

# 15 Kernspintomographie (MRI)

Literatur zu diesem Kapitel

- Bushberg et al., The essential physics of medical imaging, Kap. 14, 15
- McRobbie et al., MRI - From picture to proton, Cambridge
- Dössel, Bildgebende Verfahren in der Medizin, Kap. 13
- Morneburg (Ed.), Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Kap. 6, 11
- Weishaupt, Köchli, Marincek - How Does MRI Work? Springer
- Suetens, The fundamentals of medical imaging, Kap. 4
- Allisy-Roberts, Williams, Farr's Physics for medical imaging, Kap. 10
- Bille, W. Schlegel (Hrsg.), Medizinische Physik, Band 2, Kap. 12, 13, 16
- <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>

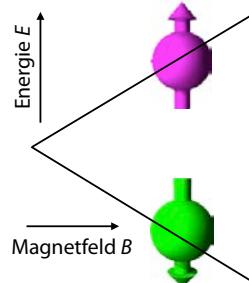


Abbildung 15.1: Aufspaltung der Kernspinzustände im Magnetfeld.

erzeugt man damit zwischen den beiden Kernspinzuständen eine Energiedifferenz, welche proportional zur Stärke des Magnetfeldes ist.

Um Übergänge zwischen diesen Zuständen anzuregen, strahlt man ein magnetisches Wechselfeld ein, dessen Frequenz gemäß der Bohrschen Beziehung  $h\nu = \Delta\mathcal{E}$  die Resonanzbedingung erfüllen muss. Bei Magnetfeldern im Bereich von einigen Tesla (zum Vergleich: die Stärke des Erdmagnetfeldes beträgt etwa  $50 \mu\text{T}$ ) liegt die Resonanzfrequenz im Bereich von einigen 100 MHz. Die Stärke des Signals ist proportional zur Anzahl der Spins, also der Protonen.

Bei der Bildgebung ist die wichtigste Information zunächst die Ortsabhängigkeit der Spindichte. Um den Ort eines Spins zu messen, benutzt man ein ortsabhängiges Magnetfeld: damit wird die leicht messbare Larmorfrequenz der Kernspins ortsabhängig und die Signalamplitude bei einer bestimmten Frequenz liefert direkt die Spindichte als Funktion des Ortes.

## 15.1.2 Motivation und Anwendungen

Die MRI ist ein nichtinvasives Verfahren zur Bildgebung. Es gibt mehrere Parameter, die den Bildkontrast beeinflussen, während es z.B. in der CT nur den Röntgenschwächungskoeffizienten gibt. Dadurch ist

## 15.1 Einführung

### 15.1.1 Prinzip

Die bildgebende Kernspinresonanz erlaubt die Darstellung der Dichte von Kernspins (in fast allen Fällen Wasserstoff, d.h. Protonen) als Funktion des Ortes. Dazu werden Übergänge zwischen Kernspinzuständen angeregt. Wenn man die Resonanzfrequenz abhängig vom Ort macht, dann kann man die Spindichte, d.h. die Dichte der Wasserstoffatome, als Funktion des Ortes messen.

Um die normalerweise entarteten Energiezustände der Kernspins aufzuspalten, verwendet man ein starkes Magnetfeld: Aufgrund des Kern-Zeeman-Effekts

die Technik sehr flexibel an die Fragestellung anpassbar. Im Allgemeinen ist der Weichteilkontrast bei der MRI besser als in der CT, während Knochen schlechter abgebildet werden. Die Technik ist auch optimal für funktionelle und molekulare Bildgebung geeignet. Nachteile sind hohe Kosten für das Gerät und den Unterhalt, sowie eine relativ hohe Komplexität: ohne einen Experten ist das Gerät praktisch nutzlos.

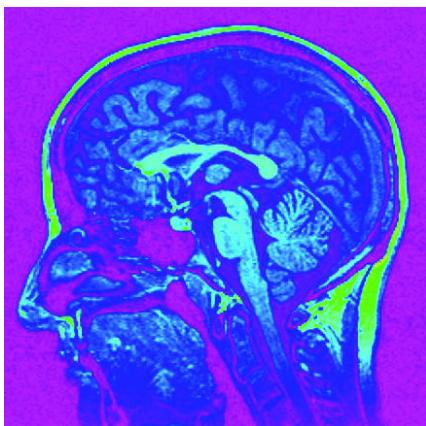


Abbildung 15.2: MRI-Bild eines Kopfs.

Der wahrscheinlich wichtigste Bereich für Anwendungen der MRI ist das Gehirn: Es ist ein wichtiges, komplexes Organ, welches in Röntgenaufnahmen nur wenig Kontrast bietet. MRI ist deshalb in vielen Fällen deutlich erfolgreicher als z.B. CT bei der Beurteilung von Schäden.

n	Acute stroke		Acute ischaemic stroke		
	CT	MRI	CT	MRI	
<b>Sensitivity</b>					
All	356	26% (20–32)	83% (78–88)	16% (12–23)	83% (77–88)
>12 h	135	22% (14–33)	91% (82–96)	16% (9–27)	92% (83–97)
3–12 h	131	29% (19–41)	81% (70–89)	20% (12–33)	81% (69–90)
<3 h	90	27% (17–40)	76% (64–86)	12% (5–24)	73% (59–84)
<b>Specificity</b>					
All	356	98% (93–99)	97% (92–99)	98% (94–99)	96% (92–99)
>12 h	135	98% (89–100)	96% (86–99)	98% (90–100)	97% (88–99)
3–12 h	131	97% (87–99)	98% (90–100)	96% (87–99)	99% (91–100)
<3 h	90	100% (85–100)	96% (79–100)	100% (89–100)	92% (78–98)

Data in parentheses are 95% CI.

Abbildung 15.3: Korrekte Befunde bei der Untersuchung von Schlaganfallpatienten mit MRI und CT.[3]

So konnte man mit MRI bei Patienten mit Schlaganfall, welche innerhalb von 3 Stunden untersucht

wurden, in 46% aller Fälle den Schaden diagnostizieren, während CT eine Erfolgsrate von lediglich 7% erzielte ([3]).

Eine Weiterentwicklung der MRI ist die funktionelle Bildgebung (fMRI). Durch dieses Verfahren ist es möglich, die Aktivierung von einzelnen Regionen im Gehirn sichtbar zu machen. Es ist weiterhin möglich, das bildgebende Verfahren mit der Spektroskopie zu verbinden, um metabolische Prozesse zu untersuchen (molekulare Bildgebung). Die magnetische Resonanz als spektroskopische Methode wird mit NMR (nuclear magnetic resonance) abgekürzt.

### 15.1.3 Historische Anfänge

Eine der ersten Grundlagen für die NMR und die MRI wurden 1924 von Pauli gelegt, der postulierte, dass die Kerne einen quantisierten internen Drehimpuls besitzen, den Spin. 1937 konnte Rabi diesen messen; er prägte den Ausdruck "magnetische Resonanz" und erhielt dafür 1944 den Nobelpreis für Physik. 1946 konnten zwei unabhängig arbeitende Gruppen in den USA die magnetische Resonanz in kondensierter Materie messen. 1952 erhielten Purcell und Bloch, die beiden Gruppenleiter, dafür den Nobelpreis.

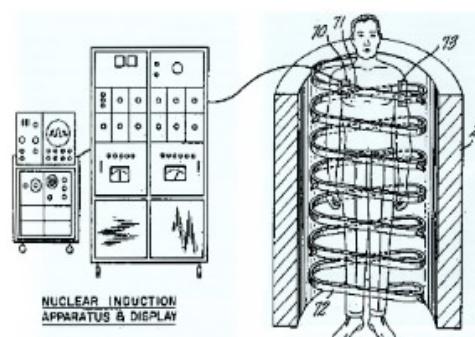


Abbildung 15.4: Patent von Raymond Damadian (1971).

Der erste Vorschlag für den medizinischen Einsatz der NMR stammt aus dem Jahre 1971 von **Raymond Damadian**. Er beobachtete, dass bestimmte Tumore bei Mäusen eine erhöhte Relaxationszeit zur Folge hatten, verglichen mit normalem Gewebe. 1972 mel-

dete er ein Patent<sup>1</sup> an: "Apparatus and method for detecting cancer in tissue". In dem Patent schildert er kein bildgebendes Verfahren. Damadian kreierte das erste Akronym: FONAR - Field fOcussed Nuclear mAgnetic Resonance.



Abbildung 15.5: Paul C. Lauterbur und Sir Peter Mansfield.

In den 1970er Jahren wurde die MRI vor allem von Paul C. Lauterbur und Peter Mansfield entwickelt, die dafür 2003 den Nobelpreis für Physiologie und Medizin erhielten.

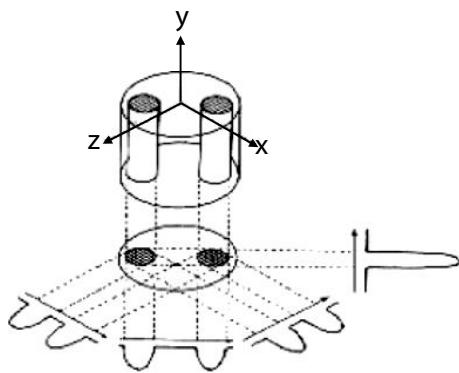


Abbildung 15.6: Projektionen für die Erzeugung des ersten MRI-Bilds von zwei Wasserröhrchen.

In einer Veröffentlichung von Paul C. Lauterbur in der Zeitschrift *Nature* im Jahr 1973 wurde das erste MRI-Bild gezeigt [19] und das grundlegende Verfahren von magnetischen Feldgradienten zur Ortskodierung vorgeschlagen. Das hier gezeigte Prinzip entspricht dem Rückprojektionsverfahren, welches im Rahmen der CT diskutiert wurde.

<sup>1</sup>U.S. Patent 3789832

### 15.1.4 Weiterentwicklung

Die selektive Anregung wurde 1974 von Peter Mansfields Gruppe entwickelt.

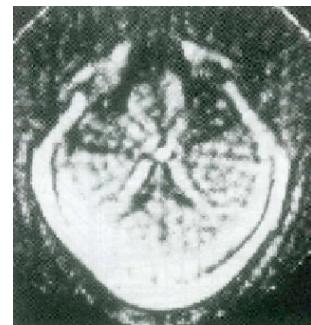


Abbildung 15.7: Frühes MRI-Schnitbild durch einen menschlichen Kopf.

Clow und Young veröffentlichten 1978 das erste MRI-Schnitbild durch einen menschlichen Kopf. Dabei wurde ein Feld von 0,1 Tesla benutzt.

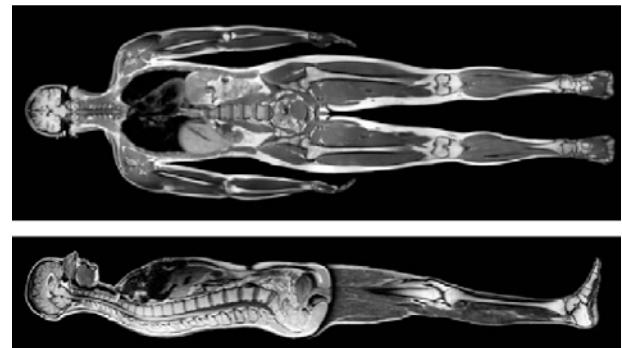


Abbildung 15.8: Heutige MRI-Schnitbilder.

Heutige MRI-Schnitbilder sind sehr viel detaillierter. Das liegt unter anderem an den höheren Feldstärken, besserer Hardware der MR-Tomographen allgemein und ausfeilterten Pulssequenzen. Abb. 15.8 zeigt zweidimensionale Schnitte durch eine Ganzkörperaufnahme.

Die Technik ist sehr flexibel. Durch geeignete Wahl der experimentellen Parameter erreicht man eine Fokussierung auf bestimmte Regionen oder Gewebetypen. Sie ermöglicht nicht nur anatomische, sondern auch funktionelle Untersuchungen. Beispiele dazu sind Gehirnfunktion oder, wie in Abb. 15.9 gezeigt, bewegte Flüssigkeiten wie Blut in Blutgefäßen.

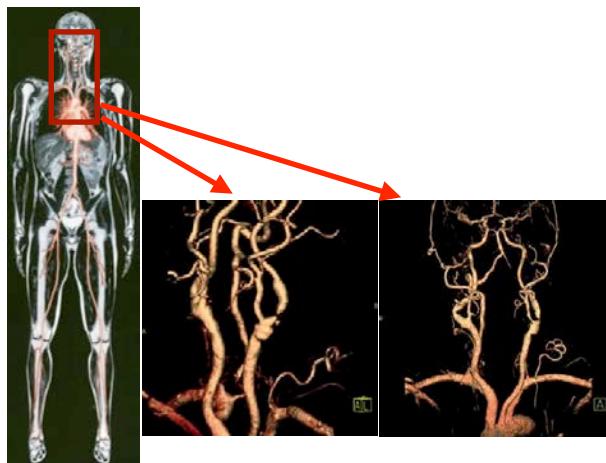


Abbildung 15.9: Detailaufnahmen von Blutgefäßen.

## 15.2 Grundlagen der NMR

### 15.2.1 Zeeman-Wechselwirkung

Die magnetische Resonanz basiert direkt auf der Quantenmechanik. In der Quantenmechanik ist der Drehimpuls grundsätzlich quantisiert, in Vielfachen von  $\hbar/2$ . Die Bestandteile des Kerns, Protonen und Neutronen, besitzen jeweils einen Spin von  $\hbar/2$ . Damit besitzen alle Atomkerne mit ungerader Massenzahl und einige mit gerader Massenzahl einen Spin  $I > 0$  und damit verbunden ein magnetisches Moment. Der Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  und dem Kernspin  $\vec{I}$  kann mit Hilfe des Landé-Faktors  $g$  geschrieben werden als

$$\vec{\mu} = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{I} = g \frac{e}{2m} \vec{I},$$

mit  $\mu_B$  als Bohr'sches Magneton. In der magnetischen Resonanz wird aber häufiger das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  benutzt:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{I}.$$

Für Protonen mit dem Spin  $I = \frac{1}{2}$  ist

$$\gamma(^1H) = 2.675 \cdot 10^8 \frac{\text{rad}}{\text{T} \cdot \text{s}}$$

In Frequenzeinheiten sind das rund 43 MHz/T. Man kann das gyromagnetische Verhältnis auch als Funk-

tion des Kernmagneton

$$\begin{aligned} \mu_K : &= \frac{e \cdot \hbar}{m_P \cdot 2} = \frac{1,60 \cdot 10^{-19}}{1,67 \cdot 10^{-27}} \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{2} \\ &= 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}. \end{aligned}$$

ausdrücken. Hier ist  $m_P$  die Masse des Protons. Das magnetische Moment des Protons ist

$$\mu_P = 14,1 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} = 2,79 \mu_K.$$

Für die üblichen Feldstärken, die in MRI-Geräten verwendet werden, ergeben sich damit die folgenden Resonanzfrequenzen für  $^1\text{H}$  Kerne und Wellenlängen der resonanten Radiowellen:

Feldstärke $B_0$ [T]	1,5	3	7	9,4
Larmorfrequenz [MHz]	64	128	300	400
Wellenlänge $\lambda$ [m]	4,7	2,35	1,01	0,75

Tabelle 15.1: Feldstärken, Frequenzen und Wellenlängen für typische MRI Geräte.

Im klinischen Bereich findet man vor allem Geräte mit 1,5 und 3 T. Die Ortsauflösung der MRI ist nicht durch die Wellenlänge beschränkt, sie unterliegt also nicht dem Abbé'schen Beugungslimit.

### 15.2.2 Resonante Anregung

Bringt man einen Kernspin in ein Magnetfeld, so spalten die Spinzustände auf (Zeeman-Effekt). Der Hamiltonoperator der Zeeman-Wechselwirkung der Kernspins mit einem Magnetfeld ist

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}.$$

Konventionell verwendet man ein Koordinatensystem, dessen z-Achse parallel zum Magnetfeld orientiert ist,  $\vec{B}_0 \parallel \vec{e}_z$ . Man erhält dann für den Fall eines statischen, homogenen Magnetfeldes einen Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = -\gamma B_0 I_z.$$

Mit der Eigenwertgleichung

$$I_z |Im\rangle = \pm \frac{\hbar}{2} |Im\rangle$$

können die Energiedifferenzen eines Spins  $I = 1/2$  (z.B. Protonen) berechnet werden:  $\mathcal{E} = \mp \frac{\hbar}{2} \omega_0$ . Hierbei wurde die Abkürzung  $\omega_0 = \gamma B_0$  verwendet; anstelle von  $\omega_0$  wird auch das Symbol  $\omega_L$  für die Larmor-Frequenz benutzt.

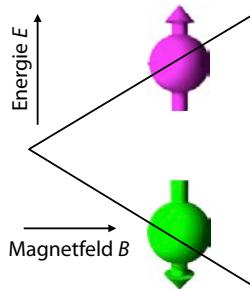


Abbildung 15.10: Zeeman-Aufspaltung.

Die Energiedifferenz  $\Delta\mathcal{E}$  zwischen den beiden Zuständen wächst somit linear mit der Magnetfeldstärke,

$$\Delta\mathcal{E} = \hbar\omega_0 = \hbar\gamma B_0.$$

Um Übergänge induzieren zu können, muss das eingestrahlte Wechselfeld die Resonanzbedingung

$$\omega_{rf} = \omega_0$$

erfüllen.  $\omega_{rf}$  steht hier für die Frequenz des eingestrahlten magnetischen Wechselfeldes  $\vec{B}_1$ . Dieses muss senkrecht zum Zeeman-Feld orientiert sein. Meist verwendet man ein Koordinatensystem, bei dem das statische Magnetfeld entlang der  $z$ -Achse orientiert ist,  $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ . In diesem Fall ist somit die optimale Lage des Radiofrequenz (RF)-Feldes in der  $xy$ -Ebene.

Damit man Übergänge induzieren kann, müssen die beiden Zustände unterschiedlich besetzt sein. Im Gleichgewicht ist die Besetzungsanzahl bestimmt durch die Boltzmannstatistik. Die Population des Grundzustandes ist somit

$$p_\uparrow = \frac{e^{\hbar\omega_0/2k_B T}}{e^{\hbar\omega_0/2k_B T} + e^{-\hbar\omega_0/2k_B T}}.$$

In der MRI ist die Zeemanenergie immer klein im Vergleich zur thermischen Energie,  $\hbar\omega_0/k_B T <$

$10^{-5} \ll 1$ . Damit gilt in guter Näherung für die Exponentialfunktion

$$p_\uparrow = \frac{1 + \hbar\omega_0/2k_B T}{2} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \right).$$

Für den energetisch höher liegenden Zustand ist entsprechend

$$p_\downarrow = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \right).$$

Der Unterschied liegt somit bei

$$p_\uparrow - p_\downarrow = \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \approx 10^{-5} \ll 1. \quad (15.1)$$

Die Signalstärke ist proportional zu dieser Populationsdifferenz. Sie und damit die Signalstärke können erhöht werden, indem man die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  erhöht, über ein stärkeres Magnetfeld.

### 15.2.3 Chemische Verschiebung

Zusätzlich zur “externen” Wechselwirkung mit dem  $\vec{B}_0$ -Feld und dem zur Anregung eingestrahlten Wechselfeld  $\vec{B}_1$  existieren noch interne Wechselwirkungen der Spins untereinander (oder mit anderen Feldern wie zum Beispiel unter Umständen elektrischen Feldgradienten). Diese zusätzlichen Wechselwirkungen führen zu einer Verschiebung der Aufspaltung und damit der Resonanzfrequenz. Diese Frequenzverschiebungen können nützliche Informationen enthalten, sie können aber auch zu Bildfehlern führen, wenn sie nicht berücksichtigt werden.

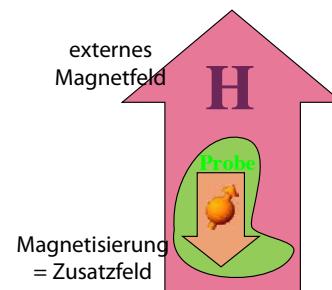


Abbildung 15.11: Lokales Feld und chemische Verschiebung.

Für die MRI am relevantesten ist die sogenannte chemische Verschiebung. Damit wird die Verschiebung

der Resonanzlinie im Spektrum bezeichnet, welche von der chemischen Umgebung des Spins bestimmt wird. Die Ursache dafür ist die Magnetisierung der Elektronenhülle. Im Falle von abgeschlossenen Elektronenschalen (was für praktisch alle Moleküle im menschlichen Organismus zutrifft) ist diese Magnetisierung größtenteils diamagnetisch, d.h. sie führt zu einer Abschwächung des äußeren Magnetfeldes. Die resultierende Verschiebung ist damit proportional zur Resonanzfrequenz; man misst sie deshalb als relative Verschiebung  $\Delta\nu/\nu$  in der Einheit ppm.

Um die Verschiebung quantifizieren und vergleichen zu können, muss man eine Referenz angeben. Eine natürliche Referenz wären die freien Atome; diese sind allerdings für die Praxis nicht geeignet, da sie in einem normalen Spektrometer nicht gemessen werden können. Statt dessen verwendet man Substanzen, welche leicht zugänglich sind und ein gut messbares Signal ergeben. Für  $^1\text{H}$  (und  $^{13}\text{C}$ ) ist Tetramethylsilan (TMS) die übliche Referenzsubstanz. Die (relativen) Verschiebungen liegen bei Protonen im Bereich von 1-10 ppm (ppm: parts per million).

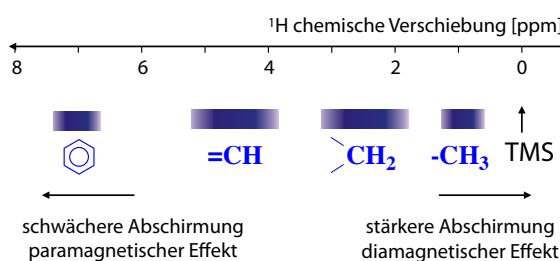


Abbildung 15.12: Typische Werte für die chemische Verschiebung von Protonen.

Typische Bereiche sind  $\sim 1$  ppm für Protonen in  $\text{CH}_3$ ,  $\sim 2 - 3$  ppm in  $\text{CH}_2$ ,  $\sim 4 - 5$  ppm in  $=\text{CH}$  und etwa  $\sim 7$  ppm in aromatischen CH. Für Protonen, die an andere Atome (z.B. Sauerstoff in  $\text{H}_2\text{O}$ ) gebunden sind, gelten wiederum andere Bereiche. Die Werte sind auch abhängig von verschiedenen Parametern, wie z.B. der Temperatur. Ein typischer Wert für Wasser ist  $\delta_{\text{H}_2\text{O}} \approx 4,7$  ppm.

Für die medizinische Diagnostik kann die chemische Verschiebung interessant sein, da sie einem erlaubt, unterschiedliche Moleküle zu erkennen und zu un-

terscheiden. Die *in vivo* Spektroskopie mit MRI basiert auf der Messung der chemischen Verschiebung im Gewebe und dient vor allem zur Untersuchung von Metaboliten.

Die chemische Verschiebung kann auch zu Artefakten führen, indem z.B. fetthaltige Gewebe gegenüber wasserhaltigem Gewebe bei einem anderen effektiven Feld und deshalb scheinbar an einem anderen Ort erscheinen. In vielen Fällen unterdrückt man deshalb z.B. das Fettsignal und bildet nur die Wasserkomponente ab ( $\rightarrow$  Kap. 15.6.5).

