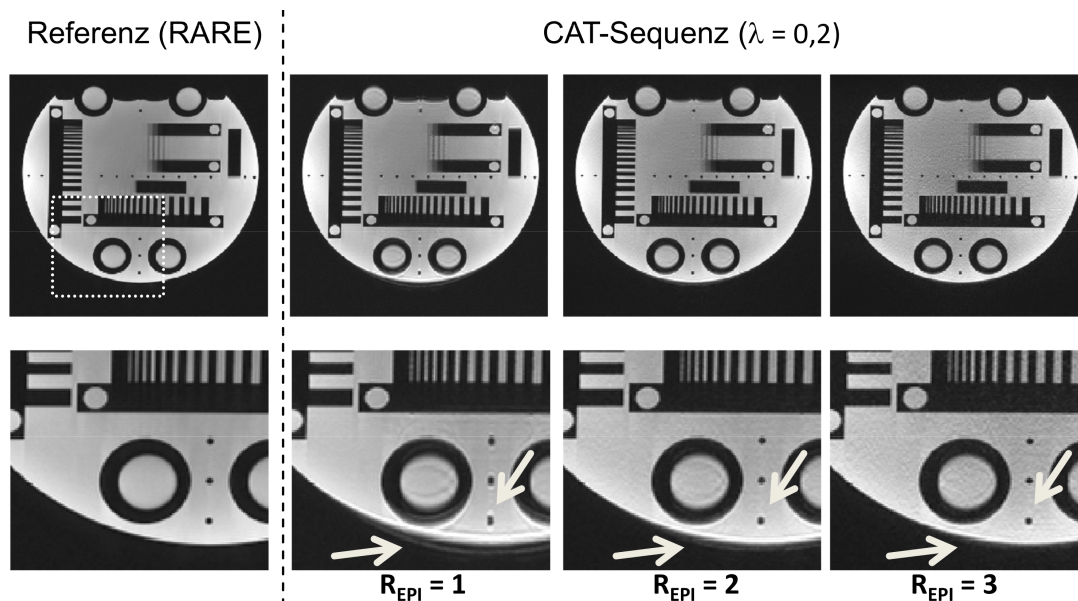


Abbildung 39: Phantomaufnahmen einer simulierten CAT-Aufnahme mit CAT-Faktor  $\lambda = 0,2$ , einer Echozuglänge  $ETL = 25$  und verschiedenen Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$  für parallele Bildgebung verglichen mit einer standard RARE. Die Akquisition mit  $R_{EPI} = 1$  entspricht einer CAT-Aufnahme mit 5 RARE-Echos und 20 EPI-Echos und weist Artefakte und Blurring entlang der Phasenkodierachse auf. Für  $R_{EPI} = 2$  (5 RARE-Echos und 10 EPI-Echos) und  $R_{EPI} = 3$  (5 RARE-Echos und 7 EPI-Echos) sind die Artefakte und das Blurring reduziert. Jedoch ist auch ein SNR-Verlust aufgrund der parallelen Bildgebung für  $R_{EPI} = 3$  bereits visuell zu erkennen.

wird der SNR-Verlust mit steigendem  $R_{EPI}$  immer stärker. Es ist hier anzumerken, dass für dieses Beispiel und um beschriebene Effekte besser darstellen zu können, ein relativ langer Echozug ( $ETL = 25$ ) verwendet wurde. In-vivo Aufnahmen in dieser Arbeit wurden mit wesentlich kürzeren, für  $T_2$ -gewichtete Neurobildgebung typische, ETLs aufgenommen.

In Abbildung 40 ist das SNR einer CAT-Sequenz ohne ( $R_{EPI} = 1$ ) und mit paralleler Bildgebung ( $R_{EPI} > 1$ ) gezeigt. Die experimentell ermittelten Werte für das SNR wurden aus einer ROI ( $7 \times 7$  Pixel) bestimmt, welche mit den Vorhersagen aus Gleichung 7.3 sehr gut übereinstimmen. Für die theoretische SNR-Berechnung wurde der g-Faktor anhand der Experimente zu  $g_{EPI} = 1,04$  für  $R_{EPI} = 2$  und  $g_{EPI} = 1,45$  für  $R_{EPI} = 3$  bestimmt. Für  $R = 1$  sind die Werte in guter Übereinstimmung mit der vorausgesagten Theorie in Kapitel 6 [11]. Für  $R > 1$  ergibt sich ein erhöhtes Rauschen.

Hinsichtlich einer visuellen Beurteilung durch einen erfahrenen Neuroradiologen, wurden alle in-vivo Aufnahmen im Bezug auf ihre Untersuchungseigenschaften für diagnostizierbar eingestuft:

„Im Gegensatz zu Niederfeld-Aufnahmen ist die Unterdrückung des Cerebrospinal Fluid (CSF englisch für „Gehirn-Rückenmarks-Flüssigkeit“) nicht vollständig für alle protonengewichteten Bilder. Die Ergebnisse waren jedoch für alle protonengewichteten Bilddaten kaum voneinander zu unterscheiden. Die CSF-Pulsation scheint,

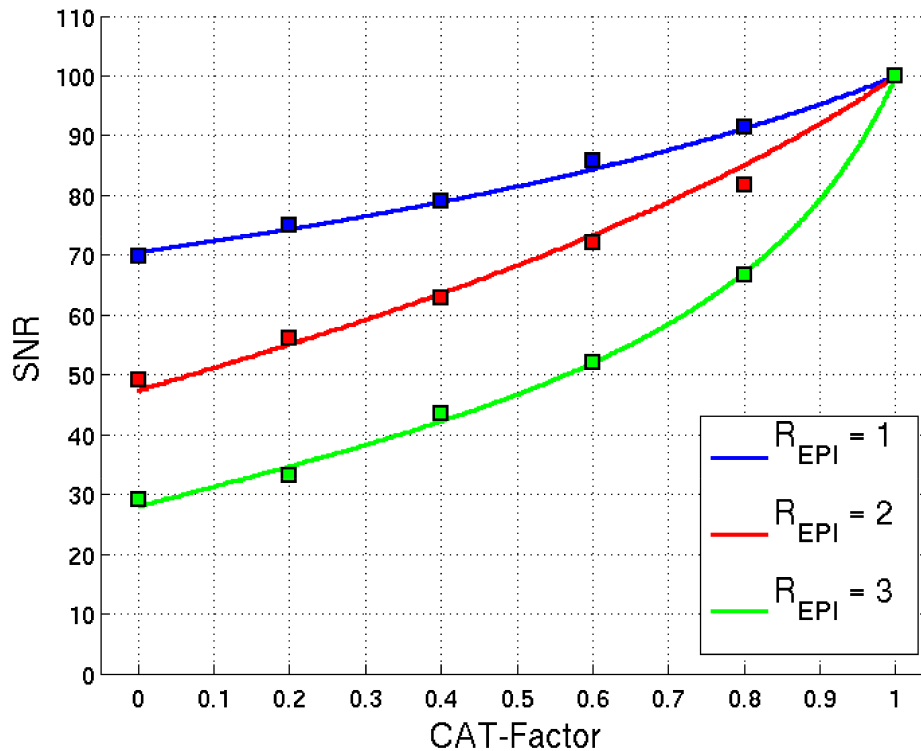


Abbildung 40: SNR einer CAT-Sequenz mit verschiedenen Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$ . Eine duale Bandbreitenaufnahme mit den Bandbreiten  $BW_{EPI}/BW_{TSE} = 2$  wurde hier angewendet. Das gemessene SNR (Bildpunkte) aus einer kleinen ROI ( $7 \times 7$ ) stimmt mit den theoretischen Werten (durchgezogene Linien) sehr gut überein.

im Vergleich zu herkömmlichen RARE-Untersuchungen, leicht erhöht zu sein. Dies könnte aber für den klinischen Einsatz (z.B. um den Erfolg einer endoskopischen Ventrikulostomie<sup>3</sup> zu demonstrieren) für  $\lambda > 0,5$  von Bedeutung sein. Die  $T_2$ -gewichtete CAT und die RARE sind kaum voneinander zu unterscheiden, während die  $T_2$ -präparierte CAT erhöhte Rauschwerte und niedrigeren Kontrast aufweist. Dies war insbesondere um das Splenum des Corpus callosum und der weißen Hirnsubstanz des Striatum saggitale sichtbar. Dies beeinträchtigte jedoch nicht die diagnostische Verwendbarkeit für den Zweck der neuroradiologischen Untersuchung.”<sup>4</sup>

#### 7.4 DISKUSSION

In diesem Kapitel wurde eine hybride Kombination einer RARE- und EPI-Akquisition für das Hochfeld untersucht. Im Vergleich zu einer reinen RARE, ermöglicht diese Kombination eine signifikante Reduzierung des SAR. Die vorgeschlagene CAT-

<sup>3</sup> Ziel der Ventrikulostomie ist es einen Umwegkreislauf für das Hirnwasser zu schaffen und damit den Abfluss des Nervenwassers von den inneren in die äußeren Liquorräume zu ermöglichen.

<sup>4</sup> Sichtung und Einstufung der Diagnostizierbarkeit der Daten durch: Dr. Andreas J. Bartsch, Neuroradiologie, Universitätsklinikum Heidelberg.

