

# 9 Kernspintomographie (MRI)

## 9.1 Einführung

### 9.1.1 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 der Kern-Zeeman-Effekts 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  $h\nu = \Delta E$  die Resonanzbedingung erfüllen muss. Bei Magnetfeldern im Bereich von einigen Tesla (zum Vergleich: die Erdmagnetfeldstärke beträgt etwa  $50 \mu T$ ) liegt die Resonanzfrequenz im Bereich von einigen  $100 MHz$ . Die Ortsabhängigkeit der Frequenz wird durch Magnetfeldgradienten erreicht, die nach Bedarf geschaltet werden.

### 9.1.2 Motivation und Anwendungen

Die MRI ist ein nichtinvasives Verfahren zur Bildgebung. Ein weiterer Vorteil ist, dass es mehrere Parameter gibt, die zum Beispiel Einfluss auf den Kontrast des Bildes haben (in der CT gibt es nur einen Parameter, den Röntgenschwächungskoeffizienten). Im Allgemeinen ist der Weichteilkontrast bei der MRI besser als in der CT, während Knochen schlechter abgebildet werden.

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 zusätzliche Informationen zu gewinnen. Die magnetische Resonanz als spektroskopische Methode wird mit NMR (nuclear magnetic resonance) abgekürzt.

### 9.1.3 Historische Anfänge

Der erste Vorschlag für den medizinischen Einsatz der NMR stammt aus dem Jahre 1971 von **Raymond Damadian**. Er beobachtete, dass bestimmte Tumoren bei Mäusen eine erhöhte Relaxationszeit zur Folge hatten, verglichen mit normalem Gewebe. 1972 meldete er ein Patent an: "Apparatus and method for detecting cancer in tissue".

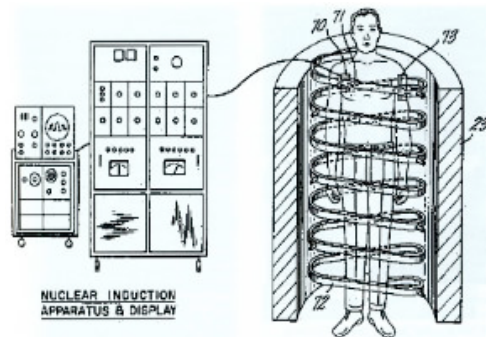


Abbildung 9.1: Patent von Raymond Damadian (1971). [19]

In dem Patent schildert er kein bildgebendes Verfahren, trotzdem "...erstritt Damadian einige Millionen US-Dollar von MRT-Produzenten" (Wikipedia). Obwohl es umstritten ist, wer die moderne Bildgebung mit Magnetischer Resonanz erfunden hat, ist eines sicher: Damadian kreierte das erste Acronym:

FONAR - Field fOcussed Nuclear mAgnetic Reso-  
nance.



Abbildung 9.2: Paul C. Lauterbur und Sir Peter Mansfield.

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

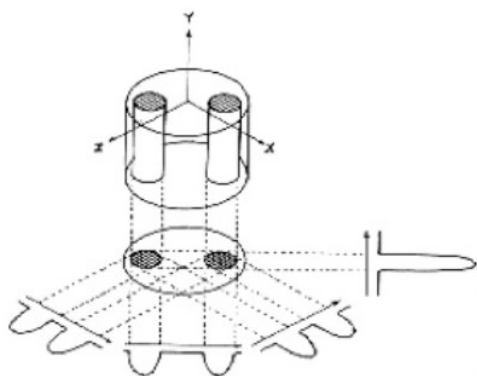


Abbildung 9.3: 1. MRI-Bild. [19]

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

### 9.1.4 Weiterentwicklung

Die selektive Anregung wurde 1974 von Sir Peter Mansfields Gruppe entwickelt.

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



Abbildung 9.4: 1. MRI-Schnittbild durch einen menschlichen Kopf. [19]

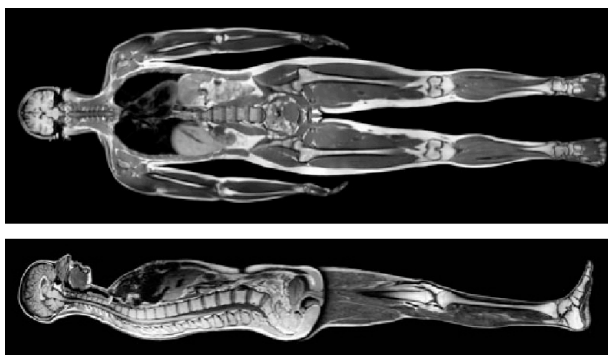


Abbildung 9.5: Heutige MRI-Schnittbilder.

Heutige MRI-Schnittbilder sind sehr viel detaillierter. Das liegt unter anderem an den höheren Feldstärken, besserer Hardware der MR-Tomographen allgemein, und ausgefeilteren Pulssequenzen. Im Bild sind zweidimensionale Schnitte durch ein Ganzkörper-tomogramm gezeigt.