### 15.2.4 Larmorpräzession

Auf ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$  wirkt im Magnetfeld  $\vec{B}_0$  ein Drehmoment  $\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0$ . Dieses ist gleich der zeitlichen Änderung des Drehimpulses (Spin),  $\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{T}$ . Demnach gilt die Bewegungsgleichung

$$\dot{\vec{\mu}} = \vec{\mu} \times \frac{\gamma}{\hbar} \vec{B}_0 .$$

Makroskopisch beobachtbar sind nicht die einzelnen Spins, sondern die Magnetisierung  $\vec{M}$ . Diese ist gleich der Vektorsumme der magnetischen Momente pro Volumen  $V$ ,

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i .$$

Durch Einsetzen erhält man die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung der Probe:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{\omega}_0 .$$

Offenbar verschwindet die zeitliche Ableitung genau dann, wenn das Vektorprodukt verschwindet, also genau dann, wenn die Magnetisierung parallel oder antiparallel zum Magnetfeld orientiert ist.

Wenn  $\vec{B}_0$  die z-Richtung definiert, dann lautet die Bewegungsgleichung in Komponentenform

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= M_y \omega_0 \\ \dot{M}_y &= -M_x \omega_0 \\ \dot{M}_z &= 0 . \end{aligned}$$

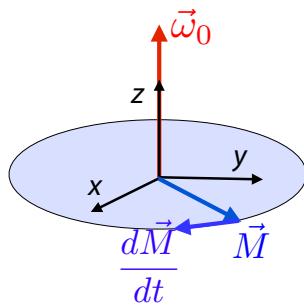


Abbildung 15.13: Bewegungsgleichung für Magnetisierung im Magnetfeld.

Die allgemeine Lösung dieser gekoppelten Differentialgleichungen besitzt die Form

$$\begin{aligned} M_x &= M_{xy} \cos(\omega_0 t + \phi) \\ M_y &= -M_{xy} \sin(\omega_0 t + \phi) \\ M_z &= \text{const.} \end{aligned}$$

Die Amplitude  $M_{xy}$  der Kreisbewegung in der x-y-Ebene (Detektionsebene) sowie die Phase  $\phi$  sind durch die Anfangsbedingungen festgelegt.

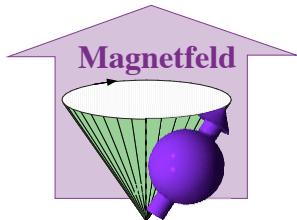


Abbildung 15.14: Präzession eines magnetischen Moments.

Diese Gleichungen beschreiben die Präzession der Magnetisierung um die Achse des  $B_0$ -Feldes mit der (Kreis-) Frequenz  $\omega_0$ . Für positive Werte von  $\gamma$  (Protonen) erfolgt die Präzession im Uhrzeigersinn.

### 15.2.5 Resonante Anregung

Um die Spins anzuregen, legt man ein resonantes magnetisches Wechselfeld an. Seine Frequenz sollte der Larmorfrequenz  $\omega_0$  entsprechen. Damit liegt es für die üblicherweise verwendeten Magnetfelder (→ Tabelle 15.1) im Bereich von 60-500 MHz, al-

so im Radiofrequenz-Bereich. Es wird deshalb gerne als Radiofrequenz (RF)-Feld bezeichnet.

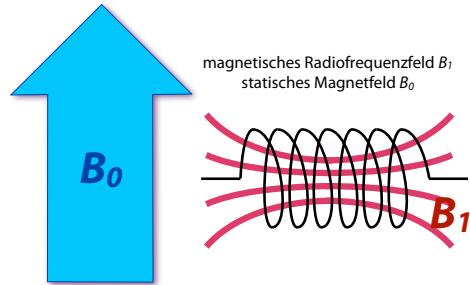


Abbildung 15.15: Anregung mit Hilfe eines transversalen Magnetfeldes.

Dazu wird ein Wechselstrom mit einer geeigneten Frequenz durch eine Spule geschickt (siehe Abb. 15.15), so dass darin ein magnetisches Wechselfeld erzeugt wird. Für die Anregung der Kernspins spielt nur dessen Komponente senkrecht zum statischen Magnetfeld  $B_0$  eine Rolle. Im einfachsten Fall (wie in Abb. 15.15 gezeigt) ist die Achse einer Solenoidspule senkrecht zur Richtung des statischen Feldes. In der Kernspintomographie haben die Spulen typischerweise andere Formen.

Der relevante Teil des erzeugten RF-Feldes ist proportional zu

$$\vec{B}_{rf} = 2B_1 \cos(\omega_{rf} t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Setzt man sich in ein Koordinatensystem, welches mit der Radiofrequenz  $\omega_{rf}$  um die  $z$ -Achse rotiert, so wird dieses Radiofrequenzfeld zeitunabhängig:

$$\vec{B}_{rf}^{rot} = \begin{pmatrix} B_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

In diesem Koordinatensystem ist außerdem das statische Feld um den Betrag  $\frac{\omega_{rf}}{\gamma}$  reduziert. Man erhält dadurch ein effektives Feld

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 - \frac{\omega_{rf}}{\gamma} \vec{e}_z + \vec{B}_{rf}^{rot} = \Delta \vec{B}_0 + \vec{B}_{rf}^{rot},$$

welches Komponenten entlang der  $x$ - und  $z$ -Achse besitzt.

In vielen Fällen ist es nützlich, das effektive Feld in Frequenzeinheiten ausdrücken, indem man es mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  multiplizieren:

$$\vec{\omega}_{eff} = \gamma \vec{B}_{eff} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ 0 \\ \Delta\omega \end{pmatrix},$$

mit  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{rf}$  und  $\omega_1 = \gamma B_1$ . In diesem Koordinatensystem liegt somit das effektive Magnetfeld nicht mehr auf der  $z$ -Achse, sondern in der  $xz$ -Ebene. Die entsprechende Bewegungsgleichung lautet

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= \Delta\omega M_y \\ \dot{M}_y &= -\Delta\omega M_x + \omega_1 M_z \\ \dot{M}_z &= -\omega_1 M_y. \end{aligned} \quad (15.2)$$

Durch eine Phasenverschiebung des Anregungssignals kann man auch eine  $y$ -Komponente erzeugen und somit ein effektives Feld in beliebiger Richtung erhalten.

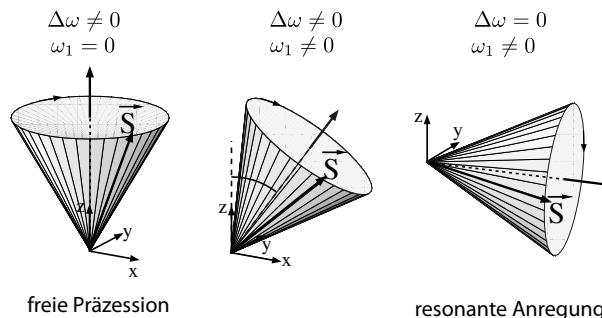


Abbildung 15.16: Präzession der Magnetisierung im effektiven Magnetfeld.

Genau wie im Laborsystem präzidiert auch im rotierenden Koordinatensystem die Magnetisierung um die effektive Feldrichtung. Diese ist im Allgemeinen nicht mehr entlang der Vertikalen orientiert. Die Richtung hängt von der Amplitude des Radiofrequenzfeldes und von seiner Frequenz ab. Bei resonanter Einstrahlung  $\omega_{rf} = \omega_0$  verschwindet in diesem Koordinatensystem die  $z$ -Komponente des effektiven Feldes. Die Rotation erfolgt in diesem Fall um eine Achse in der  $xy$ -Ebene.

### 15.2.6 Nachweis

Um die angeregten Spins zu detektieren, verwendet man das Faraday'sche Induktionsgesetz.

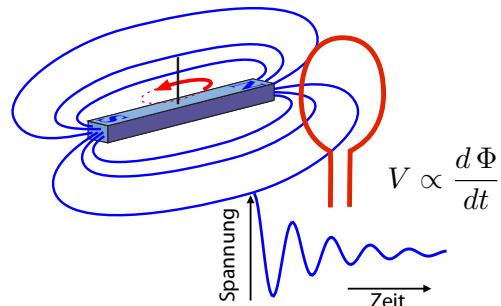


Abbildung 15.17: Nachweis der präzidierten Magnetisierung über das Faraday'sche Induktionsgesetz.

Eine zeitlich veränderliche Magnetisierung erzeugt gemäß dem Induktionsgesetz in der Spule eine zeitabhängige Spannung, welche proportional ist zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses  $\Phi$  durch die Spule,  $V \propto \frac{d\Phi}{dt}$ .

Der magnetische Fluss und damit die Stärke des induzierten Signals ist gegeben durch die Spindichte. Aufgrund der Zeitabhängigkeit ist das Signal auch proportional zur Larmorfrequenz. Damit steigt das Signal nochmals mit der Feldstärke an, zusätzlich zum Beitrag des Boltzmannfaktors. Nur die transversalen Komponenten, welche um das Magnetfeld präzidiert, tragen zum Signal bei.

Die Stärke des induzierten Signals beträgt

$$s \propto M_\perp \omega_0 \cos(\omega_0 t). \quad (15.3)$$

Hier bezeichnet  $M_\perp$  die transversale Magnetisierung, also den Anteil der Magnetisierung, welcher senkrecht zum stationären Magnetfeld orientiert ist. Die Signalstärke hängt damit von der Anregungseffizienz ab, sowie von der Dichte der Spins und ihrer Polarisation, und es nimmt mit der Präzessionsfrequenz  $\omega_0$  zu, und damit mit der Stärke des Magnetfeldes. Es wird anschließend phasenempfindlich nachgewiesen, wobei die Frequenz des Anregungssignals als Referenz verwendet wird.

### 15.2.7 Longitudinale Relaxation

Im thermischen Gleichgewicht stellt sich eine Magnetisierung ein, die (anti-)parallel zum äußeren Feld  $\vec{B}_0$  ist ( $\rightarrow$  Gleichung (15.1)). In der statistischen Mechanik wird die Gleichgewichtsmagnetisierung berechnet zu:

$$M_0 = \frac{N(\hbar\gamma)^2 I(I+1)}{V 3k_B T} B_0 . \quad (15.4)$$

Diese Gleichung wird als Curie-Gesetz bezeichnet.  $N/V$  ist die Spindichte im Probenvolumen  $V$  und  $T$  die Temperatur. Die Spindichte beträgt für Wasser, mit 2 Protonen pro Molekül, Molmasse 18 g/mol und Dichte 1 g/cm<sup>3</sup>:

$$\frac{N}{V}(\text{H}_2\text{O}) \approx \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{18} \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \approx 6,7 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}.$$

Der Zähler in Gleichung (15.4) entspricht dem Quadrat des magnetischen Moments des Protons. Der Überschuss an Protonen Spins, welche parallel zum Feld orientiert sind, ist gegeben durch das Verhältnis zwischen magnetischer und thermischer Energie,  $\hbar\gamma B_0/k_B T$ . Es beträgt für Protonen bei Raumtemperatur in einem Feld von 3 T

$$\frac{\hbar v_L}{k_B T} \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 42 \cdot 10^6}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300} \approx 2 \cdot 10^{-5}.$$

Die Gleichgewichtsmagnetisierung  $M_0$  geht laut Gleichung (15.3) linear in die Signalamplitude ein. Somit wächst das Signal insgesamt quadratisch mit der Stärke des Magnetfeldes. Dies ist einer der Gründe, weshalb man gerne mit hohen Feldstärken arbeitet.

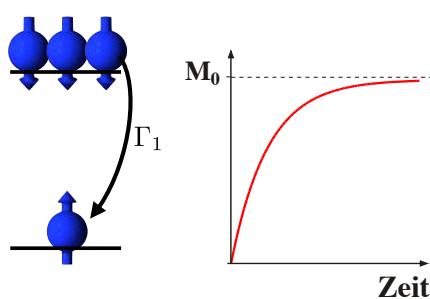


Abbildung 15.18: Relaxation der Besetzungszahlen.

Wenn eine unmagnetisierte Probe in das Magnetfeld  $B_0$  eingebracht wird, dann baut sich diese Gleichgewichtsmagnetisierung als Funktion der Zeit gemäß

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

auf. Die hierbei auftretende charakteristische Zeit  $T_1$  wird als longitudinale Relaxationszeit bezeichnet. Allgemeiner wird die Rückkehr ins Gleichgewicht durch die Bewegungsgleichung

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{(M_z - M_0)}{T_1} \quad (15.5)$$

beschrieben.

Das Verschwinden von  $M_z$ , respektive seine Erzeugung, kann auf die Wechselwirkung der Spins mit der Umgebung (dem Gitter) zurückgeführt werden. Mit diesem Prozess ist ein Energieverlust der Kernspins verbunden, und die zugehörige (longitudinale) Relaxationszeit  $T_1$  wird auch als Spin-Gitter-Relaxationszeit bezeichnet. Prinzipiell finden diese Übergänge auch spontan statt, allerdings nur sehr langsam: für isolierte Spins im Vakuum wäre die Relaxationszeit etwa 1000 Jahre. Typische Relaxationszeiten für Wassermoleküle liegen in der Größenordnung von 2 Sekunden.

### 15.2.8 Transversale Relaxation

Auch die transversalen Komponenten der Magnetisierung nehmen (falls vorhanden) mit einer charakteristischen Zeit, der transversalen Relaxationszeit  $T_2$ , ab.

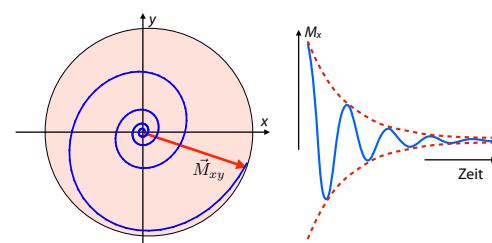


Abbildung 15.19: Relaxation der transversalen Komponenten.

In der Bewegungsgleichung für  $M_x$  und  $M_y$  wird daher ein Zusatzterm hinzugefügt:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= M_y \omega_0 - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -M_x \omega_0 - \frac{M_y}{T_2}.\end{aligned}$$

Die Lösungen sind jetzt exponentiell gedämpfte Schwingungen:

$$\begin{aligned}M_x &= M_{xy} \cos(\omega_0 t + \phi) \cdot e^{-t/T_2} \\ M_y &= -M_{xy} \sin(\omega_0 t + \phi) \cdot e^{-t/T_2}.\end{aligned}$$

Das Abklingen der transversalen Komponenten ist Energie erhaltend und kommt daher, dass die Kernspins mit der Zeit außer Phase geraten und so die Vektorsumme (Magnetisierung) verschwindet. Die Ursache für die Dephasierung sind zum einen lokal fluktuiierende Felder (Wechselwirkungen).

Alle Prozesse, welche zur longitudinalen Relaxation, d.h. zur Energierelaxation beitragen, tragen auch zur transversalen Relaxation bei. Daneben gibt es zusätzliche Prozesse, die nur die transversalen Komponenten relaxieren lassen. Deshalb ist die transversale Relaxationszeit kürzer als die longitudinale,  $T_2 < T_1$ .

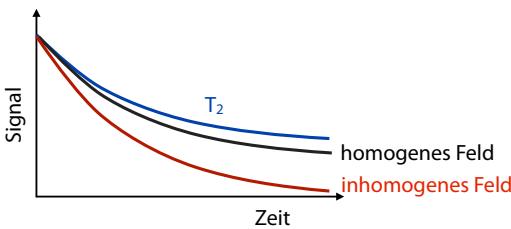


Abbildung 15.20: Relaxation der transversalen Magnetisierung in homogenen und inhomogenen Feldern.

Daneben gibt es auch externe Einflüsse wie zum Beispiel die Inhomogenität des Zeeman-Feldes  $\Delta B_0$ . Diese Inhomogenität führt zu einem schnelleren Dephasieren der Spins mit der Rate

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma \Delta B_0}{2}.$$

In einem guten Magneten sind diese Inhomogenitäten von der Größenordnung  $\Delta B_0/B_0 \approx 10^{-9}$ , in

einem typischen MRI-Magneten, ohne geschaltete Gradienten, von der Größenordnung  $10^{-6}$ .

### 15.2.9 Die Bloch'sche Gleichung

Diese Beiträge fasste Felix Bloch [2] in einer phänomenologischen Gleichung zusammen, welche auch heute als Grundlage für die magnetische Resonanz gilt, in abgewandelter Form auch für viele andere Gebiete wie die Laserspektroskopie, Quantenoptik oder die Quanten-Informationsverarbeitung:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\frac{1}{T_2} & \Delta\omega & 0 \\ -\Delta\omega & -\frac{1}{T_2} & \omega_1 \\ 0 & -\omega_1 & -\frac{1}{T_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{T_1} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Häufig findet man diese Gleichung auch mit anderen Vorzeichen für die Frequenzen. Dies hängt u.a. damit zusammen, ob man  $\omega_0 = \gamma B_0$  oder  $\omega_0 = -\gamma B_0$  definiert.

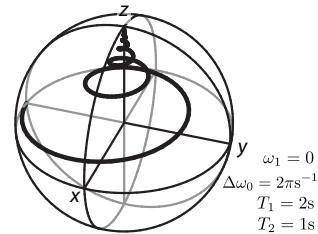


Abbildung 15.21: Lösungsfunktion für Bloch-Gleichungen mit Relaxation.

Abb. 15.21 zeigt eine Lösung der Bloch-Gleichung, für die Parameter  $\omega_1 = 0$ ,  $\Delta\omega = 2\pi \text{ rad s}^{-1}$ ,  $T_1 = 2\text{s}$  und  $T_2 = 1\text{s}$ . Berücksichtigt man die Relaxation, so findet man eine spiralförmige Bewegung des Magnetisierungsvektors in Richtung der positiven z-Achse.

### 15.2.10 Relaxation und Bildkontrast

Die Relaxation kommt durch Wechselwirkung der Spins mit ihrer Umgebung zustande. Die wichtigste Art der Wechselwirkung für die Relaxation der

Protonen in Wasser ist die Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen den einzelnen Protonen - sowohl im gleichen Molekül (intramolekular), wie ich in benachbarten Molekülen (intermolekular). Durch die Bewegung der Wassermoleküle wird diese Wechselwirkung moduliert. Dies führt zu einer Ausmittelung und damit zu relativ langen Relaxationszeiten bei der transversalen Relaxation ( $T_2$ ), aber auch dazu, dass Frequenzkomponenten bei der Larmorfrequenz entstehen, welche Übergänge zwischen den stationären Zuständen anregen und somit longitudinale Relaxation erzeugen können.

Relaxationszeiten werden gerne als Parameter für den Bildkontrast verwendet, weil die Relaxationszeiten für unterschiedliche Gewebe stark variieren und weil sie bei gewissen Krankheiten (z.B. Krebs) stark abweichen. Dies kann man für eine Diagnose nutzen.

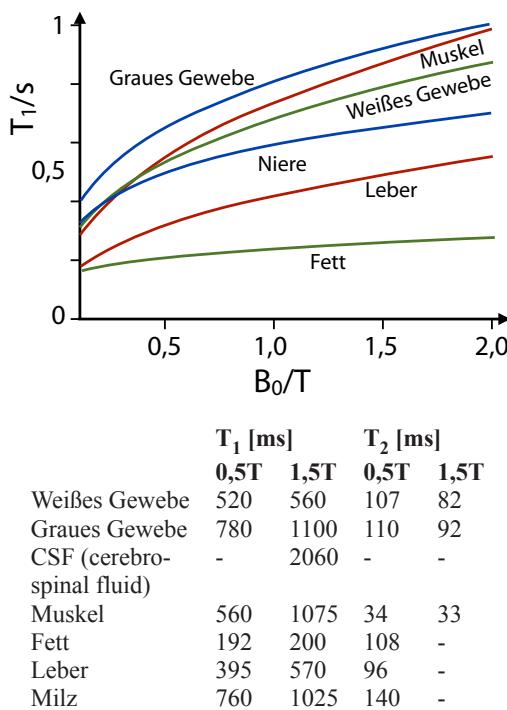


Abbildung 15.22: Longitudinale Relaxationszeiten in verschiedenen Gewebetypen als Funktion der Magnetfeldstärke.

Abbildung 15.22 zeigt, wie die Relaxationszeiten ( $T_1$ ,  $T_2$ ) mit dem Gewebetyp und der Stärke des

magnetischen Feldes variieren. Generell nimmt die longitudinale Relaxationszeit mit der Feldstärke zu, aber in unterschiedlicher Weise, je nach Beweglichkeit der Wassermoleküle. Dies liegt daran, dass die spektrale Leistungsdichte des 'Rauschens' der molekularen Bewegung mit zunehmender Frequenz abnimmt. Die transversale Relaxationszeit variiert dagegen wenig mit der Feldstärke.

Durch experimentelle Gewichtung kann der Einfluss einer Relaxationszeit im Vergleich zum normalen MRI-Bild erhöht werden, oder man kann direkt die Relaxationszeit als Funktion des Ortes darstellen. Das ist eine Ursache für die Flexibilität der MRI im Gegensatz zur Röntgenbildgebung: Hier kann nicht nur die Röntgenabsorption gemessen werden kann, sondern man kann auswählen zwischen verschiedenen Kontrastmechanismen.

## 15.3 Pulseexperimente

Bildgebende magnetische Resonanz wird immer im Zeitbereich gemessen: das System wird mit einer Sequenz von Radiofrequenz-Pulsen angeregt und die Antwort des Systems auf diese Pulse wird gemessen, um daraus das Bild zu berechnen.

### 15.3.1 Einzelpuls

Die wichtigste Grundlage für ein MRI-Experiment ist deshalb die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung während eines Radiofrequenzpulses. Im einfachsten Fall verwendet man dafür resonante Pulse, d.h. die Radiofrequenz ist gleich der Larmorfrequenz,  $\omega_{rf} = \omega_0$ , und damit  $\Delta\omega = 0$ . Damit vereinfacht sich Gleichung (15.2) zu

$$\begin{aligned}\dot{M}_x &= 0 \\ \dot{M}_y &= \omega_1 M_z \\ \dot{M}_z &= -\omega_1 M_y.\end{aligned}$$

Befindet sich das System zu Beginn im thermischen Gleichgewicht,  $M_x = M_y = 0$ ,  $M_z = M_0$ , so erzeugt ein resonantes Radiofrequenzfeld eine Evolution

$$\vec{M} = M_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \omega_1 t \\ \cos \omega_1 t \end{pmatrix}.$$

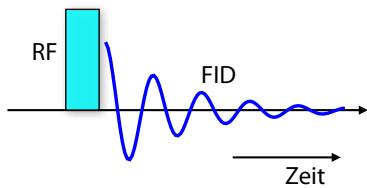


Abbildung 15.23: Anregung mit einem Radiofrequenz-Puls und Antwort des Systems.

Schaltet man den Radiofrequenz-Puls nach einer Zeit  $t = \tau_{\pi/2} = \pi/(2\omega_1)$  wieder aus, so erhält man als Resultat des Pulses die Magnetisierung  $\vec{M}(\tau_{\pi/2}) = (0, M_0, 0)$ . Somit wurde die Magnetisierung von der  $z$ - zur  $y$ -Achse gedreht. Man bezeichnet dies aus naheliegenden Gründen als  $\pi/2$  oder 90-Grad Puls. Da die gesamte Gleichgewichtsmagnetisierung  $M_0$  in die Detektionsebene geklappt wurde, erhält man auf diese Weise ein maximales Signal.