Sequenz wurde für protonengewichteten, sowie für  $T_2$ -gewichteten Kontrast für die Neurobildgebung optimiert. Diese wurde durch erfahrene Neuroradiologen beurteilt und für (verglichen mit herkömmlichen Methoden wie RARE) grundlegende diagnostische Untersuchungen für anwendbar eingestuft. Eine SAR-Reduzierung von 40% wurde bereits bei einem CAT-Faktor von  $\lambda = 0,5$ , ohne signifikante Verschlechterung der Bildqualität erreicht. Ein reduziertes Signal-Rasch-Verhältnis (SNR) durch die Aufnahme mit verschiedenen Bandbreiten pro Datensatz konnte jedoch beobachtet werden. Für CAT-Faktoren von  $\lambda = 0,5$  und einem typischen Bandbreitenverhältnis von  $BW_{EPI} \approx 2 \times BW_{TSE}$  wurde das relative SNR, verglichen zu einer herkömmlichen RARE, zu 80% bestimmt. Zum SNR-Verlust kommt außerdem noch ein Auflösungsverlust in Bereichen mit kurzem  $T_2^*$  hinzu. Dies ist speziell bei großen Echozuglängen und kleinen CAT-Faktoren (z.B.  $ETL > 15$  und  $\lambda < 0,5$ ) ein Problem. Da der EPI-Teil einen sehr viel kürzeren Echoabstand aufweist (z.B. in diesem speziellen Fall  $ESP_{EPI} = ESP_{TSE}/5$ ), ist der  $T_2^*$ -Zerfall für  $T_2^* \geq T_2/5$  kompensiert. Aufgrund der sehr kurzen Relaxationszeit von Fett ist eine Fettunterdrückung für die  $T_2$ -gewichtete CAT ebenso notwendig um weitere Artefakte zu vermeiden [64]. Außerdem werden somit auch die Effekte aus der chemischen Verschiebung minimiert. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass die parallele Bildgebung für eine weitere Reduzierung von Artefakten bei kleinen CAT-Faktoren genutzt werden kann, jedoch mit Einbußen im SNR, speziell bei hohen Beschleunigungsfaktoren ( $R_{EPI} \geq 3$ ).

Da die  $T_2$ -gewichtete CAT-Sequenz mit linearer Anordnung der Echos im k-Raum auf einen CAT-Faktor von  $\lambda = 0,5$  limitiert ist, brachte die  $T_2$ -präparierte Methode eine höhere Flexibilität im Bezug auf die SAR-Reduzierung für  $T_2$ -Bildgebung mit flexibel einstellbarer Echozeit  $TE$  ein. Aufgrund des typischen Signalverhaltens einer RARE, weist diese ein höheres SNR als die  $T_2$ -präparierte CAT auf. Dies lässt sich durch die verschiedenen Signalbeiträge bei den beiden Methoden erklären. Während bei der  $T_2$ -gewichteten Methode sowohl Spinechos als auch stimulierte Echos zum Signal im k-Raumzentrum beitragen sind es in der  $T_2$ -präparierten Methode lediglich Spinechos. Deshalb verändert sich der Kontrast zwischen einer herkömmlichen RARE oder  $T_2$ -CAT zu  $T_2$ -präparierten CAT.

Der grundlegende Vorteil der  $T_2$ -präparation ist das reduzierte Signal aus Bereichen mit sehr kurzem  $T_2^*$  (Fett) und dem reduzierten Effekten aus dem Magnetisierungstransfer-Kontrast [41, 65, 66], wohingegen bei einer herkömmlichen RARE und  $T_2$ -CAT eine zusätzliche Fettunterdrückung notwendig ist, welches das SAR wiederum erhöht. Der symmetrische Signalverlauf während der Aufnahme der  $T_2$ -präparierten CAT ist ebenfalls ein Vorteil, verglichen mit einer linearen Abtastung des k-Raums bei RARE und  $T_2$ -CAT. Dies reduziert Artefakte und Blurring, welche aus einer asymmetrischen Abtastung oder Kanten in der Nähe des k-Raumzentrums herrühren (siehe Abbildung 31).

Gerade bei hoch aufgelösten Aufnahmen mit kleinem CAT-Faktor  $\lambda$ , könnte dieser Ansatz sein ganzes Potential entfalten. Mit entsprechendem CAT-Faktor, angepassten

Echozuglängen und paralleler Bildgebung könnte dabei eine SAR-Einsparung von über 80% bei gleich bleibender Messzeit, verglichen mit herkömmlichen RARE, erreicht werden. Besonders bei Feldstärken von bis zu  $9,4T$  müssen Repetitionszeiten (TR) auf bis zu 15s bei Standardaufnahmen gesteigert werden, um SAR-Limits einzuhalten. Je nach Anwendung könnte aber auch bei gleich bleibendem SAR die Messzeit auf ein Minimum reduziert werden. Mit der Einsparung von Refokussierungspulsen könnte damit auch das SAR pro Anregung verringert werden und somit auch die Zeit bis zur nächsten Anregung (TR). Auch bei Mehrschichtaufnahmen könnte CAT sein SAR-Einsparpotential ausspielen. Einer der größten Vorteile der CAT ist, dass alle bereits bestehenden SAR-Einsparmöglichkeiten, wie z.B. die Reduzierung der Refokussierungspulswinkel [49, 39, 40] auch hier angewendet werden können.

Aktuell finden Patientenstudien an einem 3T-System statt, die Anwendbarkeit und diagnostische äquivalent von CAT und RARE bei neurologischen Erkrankungen wie z.B. Multiple Sklerose zu testen. In zukünftigen Anwendungen sollten ebenso auch flüssigkeitsgesättigte Sequenzen wie die FLAIR-Sequenz<sup>5</sup> Anwendung finden.

## 7.5 ZUSAMMENFASSUNG

Die RARE/EPI-CAT eignet sich gut für effiziente Neurobildgebung an Hochfeldsystemen. Diese liefert gute Bildqualität bei reduzierter HF-Belastung.  $T_2$ -Bildgebung an Hochfeldsystemen ( $B_0 \geq 3,0T$ ) können dadurch mit weniger SAR-Belastung realisiert bzw. können die Wartezeiten bei gleich bleibenden SAR zwischen zwei Anregungen verkürzt werden. Weitere SAR-Reduzierung kann ebenfalls durch die Verkleinerung der Refokussierungspulswinkel erreicht werden.

---

<sup>5</sup> Fluid Attenuated Inversion Recovery



## ANHANG

Für die Berechnung des SNR einer CAT-Sequenz werden die theoretischen Betrachtungen aus Kapitel 6 herangezogen. Dort wurde allgemein das SNR für eine Sequenz hergeleitet, welche den k-Raum mit verschiedenen Bandbreiten ausliest und im speziellen für zwei Bandbreiten. Da der RARE/EPI-CAT-Ansatz zwei verschiedene Bildgebungsmethoden benutzt, beschränken sich folgende Berechnungen auf zwei Bandbreiten,  $BW_{EPI}$  und  $BW_{TSE}$ .

## BESTIMMUNG DES SNR EINER CAT BEI ANWENDUNG PARALLELER BILDGEBUNG

Im allgemeinen kann die Standardabweichung des Rauschens  $\sigma_{CAT}$  einer RARE/EPI-CAT Sequenz ausgedrückt werden als [11]:

$$\sigma_{CAT} = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{N_{TSE}}{N} \sigma_{TSE}^2 + \frac{N_{EPI}}{N} \sigma_{EPI}^2} \quad (8.1)$$

Hier repräsentiert  $\sigma_{TSE}$  und  $\sigma_{EPI}$  die Standardabweichung des Rauschens für RARE und EPI Akquisitionen.  $N_{TSE}$  und  $N_{EPI}$  beschreiben die Anzahl der Datenpunkte, aufgenommen in den RARE- und EPI-Modulen, wohingegen  $N$  die Gesamtzahl aller aufgenommenen Datenpunkte darstellt:

$$N = N_{TSE} + N_{EPI} = \lambda \cdot N_{voll} + \frac{1 - \lambda}{R_{EPI}} \cdot N_{voll} \quad (8.2)$$

In dieser Formel ist  $N_{voll}$  die gesamte Anzahl aller aufgenommenen Datenpunkte ohne paralleler Bildgebung und  $R_{EPI}$  beschreibt den Beschleunigungsfaktor des EPI-Moduls. Benutzt man den Zusammenhang  $\sigma^2 \propto BW$  und  $R = 1/\sigma$ , unter der Berücksichtigung der Rauschverstärkung  $g_{eff}$  aufgrund paralleler Bildgebung, so kann das SNR einer CAT-Sequenz ausgedrückt werden als:

$$SNR_{CAT} \propto \frac{N}{g_{eff} \sqrt{\frac{N_{TSE}}{N} BW_{TSE} + \frac{N_{EPI}}{N} BW_{EPI}}} \quad (8.3)$$

Der effektive g-Faktor  $g_{eff}$  gilt dabei für beide Teile der CAT Sequenz. Sowohl für den unbeschleunigten RARE-Teil als auch für den beschleunigten EPI-Teil [62]. Es ist

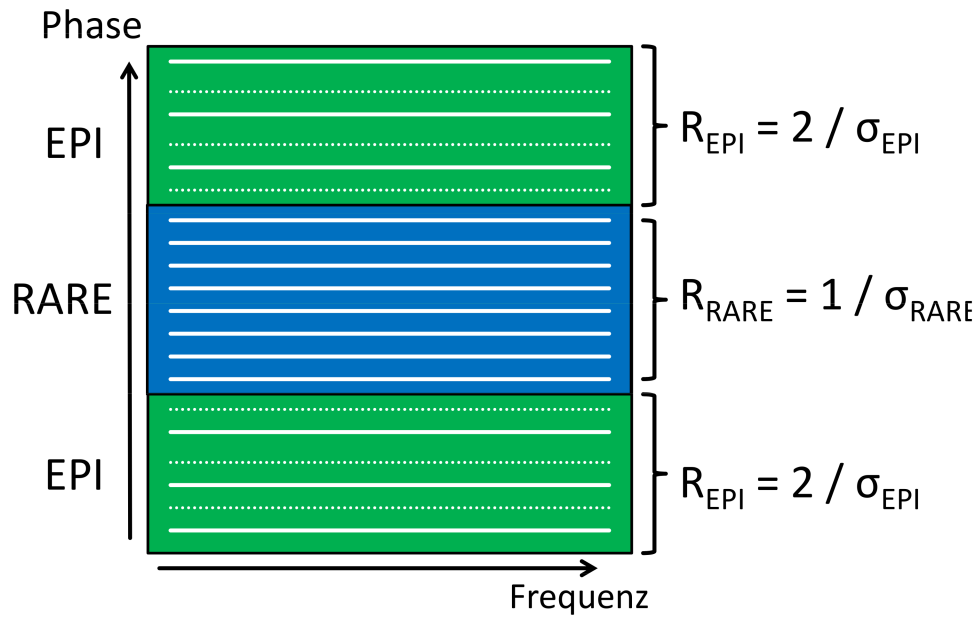


Abbildung 41: CAT-Ausleseschema mit den entsprechenden Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$  und  $R_{RARE}$  und den Standardabweichungen  $\sigma_{EPI}$  und  $\sigma_{RARE}$ .