Die Technik ermöglicht eine Fokussierung auf bestimmte Regionen, Gewebetypen, oder auf bewegtes Material (Blut in Blutgefäßen).

### 9.1.5 Aufbau eines MR-Tomographen

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 (unter anderem im Institut für Medizin des



Abbildung 9.6: Detailaufnahmen von Blutgefäßen.

Forschungszentrums Jülich), sowie ungefähr 10 weitere Geräte weltweit mit Feldstärken von 5T, 7T, 8T und 9,4T.



Abbildung 9.7: 4T-Magnet in Jülich.

Die hauptsächlichen Komponenten eines MR-Tomographen umfassen den Magneten, der das schon erwähnte statische Magnetfeld  $B_0$  erzeugt, mindestens 3 Gradientenspulen für die 3 Raumrichtungen, ein Computersystem für Steuerung und Auslesen der Daten sowie mindestens ein RF-System zur Anregung der Kernspins und der Detektion des Signals.

Die Vorteile höherer Feldstärken des statischen (supraleitenden) Magneten liegen in einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) und einer höheren chemischen Verschiebung, die eine bessere Unterscheidung zwischen Wasser- und Fettsignal und genauere MRI-Spektroskopie erlaubt. Das höhere

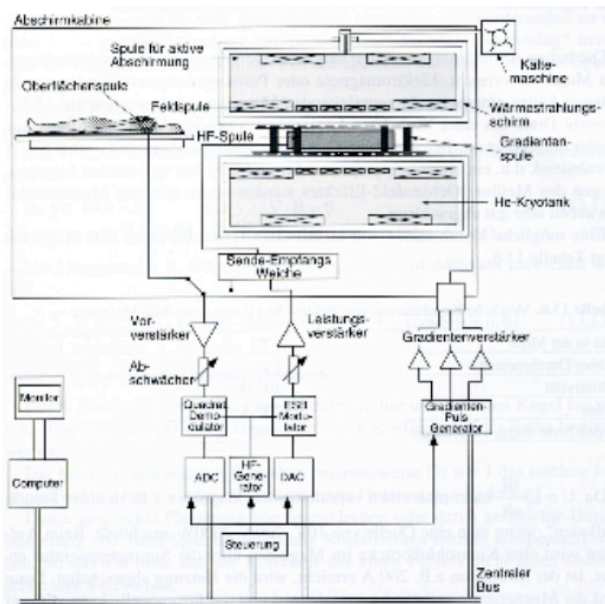


Abbildung 9.8: MR-Tomograph. [10]

SNR kann wiederum in eine bessere räumliche Auflösung oder verkürzte Messzeit umgesetzt werden.

Die Homogenität wird meistens angegeben für ein Volumen, dass in DSV gemessen wird (DSV = diameter of a spherical volume). Um die Inhomogenitäten im relevanten Bereich des Magneten auszugleichen werden Zusatzspulen, sogenannte Shimspulen, eingesetzt.

Die Gradientenspulen müssen ein möglichst lineares Zusatzfeld zum Hauptfeld liefern. Zum Teil können die Bildartefakte auf Grund von nichtlinearen Gradienten durch nachträgliche Datenverarbeitung ausgeglichen werden.

Die maximalen Gradienten haben einen Wert von etwa 10 bis 50mT pro Meter. Gradienten können nicht instantan geschaltet werden, typische Anstiegs- und Abfallzeiten liegen bei etwa 1000 bis 200 Mikrosekunden. Insbesondere bei Ganzkörper-Tomographen sind Leistungen der Gradientenverstärker von einigen Hundert Kilowatt keine Seltenheit.

Das Radiofrequenz-System eines Tomographen besteht im Wesentlichen aus einer Sendeeinheit, einem Empfänger und Spulen. Die Sendespule muss ein Magnetfeld  $B_1$  senkrecht zu  $B_0$  erzeugen und ist üblicherweise die Körperspule, die den ganzen Pati-

enten umgibt und in den MRI-Scanner eingebaut ist (nicht sichtbar). In anderen Fällen dienen die Empfangsspulen auch zur Anregung, wodurch ein Sende-/Empfangsumschalter nötig wird. Empfangsspulen sollen das Signal maximieren und das Rauschen, was hauptsächlich von der Brownschen Bewegung der Elektrolyten im Patientengewebe stammt, minimieren. Daher sind die Dimensionen der Empfangsspulen den abzubildenden Körperteilen angepaßt.

In den letzten Jahren (und in Zukunft) wird der Einsatz von mehreren, gleichzeitig empfangenden, Spulen immer häufiger (*phased array coils*). Die einzelnen Signale werden in unabhängige Empfänger geleitet (unkorreliertes Rauschen) und durch spezielle Algorithmen zu einem Bild kombiniert.