Danach lässt man die nun transversale Magnetisierung um das statische Magnetfeld präzidieren. Wie oben diskutiert, erhält man dann ein oszillierendes Signal

$$s(t) = e^{-t/T_2} \cos(\omega_0 t + \phi),$$

welches auf Grund der transversalen Relaxation abklingt. Mit Hilfe einer Fouriertransformation erhält man daraus das Spektrum

$$f(\omega) = F\{s(t)\} = \frac{T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}.$$

In diesem Fall findet man somit eine Lorentzlinie bei der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des entsprechenden Spins. Die Breite der Resonanzlinie ist gegeben durch das Inverse der transversalen Relaxationszeit  $T_2$ .

Durch die Anregung mit einem  $90^\circ$ -Puls wird die longitudinale Magnetisierung zerstört. Bevor man das Experiment wiederholt (z.B. um das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu verbessern oder um eine weitere Zeile im  $k$ -Raum aufzunehmen) muss man somit warten, bis sich die Magnetisierung wieder aufgebaut hat. Dieser Aufbau erfolgt mit der Zeitkonstanten  $T_1$ ; will man nahe beim thermischen Gleichgewicht starten, muss man mindestens eine Zeit von  $3T_1$  abwarten. Eine schnellere Wiederholrate kann

man erreichen, wenn man mit einem teilweise gesättigten System arbeiten kann. Eine weitere Möglichkeit für die Optimierung ist, für die Anregung nicht einen  $90^\circ$ -Puls zu verwenden, sondern einen kleineren Flipwinkel. Dadurch verliert man zwar Signal, aber die Zerstörung der longitudinalen Magnetisierung geht noch schneller zurück. Für eine bestimmte Wartezeit  $T_R$  zwischen aufeinanderfolgenden Anregungspulsen kann man das Signal-zu-Rausch Verhältnis maximieren, wenn man für den Flipwinkel des Anregungspulses den Wert

$$\cos \alpha_{opt} = e^{-T_R/T_1}$$

wählt. Der Winkel wird als "Ernst-Winkel" bezeichnet.

### 15.3.2 Spin-Echos

Der Abfall der Signalamplitude kann rückgängig gemacht werden, wenn er durch die Inhomogenität des Feldes zustande kommt. Man bezeichnet solche Experimente als Spin-Echo oder Refokussierungs-Experimente. Das einfachste Experiment dieser Art ist das Zweipuls- oder Hahn-Echo Experiment.

Die Beschreibung erfolgt üblicherweise in einem Koordinatensystem, das mit der Anregungsfrequenz  $\omega_{rf}$  mit den präzidierenden Spins mitrotiert. Wenn die Anregung exakt resonant erfolgt,  $\omega_{rf} = \omega_0$ , und alle Kernspins die gleiche Resonanzfrequenz  $\omega_0$  hätten, dann würden die präzidierenden Spins, und damit auch die Magnetisierung, in diesem rotierenden Koordinatensystem zeitunabhängig sein.

Zu Beginn des Spin-Echo Experiments klappt man die Gleichgewichtsmagnetisierung, die entlang der  $B_0$ - oder  $z$ -Achse ausgerichtet ist, mit einem sogenannten  $\pi/2$ -RF-Puls um  $90^\circ$  in die  $y$ -Richtung (Abb. 15.24).

In der auf den Puls folgenden Präzessionsperiode bleiben diejenigen Spins, deren Resonanzfrequenz gleich der Anregungsfrequenz ist, weiterhin entlang der  $y$ -Richtung orientiert. Spins mit einer etwas größeren Resonanzfrequenz (z.B. aus einem Teil der Probe mit Magnetfeld  $B_0 + \Delta B_0$ ) präzidieren schneller, und bewegen sich im rotierenden Koordinatensystem mit der Differenzfrequenz  $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{rf}$  im

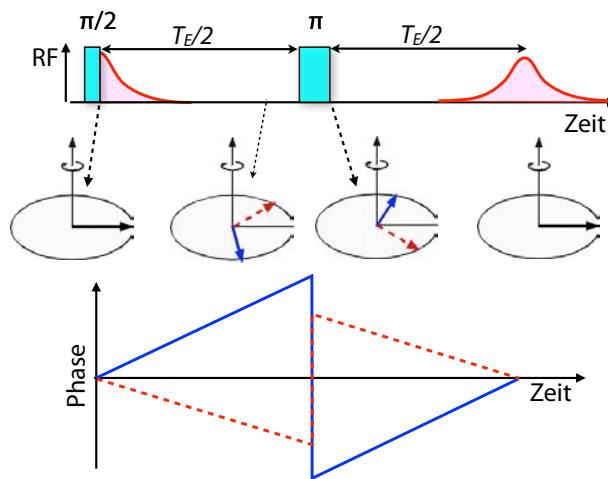


Abbildung 15.24: Spin-Echo.

Uhrzeigersinn. Spins mit einer etwas kleineren Resonanzfrequenz bleiben gegenüber dem rotierenden Koordinatensystem zurück und bewegen sich in diesem scheinbar in die andere Richtung (entgegen dem Uhrzeigersinn). Insgesamt verschwindet auf Grund dieser Dephasierung der Spins das NMR-Signal mit der Zeit.

Dreht man die Magnetisierung zu einem Zeitpunkt  $T_E/2$  nach dem ersten Puls mit einem  $\pi$ -Puls um  $180^\circ$  um die  $y$ -Achse (d.h.  $M_x \rightarrow -M_x$ ,  $M_y \rightarrow M_y$ ,  $M_z \rightarrow -M_z$ ), so invertiert man ihre Positionen in der  $xy$ -Ebene: die "schnellen" Spins sind jetzt die hintersten, die "langsamsten" jedoch die vordersten. Gleichzeitig behalten die jeweiligen Spins ihre Präzessionsgeschwindigkeit (inklusive  $-$ -richtung) im rotierenden Koordinatensystem bei<sup>2</sup>. Als Folge davon laufen sie wieder aufeinander zu, und nach einer weiteren Zeitspanne  $T_E/2$  liegen alle magnetischen Momente wieder in Anfangsrichtung, und das Signal ist wieder maximal. Dieses Signal nach einer Zeit  $T_E$  nach dem ersten Puls nennt man Spin-Echo, und das wieder aufeinander Zulaufen der Spins Rephasierung. Im Anschluss an das Echo dephasiert das Signal wieder.

<sup>2</sup>Sofern sie nicht in Gebiete mit einem anderem  $B_0$ -Feld diffundieren.

## 15.4 Ortsaufgelöste NMR

### 15.4.1 Ortskodierung

Für die Bildgebung muss eine Ortskodierung der empfangenen Signale durchgeführt werden.

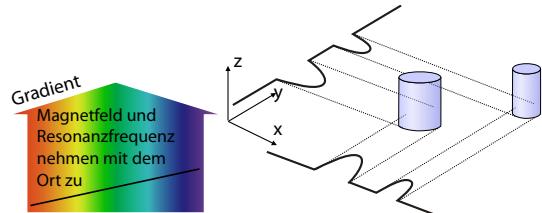


Abbildung 15.25: Projektion der Spindichte in einem Magnetfeldgradienten.

Dafür wird dem statischen Magnetfeld ein Feldgradient überlagert,

$$B(\vec{r}) = B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}.$$

$$G_x = \frac{\partial B}{\partial x}, \quad G_y = \frac{\partial B}{\partial y}, \quad G_z = \frac{\partial B}{\partial z}$$

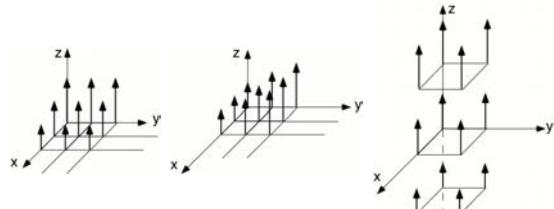


Abbildung 15.26: Visuelle Darstellung der drei Komponenten des Magnetfeldgradienten.

Der Gradient ist somit

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} G_x \\ G_y \\ G_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial B}{\partial x} \\ \frac{\partial B}{\partial y} \\ \frac{\partial B}{\partial z} \end{pmatrix}.$$

Falls die Richtung des Gradienten z.B. entlang der  $x$ -Achse liegt, entspricht dies

$$B(x) = B_0 + G_x x.$$

Damit wird die Resonanzfrequenz ortsabhängig,

$$\omega_L(x, y, z) = \omega_0 + g_x x,$$

mit  $\omega_0 = \gamma B_0$  und  $g_x = \gamma G_x$ .

### 15.4.2 Projektionsbild

Legt man in einem solchen Gradienten einen Radiofrequenz-Puls an, um transversale Magnetisierung zu erzeugen und beobachtet sie, so erhält man den bereits besprochenen freien Induktionszerfall (FID). Werden alle Spins angeregt, so ist das Signal

$$s(t) = \int \rho(x, y, z) e^{-i\omega_L(x, y, z)t} dx dy dz.$$

Liegt der Gradient in  $x$ -Richtung, ist die Frequenz unabhängig von den Koordinaten  $y$  und  $z$  und der Realteil des Signals beträgt

$$s(t) = \int \rho(x) \cos((\omega_0 + g_x x)t) dx.$$

Es entspricht somit der Fouriertransformierten der Spindichte  $\rho$ .

Das entsprechende Spektrum, welches man über eine Fourier-Transformation erhält, ist direkt proportional zur Projektion der Spindichte auf die Richtung des Gradienten:

$$s(\omega) \propto \rho(x).$$

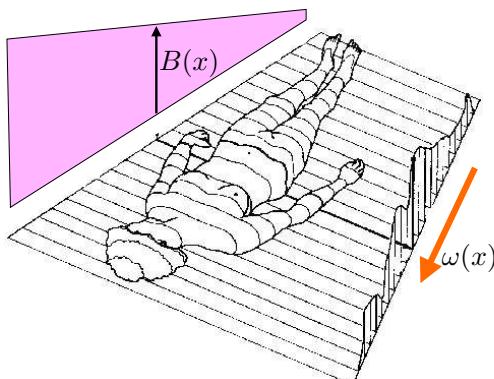


Abbildung 15.27: Projektion der Spindichte auf die Richtung des Gradienten.

Hier stellt  $x$  die Richtung dar, in welche der Gradient angelegt wurde. Frequenz und Ortskoordinate können über  $g_x = \gamma \frac{dB_0}{dx}$  aufeinander abgebildet werden. Das Signal ist unabhängig von der Position senkrecht zu diesem Gradienten, d.h. man misst eine Projektion auf diese Richtung.

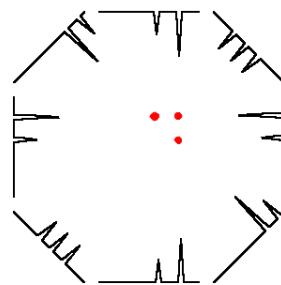


Abbildung 15.28: Acht Projektionen in unterschiedliche Richtungen von 3 Testobjekten.

Um die vollständige räumliche Information über dreidimensionale Objekte zu erhalten, müssen andere Verfahren verwendet werden. Die erste verwendete Technik war das Projektion-Rekonstruktionsverfahren, analog zu den entsprechenden Verfahren, welche in der Röntgen-CT verwendet werden.

Das heute am häufigsten verwendete Verfahren besteht darin, zunächst die Spins in einer Schicht anzuregen und innerhalb dieser Ebene zwei unabhängige Ortskodierungen durchzuführen. Das Bild der Ebene erhält man im Anschluss durch eine zweidimensionale Fourier-Transformation ( $\rightarrow$  15.7).

### 15.4.3 Schichtselektion

Eine typische Aufgabe im Rahmen der Kernspintomographie ist die Selektion einer Schicht, d.h. die Anregung aller Spins, die sich in dieser Schicht befinden.

Dafür legt man senkrecht zu dieser Schicht einen Magnetfeldgradienten an, so dass sich die Resonanzfrequenz der Kernspins entlang der Achse kontinuierlich verändert:

$$\omega_0(z) = \gamma B_0(z) = \gamma(B_0(0) + G_z z).$$

Verwendet man anschließend einen Radiofrequenzpuls mit nur geringer Amplitude  $B_1$ , so werden nur die Spins in der Nähe der Mittenfrequenz dieses Pulses angeregt. Man nennt einen solchen Puls deshalb einen selektiven Puls.

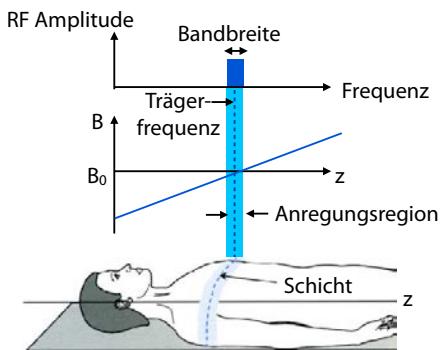


Abbildung 15.29: Prinzip der Schichtselektion.

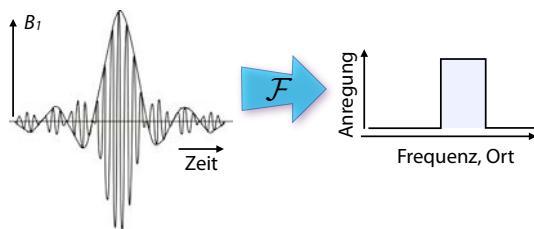


Abbildung 15.30: Ein Anregungspuls, dessen Einhüllende mit einer sinc-Funktion moduliert ist, führt näherungsweise zu einer rechteckförmigen Anregung einer Schicht.

Im Idealfall regt der Puls alle Spins in einer bestimmten Schicht an und lässt alle Spins außerhalb unberührt. Dies ist bei einem rechteckförmigen Puls nicht der Fall. Man verwendet deshalb geformte Pulse, z.B. den in Abb. 15.30 gezeigten sinc-förmigen ( $\frac{\sin(x)}{x}$ ) Puls. Da die Fouriertransformierte der sinc-Funktion eine Rechtecksfunktion ist, erhält man auf diese Weise in guter Näherung eine rechteckförmige Anregung, d.h. Spins in dieser Schicht werden vollständig angeregt, die Spins außerhalb praktisch nicht und deshalb tragen sie auch nicht zum Signal bei. Allerdings ist das eine Näherung, weil

1. das Argument der Fourier-Transformation gilt nur für lineare Systeme, aber die Cosinus-Funktion ist nicht linear.
2. Die sinc-Funktion läuft von  $t = -\infty$  bis  $t = +\infty$ , während die Pulse endlich sein müssen.

Man schneidet deshalb die sinc-Funktion bei endlichen Werten ab. Bessere Pulse kann man mit Hilfe

der “optimal control theory“ errechnen. Damit kann man grundsätzlich (fast) beliebige Profile mit (fast) beliebiger Genauigkeit anregen.

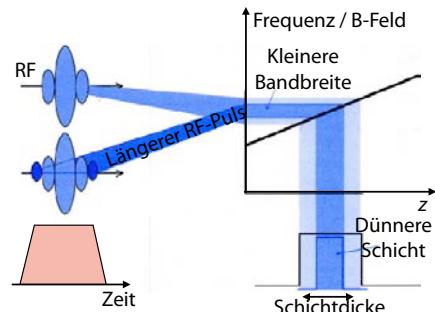


Abbildung 15.31: Variation der Schichtdicke.

Die Anregungsbandbreite eines Radiofrequenzpulses im Frequenzraum ist gegeben durch die inverse Pulslänge,  $\Delta\omega \propto \tau_p^{-1}$ . Damit lässt sich auch die Dicke  $D$  einer selektierten Schicht steuern:

$$\frac{1}{D} = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot G_z \cdot \tau_p ,$$

wobei  $G_z$  die Stärke des Schichtselektionsgradienten angibt. Die Schichtdicke kann also durch die Gradientenstärke und die Pulslänge eingestellt werden.

Möchte man Spins an einem Ort  $z \neq 0$  anregen, dann muss zusätzlich noch die Anregungsfrequenz der RF-Pulse um

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot G_z \cdot z$$

verschoben werden.

#### 15.4.4 Dephasierung im Gradienten

Die Anregung durch den selektiven Puls kann in erster Näherung so beschrieben werden, dass alle Spins in der gewählten Schicht durch einen idealen kurzen Puls angeregt werden, der zu dem Zeitpunkt angelegt wird, an dem der sinc-Puls sein Maximum erreicht, also in der Mitte des sinc-Pulses. Nach dieser Anregung präzedieren die Spins im Gradienten-Feld und dephasieren. Am Ende der in Abb. 15.32 gezeigten Anregungssequenz sind somit die Spins in die  $xy$ -Ebene gedreht, aber sie sind vollständig

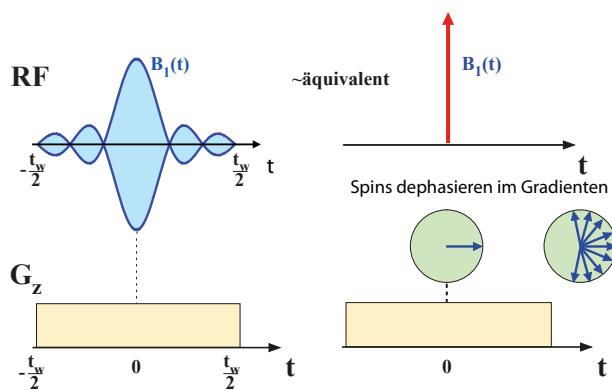


Abbildung 15.32: Dephasierung während der Schichtselektion.

dephasiert und das Signal verschwindet. Diesen Effekt eliminiert man deshalb mit Hilfe eines 'recall'-Gradienten.

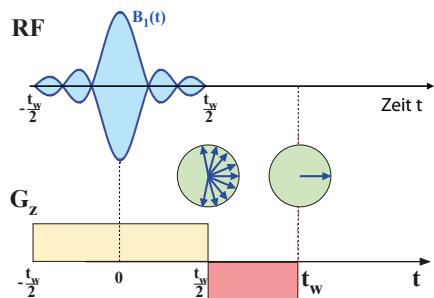


Abbildung 15.33: Recall Gradient zur Refokussierung der Schichtselektion.

Die zusätzliche Phase (=Präzessionswinkel) eines Spins an der Stelle  $x$  im Gradientenfeld  $\Delta B = G_z z$  beträgt

$$\phi = \gamma G_z z \tau = g_z z \tau,$$

wobei  $\tau$  die Dauer des Gradientenpulses darstellt. Ist der Gradient zeitabhängig, so ist die gesamte Phase (=der Präzessionswinkel) durch das Integral gegeben,

$$\phi = z \int dt g_z(t). \quad (15.6)$$

Invertiert man den Gradienten,  $G_z \rightarrow -G_z$ , so rephasieren die Spins: für alle Spins verschwindet die gesamte Phase wenn  $\int dt g_z(t) = 0$ . Dies verwendet

man, um die Dephasierung der Spins während der Schichtselektion rückgängig zu machen. Dazu legt man nach dem Ende des Selektionspulses einen weiteren Gradienten mit umgekehrtem Vorzeichen an, wie in Abb. 15.33 gezeigt. Das Integral dieses Gradienten sollte der Hälfte des Schichtselektionsgradienten entsprechen: In erster Näherung kann man damit rechnen, dass die erzeugte transversale Magnetisierung im Durchschnitt die Hälfte der Zeit im Schichtselektionsgradienten dephasiert ist.

Durch Anregung in Gegenwart eines Schichtselektionsgradienten ist eine Schicht des Körpers für die Bildgebung ausgewählt. Die Ortskodierung in den beiden Richtungen senkrecht zum Gradienten wird durch Frequenz- beziehungsweise Phasenkodiergradienten erreicht.

#### 15.4.5 Frequenzkodierung

Der Frequenzkodiergradient wird während des Auslesens des Signals geschaltet und daher auch **Auslesegradient** genannt. Die Resonanzfrequenzen der Spins werden dadurch während des Auslesens ortsabhängig gemacht, entlang der Achse des Gradienten.

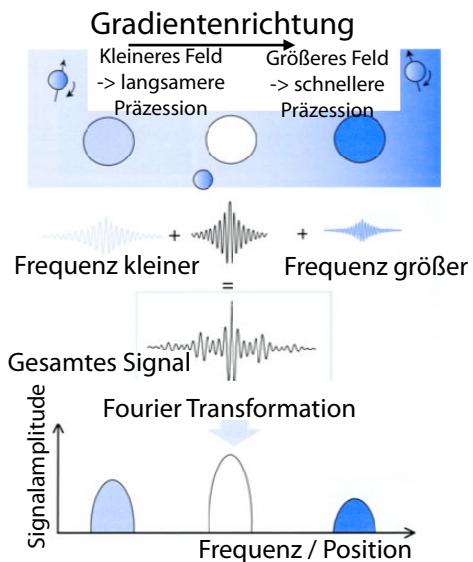


Abbildung 15.34: Frequenzkodierung.

Wenn der Auslesegradient in  $x$ -Richtung angelegt

ist, so trägt ein Spin an der Position  $(x, y, z)$  ein Signal

$$s_i \propto e^{i(\omega_0 + g_x x)t}$$

bei, wobei  $\omega_0$  die Larmorfrequenz bei  $x = 0$  darstellt.

Das Gesamtsignal wird somit

$$s_{tot}(t) = \sum s_i e^{i(\omega_0 + g_x x)t}$$

oder, im kontinuierlichen Grenzfall,

$$s_{tot}(t) = \iiint dx dy dz \rho(x, y, z) e^{i(\omega_0 + g_x x)t}.$$

Das dreifache Integral entspricht in  $y$ - und  $z$ -Richtung einer Projektion, in  $x$ -Richtung einer Fouriertransformation. Invertiert man diese Fouriertransformation,

$$\int dt e^{-i(\omega_0 + g_x x)t} s_{tot} = \iint dy dz \rho(x, y, z),$$

so erhält man die Projektion der Spindichte  $\rho(\vec{r})$  auf die Richtung des Gradienten, in diesem Fall somit auf die  $x$ -Achse.

Als Folge enthält das Signal eine Vielzahl von Frequenzanteilen, die unterschiedlichen Orten zugeordnet werden können. Die Fourier-Transformierte eines einzelnen aufgenommenen Signals liefert also bereits die volle Ortsauflösung in Gradientenrichtung.

Da auch ohne Gradienten nicht nur eine Frequenz im Signal enthalten ist, können Bildunschärfen entstehen. Dies kann man minimieren, indem man einerseits möglichst starke Magnetfeldgradienten verwendet, andererseits indem man die chemische Verschiebung refokussiert oder selektiv anregt.

Um ein dreidimensionales Bild zu erhalten, kann man eine genügende Zahl von solchen eindimensionalen Bildern aufnehmen und dabei die Richtung des Magnetfeldgradienten ändern. Mit Hilfe der bekannten Projektions-Rekonstruktionsmethoden können diese Signale in eine dreidimensionale Spindichte umgerechnet werden. Heute verwendet man jedoch für die eigentliche Bilderzeugung normalerweise ein 2-dimensionales Experiment. Hierzu müssen zwei unabhängige Parameter variiert werden, z.B. die Dauer einer Wartezeit oder die Stärke eines Gradienten.

#### 15.4.6 Phasenkodierung

Um in 2 Dimensionen messen zu können, benötigt man mehrere unterschiedliche Gradienten. Werden diese in geeigneter Weise angelegt, so erhält man ein Signal, welches direkt die 2-dimensionale Fouriertransformierte der Spindichte darstellt. Das gleiche Prinzip kann auch auf drei Dimensionen erweitert werden.