an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass dies unter der Voraussetzung gilt, wenn  $BW_{EPI} \approx BW_{TSE}$  ist:

$$g_{eff} = \sqrt{\frac{\lambda}{R_{eff}} + \frac{1-\lambda}{R_{eff}} \cdot R_{EPI} \cdot g_{EPI}^2} \quad \text{mit} \quad R_{eff} = \left( \lambda + \frac{1-\lambda}{R_{EPI}} \right) \quad (8.4)$$

Die Variable  $g_{EPI}$  steht für die Rauschverstärkung einer reinen EPI Akquisition mit einem Beschleunigungsfaktor von  $R_{EPI}$ . Da das RARE-Modul vollständig aufgenommen wird, erhält man für diesen Teil keine Rauschverstärkung aufgrund paralleler Bildgebung ( $R_{TSE} = 1$  und  $g_{TSE} = 1$ ). Siehe dazu auch Abbildung 41.



## ZUSAMMENFASSUNG

---

Spinechobasierte MRT-Sequenzen bilden einen der wichtigsten Schwerpunkte in der medizinisch/morphologischen Bildgebung. Gerade bei  $T_2$ -gewichteten Spinechosequenzen stellt das Multispinecho RARE eines der grundlegenden Verfahren dar, die Messzeiten von Sekunden bis Minuten ermöglicht.

Moderne MRT-Systeme besitzen meist eine Magnetfeldstärke jenseits der  $1,5T$ . Um mit akzeptablen Aufnahmezeiten damit Bilder hoher Auflösung zu akquirieren, ist eine hohe Hochfrequenzleistung nötig. Diese ist in vielen Fällen bereits bei Feldstärken von  $3T$  hoch genug um systeminterne Sicherheitsgrenzen der eingestrahnten Leistung zu überschreiten. Das führt daher immer häufiger zu Einschränkungen der vollen Leistungsfähigkeit. Bei Forschungssystemen von  $7T$  und mehr sind  $T_2$ -gewichtete Aufnahmen nur mit erheblichen Zeitaufwand möglich. Insbesondere bei RARE-Aufnahmemethoden, welche eine Vielzahl von Refokussierungspulsen benötigen, ist dies ein erheblicher Einschränkungsfaktor.

Deshalb erfolgte in den letzten Jahren eine Weiterentwicklung der Hybridsequenzen, welche verschiedene Akquisitionsmethoden miteinander zu einer einzigen vereint, um somit die Vorteile der Basismethoden voll auszuschöpfen und um die Nachteile zu minimieren. GRASE war eine der ersten Hybridsequenzen, welche das SAR im Vergleich zu einer herkömmlichen RARE zwar signifikant verringern konnte, jedoch aber aufgrund ihrer Anfälligkeit auf Bildartefakte heutzutage kaum noch genutzt wird. Der CAT-Ansatz bildet eine Weiterentwicklung der Hybridsequenzen. Im Gegensatz zur GRASE, in der RARE und EPI ineinander verschachtelt werden, nutzt CAT diese zwei Bildgebungsmethoden, um diese in einer modularen Form aufzunehmen. Obwohl Zeitersparnis die grundlegende Idee für die CAT (FLASH/EPI-CAT) war, wurde parallel dazu die RARE/EPI-CAT eingeführt, welche in dieser Arbeit aufgegriffen und für neuroradiologische MRT-Untersuchungen optimiert wurde.

Während die grundlegenden Prinzipien der RARE/EPI-CAT weitestgehend geklärt sind, so war die ursprüngliche Sequenz noch auf qualitative Kriterien wie die Bildqualität begrenzt, wobei die Variation der Parameter in den Basismethoden noch hardwarebedingten Restriktionen unterlegen war. Dadurch waren ebenso auch die Auflösung und somit auch die Anwendbarkeit für Hochfeldsysteme beschränkt. Im Fokus der Fragestellung stehen nun Betrachtungen des SNR bei einer Datenaufnahme mit verschiedenen Bandbreiten, wie es in einer CAT üblich ist und außerdem Vergleiche mit bereits bestehenden Hybridverfahren wie GRASE. Die Minimierung der eingestrahnten Hochfrequenzleistung spielt dabei eine der zentralen Rollen. So ist die Entwicklung einer CAT-Hybridsequenz, basierend auf RARE und EPI mit variablen

Parametern, wie z.B. Echozeit, Echozuglänge, Echoabstand und Bandbreite, die Basis dieser Arbeit, einhergehend mit den damit erreichbaren Kontrasteigenschaften wie  $PD$ -Wichtung,  $T_1$ - und/oder  $T_2$ -Wichtung für neuroradiologische Anwendungen bei gleichzeitiger Validierung der Ergebnisse an Phantom und Patienten. Dazu war ebenso eine klinische Evaluation der aus den Ergebnissen resultierenden Methoden von Bedeutung.

Die wissenschaftliche Ausarbeitung diese Themas lassen sich in zwei Hauptkategorien einteilen:

- Theorie, Simulationen und Experimente bei konstanter Messzeit für MBA Aufnahmen, verglichen mit SBA Methoden resultieren stets in einem SNR-Verlust. Die Abweichung in den simulierten und den im Experiment bestimmten Daten lassen sich durch den  $T_2^*$ -Abfall in den gemessenen Daten erklären. Diese wurden in der Simulation nicht berücksichtigt, führen aber dennoch zu einer Verminderung der Signalamplitude bei einer reellen Messungen mit konstantem TE.

Wie in den Simulationen und den theoretisch hergeleiteten Gleichungen gezeigt werden konnte, ist der Verlust der SNR-Effizienz, für stark unterschiedliche Bandbreiten und falls der k-Raum mit jeder dieser Bandbreiten jeweils zur Hälfte aufgenommen wird, für MBA Aufnahmen erheblich. Für diesen speziellen Fall konnte in den Simulationen gezeigt werden, dass das SNR für die untersuchten MBA-Beispiele, unabhängig davon ob der innere k-Raum mit der höheren oder niedrigen Bandbreite aufgenommen wird, gleich bleibt. Je nach Bandbreitenverteilung änderte sich jedoch die Textur des Rauschens im Bildraum, welches in Simulationen und in-vivo Aufnahmen gezeigt werden konnte. Diese Änderung der Rauschtextur resultiert aus dem so genannten Phasenrauschen der Daten. Grund dafür ist das Fourier-Shift-Theorem. Dieses besagt, dass eine Translation bzw. eine Verschiebung der Daten in der einen Domäne, in eine Multiplikation mit einer linearen Phase in der anderen Domäne resultiert. Im gegebenen Beispiel hat dies zur Folge, dass das Phasenrauschen im einen Fall grober und im anderen Fall als feiner ist.

Eine Addition eines Signals zu den simulierten Rauschdaten hat gezeigt, dass sich zwar einerseits der Absolutbetrag von Rauschen und Signal addieren aber andererseits interferiert auch die Rauschphase mit der Signalphase. Diese Interferenz kann dabei entweder konstruktiv oder destruktiv sein und damit zur Signalerhöhung oder zur Signalauslöschung führen. Sind die jeweiligen interferierenden Bereiche über mehrere Pixel verteilt so bekommt man ein grobes Rauschen, bei einer feineren Verteilung ein feineres Rauschen.

Durch das strukturierte Rauschen können, je nach Bandbreitenverteilung im k-Raum, somit Strukturen verloren gehen. Generell sollte deshalb für zukünftige

Anwendungen von MBA die Bandbreiten  $BW_{LF} < BW_{HF}$  sein, um ein möglichst feinkörniges Rauschen zu erhalten.

- Die hybride Kombination einer RARE- und EPI-Sequenz für das Hochfeld wurde im zweiten Teil der Arbeit untersucht. Im Vergleich zu einer herkömmlichen RARE, ermöglicht diese Kombination eine signifikante Reduzierung des SAR. Die vorgeschlagene RARE/EPI-CAT-Sequenz wurde für Protonengewichteten und für  $T_2$ -gewichteten Kontrast für die Neurobildgebung optimiert. Dies konnte durch erfahrene Neuroradiologen beurteilt und für grundlegende diagnostische Untersuchungen für anwendbar eingestuft werden. Eine SAR-Reduzierung von 40% konnte bereits bei den ersten Untersuchungen, ohne signifikante Verschlechterung der Bildqualität erreicht werden. Ein reduziertes SNR durch die Aufnahme mit verschiedenen Bandbreiten pro Datensatz konnte jedoch, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, beobachtet werden. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass die parallele Bildgebung für eine weitere Reduzierung von Artefakten bei kleinen  $\lambda$ 's und starker SAR-Reduzierung genutzt werden kann, jedoch speziell bei hohen Beschleunigungsfaktoren mit Einbußen im SNR.