## 9.2 Grundlagen der NMR

### 9.2.1 Zeeman-Wechselwirkung

Alle Atomkerne mit ungerader Massenzahl und einige mit gerader Massenzahl besitzen ein magnetisches Moment. Dieses magnetische Moment  $\vec{\mu}$  ist an den Kernspin  $\vec{I}$  gekoppelt. Dieser Zusammenhang kann mit Hilfe des Landé-Faktors (g-Faktor)  $g$  geschrieben werden,  $\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{I}$ , aber in der NMR wird häufiger das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  benutzt:

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

Für Protonen mit dem Spin  $I = 1/2$  ist  $\gamma(^1H) = 2.675 \cdot 10^8 \frac{rad}{T \cdot s}$ . In Frequenzeinheiten sind das rund 43 MHz/T. Man kann das gyromagnetische Verhältnis auch als Funktion des Kernmagnetons

$$\mu_K := \frac{e \hbar}{m_e} \frac{1}{2} = 1.8 \cdot 10^{-27} \frac{J}{T}$$

ausdrücken.

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

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

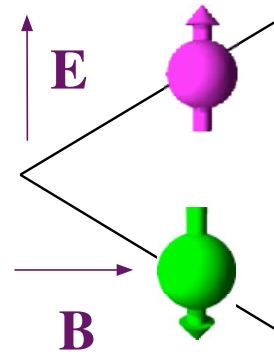


Abbildung 9.9: Zeeman-Aufspaltung.

Konventionell verwendet man ein Koordinatensystem, dessen z-Achse parallel zum Magnetfeld orientiert ist. Man erhält dann für den Fall eines statischen, homogenen Magnetfeldes  $H = -\gamma B_0 I_z$ , und mit der Eigenwertgleichung

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

können die Energieeigenwerte eines Spins  $I = 1/2$  (z.B. Protonen) berechnet werden:  $E = \mp \frac{\hbar}{2} \omega_0$ . Hierbei wurde die Abkürzung  $\omega_0 = \gamma B_0$  verwendet; anstelle von  $\omega_0$  wird auch das Symbol  $\omega_L$ , die Larmor-Frequenz, benutzt. Für Protonen wächst also die Aufspaltung  $\Delta E$  linear mit der Magnetfeldstärke,

$$\Delta E = \hbar \omega_0.$$

Um Übergänge induzieren zu können, muss die Resonanzbedingung

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

erfüllt sein.  $\omega_{rf}$  steht hier für die Frequenz des zusätzlich eingestrahlten magnetischen Wechselfeldes  $\vec{B}_1$ . Dieses muss senkrecht zum Zeeman-Feld  $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$  orientiert sein. Ein paralleles Feld erzeugt wegen

$$\langle + | (-\mu_z B_1) | - \rangle \sim \langle + | I_z | - \rangle \sim \langle + | - \rangle = 0$$

keinen Übergang z.B. vom niedrigeren Energiezustand ( $E_- = -\hbar \omega_0 / 2$ ), beschrieben durch  $| - \rangle := |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rangle$ , in den höheren ( $E_+, | + \rangle$ ).

## 9.2.2 Chemische Verschiebung

Zusätzlich zu der "externen" Wechselwirkung mit dem  $B_0$ -Feld und dem zur Anregung eingestrahlten Wechselfeld  $B_1$  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.

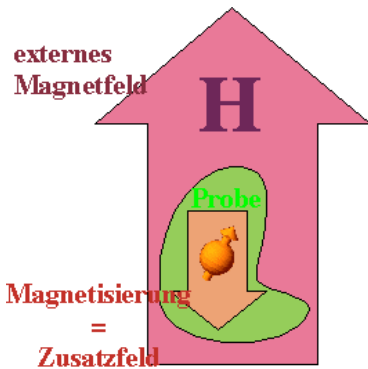


Abbildung 9.10: Lokales Feld und chemische Verschiebung.

Für die MRI am relevantesten ist die sogenannte chemische Verschiebung. Damit wird die Verschiebung der Resonanzlinie im Spektrum auf Grund der chemischen Umgebung bezeichnet. 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  $\Delta\nu/\nu$ .

Um die Verschiebung quantifizieren und vergleichen zu können, muss man eine Referenz angeben. Das ist üblicherweise bei  $^1H$  (und  $^{13}C$ ) Tetramethylsilan (TMS). Die (relativen) Verschiebungen liegen bei Protonen im Bereich von 1 – 10 ppm (ppm: parts per

million). Typische Bereiche sind  $\sim 1\text{ppm}$  für Protonen in  $CH_3$ ,  $\sim 2 - 3\text{ppm}$  in  $CH_2$ ,  $\sim 4 - 5\text{ppm}$  in  $=CH$  und etwa  $\sim 7\text{ppm}$  in aromatischen  $CH$ .

Für die Bildgebung kann die chemische Verschiebung gut oder schlecht sein. Zum einen ermöglicht sie, die Fettsignale zu unterdrücken (Fettsättigung), zum anderen führt sie erst zu Artefakten im Bild, die korrigiert werden müssen. Die *in vivo* Spektroskopie mit MRI basiert auf der Messung der chemischen Verschiebung im Gewebe.