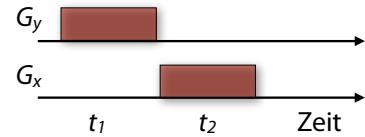


Abbildung 15.35: Zweidimensionale Bildgebung mit Phasenkodierung in  $y$ -Richtung und Frequenzkodierung in  $x$ -Richtung.

Schaltet man nacheinander 2 Gradienten in unterschiedlicher Richtung, so erhält man ein Signal

$$s_{tot}(t_1, t_2) = \int dx dy dz \rho(\vec{r}) e^{i(\omega_0 + g_y y)t_1} e^{i(\omega_0 + g_x x)t_2}.$$

Eine Fouriertransformation bezüglich der beiden Variablenpaare  $t_1 \rightarrow y$  und  $t_2 \rightarrow x$  ergibt somit

$$\mathcal{F}^2(s_{tot}) = \int dz \rho(\vec{r}),$$

d.h. die Projektion der Spindichte in die  $x, y$ -Ebene.

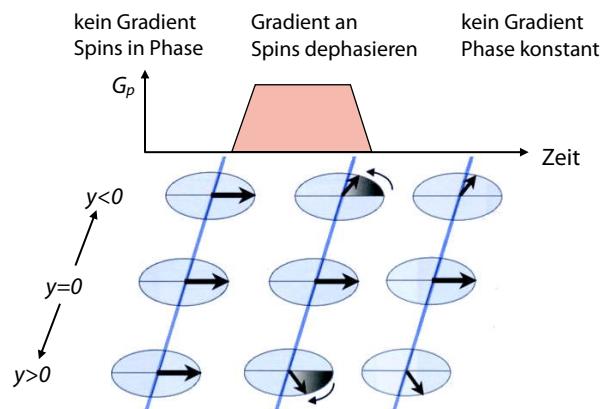


Abbildung 15.36: Prinzip der Phasenkodierung.

Für die mathematische Behandlung ist es nützlich, die Phase der Magnetisierung (genauer: zusätzliche Phase auf Grund des Magnetfeldgradienten) zu schreiben als

$$\phi = \gamma \int dt G_\alpha(t) \alpha = k_\alpha \alpha. \quad \alpha = x, y, z$$

Die Wellenzahl  $k_\alpha$  beschreibt die Ortsauflösung in die entsprechende Richtung ( $\rightarrow$  Kap. 15.7). Sie ist gegeben durch das zeitliche Integral des Gradienten  $g_\alpha = \gamma G_\alpha$ . Für eine hohe Ortsauflösung benötigt man somit starke Gradienten und lange Präzessionszeiten. Ein Pixel  $dA = dx dy$  an der Stelle  $(x, y)$  liefert somit den Signalbeitrag

$$ds = \rho(x, y) e^{i\gamma G_x x t_1} e^{i\gamma G_y y t_2}.$$

### 15.4.7 Zweidimensionale Ortskodierung

Frequenz- und Phasenkodierung ergeben jeweils eine Ortskoordinate. Kombiniert man die beiden, erhält man eine zweidimensionale Datenmatrix mit den Koordinaten  $(t_1, t_2)$  oder  $(k_1, k_2)$ . Das entsprechende Signal im Frequenzbereich  $(\omega_1, \omega_2) = (\gamma G_x x, \gamma G_y y) \propto (x, y)$  erhält man durch eine zweidimensionale Fouriertransformation

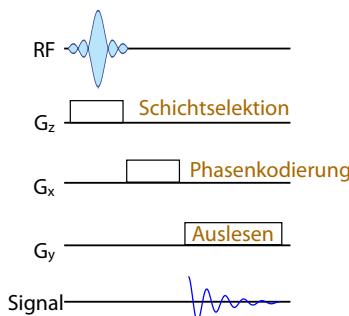


Abbildung 15.37: Zweidimensionale Bildgebung mit Phasenkodierung in  $y$ -Richtung und Frequenzkodierung in  $x$ -Richtung.

Um die Fouriertransformation berechnen zu können, benötigt man entsprechende Datensätze: Für ein Bild von  $128 \times 128$  Punkten müssen in beide Richtungen jeweils 128 Punkte aufgenommen werden, d.h. das

Signal muss als Funktion von 128  $k$ -Werten vorliegen. In Richtung des Auslesegradienten (in diesem Beispiel  $x$ ) wird das am einfachsten über eine entsprechende Digitalisierung des FIDs, respektive Echos erreicht, da  $k_x$  als Funktion der Auslesezeit  $t_2$  kontinuierlich zunimmt. In die senkrechte Richtung (in diesem Beispiel  $y$ ) muss der Wertebereich durch das Produkt  $k_y = \gamma \int dt_1 G_y$  abgedeckt sein. Da  $G_y$  und  $t_1$  für jedes einzelne Experiment konstant sind ergibt ein Experiment somit genau einen Wert von  $k_y = G_y t_1$ . Man wiederholt deshalb das Experiment 128 mal, wobei in aufeinander folgenden Experimenten jeweils die Stärke  $G_y$  des Gradienten inkrementiert wird. Dieser Gradient wird allgemein als Phasenkodiergradient bezeichnet.

Dies ist die übliche Weise, in der ein MRI-Bild aufgenommen wird, sofern man sich auf eine Schicht beschränkt. Bilder von nicht direkt benachbarten Schichten können aufgenommen werden, indem man ein Experiment während des Relaxationsdelays des ersten Bildes aufnimmt. Prinzipiell kann man die Fourier-Technik auch auf 3 (oder mehr) Dimensionen ausdehnen.

### 15.4.8 Spin-Echo Bildgebung

Die Kombination von Schichtselektion und zweidimensionaler Ortskodierung erlaubt die Erzeugung von Bildern. Dafür benutzt man eine entsprechende Pulssequenz, wie z.B. die Spin-Echo-Sequenz. Diese ist ein "Arbeitspferd" im Alltag einer Klinik und gibt die beste Bildqualität, weshalb die Ergebnisse von anderen Pulssequenzen häufig mit denen einer Spin-Echo-Sequenz verglichen werden. Im Wesentlichen ist die Spin-Echo-Sequenz eine Zusammenfassung der oben beschriebenen Ortskodierung in allen Raumrichtungen.

Zunächst erfolgt ein selektiver  $90^\circ$ -Puls mit einem Schichtselektionsgradienten. Danach wird für eine kurze Zeit ein Phasenkodiergradient geschaltet, welcher die Ortskodierung in der entsprechenden Richtung vornimmt. Der  $180^\circ$ -Puls, welcher das Echo erzeugt, wird wieder in Gegenwart des Schichtselektionsgradienten angelegt. Er wirkt somit nur auf die Spins in der gewählten Schicht. Während der Auf-

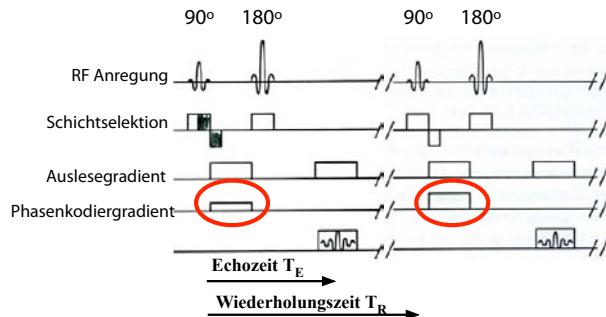


Abbildung 15.38: Ablauf einer Spin-Echo-Sequenz.

nahme des Echos wird der Auslesegradient geschaltet. Die Zeit von der Mitte des 90°-Anregungspulses bis zum Echomaximum wird als Echozeit  $T_E$  bezeichnet. Dieses Experiment wird mit unterschiedlichen Phasenkodiergradienten nach einer Zeit  $T_R$  wiederholt, bis die Datenaufnahme für ein gesamtes Bild abgeschlossen ist. Typische Werte für die digitale Auflösung sind 128, 256 oder 512 Phasenkodierschritte (und damit Bildpunkte).  $T_E$  liegt bei 10 bis 100 ms,  $T_R$  bei 0.5 bis 3 s.

Bisher wurde die Relaxation nicht berücksichtigt. Dies führt einerseits zum Aufbau der longitudinalen Magnetisierung während  $T_R$ ,

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right),$$

andererseits zum Verlust der transversalen Magnetisierung  $\propto e^{-T_E/T_2}$  zwischen dem Anregungspuls und dem Echomaximum. Die Signalamplitude des Echos beträgt dadurch

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right). \quad (15.7)$$

Die Größe  $S_0$  enthält einerseits die Amplitude der transversalen Magnetisierung, sowie die Übertragungsfunktionen von Spulen, Vorverstärker und Empfänger.

## 15.5 MRI Gerätetechnik

### 15.5.1 Aufbau eines MR-Tomographen

Abbildung 15.39 zeigt die wichtigsten Komponenten eines MR-Tomographen. Sie umfassen den Ma-

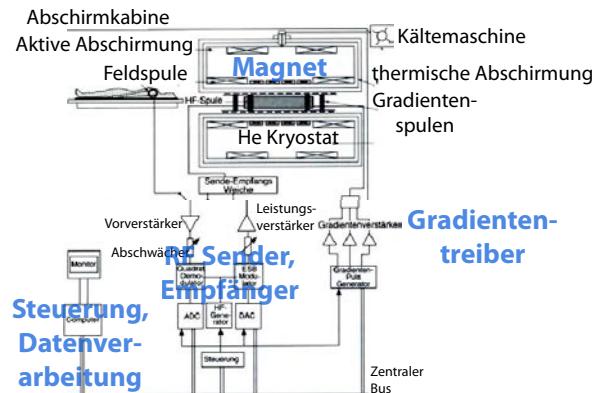


Abbildung 15.39: Aufbau eines MRI-Tomographen.

gneten, der das schon erwähnte statische Magnetfeld  $B_0$  erzeugt, mindestens 3 Gradientenspulen für die 3 Raumrichtungen, ein Computersystem für die Steuerung und das Auslesen und Verarbeiten der Daten, sowie mindestens ein Radiofrequenz (RF)-System zur Anregung der Kernspins und zur Detektion des Signals.



Abbildung 15.40: 4T-Magnet in Jülich.

Das Magnetfeld wird meistens von einer supraleitenden Spule erzeugt. Diese muss auf Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur der verwendeten Supraleiter gekühlt werden, so dass der Strom in der Spule verlustfrei fließt. Im klinischen Einsatz sind zur Zeit hauptsächlich 1.5T- und 3T-Systeme. MR-Tomographen mit höheren Feldern werden in der Regel zu Forschungszwecken eingesetzt. Es gibt eine Reihe von 4T-Geräten, sowie Geräte mit Feldstärken von 5 T, 7 T, 8 T, 9,4 T und 10 T. Die Vorteile höherer Feldstärken des statischen (supralei-

tenden) Magneten liegen in einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) und einer höheren chemischen Verschiebung, die eine bessere Unterscheidung zwischen Wasser- und Fettignal und genauere MRI-Spektroskopie erlaubt. Das höhere SNR kann wiederum in eine bessere räumliche Auflösung oder verkürzte Messzeit umgesetzt werden.

Feld in der Mitte	1	T
offener Durchmesser	1	m
Induktivität	200	H
Strom	200	A
gespeicherte magn. Feldenergie	4	MJ

Abbildung 15.41: Relevante Daten für einen supraleitenden Magneten.

Das höhere Feld bringt aber nicht nur Vorteile, sondern auch Kosten und zusätzliche Schwierigkeiten.

- So werden bei größeren Feldstärken auch höhere Pulsleistungen benötigt.
- Gleichzeitig wird bei höheren Frequenzen ein größerer Teil der RF-Leistung im Körper absorbiert, so dass das Gewebe stärker erwärmt wird.
- Die Wellenlängen sind kürzer und vergleichbar mit den Dimensionen des Körpers. Dadurch wird die Amplitude des Radiofrequenzfeldes inhomogen und es können ‘hot-spots’ auftreten, an denen die Amplitude den Grenzwert lokal überschreitet.
- Suszeptibilitätsunterschiede und -Artefakte sowie chemische Verschiebungartefakte werden wichtiger.

### 15.5.2 Gradienten

Um die Inhomogenitäten im relevanten Bereich des Magneten auszugleichen, werden Zusatzspulen, sogenannte Shimspulen, eingesetzt. Die entsprechenden Zusatzfelder werden während des Experiments nicht variiert.

Die Gradientenspulen, welche die Ortscodierung ergeben, müssen ein möglichst lineares Zusatzfeld zum Hauptfeld liefern. Zum Teil können die Bildartefakte auf Grund von nichtlinearen Gradienten

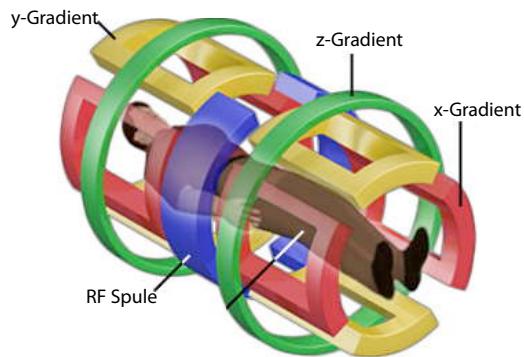


Abbildung 15.42: Gradientenspulen.

durch nachträgliche Datenverarbeitung ausgeglichen werden. Die maximalen Gradienten haben einen Wert von etwa 10 bis 50 mT pro Meter.

Größe	typische Werte
Gradienten-Schaltzeit	auf 10 mT/m in 0,5 msec
Induktivität	200 $\mu$ H
Strom pro Gradient	30 A/(mT/m)
maximaler Strom	300 A
Strom-Schaltzeiten	600 kA/sec
Spitzenleistung des Verstärkers (ohne ohmsche Verluste in der Spule)	36 kW

Abbildung 15.43: Relevante Daten für Gradientenspulen.

Für die Bildgebung wird die Variation der Feldstärke, d.h.  $d\omega_0$  gemessen. Das Magnetfeld, dessen Stärke die Larmorfrequenz bestimmt, ist eine vektorielle Größe, und die Larmorfrequenz hängt von allen drei Komponenten ab:

$$d\omega_0 = \gamma d|B| = \gamma d \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}.$$

Da aber in allen Fällen

$$|B_{x,y}| \ll |B_z|$$

gilt, ist in guter Näherung

$$d\omega_0 = \gamma dB_z.$$

Die wichtigsten Gradienten sind diejenigen, bei denen eine Änderung von  $B_z$  entlang der Koordinaten-

achsen erzeugt wird:

$$G_\alpha = \frac{dB_z}{d\alpha}, \quad \alpha = x, y, z.$$

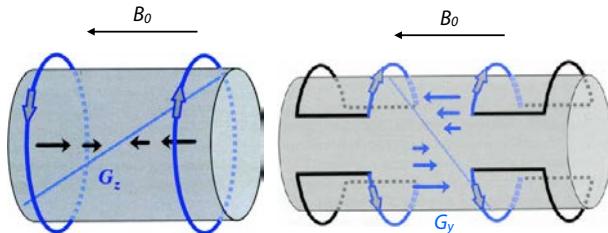


Abbildung 15.44: z-Gradient (links) und transversaler Gradient (rechts).

Die z-Gradienten werden durch ein Maxwell-Paar (auch: Anti-Helmholtz-Konfiguration) realisiert, bei den x- und y-Gradienten ist die häufigste Bauform eine sogenannte Golay-Konfiguration. Durch die Kombination der drei Gradienten kann man die Magnetfeldstärke in der Form

$$B_0(\vec{r}) = B_0 + G_x x + G_y y + G_z z$$

ortsabhängig kontrollieren.

### 15.5.3 Nichtideale Gradienten

Die räumliche Linearität der Gradienten ist sehr wichtig und liegt typischerweise bei 1-2% über ein DSV (diameter of a spherical volume) von 50 cm.

Nichtlinearitäten führen zu geometrischen Verzerrungen im Bild, was insbesondere bei Operationsplanungen im Gehirn nicht tolerierbar ist. Durch eine experimentelle Bestimmung der Nichtlinearitäten und einen angepassten Algorithmus können diese Verzerrungen in Grenzen korrigiert werden.

Bei der Datenaufnahme muss darauf geachtet werden, dass der gesamte, durch den Gradienten und das gemessene Volumen bestimmte Frequenzraum korrekt digitalisiert wird. Sonst kommt es zu Faltungen, wie z.B. in Abb. 15.45 gezeigt.

Gepulste Gradienten können nicht beliebig schnell geschaltet werden: Eine zeitlich sehr schnelle Ände-

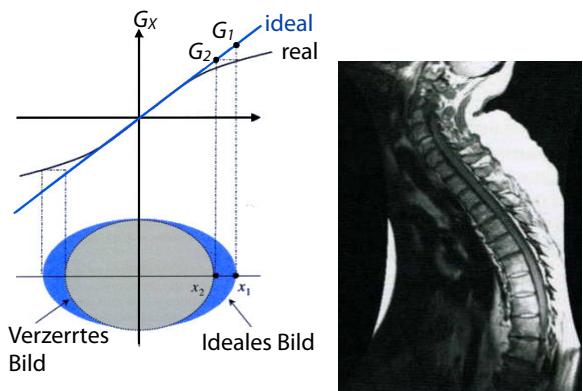


Abbildung 15.45: Nichtlineare Gradienten und Bildverzerrungen.

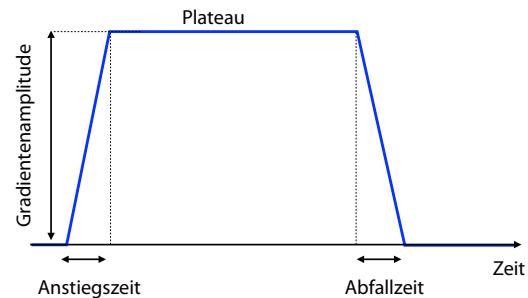


Abbildung 15.46: Schaltzeiten eines Gradienten.

rung eines Stromes, resp. eines Magnetfeldes, benötigt sehr hohe Spannungen:

$$U = L \frac{dI}{dt}$$

und damit entsprechende elektrische Leistung. Gleichzeitig induziert die zeitliche Änderung des Magnetfeldes in allen leitenden Komponenten Spannungen und Wirbelströme. Realistische Anstiegs- und Abfallzeiten liegen bei etwa 100 - 200  $\mu$ s. Insbesondere bei Ganzkörper-Tomographen sind Leistungen der Gradientenverstärker von einigen Hundert Kilowatt keine Seltenheit.

Die Induktivität der Spulen und Wirbelströme in den metallischen Teilen des Systems führen dazu, dass reale Gradientenpulse eine andere Zeitabhängigkeit zeigen als ideale Pulse. Man kann dies teilweise kompensieren, indem nicht direkt die gewünschte Pulsform ausgegeben wird, sondern eine verzerrte, welche erst durch die zusätzlichen Verzerrungen auf

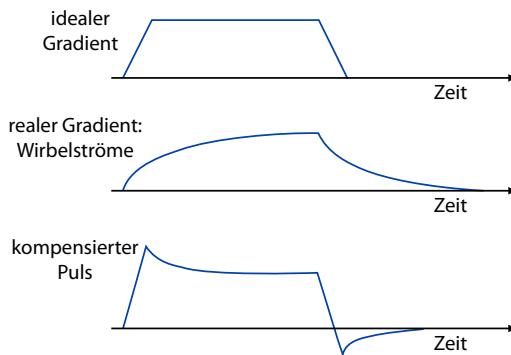


Abbildung 15.47: Reale Gradientenpulse.

Grund der endlichen Schaltgeschwindigkeiten zur gewünschten Form wird.

#### 15.5.4 Radiofrequenz Technik

Das Radiofrequenz-System eines Tomographen besteht im Wesentlichen aus einer Sendeeinheit, einem Empfänger und Spulen.

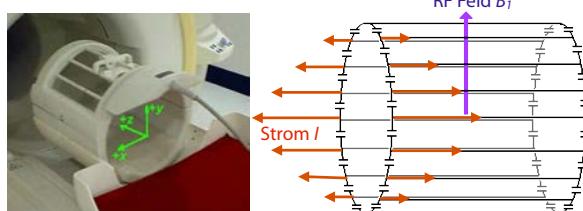


Abbildung 15.48: Radiofrequenz Spule für Anregung und Detektion.

Die Sendespule muss ein Magnetfeld  $B_1$  senkrecht zu  $B_0$  erzeugen und ist üblicherweise die Körperspule, die den ganzen Patienten umgibt und in den MRI-Scanner eingebaut ist (nicht sichtbar) oder, wie in Abb. 15.48 eine Spule für ein Körperteil. Die Spulen werden als Schwingkreise ausgelegt, welche auf die Wellenimpedanz der entsprechenden RF Systeme angepasst sind, normalerweise  $Z_0 = 50\Omega$ . Bei der gezeigten Birdcage Spule laufen mehrere Leiter parallel zum Magnetfeld. Die Stromstärke variiert so, dass das resultierende Feld relativ homogen ist und senkrecht zum statischen Magnetfeld läuft. In Abb. 15.48 ist das statische Magnetfeld horizontal und das Radiofrequenzfeld vertikal.

Die gleiche Spule, oder eine separate Empfangsspule dient auch für den Nachweis des Signals. Eine Spule, die auf einen Körperteil angepasst ist, kann einerseits das Signal des entsprechenden Körperteils empfindlicher nachweisen, andererseits das Rauschen reduzieren, welches hauptsächlich von der Brown'schen Bewegung der Elektrolyten im Patientengewebe stammt.

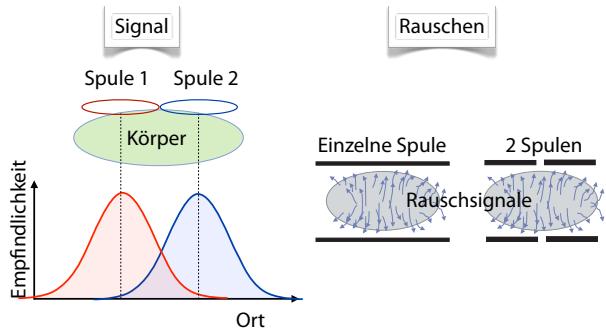


Abbildung 15.49: Vorteile von parallelen Empfangsspulen.

Immer häufiger verwendet man nicht nur eine Empfangsspule, sondern mehrere, welche gleichzeitig Signale liefern und unabhängig detektiert werden (*phased array coils* [28]). Die einzelnen Segmente sind jeweils auf Signale von einer Körperregion empfindlich und damit auch nur für Rauschen aus diesem Bereich. Durch eine geeignete Kombination ihrer Signale kann damit die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert werden.

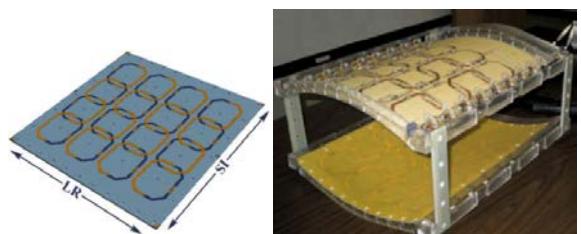


Abbildung 15.50: 32 parallele Empfangsspulen[36].

Die einzelnen Signale werden in unabhängige Empfänger geleitet (unkorriiertes Rauschen) und durch spezielle Algorithmen zu einem Bild kombiniert. Typisch sind heute 8 parallele Empfangskanäle, in Einzelfällen bis zu 128. Berücksichtigt man das Empfindlichkeitsprofil der einzelnen Spulenelemen-

te, kann man zudem die Messzeit reduzieren, indem man die Zahl der Phasenkodierschritte reduziert. Ein wichtiger Aspekt bei der Entwicklung dieser Spulen ist, dass die unterschiedlichen Schwingkreise von einander entkoppelt sein müssen. Dies wird meist dadurch erreicht, dass sich die Spulen teilweise überlappen.