Die Entwicklung einer  $T_2$ -präparierten CAT-Methode brachte im folgenden die gewünschte höhere Flexibilität im Bezug auf die SAR-Reduzierung. Aufgrund des typischen Signalverhaltens einer RARE, weist diese jedoch ein höheres SNR als die  $T_2$ -präparierte CAT auf.

Der grundlegende Vorteil der  $T_2$ -Präparation zeigte sich in einer reduzierten Signalamplitude aus Bereichen mit sehr kurzem  $T_2^*$ , wie z.B. Fett und dem reduzierten Effekten aus dem Magnetisierungstransfer-Kontrast, wohingegen bei einer herkömmlichen RARE ein Fettunterdrückungspuls notwendig ist, welcher das SAR wiederum erhöht.

Gerade bei hoch aufgelösten Aufnahmen, mit dem Ziel eines niedrigen SAR wie es bei Hochfeldsystemen notwendig ist, könnte dieser Ansatz sein ganzes Potential entfalten. Mit entsprechenden Parametereinstellungen könnte dabei eine SAR-Einsparung von über 80% bei gleich bleibender Messzeit, verglichen mit einer herkömmlichen RARE und vergleichbarer Bildqualität erreicht werden. Je nach Anwendung könnte aber auch bei gleich bleibendem SAR die Messzeit auf ein Minimum reduziert werden. Mit der Einsparung von Refokussierungspulsen könnte damit auch das SAR pro Anregung verringert werden und somit auch die Zeit bis zur nächsten Anregung minimiert werden. Auch bei Mehrschichtaufnahmen kann der CAT-Ansatz sein hohes SAR-Einsparpotential ausspielen.

Durch die modulare Aufnahmemethode spielt CAT einen ihrer größten Vorteile aus. Alle bisher bestehenden SAR-Einsparmöglichkeiten können auch hier auf

das RARE-Modul angewendet werden um somit eine SAR-Einsparung von bis zu 90% zu ermöglichen.

SUMMARY

---

Spin echo based MRI sequences builds one of the main priorities in the medical/-morphological MRI imaging. Especially  $T_2$ -weighted spin-echo sequences and the multi-spin-echo RARE imaging sequence represents one of the basic methods, which allows to minimize measurement times down to minutes or seconds.

Modern MRI systems usually have a magnetic field strength beyond 1.5T. In order to acquire high resolution images with acceptable acquisition times, high RF power is needed. In many cases the intrinsic safety limits of the radiated power are already exceeded at field strengths of 3T. This leads often to restrictions for the full performance. In research systems of 7T and more  $T_2$ -weighted images are only feasible with significant amount of time. Especially in RARE imaging methods, which require a large number of refocusing pulses, this is a significant restriction factor.

Therefore, in recent years there were further development of hybrid sequences which combines different acquisition methods together into one, to exploit their fully advantages of the basic methods and to minimize

its disadvantages. GRASE, as one of the first hybrid sequences was able to significantly reduce the SAR, compared to a conventional RARE. Due to their affinity to susceptibility image artifacts GRASE is rarely used in the clinical routine today. The CAT approach is a further development of hybrid sequences. In contrast to GRASE which uses RARE and EPI in a nested way, CAT uses these two imaging methods to combine these in a modular form. Although time savings was the basic idea of the CAT (FLASH/EPI-CAT), a RARE/EPI-CAT was introduced parallel which was taken up in this work and optimized for neuroradiological MRI examinations.

While the basic principles of RARE/EPI-CAT have been resolved so far, the original sequence was limited to qualitative criteria such as image quality and the variation of parameters in the basic methods due to hardware-related restrictions. As a result the resolution and therefore the applicability of high-field systems were also limited. The focus of the questioning was the observation of the SNR at a data recording with different bandwidths, as it usually used in CAT and also the comparison with existing methods such as GRASE. Thereby minimization of the radiated RF power plays a central role. Thus, the development of a CAT hybrid sequence based on EPI and RARE with variable parameters such as Echo time, echo train length, echo spacing and bandwidth is the basis of this work, accompanied by the achievable contrast characteristics such as PD-weighting,  $T_1$ - and/or  $T_2$ -weighting for neuroradiological applications, while validating the results at phantom and patients. Also a clinical evaluation of the results arising from the methods was established.

The scientific development of this topic can be divided into two main categories:

- Theory, simulations and experiments at constant measuring time for MBA measurements, compared with SBA methods always result in an SNR loss. The difference in the simulated and the experimentally determined data can be described by the  $T_2^*$  decay in the measured data. These were not included in the simulation, but still lead to a reduction of the signal amplitude at a real measurements with constant TE. The simulations and theoretically derived equations have shown that the loss of SNR-efficiency is very significant for MBA-acquisitions with different bandwidths and if each half of the k-space is taken with one of these bands. In the simulations has been shown that for this particular case the SNR remains the same for the studied MBA examples, regardless of whether the inner half of k-space is acquired with the higher or lower bandwidth. Depending on the bandwidth allocation, however, changes in the texture of the image noise was achieved, which has been shown in simulations and in vivo measurements. This change in the noise texture results from the phase noise of the data. The reason is the Fourier Shift Theorem. This implies that a translation or shift of the data in one domain, resulting in a multiplication by a linear phase in the other domain. In the given example this means that the phase noise in one case results in a coarse and in the other case in as a fine noise texture. An addition of a signal data to the simulated noise data has shown that on the one hand the magnitudes of both are added but also a interference of the phase noise to the signal phase will be obtained. This interference of the phase noise can be either constructive or destructive, and thus the overall signal can increase or decrease. Are the respective interfering areas distributed over several pixels so we get a coarse noise, at a finer distribution a finer noise. Due to the structured noise, depending on the bandwidth distribution in k-space, fine structures of the image will be lost. Therefore, in general a MBA bandwidth of  $BW_{LF} < BW_{HF}$  should be used for future applications in in order to obtain close-grained noise as possible.
- The hybrid combination of a RARE and EPI sequences for the high-field was investigated in the second part of the work. This combination allows a significant reduction of the SAR, compared to a conventional RARE. The proposed RARE/EPI-CAT sequence for proton-weighted and  $T_2$ -weighted contrast was optimized for clinical neuroimaging. This were evaluated by experienced neuroradiologists and classified for basic diagnostic tests as applicable. A SAR reduction of 40% has already been shown in the first investigation without significant degradation of image quality. However, a reduced SNR by image processing with different bandwidths per acquisition has been shown in the already described method. It could also be shown that the parallel imaging comes to further reduced artifacts at small  $\lambda$ 's and also strong SAR reduction

but especially at high acceleration factors with losses in SNR. The followed development of the  $T_2$ -prepared CAT-method brought the desired flexibility with respect to a significant SAR reduction. Due to the typical signal behavior of a RARE, the  $T_2$ -prepared CAT showed less SNR compared to a RARE. An advantage of  $T_2$ -preparation has been shown as a reduced signal amplitude from areas with very short  $T_2^*$ , such as fat and also reduced effects from the magnetization transfer contrast, while in a conventional RARE a fat suppression pulse is necessary, which again increases the SAR. With the goal of low SAR, especially for high resolution images at high field strengths, this approach could develop its full potential. A SAR saving over 80% with equal measurement times, compared with a conventional RARE and comparable image quality, needs appropriate parameter settings. Depending on the application, the measuring time could be reduced to a minimum even with a constant SAR. Also the savings of refocusing pulses could also reduce the SAR per excitation and thus the time between two excitations could be minimized. Even in multi-slice images the CAT approach can show its full SAR-saving-potential. The modular acquisition method of the CAT approach has one of its greatest advantages. All previously existing SAR saving methods can also be applied here at the RARE module so that a SAR saving of up to 90% could be achieved.





## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] P. C. Lauterbur, Image formation by induced local interactions. examples employing nuclear magnetic resonance., *Nature* 242 (244) (1973) 190–191.
- [2] F. Bloch, Nuclear induction, *Phys Rev* 70 (1946) 460–474.
- [3] M. A. Mansfield P., Planar spin imaging by nmr, *J Magn Reson* 27 (1977) 101–119.
- [4] A. Kumar, D. Welti, R. R. Ernst, Nmr fourier zeugmatography., *J Magn Reson* 18 (2) (1975) 69–83.
- [5] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hanicke, K. D. Merboldt, Flash imaging - rapid nmr imaging using low flip-angle pulses, *Journal of Magnetic Resonance* 67 (2) (1986) 258–266.
- [6] J. Hennig, A. Nauerth, H. Friedburg, Rare imaging: a fast imaging method for clinical mr, *Magn Reson Med* 3 (6) (1986) 823–33.
- [7] D. A. Feinberg, K. Oshio, Grase (gradient- and spin-echo) mr imaging: a new fast clinical imaging technique, *Radiology* 181 (2) (1991) 597–602.
- [8] C. Hillenbrand, J. Sandstede, T. Pabst, D. Hahn, A. Haase, P. M. Jakob, Hybrid cardiac imaging with mr-cat scan: a feasibility study, *J Magn Reson Imaging* 11 (6) (2000) 711–6.
- [9] C. Hillenbrand, D. Hahn, A. Haase, P. M. Jakob, Mr cat scan: a modular approach for hybrid imaging, *Magma* 10 (3) (2000) 183–199.
- [10] P. M. Jakob, C. M. Hillenbrand, W. Kenn, D. Hahn, A. Haase, Abdominal imaging with a modular combination of spin and gradient echoes, *Magn Reson Med* 47 (3) (2002) 425–32.
- [11] M. Choli, P. M. Jakob, R. B. Loeffler, C. M. Hillenbrand, Mixed-bandwidth acquisitions: signal-to-noise ratio and signal-to-noise efficiency., *J Magn Reson Imaging* 32 (4) (2010) 997–1002.
- [12] M. Choli, M. Blaimer, F. A. Breuer, P. Ehse, O. Speck, A. J. Bartsch, P. M. Jakob, Combined acquisition technique (cat) for high-field neuroimaging with reduced rf power., *MAGMA*.
- [13] T. M. R. V. R. Haacke Mark E., Brown Robert W., *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design*, John Wiley & Sons, 1999.