## 9.2.3 Larmorpräzession

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

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

Wenn man berücksichtigt, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  gleich der Vektorsumme der magnetischen Momente pro Volumen  $V$  ist,  $\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i$ , dann erhält man auf diese Weise die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung der Probe:

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

Wenn  $\vec{B}_0$  die z-Richtung definiert, dann wird aus der vektoriellen Bewegungsgleichung

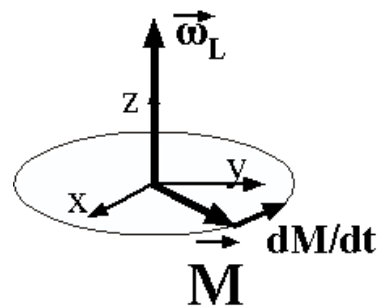


Abbildung 9.11: Bewegungsgleichung für Spins im Magnetfeld.

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

Die Lösung dieser gekoppelten Differentialgleichungen besitzt die Form

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

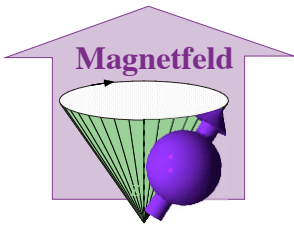


Abbildung 9.12: Präzession eines magnetischen Moments.

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

### 9.2.4 Anregung

Um die Spins anzuregen legt man ein resonantes Radiofrequenzfeld an.

Dazu wird ein Wechselstrom mit einer geeigneten Frequenz durch eine Spule geschickt, so dass darin ein magnetisches Wechselfeld erzeugt wird. Für die Anregung der Kernspins spielt nur die Komponente senkrecht zum statischen Magnetfeld  $B_0$  eine Rolle. Im einfachsten Fall (wie in der Figur gezeigt) ist die Achse einer Solenoidspule senkrecht zur Richtung

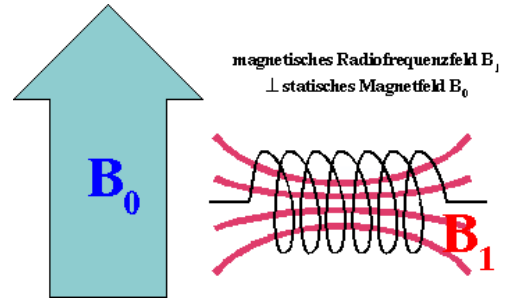


Abbildung 9.13: Erzeugung eines transversalen Magnetfeldes.

des statischen Feldes. Das erzeugte RF Feld ist dann proportional zu

$$2B_1 \cos(\omega_{rf} t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

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

$$\omega_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

In diesem Koordinatensystem ist umgekehrt das statische Feld um den Betrag  $\omega_{rf}/\gamma$  reduziert.

Man erhält dadurch ein effektives Feld

$$\omega_{eff} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ 0 \\ \Delta\omega \end{pmatrix},$$

mit  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{rf}$ .

Die Magnetisierung wird wiederum um die Richtung des effektiven Feldes präzedieren. 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.

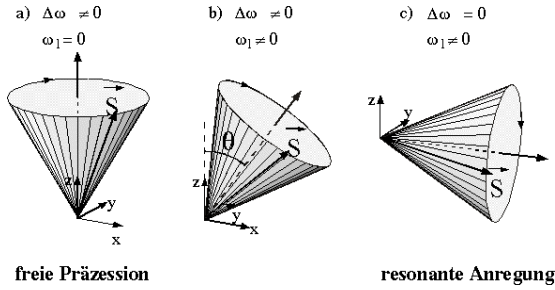


Abbildung 9.14: Präzession der Magnetisierung im effektiven Magnetfeld.

### 9.2.5 Nachweis

Um die angeregten Spins zu detektieren verwendet man das Faradaysche Induktionsgesetz.

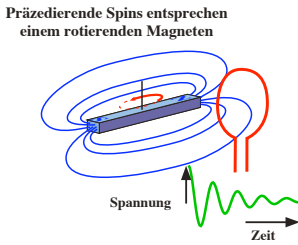


Abbildung 9.15: Signaldetektion.

Eine zeitlich veränderliche Magnetisierung erzeugt gemäß dem Faradayschen Induktionsgesetz in der Spule eine zeitabhängige Spannung, welche proportional ist zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses durch die Spule.

Die Stärke des induzierten Signals hängt damit von der Stärke der Magnetisierung und damit zum einen von der Anregungseffizienz, andererseits von Spindichte ab, die man abbilden möchte.

Das induzierte Signal ist wiederum proportional zur Magnetisierung und zur Frequenz,

$$s \propto M \cos(\omega_r f t) .$$

Es wird anschließend phasenempfindlich nachgewiesen, wobei die Frequenz des Anregungssignales als Referenz verwendet wird.