Eine weitere Möglichkeit, die Empfindlichkeit zu verbessern, sind Oberflächenspulen. Hier wird der empfindliche Bereich an der Körperoberfläche konzentriert.

### 15.5.5 Sicherheit

Die starken Magnetfelder, welche in modernen MRI Geräten verwendet werden, stellen ein Sicherheitsrisiko dar. Sie sind nicht sichtbar und können, wenn magnetische Gegenstände in diesen Bereich gebracht werden, große Kräfte darauf ausüben.



Abbildung 15.51: Magnetische Gegenstände werden in den Magneten hinein gezogen.

Die gilt einerseits für magnetische Gegenstände, aber auch für Implantate. So waren einige frühe Modelle von Herzschrittmachern auf Magnetfelder empfindlich. Magnetische Speichermedien wie z.B. Festplatten, werden gelöscht, wenn sie in Magnetfeldern  $\gtrsim 1 \text{ mT}$  ausgesetzt werden.

Magnetische Wechselfelder erzeugen in einem leitfähigen Medium, also auch in einem Elektrolyten wie dem menschlichen Körper, Kräfte und depo-nieren Energie, heizen ihn also auf. Dieser Effekt steigt mit zunehmender Frequenz. Die angelegte Leistung und die deponierte Energie müssen deshalb beschränkt werden.

Beim Schalten der Gradienten werden ebenfalls lokal Magnetfelder schnell geändert. Dadurch können

unter anderem Nerven stimuliert werden. Das gleiche geschieht beim Ein- und Ausfahren des Patienten in das Magnetfeld. Hierbei kann es zu Übelkeit führen.

Der Magnet muss mit flüssigem Helium auf 4,2 K gekühlt werden. Im Magnetfeld ist eine Energie von mehreren MJ gespeichert. Wird der supraleitende Draht an einer Stelle normalleitend, so wird an dieser Stelle die gespeicherte Energie in Wärme umgewandelt. Man spricht vom "Quench" des Magneten. Bei einem Quench kann die Magnetspule zerstört werden, wenn bei der Konstruktion nicht entsprechende Maßnahmen eingeplant wurden. Wichtiger ist, dass durch das Verdampfen der Kühlgase viele m<sup>3</sup> von Helium freigesetzt werden, so dass der Luftsauerstoff verdrängt wird.

Eine Liste von Beispielen von bekannt gewordenen Sicherheitsproblemen umfasst:

- Zum Tode führende Fehlfunktion von Herzschrittmachern: Mindestens 5 seit 1998 (Schenck, JMRI, 2001) z.B. in 2001 als ein älterer Mann in Australien starb, nachdem er zweimal danach gefragt worden war, ob er einen Herzschrittmacher hätte.
- Erblindung aufgrund von sich ins Auge bewegendem Metall: Mindestens zwei Vorkommnisse (1985, 1990).
- Loslösung eines Aneurysma-Clips (1992)
- Projektil-Verletzungen: Verletzungen (z.B. Schädelbrüche) durch Sauerstoffflasche (1991, 2001). Schere trifft Patient am Kopf und verursacht Wunden (1993). Waffe eines Polizisten wird ihm aus der Hand gerissen, trifft die Wand und feuert (Rochester, NY, 2000).

Daneben gibt es eine Reihe von bekannten physiologischen Effekten von Magnetfeldern, von denen nicht bekannt ist, ob sie Schäden verursachen:

- Rote Blutkörperchen (besonders sichelförmige) können im Magnetfeld ihre Form ändern.
- Einige Photorezeptoren können sich mit dem Feld ausrichten.
- Veränderung (bio-)chemischer Reaktionen durch Ausrichtung von Molekülen.

- Sensorisch (i.a. berichtet im Hochfeld): Übelkeit, Schwindel, metallischer Geschmack, Magnetophosphene (Sinneseindrücke durch induzierte elektrische Ströme in der Retina oder im Sehnerv).

Weitere Risiken umfassen die Erwärmung durch die RF-Pulse und die klaustrophobische Wirkung des Magneten. Die Gradientenpulse bedingen eine Geräuschentwicklung. Ein Risiko besteht auch durch die große Menge an Flüssiggasen, welche für die Kühlung des Magneten sorgen und bei einem Quench frei werden können.

## 15.6 Kontrast und Bildqualität

### 15.6.1 Grundlagen

Relevante und quantifizierbare Kriterien für die Qualität eines Bildes sind

- Auflösung
- Signal-zu-Rausch Verhältnis
- Kontrast
- Kontrast-zu-Rausch Verhältnis

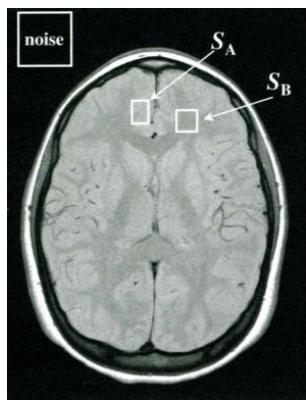


Abbildung 15.52: Berechnung von Kontrast, Signal-zu-Rausch-Verhältnis und Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (siehe Text).

Bei der Auflösung sollte zwischen der physikalischen und der digitalen Auflösung unterschieden

werden. Die digitale Auflösung hängt ab von der Anzahl der Pixel. Bei einem gegebenen ‘field of view’ FOV beträgt sie

$$\Delta x = \text{FOV} / n_{Freq.cod.}$$

$$\Delta y = \text{FOV} / n_{Ph.cod.}$$

Hier stellen die \$n\_\alpha\$ die Anzahl Pixel in der betreffenden Richtung dar.

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis SNR kann für einzelne Pixel \$A, B\$ definiert werden als

$$\text{SNR}_{A,B} = \frac{S_{A,B}}{\text{Rauschen}},$$

mit \$S\_{A,B}\$ dem Signal des entsprechenden Pixels und dem mittleren Rauschen. Der Kontrast beträgt

$$C = \frac{S_A - S_B}{S_A + S_B}$$

und das Kontrast-zu-Rausch Verhältnis

$$\text{CNR}_{AB} = \frac{S_A - S_B}{\text{Rauschen}}.$$

### 15.6.2 Gewichtung

In der Konstante \$S\_0\$ der Formel (15.7) für die Signalamplitude der Spin-Echo-Sequenz steckt im Wesentlichen die Protonendichte. Die folgenden Faktoren enthalten die Gewebeparameter \$T\_1\$ und \$T\_2\$. Diese Parameter können verwendet werden, um den Kontrast des Bildes zu beeinflussen und damit, z.B., Tumorgewebe von gesundem Gewebe zu unterscheiden.

Um den Kontrast zu beeinflussen, kann man die experimentellen Parameter anpassen. Zu den variablen Parametern in MRI-Experimenten gehören die Echozeit \$T\_E\$, die Repetitionszeit \$T\_R\$, die Schichtdicke und die Schichtposition. Die Auflösung des Bildes in der Ebene wird bestimmt durch das gewählte Messfeld (FOV), über das die Bildgebungssequenz laufen soll, und durch die Anzahl der Phasenkodierschritte.

Durch eine geeignete Kombination der gewählten Parameter einer Messsequenz kann der Kontrast stark beeinflusst werden.

Dies kann man z.B. dadurch erreichen, dass die Parameter der Bildsequenz so optimiert werden, dass

Gewebe	$T_1$ in ms	$T_2$ in ms
Muskel	$730 \pm 130$	$47 \pm 13$
Herz	$750 \pm 120$	$57 \pm 16$
Leber	$420 \pm 90$	$43 \pm 14$
Niere	$590 \pm 160$	$58 \pm 24$
Milz	$680 \pm 190$	$62 \pm 27$
Fett	$240 \pm 70$	$84 \pm 36$
Graue Masse	$810 \pm 140$	$102 \pm 13$
Weißer Masse	$680 \pm 120$	$92 \pm 22$

Abbildung 15.53: Typische Relaxationszeiten in unterschiedlichen Geweben.

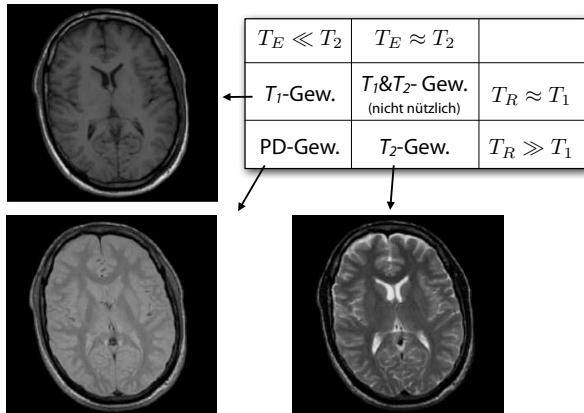


Abbildung 15.54: Gewichtung und Kontrast.

man auf bestimmte Gewebeigenschaften besonders empfindlich ist.

So nimmt das Signal exponentiell mit der Echozeit ab,  $S \propto e^{-T_E/T_2}$ . Somit kann man Echozeiten wählen, die vergleichbar sind mit  $T_2$ ,  $T_E \approx T_2$ , und lange Wiederholzeiten,  $T_R \gg T_1$ . Damit ist das Signal stark von der transversalen Relaxationszeit abhängig. Dies bezeichnet man deshalb als  $T_2$ -Kontrast oder  $T_2$ -Gewichtung. Diese ist besonders empfindlich gegenüber krankhaften Prozessen, bei denen viel "freies" Wasser im Gewebe vorhanden ist.

Außerdem wächst das Signal mit der Wiederholzeit  $T_R$  asymptotisch,  $S \propto (1 - e^{-T_R/T_1})$ . Wählt man kurze Echozeiten,  $T_E \ll T_2$  und Wiederholzeiten, die in der Größenordnung der longitudinalen Relaxationszeit

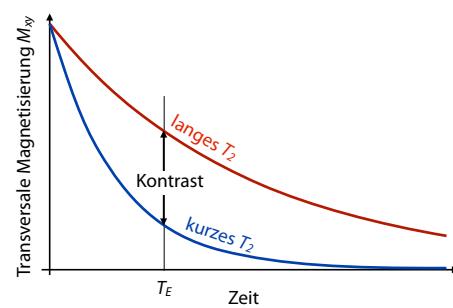


Abbildung 15.55: Kontrast als Funktion der Echozeit  $T_E$ .

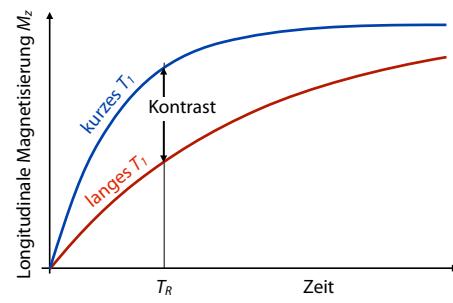


Abbildung 15.56: Kontrast als Funktion der Wiederholzeit  $T_R$ .

$T_1$  liegen,  $T_R \approx T_1$ , dann hat der Gewebe-Parameter  $T_1$  den größten Einfluss auf den Kontrast des Bildes. Daher nennt man dies eine  **$T_1$ -Gewichtung**. Auf Grund der unterschiedlichen Relaxationszeiten in unterschiedlichen Organen wird diese Technik gern für anatomische Untersuchungen verwendet.

### 15.6.3 Weitere Gewichtungen

Eine weitere Möglichkeit ist die  $T_2^*$ -Gewichtung. Damit bezeichnet man den Zerfall des MR-Signals auf Grund von Inhomogenitäten welche, z.B., durch ortsabhängige magnetische Suszeptibilitäten. Diese entstehen z.B. durch luftgefüllte Hohlräume (Lungen, Nase etc.) oder magnetische Verunreinigungen wie z.B. Hämoglobin. Diese Effekte nehmen mit der Feldstärke zu. In hohen Magnetfeldstärken ( $\geq 7\text{T}$ ) können sie dominieren.

Ob Suszeptibilitäteffekte eine Rolle spielen, wird durch die Pulssequenz bestimmt. Beim Spin-Echo

Experiment werden sie durch die Refokussierung unterdrückt, beim Gradienten-Echo Experiment ( $\rightarrow$  15.8.2) dominieren sie.

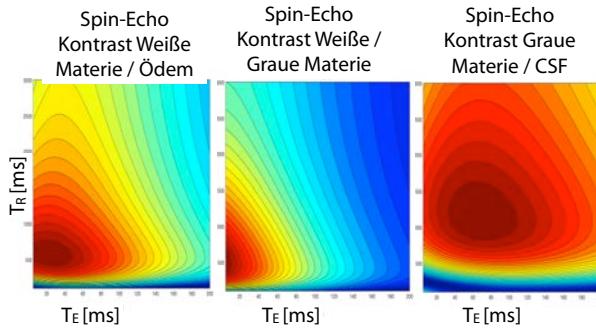


Abbildung 15.57: Variation des Kontrasts mit den Parametern Wiederholzeit und Echozeit.

Anstelle einer reinen  $T_1$  oder  $T_2$ -Gewichtung kann man eine Kombination wählen, indem man  $T_E$  und  $T_R$  entsprechend wählt. Abbildung 15.57 zeigt, wie man damit den Gewebekontrast auf eine bestimmte Fragestellung, d.h. bestimmte Kombinationen von  $T_1$  und  $T_2$  anpassen kann.

Für manche klinische Fragestellungen im Kopf und im Bereich der Wirbelsäule ist die reine **Protonendichte-Gewichtung** vorteilhaft. Man erreicht sie, indem  $T_E \ll T_2$  und  $T_R \gg T_1$  gewählt werden. Eine hohe Protonendichte erzeugt dann eine hohe Helligkeit im Bild.

#### 15.6.4 Spin-Präparationsverfahren

Den Kontrast kann man auch mit Präparationsverfahren stark beeinflussen. Diese Spin-Präparationsverfahren bestehen aus einem Modul, das vor jede einzelne Datenaufnahme geschaltet wird. Die Funktion des Moduls kann darin bestehen, dass der Kontrast zwischen verschiedenen Geweben erhöht wird (Inversion-Recovery-Methode) oder unerwünschte Signale unterdrückt werden (Fettsättigung).

Bei der **Inversion-Recovery-Präparation** wird vor Beginn jeder (Spin-Echo-) Sequenz die Magnetisierung invertiert. Dadurch erhöht sich der  $T_1$ -Kontrast

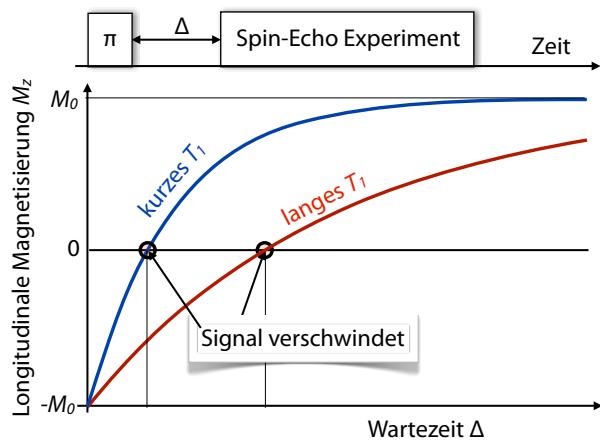


Abbildung 15.58: Inversion-Recovery-Präparation.

des Bildes, da der Unterschied der Magnetisierung zweier Gewebekomponenten zu einem bestimmten Zeitpunkt deutlicher ausfällt als ohne Präparation. Lässt man die Magnetisierung nach der Invertierung für eine Zeit  $\Delta$  relaxieren, so entwickelt sie sich wie

$$M_z(\Delta) = M_0(1 - 2e^{-\Delta/T_1}),$$

wobei sie auch einmal den Nullpunkt durchläuft. Durch geeignete Wahl der Zeit  $\Delta$  kann man die Magnetisierung von einzelnen Geweben unterdrücken, sofern sie zu diesem Zeitpunkt gerade durch Null geht.

Da bei jedem Experiment aus dem Gleichgewicht gestartet werden muss, ergibt sich eine lange Wiederholzeit,  $T_R \approx 3 T_{1,max}$  und daraus eine lange Gesamtzeit. Historisch ist diese Methode zur  $T_1$ -Gewichtung benutzt worden, und sie hat auch heutzutage als optionales Modul für fortgeschrittene Experimente ihre Berechtigung.

#### 15.6.5 Fett-Unterdrückung

Zur Vermeidung von Artefakten auf Grund der chemischen Verschiebung unterdrückt man häufig das Fett-Signal. Dazu kann man die unterschiedliche Relaxationszeit der Protonen in Fett gegenüber Wasser verwenden und vor das eigentliche Experiment eine Inversion-Recovery Präparationssequenz schalten.

Wartet man den Zeitpunkt nach der Inversion ab, bei dem eine unerwünschte Komponente (zum Beispiel

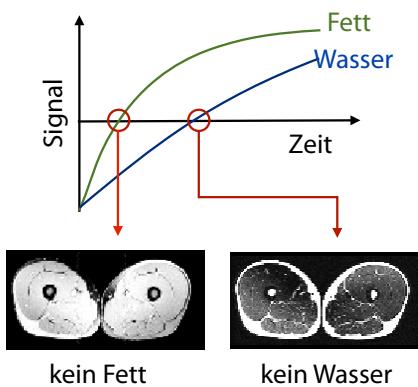


Abbildung 15.59: Selektion des Signals von Wasser oder Fett über die Relaxationszeit.

das Fett) gerade eine Magnetisierung von Null besitzt, und beginnt an dieser Stelle die Bildgebungssequenz, dann wird diese Komponente wirksam, und vor allem robust, unterdrückt. Der Zeitpunkt  $\tau_0$  ist bestimmt durch

$$M_z(\tau_0) = M_0(1 - 2e^{-\tau_0/T_1}) = 0.$$

Auflösen nach  $\tau_0$  ergibt

$$0 = \ln 2 - \frac{\tau_0}{T_1} \rightarrow \tau_0 = T_1 \ln 2.$$

Diese Form der Unterdrückung funktioniert besonders gut, wenn die entsprechende Komponente eine relativ kurze transversale Relaxationszeit  $T_2$  hat.

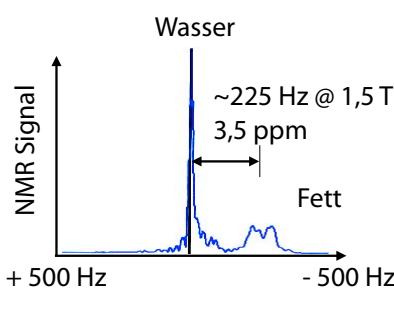


Abbildung 15.60: Resonanzverschiebung von Fett relativ zu Wasser.

Eine andere Möglichkeit, die Fettsignale zu unterdrücken, ist die **Fettsättigung**. Dabei nutzt man aus, dass die Resonanz von Fettgewebe um etwa 3,5 ppm

relativ zur Wasser-Resonanz verschoben ist. Dies entspricht bei 1,5 T einem Frequenzunterschied von

$$\delta\nu \approx 3,5 \cdot 42 \cdot 1,5 \text{ Hz} = 220 \text{ Hz}.$$

Durch gezielte Einstrahlung auf der Resonanzfrequenz von Fett werden die Spins vor dem eigentlichen Experiment gesättigt: die Populationen der beiden Spinzustände werden gleich und die longitudinale Magnetisierung  $M_z$  verschwindet. Dadurch erscheint das Fettsignal auf dem Bild dunkel. Für die Durchführung muss das Magnetfeld sehr homogen sein, damit die Unterschiede der Resonanzfrequenz auch über möglicherweise große Untersuchungsobjekte erhalten bleiben.

### 15.6.6 Kontrastmittel

Genügen die natürlichen Kontrastmechanismen nicht, so hat man die Möglichkeit, künstliche Kontrastverstärker einzusetzen. Wie bei anderen bildgebenden Modalitäten müssen Kontrastmittel die Bedingungen erfüllen, dass sie sich in bestimmten Gewebetypen anreichern, geringe Toxizität besitzen und eine geeignete Kinetik aufweisen. Darüber hinaus müssen sie das MRI-Signal beeinflussen. Dies geschieht meist indirekt, also nicht über ihr eigenes Signal, sondern indem sie die Signale der vorhandenen Protonen modulieren.

Besonders gut geeignet sind dafür paramagnetische Substanzen, d.h. Moleküle mit ungepaarten Elektronenspins. Diese beschleunigen die Relaxation der Protonen, welche beobachtet werden. Bei einem  $T_1$ -gewichteten Bild werden damit Regionen mit hoher Konzentration der Kontrastmittel besonders intensiv dargestellt. Die Effizienz  $f$  eines Kontrastmittels wird durch die Änderung der Relaxationsrate  $T_1^{-1}$  bestimmt, normiert auf die Konzentration  $c$ , also

$$f_{T_1} = \frac{T_1^{-1}}{c}$$

und entsprechend für  $T_2$ .

Zwei häufig eingesetzte Kontrastmittel sind Gadolinium und Eisenoxid. Beide sind paramagnetisch, die meisten Körperteile sind diamagnetisch, daher können sie den Kontrast je nach Konzentration im Gewebe stark beeinflussen.

**Gadolinium** besitzt 7 ungepaarte f-Elektronen (Elektronenkonfiguration:  $[Xe]4f^75d^16s^2$ ) und ist daher stark paramagnetisch. Allerdings sind Gd-Ionen sehr giftig, da ihr Ionenradius fast gleich ist wie der von  $\text{Ca}^{2+}$ . Dadurch kann  $\text{Gd}^{3+}$   $\text{Ca}^{2+}$  verdrängen und dadurch Zellatmung, Muskelkontraktion oder Blutgerinnung stören. Es muss deshalb bei Verwendung als Kontrastmittel durch Liganden unschädlich gemacht werden. Die Liganden können außerdem so gewählt werden, dass das verpackte Ion im Körper spezifisch an bestimmte Orte transportiert wird oder dass es unspezifisch verteilt wird. So verhindert die Größe des normalen Komplexes, zusammen mit der Ladung, dass das Gd die Blut-Hirn-Schranke schnell überwindet. Es sammelt es sich jedoch rapide in Bereichen an, wo auf Grund von Verletzungen die Blut-Hirn-Schranke durchbrochen ist. Man kann als Ligand auch ein Lipid-Molekül verwenden, welches dafür sorgt, dass das Gd in Membranen eingebaut wird. In den meisten anderen Organen verschwindet es relativ schnell in den Extrazellulärraum und es wird nach einer *biologischen Halbwertszeit* von etwa 1.5 h wieder über die Nieren ausgeschieden. Spezifische Kontrastmittel existieren für Leber, Lymphknoten und Tumore.

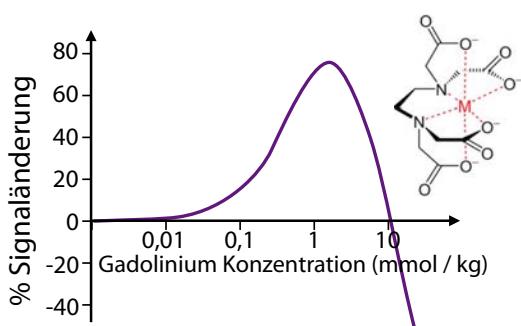


Abbildung 15.61: Signaländerung durch Gd als Funktion der Konzentration.