- [14] Z.-P. Liang, P. Lauterbur, Principles of Magnetic Resonance Imaging: A Signal Processing Perspective, Wiley-IEEE Press, New York, 1999.
- [15] C. Slichter, Principles of Magnetic Resonance, Springer; 3rd edition, 1980.
- [16] L. G. Hanson, Is quantum mechanics necessary for understanding magnetic resonance?, Concepts Magn. Reson. 32A (2008) 329–340.
- [17] S. J. Rabi II, Ramsey NF, Use of rotating coordinates in magnetic resonance problems, Rev Modern Physics 26 (1954) 167–171.
- [18] M. D. Robson, P. D. Gatehouse, M. Bydder, G. M. Bydder, Magnetic resonance: an introduction to ultrashort te (ute) imaging., J Comput Assist Tomogr 27 (6) (2003) 825–846.
- [19] N. Blombergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, Nuclear magnetic relaxation., Nature 160 (4066) (1947) 475.
- [20] E. L. Hahn, Spin echoes, Physical Review 80 (1950) 580–594.
- [21] M. Weigel, M. Zaitsev, J. Hennig, Inversion recovery prepared turbo spin echo sequences with reduced sar using smooth transitions between pseudo steady states, Magn Reson Med 57 (3) (2007) 631–7.
- [22] J. Hennig, M. Weigel, K. Scheffler, Calculation of flip angles for echo trains with predefined amplitudes with the extended phase graph (epg)-algorithm: principles and applications to hyperecho and traps sequences., Magn Reson Med 51 (1) (2004) 68–80.
- [23] J. Hennig, K. Scheffler, Easy improvement of signal-to-noise in rare-sequences with low refocusing flip angles. rapid acquisition with relaxation enhancement, Magn Reson Med 44 (6) (2000) 983–5.
- [24] M. Bernstein, K. King, X. Zhou, Handbook of MRI Pulse Sequences, Academic Press, 2004.
- [25] D. B. Twieg, The k-trajectory formulation of the nmr imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods., Med Phys 10 (5) (1983) 610–621.
- [26] A. Haase, Snapshot flash mri. applications to  $t_1$ ,  $t_2$ , and chemical-shift imaging., Magn Reson Med 13 (1) (1990) 77–89.
- [27] G. M. Bydder, I. R. Young, Mr imaging: clinical use of the inversion recovery sequence., J Comput Assist Tomogr 9 (4) (1985) 659–675.

- [28] 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, G. M. Bydder, Use of fluid attenuated inversion recovery (flair) pulse sequences in mri of the brain., *J Comput Assist Tomogr* 16 (6) (1992) 841–844.
- [29] J. Mugler, 3rd, T. A. Spraggins, J. R. Brookeman, T2-weighted three-dimensional mp-rage mr imaging., *J Magn Reson Imaging* 1 (6) (1991) 731–737.
- [30] J. H. Brittain, B. S. Hu, G. A. Wright, C. H. Meyer, A. Macovski, D. G. Nishimura, Coronary angiography with magnetization-prepared t2 contrast., *Magn Reson Med* 33 (5) (1995) 689–696.
- [31] R. Nezafat, M. Stuber, R. Ouwerkerk, A. M. Gharib, M. Y. Desai, R. I. Pettigrew, B<sub>1</sub>-insensitive t2 preparation for improved coronary magnetic resonance angiography at 3 t., *Magn Reson Med* 55 (4) (2006) 858–864.
- [32] L. A. Vlaardingerbroek Marinus T., Boer Jacques A., *Magnetic Resonance Imaging*, Springer; 3rd edition, 2004.
- [33] D. I. Hoult, R. E. Richards, The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment. 1976., *J Magn Reson* 213 (2) (2011) 329–343.
- [34] A. Macovski, Noise in mri, *Magn Reson Med* 36 (3) (1996) 494–7.
- [35] S. Goldman, *Information Theory*, Dover Publications, New York, 1950.
- [36] D. L. Parker, G. T. Gullberg, Signal-to-noise efficiency in magnetic resonance imaging., *Med Phys* 17 (2) (1990) 250–257.
- [37] R. M. Henkelman, Measurement of signal intensities in the presence of noise in mr images., *Med Phys* 12 (2) (1985) 232–233.
- [38] P. A. Bottomley, R. W. Redington, W. A. Edelstein, J. F. Schenck, Estimating radiofrequency power deposition in body nmr imaging., *Magn Reson Med* 2 (4) (1985) 336–349.
- [39] J. Hennig, K. Scheffler, Hyperechoes., *Magn Reson Med* 46 (1) (2001) 6–12.
- [40] J. Hennig, M. Weigel, K. Scheffler, Calculation of flip angles for echo trains with predefined amplitudes with the extended phase graph (epg)-algorithm: principles and applications to hyperecho and traps sequences, *Magn Reson Med* 51 (1) (2004) 68–80.
- [41] M. Weigel, J. Hennig, Contrast behavior and relaxation effects of conventional and hyperecho-turbo spin echo sequences at 1.5 and 3 t, *Magn Reson Med* 55 (4) (2006) 826–35.

- [42] D. K. Sodickson, W. J. Manning, Simultaneous acquisition of spatial harmonics (smash): fast imaging with radiofrequency coil arrays., *Magn Reson Med* 38 (4) (1997) 591–603.
- [43] K. P. Pruessmann, M. Weiger, M. B. Scheidegger, P. Boesiger, Sense: sensitivity encoding for fast mri, *Magn Reson Med* 42 (5) (1999) 952–62.
- [44] M. A. Griswold, P. M. Jakob, R. M. Heidemann, M. Nittka, V. Jellus, J. Wang, B. Kiefer, A. Haase, Generalized autocalibrating partially parallel acquisitions (grappa), *Magn Reson Med* 47 (6) (2002) 1202–10.
- [45] R. Deichmann, H. Adolf, U. Nöth, E. Kuchenbrod, C. Schwarzbauer, A. Haase, Calculation of signal intensities in hybrid sequences for fast nmr imaging., *Magn Reson Med* 34 (3) (1995) 481–489.
- [46] G. C. McKinnon, Ultrafast interleaved gradient-echo-planar imaging on a standard scanner., *Magn Reson Med* 30 (5) (1993) 609–616.
- [47] C. Hillenbrand, R. Deichmann, D. Hahn, A. Haase, Signal intensities in flash-epi-hybrid sequences, *J Magn Reson* 139 (1) (1999) 74–80.
- [48] E. W. A. Bottomley, P. A., Method of eliminating effects of spurious free induction decay nmr signal caused by imperfect 180 degrees rf pulses (1984).
- [49] J. Hennig, Multiecho imaging sequence with low refocusing flip angles, *J. Magn. Reson.* 78 (3) (1988) 397–407.
- [50] K. Oshio, D. A. Feinberg, Single-shot grase imaging without fast gradients., *Magn Reson Med* 26 (2) (1992) 355–360.
- [51] D. A. Feinberg, B. Kiefer, A. W. Litt, Dual contrast grase (gradient-spin echo) imaging using mixed bandwidth, *Magn Reson Med* 31 (4) (1994) 461–4.
- [52] R. Mেকে, E. X. Wu, S. Meckel, S. G. Wetzel, K. Scheffler, Combo acquisitions: balancing scan time reduction and image quality, *Magn Reson Med* 55 (5) (2006) 1093–105.
- [53] r. Mugler, J. P., J. R. Brookeman, Implementation of mixed bandwidth mri pulse sequences using a single analog lowpass filter, *Magn Reson Imaging* 7 (5) (1989) 487–93.
- [54] P. M. Jakob, R. Loeffler, C. Hillenbrand, A. Haase, P. Kreisler, Mixed-bandwidth acquisition: Snr and noise texture, in: *ISMRM, Glasgow, 2001*, p. 906.
- [55] A. K. Jain, *Fundamentals of digital image processing*, Prentice-Hall, Inc., NJ, 1989, 59921.

- [56] P. B. Roemer, W. A. Edelstein, C. E. Hayes, S. P. Souza, O. M. Mueller, The nmr phased array, *Magn Reson Med* 16 (2) (1990) 192–225.
- [57] M. J. Firbank, A. Coulthard, R. M. Harrison, E. D. Williams, A comparison of two methods for measuring the signal to noise ratio on mr images, *Phys Med Biol* 44 (12) (1999) N261–4.
- [58] J. Mugler, 3rd, Potential degradation in image quality due to selective averaging of phase-encoding lines in fourier transform mri, *Magn Reson Med* 19 (1) (1991) 170–4.
- [59] J. Hennig, K. Scheffler, Hyperechoes, *Magn Reson Med* 46 (1) (2001) 6–12.
- [60] J. B. J. Mugler, 3rd, Efficient spatially-selective single-slab 3d turbo-spin-echo imaging, in: ISMRM, Kyoto, 2004, p. Abstract 695.
- [61] M. A. Griswold, P. M. Jakob, Q. Chen, J. W. Goldfarb, W. J. Manning, R. R. Edelman, D. K. Sodickson, Resolution enhancement in single-shot imaging using simultaneous acquisition of spatial harmonics (smash), *Magn Reson Med* 41 (6) (1999) 1236–45.
- [62] F. A. Breuer, S. A. Kannengiesser, M. Blaimer, N. Seiberlich, P. M. Jakob, M. A. Griswold, General formulation for quantitative g-factor calculation in grappa reconstructions, *Magn Reson Med* 62 (3) (2009) 739–46.
- [63] P. M. Robson, A. K. Grant, A. J. Madhuranthakam, R. Lattanzi, D. K. Sodickson, 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) (2008) 895–907.
- [64] R. M. Henkelman, P. A. Hardy, J. E. Bishop, C. S. Poon, D. B. Plewes, Why fat is bright in rare and fast spin-echo imaging, *J Magn Reson Imaging* 2 (5) (1992) 533–40.
- [65] R. T. Constable, A. W. Anderson, J. Zhong, J. C. Gore, Factors influencing contrast in fast spin-echo mr imaging, *Magn Reson Imaging* 10 (4) (1992) 497–511.
- [66] P. S. Melki, R. V. Mulkern, Magnetization transfer effects in multislice rare sequences, *Magn Reson Med* 24 (1) (1992) 189–95.



## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

- Abbildung 1 Energieniveaus eines Spin  $\frac{1}{2}$  Teilchens 17
- Abbildung 2 Bewegung der Magnetisierung  $\vec{M}$  im Laborsystem (rechts) und im rotierendem Bezugssystem (links). 22
- Abbildung 3 Aufspaltung der Gesamtmagnetisierung in Längs- und Quermagnetisierung. Die Projektion der Gesamtmagnetisierung auf die x-y-Ebene wird als transversale Magnetisierung definiert während die Projektion auf die z-Achse als longitudinale Magnetisierung definiert wird und mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  um die z-Achse rotiert. 23
- Abbildung 4 Dipol-Dipol-Wechselwirkung im statischen Magnetfeld  $B_0$  25
- Abbildung 5 Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  in Abhängigkeit der Korrelationszeit  $\tau_c$ . Umso geringer die Korrelationszeit, desto höher die Beweglichkeit der Moleküle. Mit steigender Beweglichkeit ist auch die thermische Energie groß und die Zustände ändern sich schnell. Für große Korrelationszeiten ist die Beweglichkeit klein und somit auch die thermische gering. Dies ist der Fall für ein statisches System. 27
- Abbildung 6 Echoformation eines Spinechos. a) Übertragung der longitudinalen Magnetisierung  $\vec{M}$  in die transversale x'-y'-Ebene mit einem  $90^\circ$ -Puls. Nach einer Wartezeit  $\tau$  dephasiert die Magnetisierung wie in (b) gezeigt. Der anschließende  $180^\circ$ -Puls um die gleiche Achse spiegelt die Magnetisierung in die negativ transversale Ebene. Die Spins rephasieren nun (c). Zum Echozeitpunkt  $TE = 2\tau$  formiert sich ein Echo in (d). 29
- Abbildung 7 HF-Pulsdiagramme: Vergleich eines Spinechos (oben) mit Multispinecho (unten). Die Phasenbeziehung zwischen Anregungs- und Refokussierungspuls in der Multispinecho unterscheiden ein CP-Pulsdiagramm und ein CPMG-Pulsdiagramm. Die Abstände Anregungs-, Refokussierungspuls und Echo sind jeweils  $ESP/2$ . Beim CPMG-Sequenzdiagramm ist die Phase des Anregungs- zum Refokussierungspuls um  $90^\circ$  versetzt. 31

- Abbildung 8 Vergleich der verschiedenen Frequenzanteile im k-Raum (obere Reihe) und im Bildraum (untere Reihe). Links der gesamte k-Raum mit der Fouriertransformation in den Bildraum. In der Mitte ist lediglich der niederfrequente Anteil des k-Raums in den Bildraum transformiert und rechts der hochfrequente Anteil des k-Raums. 37
- Abbildung 9 Links der Bildraum auf einem Raster, aufgeteilt in diskrete Elementen der Größe  $\Delta x$  und  $\Delta y$ . Tatsächlich besitzt ein Bildelement auch eine Ausdehnung in z-Richtung in die Bildebene. Gleiches gilt für den k-Raum, rechtes Bild. 39
- Abbildung 10 Gradientenecho-Sequenz: Nach der schichtselektiven Anregung in z-Richtung (a) wird ein Phasenkodiergradient in y-Richtung und ein Auslesedephasierer in x-Richtung geschaltet (b). Die so phasenkodierte Magnetisierung wird dann mittels eines Auslesegradienten in x-Richtung kodiert und mit einem ADC (Analog-Digital-Converter) ausgelesen (c). Die aufgeprägte Phase in y-Richtung wird im Anschluss wieder zurück gedreht. Dieser Vorgang wird  $N_y$  mal mit der Repetitionszeit TR wiederholt. 40
- Abbildung 11 Spinecho-Sequenz: (a) Nach einer schichtselektiven  $90^\circ$ -Anregung wird (b) ein Auslesedephasierer geschaltet. In (c) wird anschließend, nach  $\frac{TE}{2}$ , ein Refokussierungspuls geschaltet bei dem die dephasierte Magnetisierung von  $-k_x$  nach  $+k_x$  invertiert und mit anschließendem Phasengradient in y-Richtung kodiert. Bis TE rephasiert die Magnetisierung, die bis dahin mit  $T_2$  relaxiert ist. (d) Nach dem Auslesen mittels eines Auslesegradienten in x-Richtung wird der (e) Phasenkodiergradient in y-Richtung entgegengesetzt geschaltet, um die aufgeprägte Phase zurück zu drehen. Nach der Repetitionszeit TR wird der Vorgang  $N_y$  mal wiederholt. 42
- Abbildung 12  $T_1$ -Relaxationszeiten von Fett, weißer Hirnmasse, grauer Hirnmasse und CSF. Rot eingezeichnet die jeweiligen Nulldurchgänge bei der longitudinalen Relaxation, welches gleichzeitig die Definition der Inversionszeit TI ist. 43
- Abbildung 13 Kontrasteigenschaften eines menschlichen Gehirns bei verschiedene Vorpulsen. a) herkömmliche  $T_2$ -gewichtete Aufnahme ohne Vorpulse. b) FLAIR mit einer Inversionszeit  $TI = 2,5s$ . c) Fettsättigung. d) FLAIR analog zu (b), jedoch mit Fettsättiger. 44



- Abbildung 14  $T_2$ -Präparation: Nach einer  $90^\circ$ -Anregung (a) folgt ein  $180^\circ$ -Refokussierungspuls (b) um Offresonanzeffekte bzw.  $B_0$ -Feldinhomogenitäten zu minimieren. Ein dritter HF-Puls in  $-x$ -Richtung (c) klappt die Magnetisierung wieder in die longitudinale Ebene (d). Die bis dahin mit  $T_2$ -relaxierte Magnetisierung kann im Anschluss, z.B. durch ein GE-Experiment, ausgelesen werden. 45
- Abbildung 15 Die Wellenlänge  $\lambda$  in Abhängigkeit der Feldstärke  $B_0$ . Links die Wellenlänge des HF-Feldes im Vakuum. Rechts die verkürzte Wellenlänge im menschlichen Körper. 51
- Abbildung 16 Wellenausbreitung des HF-Feldes am Beispiel des menschlichen Gehirns. Grün eingezeichnet der quasistatische Fall. Über das gesamte Gehirn wird näherungsweise "homogen" angeregt. Der Anregungswinkel variiert nur wenig. Ist die Wellenlänge  $\lambda$  des HF-Feldes kleiner als das anzuregende Objekt, so kann nicht mehr homogen angeregt werden, gelb eingezeichnet. Über das ganze Gehirn variiert der Anregungswinkel sehr stark 52
- Abbildung 17 Sequenzdiagramm der Umsetzung der CPMG-Pulssequenz in eine RARE-Bildgebungssequenz. In Schicht- und Ausleserichtung befinden sich symmetrisch um Refokussierungspuls und zum Auslesegradienten Crushergradienten. Die  $k$ -Raumtrajektorie (unten) zeigt wie der  $k$ -Raum ausgelesen wird. Für die Übersichtlichkeit wurden die De- und Rephasierer nur für die erste Zeile eingezeichnet. 56
- Abbildung 18  $T_2$ -gewichtete RARE Aufnahme bei  $B_0 = 7T$ . Die Abgrenzung zwischen GM und WM ist klar erkennbar. Um die SAR-Grenzen einzuhalten wurde die Repetitionszeit auf  $TR = 12s$  erhöht. 57
- Abbildung 19 Oben: Sequenzdiagramm einer Gradientenecho EPI-Sequenz. Nach der Schichtauswahl kodiert der Phasengradient die erste Zeile. Üblicherweise bei  $-k_y^{max}$ . Die Re- und Dephasierungsgradienten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung können zur Zeitersparnis zeitgleich geschaltet werden. Der oszillierende Auslesegradient mit den dazwischen liegenden Phasenblips füllt dann den  $k$ -Raum vollständig aus (unten). In diesem Beispiel wird der  $k$ -Raum nach einer einzigen Anregung aufgefüllt und heißt daher Singleshot-EPI. 59
- Abbildung 20 Sequenzdiagramm einer segmentierten SE-EPI. Analog zum GE-EPI wird mittels eines oszillierenden Gradienten ausgelesen und wie in Abbildung 19 mit Phasenblips die einzelnen Zeilen in Phasenkodierichtung festgelegt. Die SE-EPI benutzt jedoch ein Spinecho anstelle eines FIDs wie beim GE-EPI. 61