### 9.2.6 Longitudinale Relaxation

Im thermischen Gleichgewicht stellt sich eine Magnetisierung ein, die (anti-)parallel zu dem äußeren Feld  $\vec{B}_0$  ist. Sie präzediert also nicht, obwohl dies für die einzelnen magnetischen Momente gilt, sofern sie eine senkrechte Komponente zum  $B_0$ -Feld aufweisen. In der statistischen Mechanik wird die Gleichgewichtsmagnetisierung berechnet zu:

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

Diese Gleichung wird als Curie-Gesetz bezeichnet.  $N/V$  ist Spindichte im Probenvolumen  $V$ , und  $T$  die Temperatur.

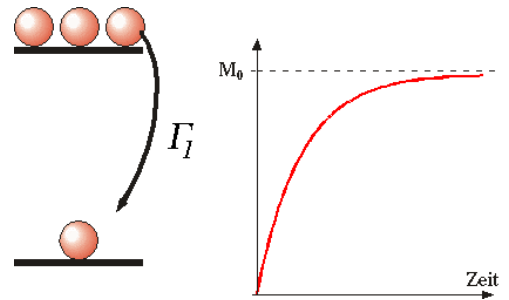


Abbildung 9.16: Relaxation der Populationen.

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

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

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

$$\frac{dM_z}{dt} = - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \tag{9.1}$$

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.

### 9.2.7 Transversale Relaxation

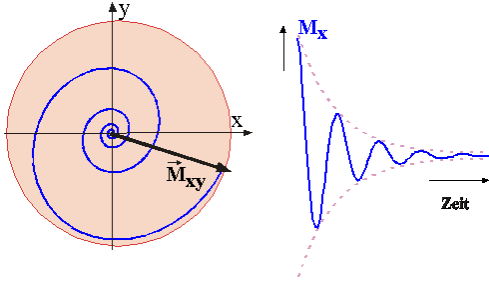


Abbildung 9.17: Relaxation der transversalen Komponenten.

Auch die transversalen Komponenten der Magnetisierung nehmen (falls vorhanden) mit einer charakteristischen Zeit, der transversalen Relaxationszeit  $T_2$ , ab. 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 fluktuierende Felder (Wechselwirkungen), aber auch Einflüsse wie zum Beispiel die Inhomogenität des Zeeman-Feldes  $\Delta B_0$ . Diese Inhomogenität führt zu einem schnelleren Dephasieren der Spins mit der Rate

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

Berücksichtigt man die Relaxation, so findet man eine spiralförmige Bewegung des Magnetisierungsvektors in Richtung Dachgeschöß.

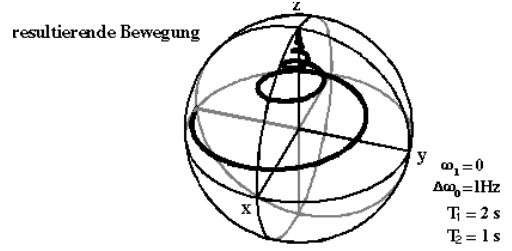


Abbildung 9.18: Lösungsfunktion für Blochgleichungen.

### 9.2.8 Relaxation und Bildkontrast

Relaxationszeiten werden gerne als Bildkontrast Mechanismus. Es zeigt sich, dass Relaxationszeiten für unterschiedliche Gewebe wesentliche Abweichungen zeigen, und dass bei gewissen Krankheiten (z.B. Krebs) die Relaxationszeiten stark ändern und so eine Diagnose möglich ist.

Die transversale Relaxation kann zwei oder mehrere unabhängige Beiträge umfassen. Man unterscheidet bei den einzelnen Beiträgen zwischen inhomogenen und homogenen Beiträgen. Die homogenen sind für alle Spins im Ensemble die gleichen. Die inhomogenen jedoch führen zu einer Verteilung der Relaxationszeiten. Um diese zu eliminieren muss sicher gestellt werden, dass alle Spins möglichst gleichmäßig angeregt werden.

Im MRI-Bild ergeben unterschiedliche Gewebearbeiten einen Kontrast. Die wesentliche Ursache für den Kontrast sind die Relaxationszeiten, die durch das Gewebe bestimmt sind.

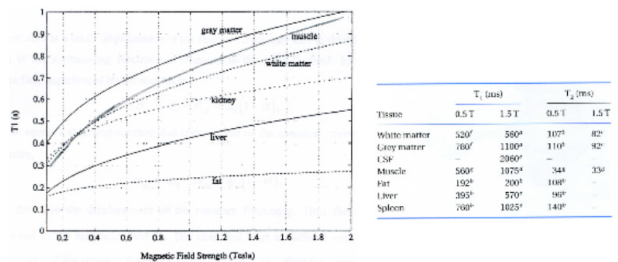


Abbildung 9.19: Geweberelaxation. [19]

In der Abbildung ?? sind drei Zerfälle des NMR-Signals (Transversalkomponente) gezeigt.



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 CT, wo immer nur die Röntgenabsorption gemessen werden kann.