Gadolinium verkürzt sowohl  $T_2$  als auch  $T_1$ , aber in der normalen klinischen Praxis werden nur geringe Konzentrationen benutzt, so dass der größte Effekt ein kürzeres  $T_1$  ist. Es gibt also kaum Signalverlust auf Grund von  $T_2$ -Relaxation. Das Signal von Gewebe, das Gadolinium aufgenommen hat, ist in  $T_1$ -gewichteten Bildern erhöht.

### 15.6.7 Anwendungen

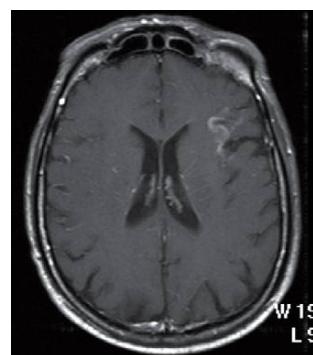


Abbildung 15.62: Diagnose eines Hirnschlags mit Gd als Kontrastmittel.

Abb. 15.62 zeigt eine typische Anwendung. Die „Blut-Hirn-Schranke“ schützt das Gehirn vor Krankheitserregern, Toxinen und Botenstoffen, indem sie nur sehr selektiv bestimmte Stoffe durchlässt. Deshalb können die Gd-Komplexe, welche als Kontrastmittel verwendet werden, diese Schranke normalerweise nicht durchqueren. Bei einem Hirnschlag können die Endothelzellen, welche die Schranke bilden, beschädigt werden und das Kontrastmittel in das Gehirn eindringen. Dies ist in Abb. 15.62 sichtbar.

**Eisenoxid**-Nanopartikel sind super-paramagnetisch. Sie werden mit Kohlenhydrat ummantelt und als Partikel-Suspension injiziert. Eine häufig verwendete Abkürzung ist SPIO - Super Paramagnetic Iron Oxide. Wie Gadolinium werden sie über das Gefäßsystem verteilt, aber auch von bestimmten Zellen aufgenommen. Die Anlagerung erfolgt bevorzugt in normalem Gewebe der Leber und Milz.

SPIO sind um ein Vielfaches größer als Gadolinium-Komplexe, daher wirkt die lokal verursachte Inhomogenität über ein Vielfaches des Partikelvolumens.  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_2^*$  werden reduziert. Allerdings werden nur sehr kleine Konzentrationen von SPIO benutzt, so dass das Signal von Gewebe mit einer hohen Konzentration in  $T_2$  oder  $T_2^*$ -gewichteten Bildern genügend reduziert wird, aber der Signalverlust insgesamt nicht zu groß ist.

Eisenoxid-Partikel wurden vor allem für Untersuchungen der Leber verwendet, konnten sich aber in der Praxis nicht durchsetzen.

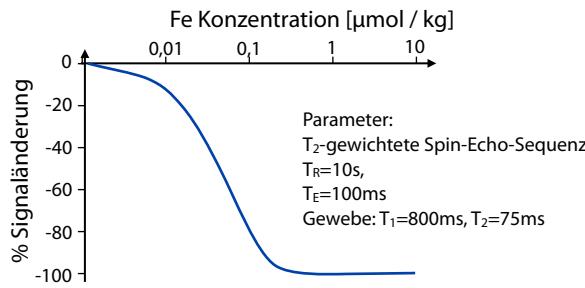


Abbildung 15.63: Signaländerung durch Eisenoxid-Partikel als Funktion der Konzentration.

## 15.7 Bildaufnahme und Verarbeitung

### 15.7.1 k-Raum und Messsignal

Genau wie in der Festkörperphysik können auch in der MRT viele Rechnungen leichter im Impulsraum statt im Ortsraum durchgeführt werden. Dieser bietet auch in vielen Fällen einen intuitiv nützlichen Zugang zum Verständnis eines Experiments.

Wie bereits diskutiert, berechnet sich die Phase der Magnetisierung aus

$$\phi = \gamma \int dt G_\alpha(t) \alpha = k_\alpha \alpha \quad \alpha = \{x, y, z\}.$$

Eine Sequenz von Gradientenpulsen  $G_\alpha(t)$  erzeugt somit eine Funktion

$$k_\alpha(t) = \gamma \int dt G_\alpha(t).$$

Diese hat die Dimension einer inversen Länge und kann als Funktion im reziproken Raum interpretiert werden.

Für ein zweidimensionales Schnittbild berechnet sich das gemessene Signal als

$$S(k_x, k_y) = \iint dx dy M_T(x, y) \cdot e^{-i[k_x(t) \cdot x + k_y(t) \cdot y]},$$

mit  $k_{x,y} = \gamma \int dt G_{x,y}(t)$ . Offenbar ist das Messsignal die zweidimensionale Fouriertransformierte der gesuchten transversalen Magnetisierungsdichte

$M_T(x, y)$ . Diese erhält man durch Rücktransformation:

$$M_T(x, y) = \iint dk_x dk_y S(k_x, k_y) e^{i[k_x x + k_y y]}.$$

### 15.7.2 Datenaufnahme

Pragmatisch kann der  $k$ -Raum als Speicher im Computer angesehen werden, der die Rohdaten enthält. Ein einzelner Scan, bei dem ein konstanter Auslesegradient anliegt, entspricht einer Zeile im  $k$ -Raum. Liegt der Auslesegradient in  $x$ -Richtung an, so variiert  $k_x$  während der Auslezezeit wie

$$k_x(t_2) = \gamma \int_0^{t_2} dt G_x(t) = \gamma G_x t_2,$$

wobei die zweite Umformung für einen konstanten Gradienten gilt.

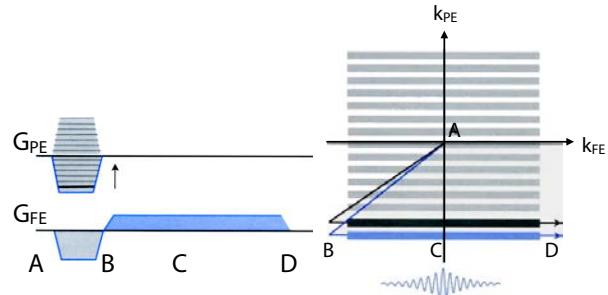


Abbildung 15.64: Datenaufnahme im  $k$ -Raum.

Im gewöhnlichen Spin-Echo Experiment werden zunächst ein negativer  $G_x$  und  $G_y$ -Gradient geschaltet, so dass man zur linken unteren Ecke des  $k$ -Raums gelangt. Danach wird eine Zeile des ausgelesen. Im nächsten Scan wird der Phasenkodiergradient um einen bestimmten Betrag inkrementiert und die nächste Zeile ausgelesen. Damit gelangt man jeweils zum nächsten  $k_y$ -Wert. Somit wird die Datenmatrix im  $k$ -Raum zeilenweise aufgefüllt.

Bei der Bildrekonstruktion wird für jede Dimension die Ortsinformation aus der Überlagerung einer endlichen Reihe von periodischen Funktionen erhalten, deren Periode ein ganzzahliges Vielfaches einer Grundfrequenz ist. Deshalb ist das Bild selber periodisch. Man interessiert sich jedoch nicht für diese Periodizität, sondern schränkt den Bildbereich ein

auf eine Periode, das “Field Of View” (FOV). Die Breite dieses Bereiches ist gegeben durch das Inkrement im  $k$ -Raum,

$$\text{FOV} = \frac{1}{\Delta k}.$$

Je mehr Werte im  $k$ -Raum gemessen werden, desto höher sind die räumlichen Frequenzen, welche zum Bild beitragen, d.h. desto höher wird die räumliche Auflösung des Bildes. Sie ist demnach gegeben durch

$$\Delta x = \frac{1}{k_{max}}.$$

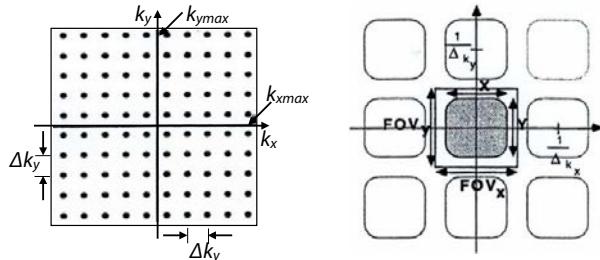


Abbildung 15.65: Digitalisierung im  $k$ -Raum und Ortsraum.

Das Gleiche gilt in 2 Dimensionen, jeweils für jede Dimension unabhängig von der anderen:  $\text{FOV}_{x,y} = \frac{1}{\Delta k_{x,y}}$ , wobei  $\Delta k_{x,y}$  den jeweiligen Pixelabstand im  $k$ -Raum angibt und FOV (=Field Of View) die Bildgröße darstellt. Auf Grund der digitalen Datenerfassung im  $k$ -Raum ist das rekonstruierte Objekt im direkten Raum periodisch. Man beschränkt die Visualisierung normalerweise auf den Bereich im Zentrum, welcher die gesamte Information enthält. Hat man jedoch die experimentellen Parameter nicht optimal gewählt, so wird das Objekt durch das FOV geschnitten und zurückgefaltet.

### 15.7.3 Informationsgehalt und $k$ -Raum

Grundsätzlich ist die Bildinformation über den gesamten  $k$ -Raum verteilt, allerdings nicht gleichmäßig. Die Daten in der Mitte des  $k$ -Raumes haben tiefe Orts-Frequenzen und enthalten Information über das

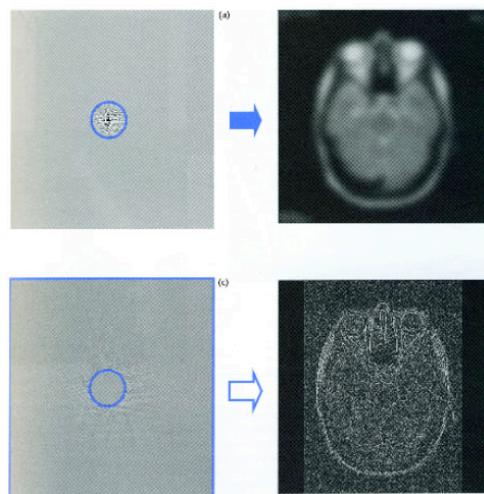


Abbildung 15.66: Oben: Das Zentrum des  $k$ -Raumes enthält die niedrigen Frequenzen. Das Tiefpass-gefilterte Bild hat hohes SNR und niedrige Auflösung. Unten: Bild mit Hochpassfilter.

SNR und den Kontrast des Bildes, allerdings keine Details.

Dies ist in der oberen Hälfte von Abb. 15.66 dargestellt: Ein Bild, das aus diesem Bereich des  $k$ -Raumes rekonstruiert wird, sieht verwaschen aus. Andererseits hat man durch die Reduktion des Signals auf einen kleinen Bereich (z.B. 2% im  $k$ -Raum) 98% des Rauschens eliminiert, da dieses gleichmäßig über den  $k$ -Raum verteilt ist, während das Signal im Zentrum des  $k$ -Raums konzentriert ist.

Die Daten am Rand des  $k$ -Raumes mit den hohen Orts-Frequenzen enthalten Informationen über feine Strukturen. Sie sind deshalb wichtig für eine hohe Ortsauflösung. Sie liefern nur einen geringen Beitrag zum gesamten Signal, da bei hohen  $k$ -Werten die Spins weitgehend dephasiert sind, aber ihr Beitrag zur Rauschleistung ist ebenso groß wie der eines entsprechend großen Bereichs aus dem Zentrum des  $k$ -Raums. Je größer der Bereich des  $k$ -Raums, den man berücksichtigt, desto geringer wird deshalb das Signal-zu-Rausch Verhältnis.

### 15.7.4 Prozessierung

Die ersten MRI-Bilder wurden, ähnlich wie beim CT-Röntgen, über Rückprojektionsverfahren gewonnen. Die Fourier Technik, bei der man das Bild im direkten Raum über eine 2D Fourier-Transformation erhält, ist jedoch deutlich schneller und erzeugt weniger Artefakte. Sie erlaubt auch eine einfache Analyse von Signal-zu-Rausch Verhältnissen und digitaler Auflösung als Funktion der Anzahl Bildpunkte.

Zwischen der räumlichen Auflösung und dem Rauschen eines Bildes gibt es einen Zusammenhang. Wenn man für eine gegebene Gesamt-Messzeit die räumliche Auflösung erhöht, dann führt dieses auch zu größerem Rauschen. Wie schon vorher erwähnt, ist die Benutzung höherer Magnetfelder eine Möglichkeit beides anzuheben (bei ansonsten gleichen Parametern).

Zusätzlich zur Fouriertransformation werden meist eine Reihe von digitalen Filtern bei der Datenrekonstruktion verwendet. Das wichtigste sind Filterfunktionen, welche einen Teil des  $k$ -Raume stärker gewichten als einen anderen.

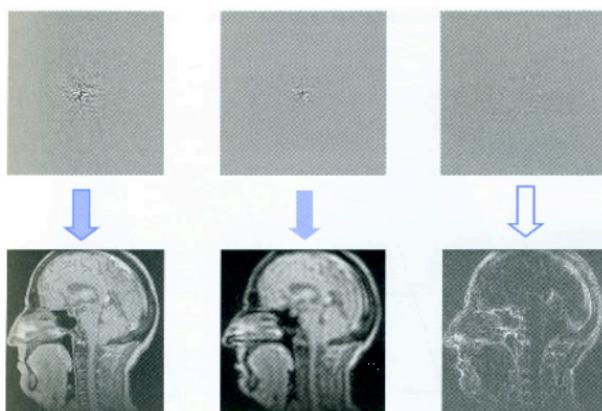


Abbildung 15.67: Hohe und tiefe Ortsfrequenzen.

Mit Ecken und Kanten zwischen zwei unterschiedlichen Gewebetypen sind immer hohe Ortsfrequenzen verbunden. Das kann in der Bildverarbeitung ausgenutzt werden, um die Grenzen zwischen gesundem und erkranktem Gewebe hervorzuheben. Im klinischen Alltag werden allerdings zur Zeit nur die ungefilterten Daten verwendet, da

die Anwendung zweidimensionaler Filter eine gute Kenntnis der Folgen voraussetzt.

### 15.7.5 Artefakte

Ein Artefakt ist ein Teil des rekonstruierten Bildes, zu dem es in dem realen Bild keine Entsprechung gibt. Es gibt drei Gruppen von Artefakten bei der Bildgebung mit MRI. **Bewegungsartefakte** werden durch unwillkürliche oder physiologische Bewegung des Patienten hervorgerufen.



Abbildung 15.68: Bewegungsartefakte: Atmung (links), Herzschlag (Mitte) und Verdauung (rechts).

Dies führt zu Geister-Signalen entlang der Phasenkodierrichtung. **Inhomogenitätsartefakte** haben ihren Ursprung in der Fehlerhaftigkeit der Geräte und in Suszeptibilitätseffekten innerhalb des Körpers. Als Folge können Signalstärken verändert werden und Bildverzerrungen auftreten. **Digitale Bildartefakte** stammen von der Rekonstruktion des Bildes mit Hilfe der Fourier-Transformation und führen zu einer Vielzahl von Bildfehlern. Durch nichtideale Anregung und Filter bei der Detektion erhält man Partialvolumen- und Überlapp-Artefakte. Passen die Parameter der Pulssequenz nicht auf das vorgesehene FOV, so erhält man z.B. Phasenabtast-Artefakte.

Artefakte können auch durch nicht kompensierte Spin-Evolution innerhalb von Pulssequenzen hervorgerufen werden. Gerade im Zusammenhang mit der Anwendung von Gradienten muss häufig die unerwünschte Dephasierung wieder kompensiert werden, sonst treten charakteristische Artefakte im Bild auf, auch wenn der Rest des Scanners ideal arbeitet.

Einige der Bewegungsartefakte wie Atmung und Herzbewegung können durch geeignete **Triggerung** weitgehend umgangen werden.

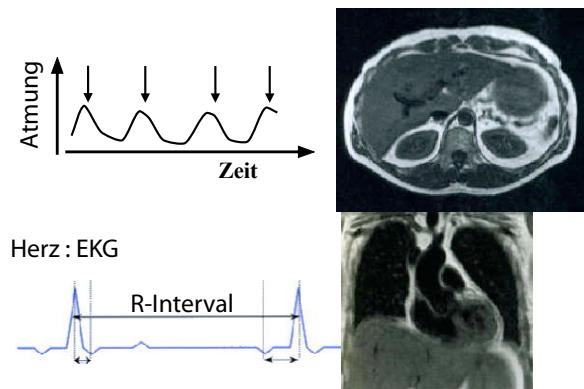


Abbildung 15.69: Triggerung auf Atmung (oben), resp. Herzschlag (unten).

Beginnt jeder Scan bei der gleichen Phase der periodischen Bewegung, so kann deren Effekt weitgehend unterdrückt werden.

Bei einer kontinuierlichen, zufälligen Bewegung wie der Verdauung ist dies nicht möglich. Eine Lösung besteht hier in der Verwendung verdauungshemmender Medikamente, die für 15-20 Minuten wirken, und der Anwendung extrem schneller Pulssequenzen.

### 15.7.6 Chemische Verschiebungs-Artefakte

Wie schon erwähnt, ist die Resonanzfrequenz von Fett um etwa  $\delta_{\text{Fett}} \approx 3.5 \text{ ppm}$  relativ zum Wasser- signal verschoben. Bei der Frequenzkodierung hat das zur Folge, dass das Fett an einer leicht entlang der Frequenzkodier-Achse verschobenen Position zu sein scheint. Die Verschiebung beträgt im Frequenzraum  $\Delta v \propto B_0$ . In einem Feld von 1,5 T entspricht dies einer Frequenzverschiebung von  $\delta v = 3,5 \cdot 63 = 220 \text{ Hz}$ . Bei Frequenzcodierung entspricht dies im Ortsraum einer Verschiebung um

$$\delta x = \frac{\Delta \omega}{\gamma G_x} = \frac{2\pi \Delta v}{\gamma G_x}$$

entspricht. Sie ist somit proportional zur Feldstärke, wirkt sich also bei hohen Feldern besonders stark aus.

In der Richtung der Phasenkodierung arbeitet man üblicherweise mit einer konstanten Dauer  $t_1$ . Die zu-

sätzliche Phase aufgrund der chemischen Verschiebung  $\Delta v$  beträgt dann immer

$$\Delta \varphi = \Delta v t_1.$$

Sie ist also konstant und führt bei der Fouriertransformation nicht zu einer Verschiebung des Signals.

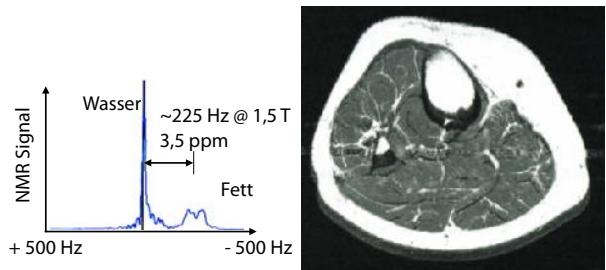


Abbildung 15.70: Chemische Verschiebungs-Artefakte.

Im Bild kann eine Verschiebung um einige Pixel auftreten, die Diagnosen schwierig machen. Je nach Stärke der Verschiebung erscheint der Artefakt als helles oder dunkles Band auf der gegenüberliegenden Seite einer Struktur im Bild, oder sogar als ‘ghost image’. Ohne Fettunterdrückung kann man das Problem teilweise umgehen, indem man einen stärkeren Gradienten benutzt. Der Nachteil dabei ist aber ein geringeres SNR.

### 15.7.7 Partialvolumen- und Überlapp-Artefakte

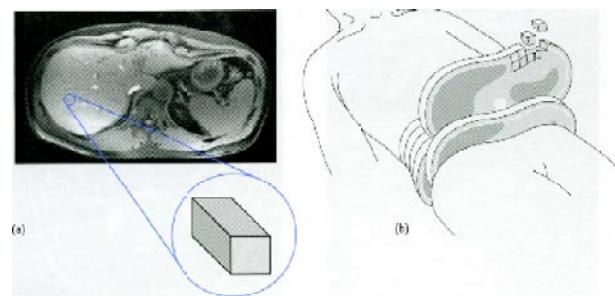


Abbildung 15.71: Pixel und Voxel.

Die dargestellten Signale sind in den meisten Fällen zweidimensionale Schnitte durch ein 3-dimensionales Objektes. Ein Bildpunkt (Pixel) ent-

spricht einem Volumenelement (Voxel) des Objektes. Die Größenordnung eines typischen Voxels ist 1 mm · 1 mm · 1 mm bis 1 mm · 1 mm · 10 mm. Daher gibt es häufig unterschiedliche Gewebetypen in einem Voxel, das Signal kann nicht mehr einem Gewebe eindeutig zugeordnet werden. Die Lösung für dieses **Partialvolumen-Artefakt** ist, die Schichtdicke der Morphologie des Gewebes anzupassen. Allerdings sind diesem Vorgehen technische Grenzen gesetzt.

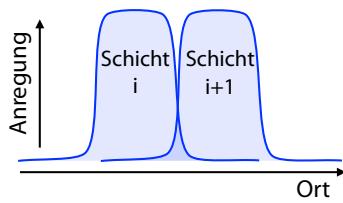


Abbildung 15.72: Partialvolumen-Effekt.

Außerdem werden bei der Anregung und teilweise auch die Abtastung nicht exakt quaderförmige Voxel angeregt. Bei Multi-Schicht-Verfahren, wo bei jedem Phasenkodier-Schritt mehrere Schichtsignale aufgenommen werden, führt dies zum Überlapp von Signalen von benachbarten Schichten. Das Gewebe in der Überlapp-Region kann zwischen den einzelnen Experimenten nicht vollständig relaxieren. Dadurch wird in diesen Bereichen das Signal abgeschwächt. Die Ursache für die Anregung von Gewebe in der Überlapp-Region zweier Schichten sind nichtideale RF-Pulse, die zu einer nicht-rechteckigen Anregung im Frequenzraum führen. Daher werden die Schichten immer mit einem gewissen Abstand voneinander aufgenommen. Treten die **Überlapp-Artefakte** trotzdem auf, so muss ein größerer Schichtabstand zwischen benachbarten Schichten eingestellt werden.

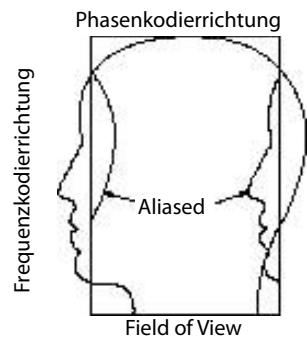


Abbildung 15.73: Aliasing (Faltung) in Phasenkodierrichtung.

tastrate mit einer Verdoppelung der Messzeit verbunden und ist daher nicht immer möglich oder erwünscht. Eine andere Möglichkeit ist hier, die Signale außerhalb des FOV zu sättigen oder das FOV geeignet zu vergrößern, was aber zu einer Reduzierung der Auflösung führt.

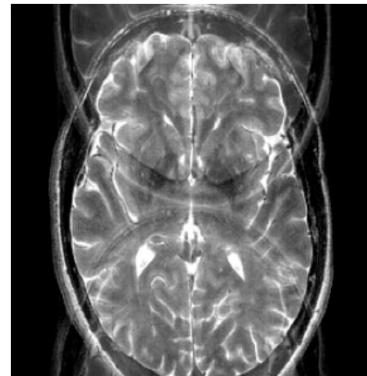


Abbildung 15.74: N/2-Ghost.