- Abbildung 21 Vergleich einer  $T_2$ -gewichteten RARE mit einer segmentierten EPI: a) RARE mit  $ETL = 21$ , b) SE-EPI mit  $ETL = 21$ , c) SE-EPI mit  $ETL = 79$ . Mit steigender ETL erhöhen sich auch die Artefakte und Verzerrungen im Bild. 62
- Abbildung 22 Schematische Darstellung einer GRASE Sequenz. Oben: Sequenzdiagramm. Unten: Schema der k-Raumbelegung der einzelnen Linien nach der ersten Anregung. Während die GEs in die Peripherie des k-Raum eingeordnet werden, werden die SEs in das Zentrum des k-Raums eingeordnet. 64
- Abbildung 23 FLASH-EPI/CAT Hybridsequenz: (a) Aufteilung des k-Raums in FLASH- und EPI-Module und Einführung des CAT-Faktors  $\lambda$ . (b) Der zentrale k-Raum wird mit einer FLASH-Sequenz und einer geringen Auslesebandbreite  $BW_{FLASH}$  ausgelesen, während die k-Raumpäriperie mit einer EPI-Sequenz und einer hohen Bandbreite  $BW_{EPI}$  ausgelesen wird. Entsprechend der Bandbreite ändert sich die Dauer und die Amplitude der Auslesegradienten. 66
- Abbildung 24 Schematische Darstellung einer RARE/EPI-CAT. a) beginnend mit einer RARE, welche den zentralen k-Raum aufnimmt. Diese CAT-Kombination kann lediglich als Partial-Fourier-Sequenz angewendet werden. Der grau hinterlegte Bereich des k-Raums wird nicht ausgelesen. b) zeigt die Abfolge der Messung. Mit dem RARE-Module werden erst m Spinechos gemessen gefolgt von einem EPI-Modul. 67
- Abbildung 25 Akquisition mit gemischten Bandbreiten (MBA-Technik). **(a)** repräsentiert schematisch den k-Raum welcher mit zwei verschiedenen Bandbreiten in Phasenrichtung ausgelesen wird.  $\lambda_{LF}$  bestimmt die Ausdehnung des zentralen k-Raums, welcher mit der Bandbreite  $BW_{LF}$  in Ausleserichtung ausgelesen wird und  $\lambda_{HF}$  bestimmt die Ausdehnung des peripheren k-Raums welcher mit  $BW_{HF}$  ausgelesen wird. **(b)** Darstellung einer MBA FLASH Sequenz. Für zwei verschiedene Bandbreiten werden hierbei zwei verschiedene Auslesegradienten benötigt. In diesem Beispiel ist  $BW_{HF}$  doppelt so groß wie  $BW_{LF}$ . Daraus folgt, dass bei gleich bleibender Auflösung die Gradientenstärke für den zentralen k-Raum halb so groß ist wie für die Peripherie.  $N_y = m + n$  gibt die Gesamtzahl der Phasenkodierlinien an. 73

Abbildung 26 2D Simulation von MBA Daten. (a) Rauschdaten im k-Raum mit einem Amplitudenverhältnis von  $1/10$  mit hohem Rauschen in der zentralen Hälfte des k-Raums und niedrigem Rauschen in der Peripherie des k-Raums (obere Abbildung). Eine Translation dieser Rauschdaten in Phasenrichtung um  $N_{k_y}/2$  ergibt den exakt gegenteiligen Fall; wenig Rauschen im Zentrum und hohes Rauschen am Rand des k-Raums. Eine inverse Fouriertransformation (iFT) überführt die k-Raum-Daten in den Bildraum. (b) zeigt jeweils den Betrag und die Phase der beiden Rauschdaten im Bildraum. Betrachtet man den Betrag der Rauschdaten im Bildraum, so ist dieser identisch in beiden Fällen. Da die Ursprungsdaten in (a) jedoch um die Hälfte des k-Raums verschoben worden sind, so ergibt dies, laut den Voraussagen des Fourier-Shift-Theorem, eine zusätzliche Phase, was in (b) im Phasenrauschen zu sehen ist. (c) Addiert man nun ein rauschfreies Signal hinzu (dabei ist es unerheblich in welcher Domäne addiert wird, das Ergebnis ist stets das gleiche), so erhält man zwar zwei verrauschte Bilder, welche den gleichen SNR-Wert aufweisen, sich jedoch aber sich in der visuellen Beurteilung völlig unterscheiden. 78

Abbildung 27 Signal-zu-Rausch-Verhältnis für verschiedene Bandbreiten einer MBA-FLASH-Messung in Abhängigkeit von  $\lambda_{LF}$  ( $0 < \lambda_{LF} < 1$ ). Alle Daten wurden hierbei auf die Messung mit konstanter Bandbreite normiert. Die farbigen Linien kennzeichnen die simulierten Daten, welche anhand Gleichung 6.8 ermittelt wurden. Dabei wurden die Daten von einer konstanten Bandbreite  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/100\text{Hz}/Px$  bis hin zu Bandbreitenverhältnissen von  $BW_{LF}/BW_{HF} = 100/890\text{Hz}/Px$  variiert. Das durch Experimente bestimmte SNR für die jeweiligen Bandbreitenkombinationen ist durch die Datenpunkte signalisiert und stimmen hervorragend mit den Simulationen überein. Die geringe Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass in den Simulationen Relaxationseffekte vernachlässigt werden. . 79

Abbildung 28 SNR-Effizienz nach Gleichung 6.9 in Abhängigkeit von  $\lambda_{LF}$  ( $0 < \lambda_{LF} < 1$ ) für verschiedene Bandbreitenkombinationen von  $100\text{Hz}/Px$  bis  $890\text{Hz}/Px$ . Sowohl Simulationen (farbige Linien) als auch am Phantom gemessene Daten (Datenpunkte) wurden auf die jeweiligen Werte mit konstanter Bandbreite normiert und stimmen sehr gut miteinander überein. Wie erwartet wird die höchste SNR-Effizienz immer bei konstanter Bandbreite (unabhängig ihres Wertes) erreicht. Bei  $\lambda_{LF} = \lambda_{HF} = 0.5$  zeigt sich bei jeder Bandbreitenkombination ein Minimum in der SNR-Effizienz. Umso größer der Unterschied in der Bandbreitenkombination desto niedriger ist der Wert des Minimums der SNR-Effizienz.

80

Abbildung 29 In vivo Kopfaufnahmen des menschlichen Gehirns, aufgenommen mit (a) konstanter Bandbreite, (b) gemischter Bandbreite mit  $BW_{LF} = 100\text{Hz}/Px$  und  $BW_{HF} = 890\text{Hz}/Px$  und (c)  $BW_{LF} = 890\text{Hz}/Px$  und  $BW_{HF} = 100\text{Hz}/Px$ . Bei den MBA Daten war  $\lambda_{LF} = \lambda_{HF} = 0.5$ . In den Vergrößerungen ist der SNR-Verlust zwischen (a) und (b) eindeutig zu erkennen. Obwohl für (b) und (c) identisches SNR berechnet wurde, scheint, wie bereits in den Simulationen vorausgesagt, die Qualität der Bilddaten aufgrund des strukturierten Rauschens verschieden zu sein.

81

Abbildung 30 Sequenzdiagramm einer protonengewichteten RARE/EPI-CAT.  $T_{eff}$  ist daher minimal gewählt. Der  $\lambda$ -Faktor beträgt hier  $\lambda = 0,5$  mit  $ETL = 8$ . Die Echoabstände  $ESP_{RARE}$  und  $ESP_{EPI}$  sind ebenfalls schematisch eingezeichnet.

87

Abbildung 31 Stark vereinfachte, schematische Darstellung des Signalverlaufs im k-Raum. (a) zeigt den Signalverlauf aufgrund zentrischem Reordering für protonengewichtete CAT-Bildgebung. k-Raumlinien mit kürzestem  $TE$  werden im Zentrum angeordnet. Mit steigendem  $TE$  vergrößert sich auch der Abstand zum Zentrum. (b) ist der Signalverlauf durch lineares Reordering für  $T_2$ -gewichtete CAT-Bildgebung. Da für die  $T_2$ -Gewichtung entsprechende Linien im Zentrum angeordnet werden, hat dieses Reordering seine Grenzen bei einem  $\lambda > 0,5$ , um einen RARE-Kontrast zu gewährleisten.

89

- Abbildung 32 Beispiel einer  $T_2$ -präparierten CAT Sequenz mit einem Echozuglänge  $ETL = 7$  und einem  $l = 0,4$ . Das erste aufgenommene Spinecho ist aufgrund des verlängerten TEs des Präparationsmoduls entsprechend  $T_2$ -gewichtet. Das darauf folgende RARE- und EPI-Modul wird wie bereits beschrieben, ausgelesen und zentrisch im k-Raum eingeordnet. Ein CAT-Faktor von  $l < 0,5$  ist nun möglich und führt zu einer weiteren Reduzierung des SAR. 90
- Abbildung 33 Schema für eine RARE/EPI-CAT mit paralleler Bildgebung. Das RARE-Modul wird ohne Beschleunigung ( $R_{RARE} = 1$ ) aufgenommen, um hinreichend Echos aus dem zentralen k-Raum für die Rekonstruktion zu erhalten. Im EPI-Modul wird jede zweite Zeile aufgenommen ( $R_{EPI} = 2$ ). 91
- Abbildung 34 Protonengewichtete in-vivo CAT Kopfaufnahmen. Zum Vergleich wird eine protonengewichtete RARE als Goldstandard heran gezogen (a). Jedoch liegt hier auch das maximale SAR vor und wird als Maximalwert angenommen. (b) CAT mit einem CAT-Faktor  $l = 0,5$ . Hier ist schon eine SAR-Ersparnis aufgrund reduzierter Refokussierungspulsen von 40% zu beobachten. (c) CAT mit  $l = 0,3$ . Eine SAR-Ersparnis von 60% wurde hier erreicht. 94
- Abbildung 35  $T_2$ -gewichtete Kopfaufnahmen mit mit einer Echozuglänge von  $ESP = 15$  und einer Echozeit  $TE = 80ms$  (a) standard RARE, mit maximaler Anzahl an Refokussierungspulsen und somit maximalen SAR, (b)  $T_2$ -CAT mit einem CAT-Faktor von  $l = 0,53$  und einem relativen SAR von 60%, (c)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $l = 0,5$  mit ebenfalls einem relativen SAR von 66% und (d)  $T_2$ -präparierte CAT mit  $l = 0,3$  und einem relativen SAR von 46%. Die SAR-Werte sind jeweils Werte Verglichen mit einer standard RARE-Aufnahme. 95
- Abbildung 36 Vergleich einer (a) GRASE mit einer (b)  $T_2$ -präparierten CAT mit gleichen Parametern und identischem SAR. Speziell an Grenzflächen wie z.B. Luft/Wasser treten verstärkt Artefakte bei GRASE auf. 96
- Abbildung 37 In-vivo Kopfaufnahmen eines Patienten mit einem Metallkatheter. Die RARE Aufnahmen weist Verzerrungen im Bereich des Katheters auf. Die  $T_2$ -CAT mit  $\lambda = 0,5$  zeigt die gleiche selbe Schicht mit erhöhten Verzerrungen. Je nach Wahl der Phasenkodierrichtung, können diese Verzerrungen minimiert werden. 97