### 9.3 Pulsexperimente

#### 9.3.1 Einzelpuls

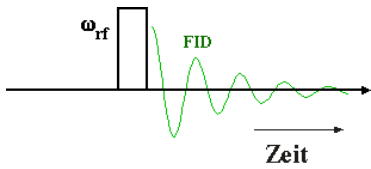


Abbildung 9.20: Einzelpuls Anregung

Regt man ein Spinsystem aus dem thermischen Gleichgewicht mit einem einzelnen Radiofrequenzpuls an, so kann man, bei resonanter Anregung, die Spins von der z-Achse in die xy-Ebene drehen. Man bezeichnet dies aus naheliegenden Gründen als  $\pi/2$  oder 90 Grad Puls.

Danach schaltet man das Radiofrequenzfeld ab und lässt die nun transversale Magnetisierung um Magnetfeld präzedieren. Wie oben diskutiert erhält man dann ein oszillierendes Signal

$$s(t) = e^{it/T_2} \cos(\Delta\omega t + \phi).$$

Mit Hilfe einer Fouriertransformation erhält man daraus das Spektrum

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

In diesem Fall findet man somit eine Lorentzlinie bei der Resonanz des entsprechenden Spins.

#### 9.3.2 Spin Echos

Ein Echo-Signal bekommt man in der NMR immer dann, wenn die Dephasierung der Spins, die den zeitlichen Abfall des Signals bewirkt, umgekehrt werden kann. Ein einfaches Experiment mit diesem Ziel

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

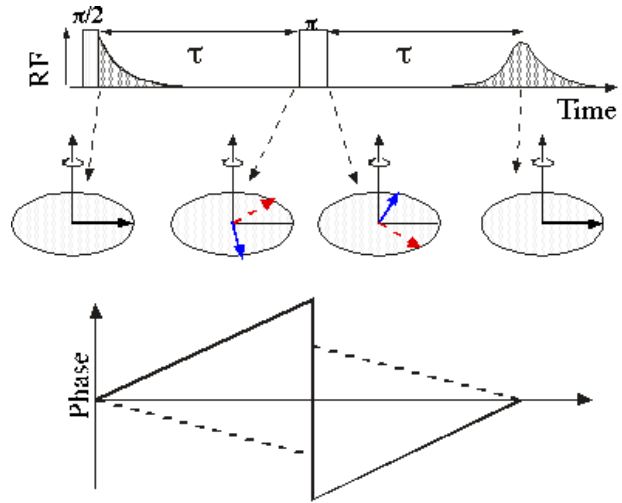


Abbildung 9.21: Spin-Echo.

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 (9.21 b). Da die gesamte Gleichgewichtsmagnetisierung  $M_0$  in die Detektionsebene geklappt wurde, erhält man ein maximales Signal zu Beginn.

Die Spins, deren Resonanzfrequenz gleich der Anregungsfrequenz ist, zeigen weiterhin in die y-Richtung. Spins mit einer etwas größeren Resonanzfrequenz (z.B. aus einem Teil der Probe mit  $B_0 + \Delta B_0$ ) präzedieren schneller, und bewegen sich im rotierenden Koordinatensystem mit der Differenzfrequenz  $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{rf}$  im Uhrzeigersinn. Spins mit einer etwas kleineren Resonanzfrequenz bleiben gegenüber dem rotierenden Koordinatensystem zurück und bewegen sich in diesem scheinbar in die andere Richtung (entgegen des Uhrzeigersinns). Insgesamt verschwindet auf Grund dieser Dephasierung der Spins das NMR-Signal mit der Zeit (9.21 c).

Dreht man die Magnetisierung zu einem Zeitpunkt  $TE/2$  nach dem ersten Puls mit einem  $\pi$ -Puls um  $180^\circ$  um die  $y$ -Achse (9.21 d), so behalten die jeweiligen Spins ihre Präzessionsrichtung im rotierenden Koordinatensystem bei<sup>1</sup>. Als Folge davon laufen sie wieder aufeinander zu (9.21 e), und nach einer weiteren Zeitdauer  $TE/2$  liegen alle magnetischen Momente wieder in Anfangsrichtung, und das Signal ist wieder maximal (9.21 f). Dieses Signal nach einer Zeit  $TE$  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 (9.21 g).

### 9.3.3 Gradienten und Gradienten Echos

Ein Grund für das Dephasieren des Signals ist die Magnetfeldinhomogenität. Dazu gehören sowohl unerwünschte Inhomogenitäten auf Grund eines nicht perfekt homogenen  $B_0$ Feldes, wie auch die Gradienten, welche zur Bildgebung verwendet werden. Letztere können jedoch kontrolliert und z.B. invertiert werden. Dadurch ist es möglich, die Dephasierung durch diese Gradienten wieder zu eliminieren und ein sog. Gradienten-Echo zu erzeugen.