### 15.7.8 Phasenabtastungs-Artefakte

Ganz allgemein werden auch Signale, die außerhalb des gewählten FOV liegen, angeregt und detektiert. Das führt zu einem Hineinfalten dieser Signale in das Bild. In der Frequenzkodierrichtung kann dieses Problem einfach umgangen werden, indem die Abtastrate hoch genug gewählt wird. In Phasenkodierrichtung hingegen wäre das Verdoppeln der Ab-

Bei schnellen Bildgebungssequenzen wird pro Anregungspuls mehr als eine Zeile im  $k$ -Raum aufgenommen. Dadurch können Amplitudenunterschiede zwischen aufeinanderfolgenden Zeilen entstehen. Bei der Fouriertransformation entstehen daraus Artefakte, welche gegenüber dem richtigen Bild um ein halbes FOV verschoben sind (siehe Abb. 15.74).

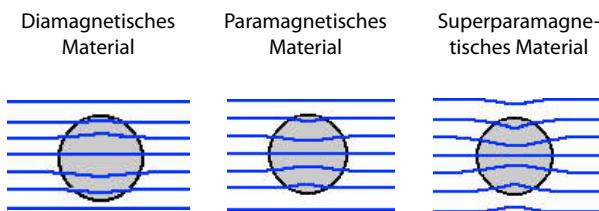


Abbildung 15.75: Suszeptibilitäts-Artefakt.

### 15.7.9 Metall-Artefakte, Suszeptibilitäts-Artefakte

Sprünge in der Suszeptibilität führen zu Verzerrungen des Magnetfeldes und damit zu scheinbaren Verformungen und reduziertem Signal.

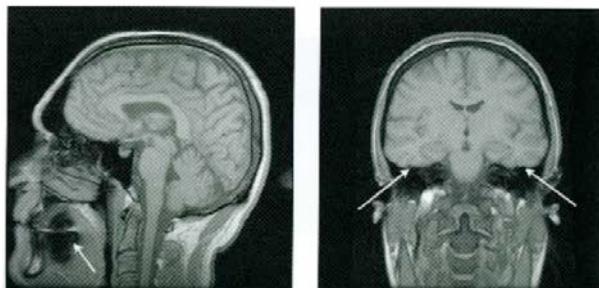


Abbildung 15.76: Suszeptibilitäts-Artefakt.

Metalle in der abzubildenden Region führen zu einer Region ohne Signal mit einer Kante aus erhöhtem Signal und geometrischen Verzerrungen. Suszeptibilitäts sprünge in benachbarten Geweben führen zu ähnlichen Auswirkungen, die aber subtiler und daher eventuell für die Diagnostik schlimmer sein können.

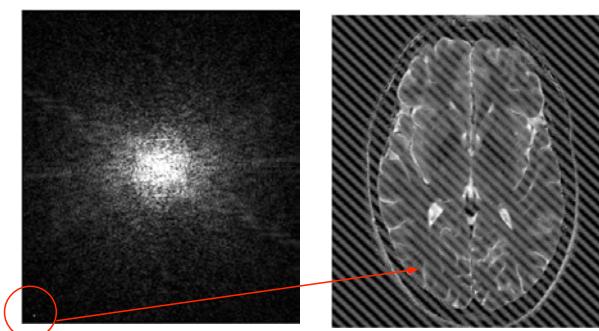


Abbildung 15.77: Punktartefakte.

Durchschläge der RF-Spule während der Bildauf-

nahme können zu Punktartefakten im k-Raum führen. Wegen der Periodizität sowohl im k- als auch im Orts-Raum hat dies Artefakte zur Folge, die über das gesamte Bild verteilt sind. Sie sind normalerweise leicht zu korrigieren, wenn sie identifiziert worden sind.

## 15.8 Pulssequenzen

### 15.8.1 Spin-Echo-Sequenz

Die konventionelle Spin-Echo-Sequenz (→ Kap. 15.4.8) liefert die beste Bildqualität und sie kann deshalb als Referenzpunkt verwendet werden.

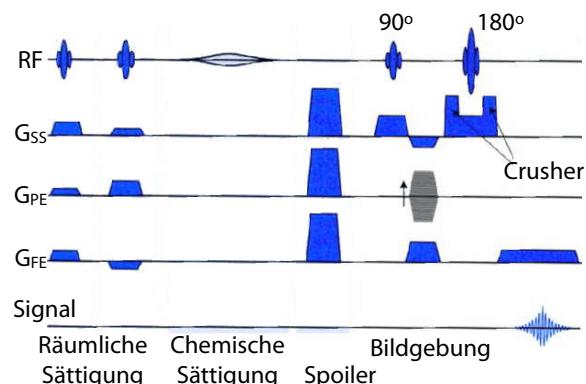


Abbildung 15.78: Spin-Echo-Sequenz.

Ihr können verschiedene Module vorgeschaltet werden, wie z.B. eine Sättigung von Bereichen außerhalb des FOV zur Vermeidung von Phasenabtastungs-Artefakten, oder eine Fettsignal-Unterdrückung. Außerdem gibt es die schon erwähnten Präparationsverfahren zur Kontrastverbesserung.

Die Messdauer für ein Experiment mit dieser Sequenz ist allerdings recht lang, da für ein Bild eine große Zahl von einzelnen Experimenten (=Phasenkodierschritten) durchgeführt werden muss. Zwischen den Phasenkodierschritten muss genug Zeit vergangen sein, damit sich die Gleichgewichts-Magnetisierung aufbauen kann. Diese Zeit ist durch die biophysikalischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt und kann nicht ohne weiteres verändert werden.

Aus diesem Problem heraus wurde eine schier unüberschaubare Menge von Pulssequenzen entwickelt. Die Hauptideen für die Lösung des Zeitproblems sind **parallele Datenaufnahme** verschiedener Datenzeilen wie das *Turbo-Spin-Echo* und eine Anregung der Kernspins mit nur kleinen Flipwinkeln statt  $90^\circ$ -Pulsen und einer Refokussierung mit Hilfe von Gradienten, um ein Echo zu bekommen. Das führt zu einer weiteren Familie von Pulssequenzen, die nicht auf dem Spin-Echo aufbauen: den **Gradienten-Echo-Verfahren**.

### 15.8.2 Gradientenecho

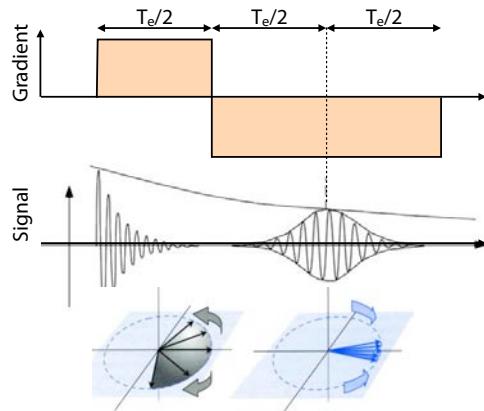


Abbildung 15.79: Erzeugung eines Gradientenechos.

Bei den Gradienten-Echo-Verfahren findet die Rephasierung der Kernspins nach der Anregung durch einen Gradienten statt, an Stelle des  $180^\circ$ -Pulses. Hierbei werden nicht alle Wechselwirkungen refokussiert, sondern nur die Dephasierung auf Grund des Gradienten.

Bei einer Gradientenecho-Sequenz wird die Dephasierung auf Grund von Inhomogenitäten wie z.B. Suszeptibilitätsunterschieden oder chemischer Verschiebung nicht refokussiert. Die Signale erhalten deshalb eine  $T_2^*$ -Gewichtung.

Bei der Gradienten-Echo Sequenz wird nur während der Schichtselektion ein RF-Puls angelegt. Wird dafür ein Flipwinkel  $< 90^\circ$  verwendet, wird die Magnetisierung des Systems nicht vollständig zerstört. Das nächste Experiment kann deshalb nach einer

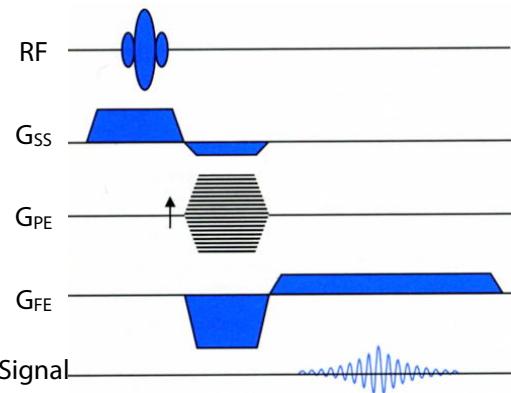


Abbildung 15.80: Bildgebung mit einem Gradienten-Echo.

kürzeren Wartezeit  $T_R$  durchgeführt werden. Dadurch wird die Messzeit entsprechend reduziert.

### 15.8.3 Optimaler Flipwinkel

Kleine Flipwinkel  $\beta$  erzeugen zwar weniger transversale Magnetisierung ( $M_{xy} \propto \sin \beta \sim \beta$ ), lassen aber auch mehr longitudinale Magnetisierung übrig für den nächsten Anregungspuls:

$$M_z \propto \cos \beta \sim 1 - \beta^2/2.$$

Ein Puls mit Flipwinkel  $6^\circ$ , z.B., erzeugt 10% des maximalen Signals, reduziert aber die longitudinale Magnetisierung nur um 1%.

Man kann deshalb die Messzeit erheblich reduzieren, indem man die Wartezeit  $T_R$  zwischen zwei Phasenkodierschritten gleich der Messdauer für die Frequenzcodierung setzt.

Den optimalen Winkel für die Anregung kann man aus dem Verhältnis von Relaxations-Wartezeit zur longitudinalen Relaxationszeit berechnen: er beträgt

$$\cos \beta = e^{-T_R/T_1},$$

d.h. bei kurzen Wiederholungszeiten wird der optimale Winkel sehr klein. Auf dieser Optimierung basiert die *FLASH* Technik. Das Akronym steht für "Fast Low-Angle SHot".

Praktisch muss man dafür sorgen, dass vor jedem Experiment der gleiche Zustand herrscht. Daher

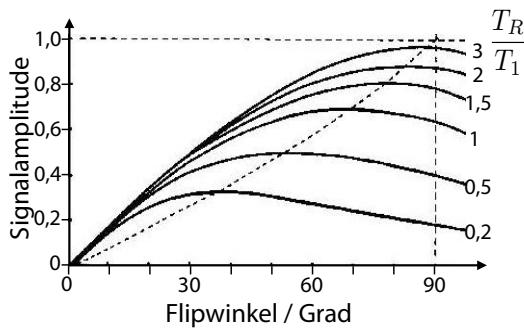


Abbildung 15.81: Optimaler Winkel für die Anregungspulse.

schaltet man eine Reihe von RF-Pulsen dem eigentlichen Experiment voraus, um diesen Gleichgewichtszustand zu erreichen, wo die Erholung nach  $T_R$  den Effekt der Kleinwinkel-Anregung genau ausgleicht. Bei Gradienten-Echo-Verfahren kann man  $T_2^*$ -,  $T_1$ - und Protonen-Gewichtung anwenden.

#### 15.8.4 Schnelle Bildgebung

Die konventionelle Spin-Echo-Sequenz hat zwar die beste Bildqualität, ist aber für viele praktische Zwecke zu langsam. Der Grund dafür ist, dass zwischen jedem Phasenkodierschritt genug Zeit vergangen sein muss, damit sich die Gleichgewichts-Magnetisierung aufbauen kann. Um in möglichst kurzer Zeit gute Bilder zu erhalten, wurde eine Reihe von Pulssequenzen entwickelt.

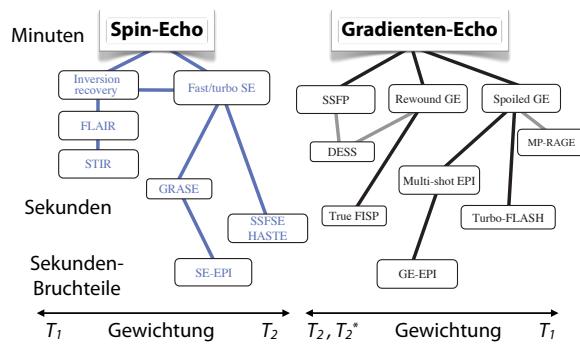


Abbildung 15.82: Übersicht über den Zusammenhang verschiedenster Pulssequenzen.

Die Hauptideen für die Lösung des Zeitproblems sind **parallele Datenaufnahme** verschiedener Datenzeilen wie das *Turbo-Spin-Echo* und die bereits erwähnten **Gradienten-Echo-Verfahren**.

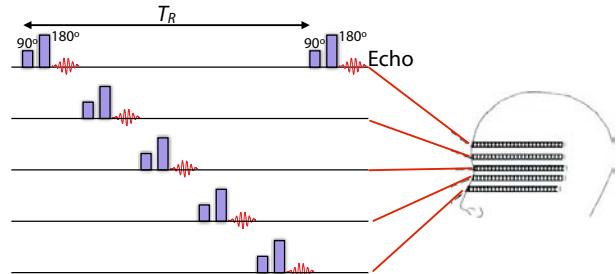


Abbildung 15.83: Multi-Slice Spin-Echo Sequenz.

Besonders wichtig ist die Verkürzung der Messzeit wenn nicht nur ein Schichtbild, sondern ein Volumenbild aufgenommen werden soll. In diesem Fall ist eine einfache Möglichkeit für die Beschleunigung der Messung die parallele Aufnahme von mehreren Schichten: Während der Wartezeit für die erste Schicht werden z.B. vier weitere Schichten gemessen (→ Abb. 15.83). Damit erhält man fünf Bilder in der gleichen Messzeit wie für ein Bild.

Die unterschiedlichen Verfahren führen auch zu unterschiedlichen Gewichtungen. Die wichtigsten Kontrastmechanismen sind  $T_1$ -,  $T_2$ -,  $T_2^*$  und Protonendichte-Gewichtung.

#### 15.8.5 Single-Shot Sequenzen

Bei den bisher diskutierten Verfahren sind immer noch mehrere Anregungspulse nötig, um ein zweidimensionales Bild zu erzeugen. Eine weitere Beschleunigung ist möglich, indem man ein solches Bild mit einem einzigen Anregungspuls aufnimmt. Dabei nutzt man die Tatsache, dass die Magnetisierung im System am Ende des Echo-Signals nicht endgültig verschwunden ist, sie ist lediglich dephasiert. Sie kann deshalb mit einem weiteren Refokussierungspuls zurückgeholt werden.

Beim Multi-Spin-Echo Experiment verwendet man deshalb eine ganze Reihe von Refokussierungspulsen, um weitere Echos zu erzeugen, welche ebenfalls zum Signal beitragen. Das funktioniert nur so lange,

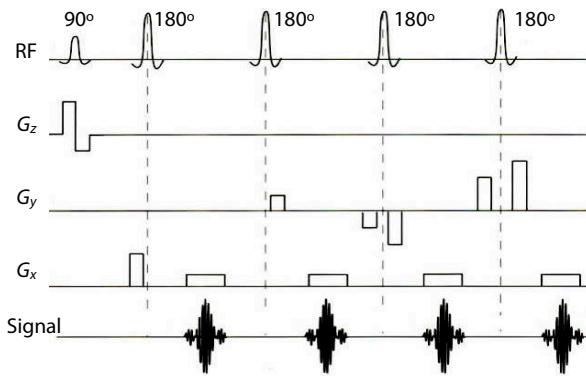


Abbildung 15.84: Turbo-Spin-Echo Sequenz.

wie der  $T_2$ -Signalabfall eine vernünftige Detektion zulässt, ist aber trotzdem im Allgemeinen ein enormer Zeitgewinn.

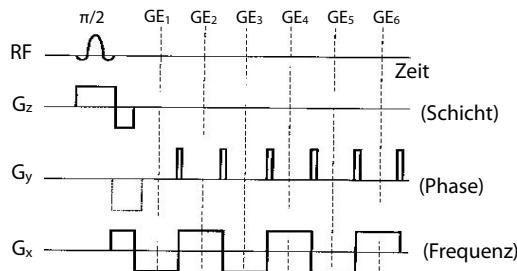


Abbildung 15.85: Gradientenecho-EPI Sequenz.

Inzwischen wurden viele Techniken entwickelt, die es erlauben, in kurzer Zeit vollständige Bilder aufzunehmen. Zu den populärsten gehört *EPI*=Echo Planar Imaging. Hierbei verwendet man die Tatsache, dass das Signal (d.h. die transversale Magnetisierung) nach dem Echo noch nicht verloren ist, sondern lediglich im Feld des Gradienten defokussiert. Man kann es durch Umkehrung des Gradienten wieder refokussieren und ein neues Echo erzeugen. Damit kann eine ganze Reihe von Zeilen im k-Raum in einem einzelnen Experiment gefüllt werden. Jeder (kurze)  $G_y$ -Gradientenpuls entspricht einem Schritt nach oben im k-Raum.

Die bisher diskutierten Bildgebungssequenzen rastern den k-Raum entlang eines kartesischen Koordinatensystems ab. Dazu werden die Gradienten jeweils möglichst schnell hoch- und wieder heruntergefahren. Dabei entstehen große Spannungen und es

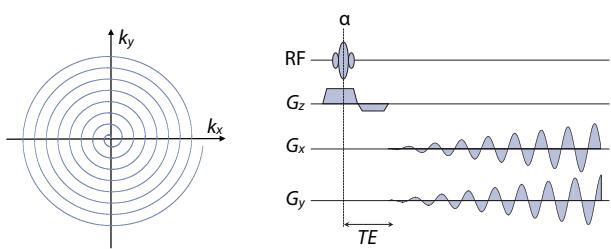


Abbildung 15.86: Oszillierende Gradienten erzeugen eine spiralförmige Abtastung des k-Raums.

werden starke Induktionsströme erzeugt. Diese Belastungen können reduziert werden, wenn man statt dessen oszillierende Gradienten verwendet. Dabei wird der k-Raum entlang einer Spirale abgetastet, wie in Abb. 15.86 dargestellt. Um die Daten Fouriertransformieren zu können, müssen sie danach auf ein kartesisches Raster interpoliert werden.

Weitere Sequenzen für die schnelle Bildgebung sind GRASE und RARE.

## 15.9 Anwendungen

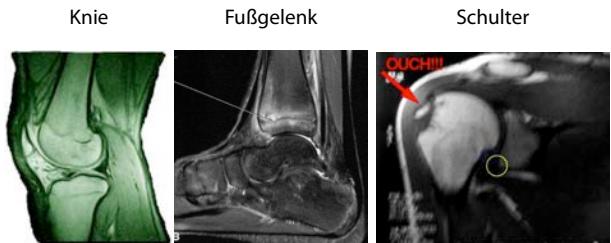


Abbildung 15.87: Beispiele für MRI Bilder.

Klassische Anwendungsgebiete der MRI sind in erster Linie Weichteile, wie z.B. das Gehirn, aber auch Bänder und Sehnen.

### 15.9.1 Diffusion

Man kann die Bildgebungsparameter so einstellen, dass nicht nur statische, sondern auch dynamische Parameter untersucht werden können. Ein wichtiger

Parameter, der als Kontrastmechanismus in MRT-Bildern verwendet werden kann, ist die Diffusion. Ihre medizinische Bedeutung liegt z.B. in der Möglichkeit, über die Diffusion von Wasser in Nervenzellen den Verlauf von Faserbündeln im Gehirn und damit Verbindungen zwischen Gehirnregionen zu verfolgen.

Zur Beschreibung der Diffusion kann man die Bloch-Gleichung um einen Diffusionsterm erweitern. Die erweiterte Gleichung

$$\frac{dM_{xy}}{dt} = i\gamma \vec{G} \cdot \vec{r} M_{xy} - \frac{M_{xy}}{T_2} + D \vec{\nabla}^2 M_{xy}$$

wird als Bloch-Torrey Gleichung bezeichnet.

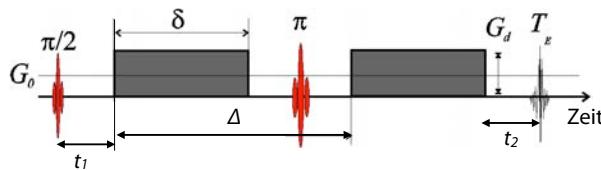


Abbildung 15.88: Stejskal-Tanner Sequenz für die Diffusionsmessung.

Eine Diffusionsgewichtung erhält man z.B., indem man zwei Gradientenpulse in einem zeitlichen Abstand  $\Delta$  anlegt. Legt man diese mit entgegengesetzter Amplitude an, oder mit gleicher Amplitude und dazwischen einen Refokussierungspuls, so kompensiert der zweite Gradientenpuls gerade die Dephasierung durch den ersten Gradientenpuls - sofern die Spins sich nicht bewegen. Bewegen sie sich während der Zeit  $\Delta$  jedoch entlang der Richtung des Gradienten, so ändert sich dadurch ihre Resonanzfrequenz. Damit wird die Kompensierung unvollständig und das Signal geringer. Aus der Signalabnahme kann man den Diffusionskoeffizienten bestimmen.

Ortsaufgelöste Diffusionsmessungen können Strukturen sichtbar machen, welche sonst schwer zu erkennen sind. Abb. 15.89 zeigt als Beispiel ein Diffusionsbild von 2 Pektinkapseln. Die Protonendichte ist praktisch überall konstant, aber im Bereich der Pektinmembran ist die Diffusionsgeschwindigkeit drastisch reduziert, da die Wassermoleküle in einem Netzwerk gefangen sind.

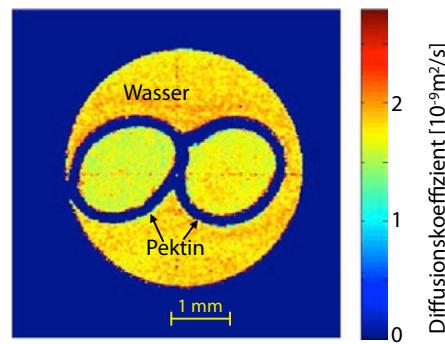


Abbildung 15.89: Diffusionsbild von 2 Pektinkapseln.

### 15.9.2 Diffusionsanisotropie

Das Experiment kann auch benutzt werden, um anisotrope Diffusion zu messen. Diffusion wird anisotrop, wenn die freie Diffusion durch entsprechende Randbedingungen eingeschränkt wird, z.B. wenn Wassermoleküle innerhalb von Neuronen diffundieren. Die Diffusion muss dann durch einen Tensor beschrieben werden, den Diffusionstensor

$$\overleftrightarrow{D} = \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{pmatrix}.$$

Der Diffusionstensor ist symmetrisch und besitzt somit 6 unabhängige Elemente. Um diese zu bestimmen, legt man die Gradientenpulse in unterschiedlichen Richtungen an. Daraus erhält man einen Diffusionstensor. Wird das Experiment noch räumlich aufgelöst durchgeführt, so erhält man "diffusionstensor imaging" (DTI).

Dies wird vor allem im Gehirn verwendet, um den Verlauf von Nervenbahnen zu untersuchen: Entlang eines Neurons ist die Diffusion sehr viel schneller als senkrecht dazu.

In der Hirnforschung hat die Messung der Diffusionsanisotropie wichtige Anwendungen gefunden. Sie erlaubt z.B. die Messung der Richtung von Faserbündeln und damit Konnektivitäten im Gehirn.