- Abbildung 38 Hochaufgelöste  $7T$  in-vivo Aufnahmen einer (a) standard RARE und (b) einer  $T_2$ -CAT mit  $l = 0,53$ . 97
- Abbildung 39 Phantomaufnahmen einer simulierten CAT-Aufnahme mit CAT-Faktor  $l = 0,2$ , einer Echozuglänge  $ETL = 25$  und verschiedenen Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$  für parallele Bildgebung verglichen mit einer standard RARE. Die Akquisition mit  $R_{EPI} = 1$  entspricht einer CAT-Aufnahme mit 5 RARE-Echos und 20 EPI-Echos und weist Artefakte und Blurring entlang der Phasenkodierachse auf. Für  $R_{EPI} = 2$  (5 RARE-Echos und 10 EPI-Echos) und  $R_{EPI} = 3$  (5 RARE-Echos und 7 EPI-Echos) sind die Artefakte und das Blurring reduziert. Jedoch ist auch ein SNR-Verlust aufgrund der parallelen Bildgebung für  $R_{EPI} = 3$  bereits visuell zu erkennen. 98
- Abbildung 40 SNR einer CAT-Sequenz mit verschiedenen Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$ . Eine duale Bandbreitenaufnahme mit den Bandbreiten  $BW_{EPI}/BW_{TSE} = 2$  wurde hier angewendet. Das gemessene SNR (Bildpunkte) aus einer kleinen ROI ( $7 \times 7$ ) stimmt mit den theoretischen Werten (durchgezogene Linien) sehr gut überein. 99
- Abbildung 41 CAT-Ausleseschema mit den entsprechenden Beschleunigungsfaktoren  $R_{EPI}$  und  $R_{RARE}$  und den Standardabweichungen  $\sigma_{EPI}$  und  $\sigma_{RARE}$ . 104

## TABELLENVERZEICHNIS

---

Tabelle 1	HF-Expositionswerte/SAR-Grenzen nach DIN-Norm	50
-----------	---	----





## PUBLIKATIONEN

---

- *Choli M, Jakob PM, Loeffler RB, Hillenbrand CM.*, „Mixed-bandwidth acquisitions: signal-to-noise ratio and signal-to-noise efficiency.“ *J Magn Reson Imaging.* 2010 Oct;32(4):997-1002.
- *Morwan Choli, Martin Blaimer, Felix A. Breuer, Philipp Ehse, Oliver Speck, Andreas J. Bartsch, and Peter M. Jakob*, „Combined acquisition technique for high-field neuroimaging with reduced RF power“, *Magn Reson Mater Phy*, 2013, 10.1007/s10334-012-0362-3
- *Paul D, Zaitsev M, Harsan L, Kurutsch A, Splitthoff DN, Hennel F, Choli M, von Elverfeldt D*, „Implementation and application of PSF-based EPI distortion correction to high field animal imaging.“ *Int J Biomed Imaging.* 2009;2009:946271. Epub 2009 Dec 31.
- *Martin Blaimer, Morwan Choli, Peter M. Jakob, Mark A. Griswold and Felix A. Breuer*, „Multiband Phase Constrained Parallel MRI“ *MRM*, WIP
- *M. Choli, F.A. Breuer, D. Neumann, M. Bock, C.M. Hillenbrand, R.B. Loeffler, P. Ehse, M. Blaimer and P.M. Jakob*, „Implementation of a TSE-EPI hybrid acquisition in IDEA“, *European IDEA Users Group Meeting, 2010, Juelich, Germany*
- *Daniel Neumann, Felix Breuer, Morwan Choli, Martin Blaimer, Michael Bock, Peter M. Jakob*, „Fast Imaging with BASE“, *European IDEA Users Group Meeting, 2010, Juelich, Germany*
- *C.H. Ziener, T. Kampf, G. Melkus, Z. Kharrazian, M. Choli, W.R. Bauer, C. Faber, P.M. Jakob*, „SSFP Signal Formed by a Lorentzian Frequency Distribution,“ *Int. Symposium on Biomedical MRI and Spectroscopy at Very High Fields, 2006, Wuerzburg, Germany*
- *Morwan Choli, F.A. Breuer, D. Neumann, M. Bock, C.M. Hillenbrand, R.B. Loeffler, and P.M. Jakob*, „Reduced SAR with Combined Acquisition Technique (CAT) Hybrid Imaging Sequence at 7 Tesla“, *Proc. Int. Soc. Mag. Reson. Med.* 18 (2010)
- *Daniel Neumann, Morwan Choli, Martin Blaimer, Michael Bock, Felix Breuer, Peter M. Jakob*, „Reduced SAR with BASE Sequence at 7Tesla“, *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med.* 18 (2010)

- *M. Choli*, M. Blaimer, F. Breuer, P. Ehses, A. Bartsch, P.M. Jakob, „SAR reduced neuro-imaging using TSE-EPI hybrid sequence at 3 T” ESMRMB 2011, Leipzig
- *Morwan Choli*, Felix A. Breuer, Peter M. Jakob, Martin Blaimer, „Simultaneous multi-slice imaging in combination with phase-sensitive parallel MRI”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 20 (2012), #2228.
- *Morwan Choli*, Martin Blaimer, Peter M. Jakob, „T2-Prepared combined acquisition technique (CAT) for SAR reduction neuroimaging”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 20 (2012), #2302
- Alexander Gotschy, Uvo Hölscher, Thomas Basse-Luesebrink, André Fischer, *Morwan Choli*, Thomas Kampf, Volker Sturm, Daniel Neumann, Herbert Köstler, Dietbert Hahn, Guido Stoll, Wolfgang R. Bauer, and Peter M. Jakob, „Rapid B<sub>1</sub>-Mapping using the Bloch-Siegert-Shift in a BURST Sequence”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 20 (2012), #3365.
- Flavio Carinci, *Morwan Choli*, Felix A. Breuer, and Peter M. Jakob, „Application of a non-CPMG Single-Shot Turbo Spin Echo Sequence to Multi-Contrast Imaging of the Human Lung at 1.5T”, Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 21 (2013), #3701

## DANKSAGUNG

---

Zum Schluss liegt es mir am Herzen, mich an dieser Stelle bei einigen Menschen für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung beim anfertigen dieser Arbeit zu bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Peter Jakob, für die Möglichkeit an diesem Lehrstuhl an sehr interessanten Themen zu promovieren und für die stetige Unterstützung, besonders auch bei meinem kurzzeitigen "Ausflug" nach Memphis. Seine Tür war bei Fragen und Problemen immer für mich offen.

Dr. Martin Blaimer und Dr. Felix Breuer danke ich für die Zusammenarbeit und Betreuung, besonders bei der stets geduldigen Hilfe bei Fragestellungen und der tatkräftigen Unterstützung.

Dr. Claudia Hillenbrand und Dr. Ralf Loeffler danke ich dafür, dass sie sich sehr dafür eingesetzt haben, dass ich kurzfristig für einige Zeit in ihrer Arbeitsgruppe am St. Jude Childrens Hospital in Memphis (Tennessee) arbeiten durfte. Außerdem danke ich ihnen für viele anregende Diskussionen und für die gemeinsame Arbeit.

Einen großen Dank möchte ich auch an die Kooperationspartner aus der Neuro-radiologie und dem DKFZ Heidelberg aussprechen. Namentlich erwähnen möchte ich hier Prof. Dr. Michael Bock und Dr. Andreas Bartsch. Ein Dank geht auch an Prof. Dr. Oliver Speck vom Institut für Experimentelle Physik in Magdeburg. Die Zusammenarbeit war stets sehr sympathisch, fachlich anregend und erfolgreich.

Besonderer Dank gilt auch Philipp Eheses, der mein Programmierwissen steigern konnte und mir stets für Fragestellung hilfsbereit mit Rat und Tat zur Seite stand! Ein Dank geht ebenso an Daniel Neumann für die anregenden Diskussionen.

Ich danke auch meinen zahlreichen Zimmergenossen, die stets für jede Diskussion zu haben waren: Philipp Eheses, Marcos Lopez, Peter Nordbeck, Marcus Warmuth, Stefan Weick und Flavio Carinci.

Zudem gibt es noch unzählige andere, die mich in meiner Zeit bei EP5 unterstützt haben, vielen Dank EP5!

Ganz besonderer Dank gilt meiner Mutter und meinem Bruder, den ich diese Arbeit widme. Ohne ihre Unterstützung und ihr großes Verständnis wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

## ERKLÄRUNG

---

Gemäß §5, Abs. 2, Ziff. 2 und 5  
der Promotionsordnung der  
Fakultät für Physik und Astronomie der  
Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die Dissertation eigenständig, d.h. insbesondere selbständig und ohne Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Die Dissertation wurde bisher weder in gleicher noch in anderer Form in einem anderen Prüfungsfach vorgelegt.

Am 31. Mai 2006 wurde mir von der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad Diplom-Physiker Univ. verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

*Würzburg, den 15. Juli 2014*

---

Morwan Choli