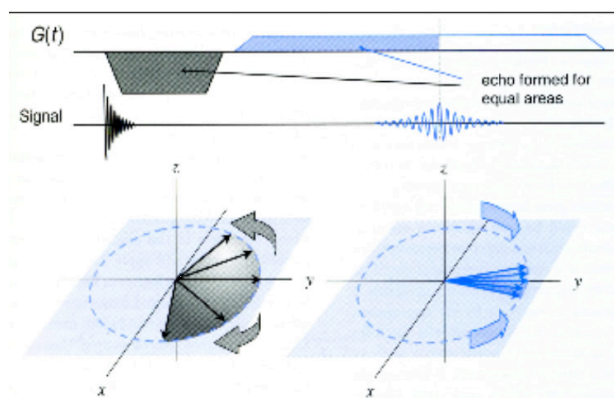


Abbildung 9.22: Gradienten-Echo. [19]

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

<sup>1</sup> Sofern sie nicht in Gebiete mit einem anderem  $B_0$ -Feld diffundiert sind.

Invertiert man den Gradienten, so rephasieren die Spins. Wenn die Flächen der beiden Gradienten gleich groß sind, dann ist das Echo-Maximum erreicht.

## 9.4 Ortsaufgelöste NMR

### 9.4.1 NMR im Gradienten

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

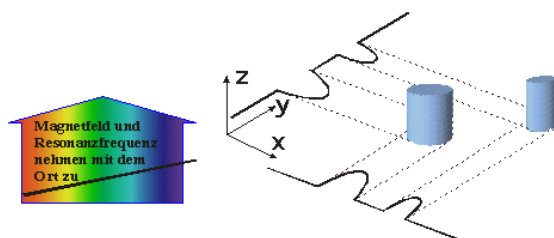


Abbildung 9.23: Gradient.

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). Das entsprechende Spektrum, welches man über Fourier Transformation erhält, ist direkt proportional zur Spindichte

$$s(\omega) \propto \rho_{1H}(x).$$

Hier stellt  $x$  die Projektionsrichtung das, d.h. die Richtung, in welche der Gradient angelegt wurde. Das Signal ist unabhängig von der Position senkrecht zu diesem Gradienten, d.h. man misst eine Projektion auf diese Richtung.

Um komplexere (mehrdimensionale) Objekte darstellen zu können, müssen andere Verfahren verwendet werden. Die erste verwendete Technik war das Projektions-Rekonstruktionsverfahren, welche völlig analog zu demjenigen Verfahren läuft, welches in der Röntgen- und X-Ray Tomographie verwendet wird.

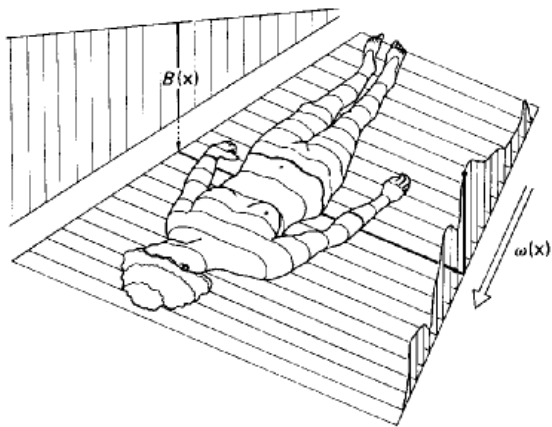


Abbildung 9.24: Projektion der Spindichte auf die Richtung des Gradienten.

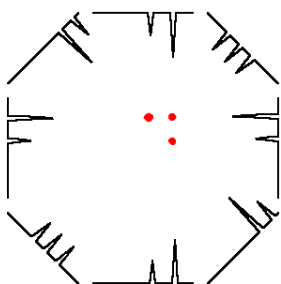


Abbildung 9.25: Mehrfache Projektionen von 3 Testobjekten.

### 9.4.2 Erzeugung von Gradienten

In einem solchen Experiment wird die Variation der Feldstärke, d.h.  $d\omega_0$  gemessen. Das Magnetfeld, dessen Stärke die Larmorfrequenz bestimmt, ist eine vektorielle Größe, und wir müssten somit die Änderung des Betrags berechnen,

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

Da aber in allen Fällen

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

gilt können wir jeweils in guter Näherung

$$d\omega_0 = \gamma dB_z$$

setzen.

Die wichtigsten Gradienten sind diejenigen, bei denen eine Änderung von  $B_z$  entlang der Koordinatenachsen erzeugt wird:

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

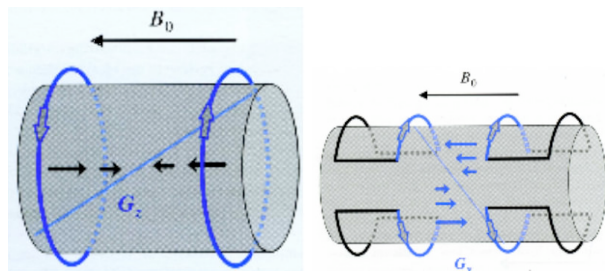


Abbildung 9.26: z-Gradient (links) und transversaler Gradient (rechts). [19]

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.