Diffusionsmessungen können bei Schlaganfall irreversibel geschädigte Gehirnbereiche anzeigen. Perfusionsmessungen können Bereiche markieren, in

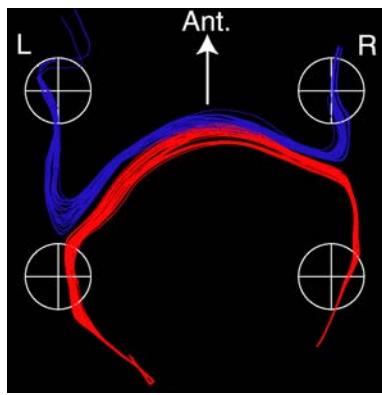


Abbildung 15.90: Verlauf von Nervenfasern, gemessen mit DTI.

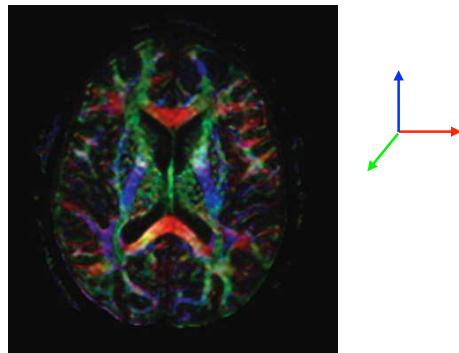


Abbildung 15.91: Messung der Diffusionsanisotropie im Gehirn. Die Farben codieren die Richtung, die Helligkeit die Anisotropie der Diffusion.

denen die Schäden reversibel sind. Der Vergleich zwischen diesen beiden Modalitäten ist extrem wichtig für die Behandlung von Schlaganfallpatienten.

### 15.9.3 Fluss-Bildgebung

Bewegen sich die Spins nicht zufällig, sondern mit einer konstanten Geschwindigkeit, so erhält man nicht nur eine Abschwächung des Signals, sondern auch eine Phasenverschiebung.

Ersetzt man den bipolaren Gradienten durch einen symmetrischen, wie in Abb. 15.93 gezeigt, so wird der Effekt einer konstanten Geschwindigkeit kompensiert und es bleibt nur der Effekt der Diffusion.

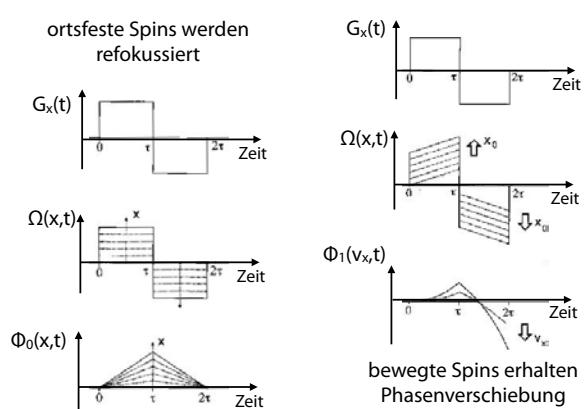


Abbildung 15.92: Fluss-Bildgebung.

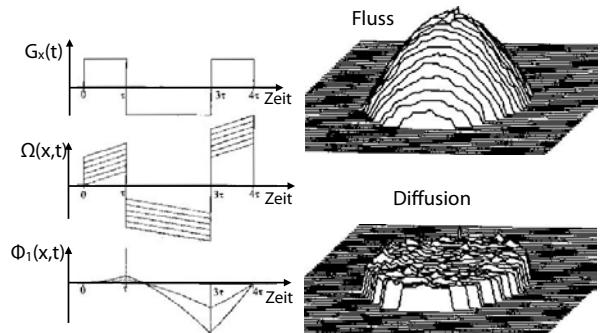


Abbildung 15.93: Unterscheidung zwischen diffusiver und gerichteter Bewegung.

Mit dieser Erweiterung ist es somit möglich, zwischen diffusiven und gerichteten Bewegungsprozessen zu unterscheiden.

### 15.9.4 Angiographie

Angiographie bezeichnet Messungen von Blutfluss, vor allem in Arterien. Es existieren verschiedene Methoden, um Blutgefäße sichtbar zu machen. Dazu gehören spezielle Pulssequenzen wie auch Kontrastmittel.

Bei der ‘time-of-flight’ (TOF) Methode wird das Signal kurz vor der Bildgebungssequenz gesättigt. Man erhält dann nur von den Bereichen ein Signal, bei denen frisches Blut in das abzubildende Volumen einströmt.

Gd-basierte Kontrastmittel können verwendet wer-

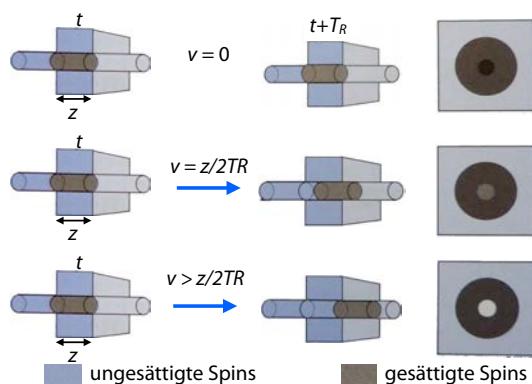


Abbildung 15.94: Prinzip der TOF-Angiographie.

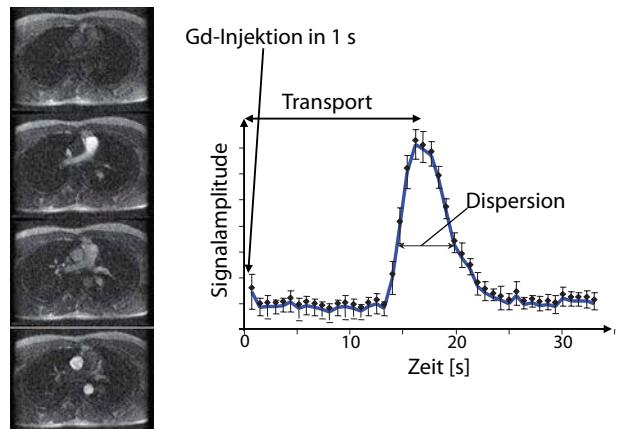


Abbildung 15.96: Messung der Blutzirkulation durch Injektion von Gd.



Abbildung 15.95: Angiographie mit Gd als Kontrastmittel.

den, um die  $T_1$ -Zeit im Blut zu reduzieren und dadurch Blutgefäße sichtbar zu machen.

Kurze Injektionen von Kontrastmitteln wie Gd können auch genutzt werden, um die Blutzirkulation zu verfolgen.

### 15.9.5 Schlaganfall und Mammographie

Eine Anwendung, die zunehmend wichtiger wird, ist die Diagnose von Gehirnblutungen. Diese können mit Hilfe von Gadolinium-basierten Kontrastmitteln diagnostiziert werden. Im gesunden Gehirn können diese die Blut-Hirn Schranke nicht überwinden, aber bei beschädigten Blutgefäßen fällt diese Schranke aus. Damit wird der geschädigte Bereich sichtbar.

MRI kann zur Krebs-Früherkennung verwendet werden, z.B. bei Brustkrebs. In diesem Fall verwendet man Gd-chelat als Kontrastmittel.

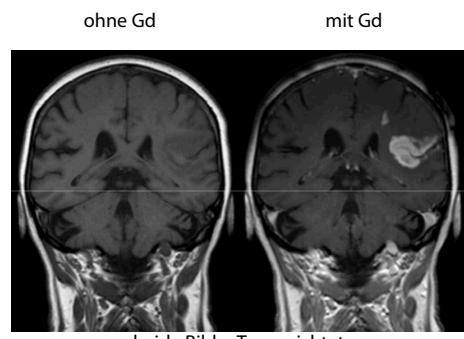


Abbildung 15.97: Messung eines Schlaganfalls mit Gd als Kontrastmittel.

### 15.9.6 Funktionelle Bildgebung (fMRI)

Bei der funktionellen Bildgebung (fMRI) konzentriert man sich auf die Änderungen des MRI-Signals als Funktion von bestimmten Aktivitäten (z.B. geistige Tätigkeiten, Erkennung etc.). So kann man beobachten wie "das Gehirn funktioniert".

Die Grundlage dafür ist der BOLD-Effekt: Blood-Oxygen-Level-Dependent MRI. Zweifache Eisenionen  $\text{Fe}^{2+}$  besitzen 6 d-Elektronen. Laut den Hund'schen Regeln ist die Anordnung mit den Spins parallel bevorzugt, der Gesamtspin von 6 Elektronen in 5 Orbitalen beträgt demnach  $S = 2\hbar$ .

Durch die Wechselwirkung mit ihrer Umgebung sind die fünf d-Orbitale nicht entartet. Im Hämoglobin besteht der Grundzustand in erster Näherung aus drei

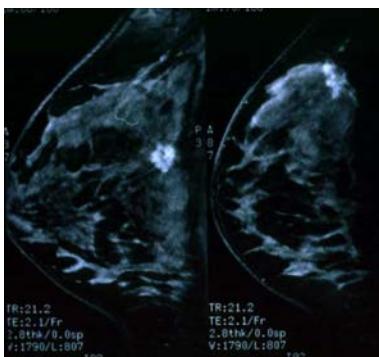


Abbildung 15.98: Mammographie mit einem Gd-Chelat als Kontrastmittel.

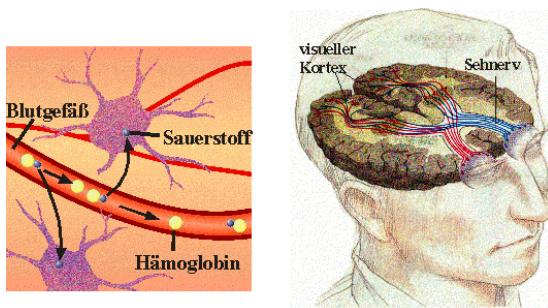


Abbildung 15.99: BOLD-Effekt und Verlauf der Sehnerven.

entarteten Orbitalen. Zwei weitere liegen im Abstand  $\Delta$  über dem Grundzustand. Wenn die Aufspaltung  $\Delta$  groß wird gegenüber der Spin-Bahn Wechselwirkung,  $\Delta \gg \lambda \vec{L} \cdot \vec{S}$ , wird es aber für die Elektronen energetisch günstiger, alle Grundzustände doppelt zu besetzen. In diesem Fall verschwindet der Gesamtspin,  $S_{ls} = 0$ .

Die Aufspaltung  $\Delta$  hängt beim Hämoglobin davon ab, ob ein Sauerstoff gebunden ist oder nicht. Dadurch sind die Hämoglobin-Moleküle, die keinen Sauerstoff gebunden haben, paramagnetisch ('high spin'), während diejenigen mit Sauerstoff diamagnetisch ('low-spin') sind.

Eine Änderung der Besetzung aufgrund von Sauerstoffverbrauch, resp. die damit verbundene Überreaktion des Körpers, verringert die Homogenität des Magnetfeldes und führt dadurch zu einer Reduktion des Signals.

Je nach Tätigkeit werden sehr unterschiedliche Be-

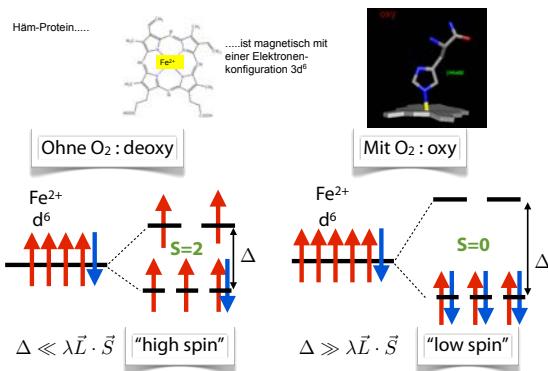


Abbildung 15.100: Ursache des BOLD-Effektes: Kristallfeld für O<sub>2</sub>.

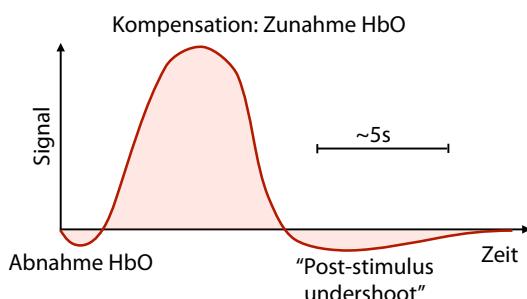


Abbildung 15.101: Zeitabhängigkeit des BOLD-Effekts.

reiche des Gehirns aktiviert (siehe Abb. 15.102).

Abb. 15.103 zeigt als Anwendungsbeispiel, wie sich die Funktion von Gehirnregionen verschieben kann. In diesem Patienten hat eine Läsion (grauer Bereich) dazu geführt, dass die entsprechenden Funktionen von anderen Gehirnregionen übernommen werden mussten. Dadurch wurden alle Bereiche in der linken Hemisphäre etwas nach hinten verschoben, was durch den Vergleich mit der rechten Hirnhälfte erkennbar ist.

### 15.9.7 In Vivo Spektroskopie

Selektive Anregung eines Voxels, kombiniert mit Beobachtung unter freier Präzession ermöglicht die Untersuchung physiologischer Prozesse im aktiven Organismus.

Auf Grund der Empfindlichkeit kann spektroskopi-

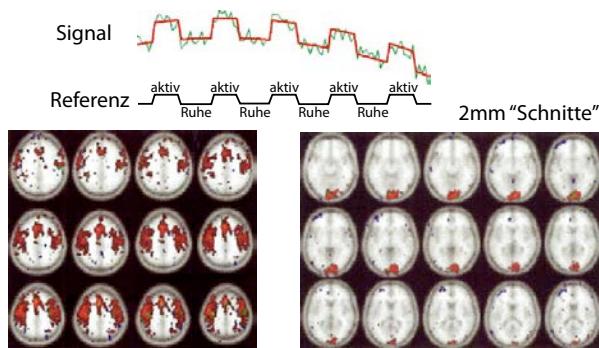


Abbildung 15.102: fMRI Bilder von Probanden mit manueller Aktivität (links) und bei der Betrachtung eines Schachbrettes (rechts).

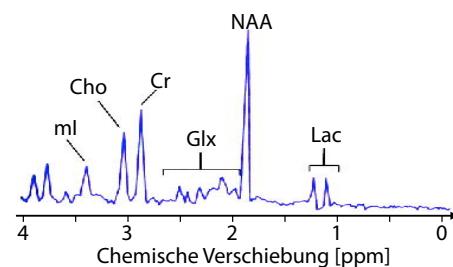


Abbildung 15.104: Protonenspektrum der wichtigsten Moleküle für die in Vivo Spektroskopie des Gehirns.

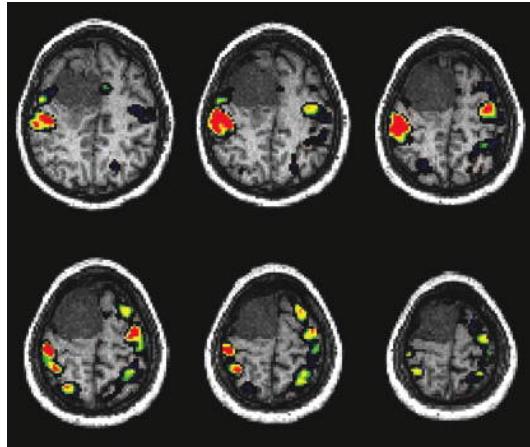


Abbildung 15.103: Verschiebung von Gehirnregionen auf Grund einer Schädigung.

sche Information am leichtesten bei der  $^1\text{H}$  NMR gewonnen werden. Allerdings ist hier der Bereich der chemischen Verschiebung und damit die erreichbare Information relativ gering. In Abb. 15.104 sind die wichtigsten Marker-Moleküle für spektroskopische Untersuchungen am Gehirn dargestellt. So kann Laktat als Marker für sterbende oder tote Zellen verwendet werden; myo-Inositol findet man vor allem wenn Myelin-Scheiden abgebaut werden, wie z.B. bei Alzheimer-Patienten.

### 15.9.8 Heterokerne

Die  $^1\text{H}$  Wasserstoffkerne sind bei weitem die wichtigsten Kerne für die medizinische Bildgebung, vor allem auf Grund ihrer relativ hohen Empfindlichkeit. Alle anderen Kerne kommen in deutlich geringeren Konzentrationen vor und haben auch ein geringeres gyromagnetisches Verhältnis, so dass ihre Empfindlichkeit teilweise um Größenordnungen schlechter ist. Allerdings gibt es trotzdem einzelne Anwendungen, bei denen sie mit Vorteil eingesetzt werden.

Kern	Spin I [ $\hbar$ ]	$\omega_0$ bei 1,5 T [MHz]	naturliche Häufigkeit [%]	Häufigkeit im Gewebe [%]	relative Sens. x natürliche Häufigkeit	biologische Sensitivität (falls alle Kerne sichtbar)
$^1\text{H}$	$\frac{1}{2}$	63,9	99,98	63,0	1	1
$^{13}\text{C}$	$\frac{1}{2}$	16,1	1,11	9,5 (alle C-Isotope)	$1,76 \times 10^{-4}$	$2,66 \times 10^{-5}$
$^{19}\text{F}$	$\frac{1}{2}$	60,1	100	—	0,83	—
$^{31}\text{P}$	$\frac{1}{2}$	25,9	100	0,22	$6,63 \times 10^{-2}$	$2,32 \times 10^{-4}$

Abbildung 15.105: Eigenschaften der wichtigsten Kerne für die MRI.

Kohlenstoff kommt im Körper relativ häufig vor. Allerdings besteht natürlicher Kohlenstoff zu 99% aus  $^{12}\text{C}$  mit Kernspin  $I = 0$  und ist damit nicht für die magnetische Resonanz zugänglich.  $^{13}\text{C}$  mit Kernspin  $I=1/2$  hat eine natürliche Häufigkeit von 1,1 %, was für die meisten Anwendungen zu wenig Signal liefert. Eine Anreicherung ist für in-vivo Anwendun-

gen zu teuer. Allerdings kann man bei bestimmten Anwendungen die Signale durch Hyperpolarisation um einige Größenordnungen erhöhen und damit relevante Aussagen erhalten. Dabei muss eine entsprechende Probe, meist durch Injektion in den Körper eingebracht werden. Diese Moleküle stehen dann für eine einzige Messung zur Verfügung, da die Hyperpolarisation nur außerhalb des Körpers erzeugt werden kann. Ein Vorteil dieser Messung liegt darin, dass sie praktisch hintergrund-frei ist, da die körpereigenen Moleküle keinen messbaren Signalbeitrag liefern.

**Wichtige Signale in Phosphorspektren:**

Adenosintriphosphat	(ATP, $\alpha$ , $\beta$ , $\gamma$ )
anorganische Phosphate	(Pi)
Phosphocreatin	(PCr)
Phosphodiester	(PDE)
Phosphomonoester	(PME)

Abbildung 15.106: Markermoleküle mit  $^{31}\text{P}$ -Signalen.

Ebenfalls gern verwendet wird  $^{31}\text{P}$ : die Empfindlichkeit ist noch relativ hoch, und der Bereich der chemischen Verschiebungen ist deutlich größer als bei den Protonen. Phosphor ist z.B. interessant für die Beobachtung von ATP und ADP.

### 15.9.9 Hyperpolarisierte Edelgase

Zur Abbildung der Lunge kann man Gase verwenden. Am Besten dafür geeignet ist  $^3\text{He}$ : es hat einen Kernspin  $I = 1/2$  und wird vom Gewebe kaum aufgenommen. Allerdings ist die Spindichte von Gasen im Normalfall zu gering, um ein brauchbares Bild zu erhalten.

Man kann dies kompensieren, indem man über optisches Pumpen die Polarisation der Spins um mehrere Größenordnungen erhöht und damit das Signal entsprechend verstärkt.

Damit kann man z.B. feststellen, welche Bereiche der Lunge mit Gas gefüllt werden, resp. welche (z.B. bei einem Raucher) nicht mehr zugänglich sind.

Ein anderes häufig verwendetes Edelgas, das auch hyperpolarisiert werden kann, ist Xenon. Dieses

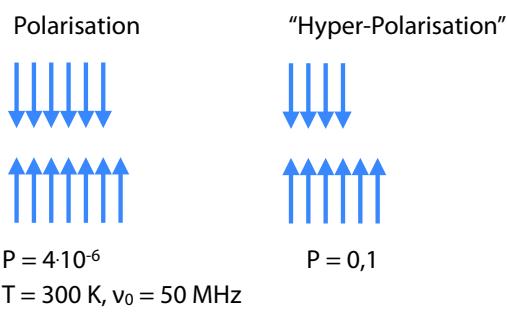


Abbildung 15.107: Thermisch polarisierte Spins (links) und hyperpolarisierte Spins (rechts).

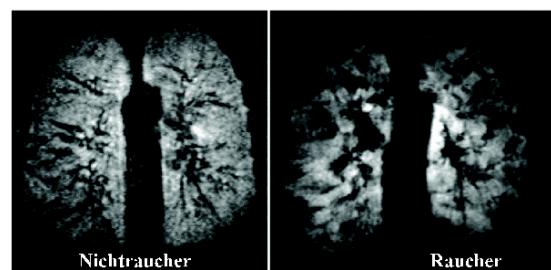


Abbildung 15.108: Vergleich der Lungen von Raucher und Nichtraucher.

wird weniger für die Bildgebung in der Lunge verwendet, sondern eher injiziert. Es ist sehr viel besser löslich als Helium, sowohl in Blut wie auch in Fettgewebe. Es hat anästhetische Wirkung und wird deshalb meist nur in geringen Dosen verwendet.

### 15.9.10 Nichtmedizinische Anwendungen

Bildgebende NMR wird nicht nur in der Medizin verwendet, sondern auch in vielen anderen Bereichen. Abb. 15.110 zeigt als Beispiel einen fallenden Wassertropfen, bei dem MRI-Techniken verwendet wurden, um die Form und die durch die Reibung mit der Luft induzierte Strömung im Inneren des Tropfens darzustellen.

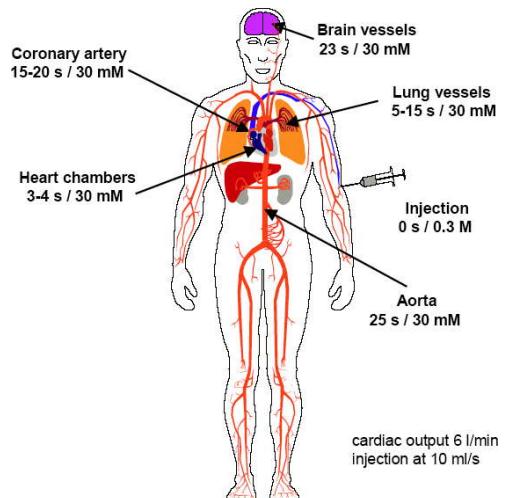


Abbildung 15.109: Transportzeiten für injiziertes Xenon.

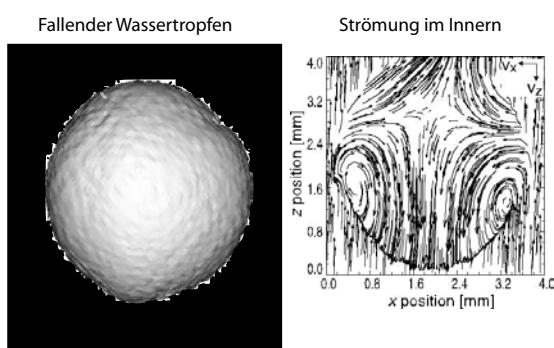


Abbildung 15.110: Links: MRI-Bild eines fallenden Wassertropfens; Rechts: Strömung im Innern des Tropfens [14].