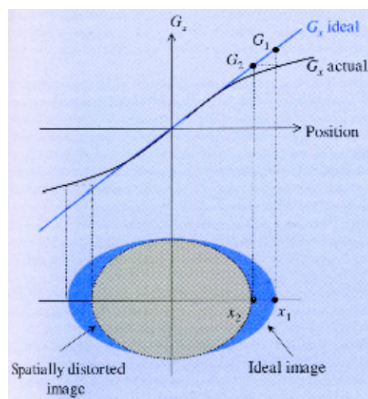


Abbildung 9.27: Nichtlinearitäten von Gradienten und Bildverzerrungen. [19]

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



Abbildung 9.28: Gradient warping. [19]

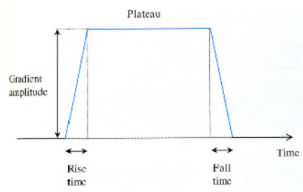


Abbildung 9.29: Schaltzeiten eines Gradienten. [19]

Gradienten besitzen eine endliche Steilheit: Eine zeitlich sehr schnelle Änderung eines Stromes, resp. eines Magnetfeldes, würde nicht nur sehr hohe Spannungen und Energien benötigen, es würde auch zu intensiven Störsignalen führen (siehe Maxwell Gleichungen).

### 9.4.3 Schichtselektion

Eine typische Aufgabe im Rahmen der Kernspintomographie ist die Selektion einer Schicht.

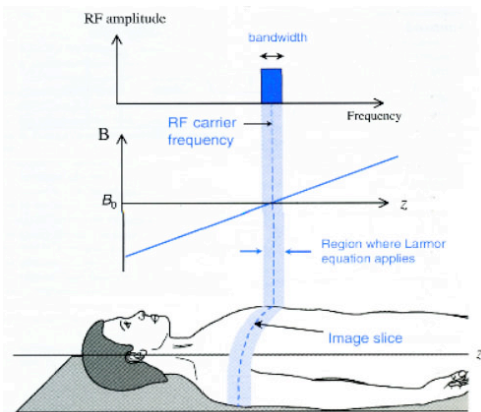


Abbildung 9.30: Schichtselektion. [19]

Dafür legt man senkrecht zu dieser Schicht einen

Magnetfeldgradienten an, so dass sich die Resonanzfrequenz der Kernspins entlang der Achse kontinuierlich verändern. Verwendet man anschließend einen Radiofrequenzpuls mit nur geringer Amplitude (selektiver Puls), so werden nur die Spins in der Nähe der Mittenfrequenz dieses Pulses angeregt.

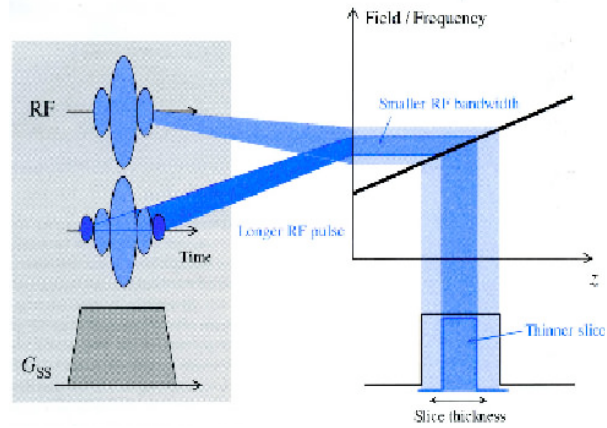


Abbildung 9.31: Variation der Schichtdicke. [19]

Die Anregungsbreite eines Radiofrequenzpulses im Frequenzraum ist gegeben durch die inverse Pulsdauer,  $\Delta\omega \propto \tau_p^{-1}$ . 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.

Um eine gute Schichtselektion zu erreichen, werden selektive RF-Pulse mit einer  $\sin(x)/x$ -Form benutzt: die Fouriertransformierte dieser Funktion ist eine Rechteckfunktion und deshalb erhält man für das Anregungsprofil in guter Näherung eine Rechteckfunktion: Die Spins im Inneren dieses Rechtecks, d.h. dieser Schicht, werden vollständig angeregt, die Spins außerhalb praktisch nicht und tragen deshalb auch nicht zum Signal bei.

Möchte man Spins an einem Ort  $z \neq 0$  anregen, dann muss zusätzlich noch die Anregungsfrequenz der RF-Pulse um  $\Delta\nu = \gamma/(2\pi) \cdot G_z \cdot z$  verschoben werden.

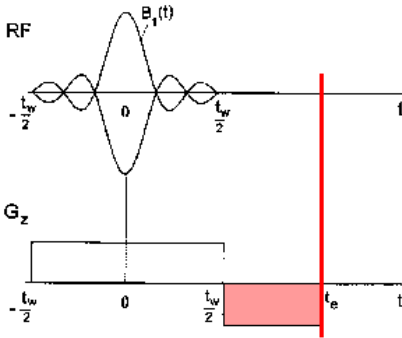


Abbildung 9.32: Recall Gradient zur Refokussierung der Schichtselektion.

Die Magnetisierung, die während des Schichtselektionspulses angeregt wird, dephasiert im Gradienten. Die dadurch auftretenden Signalverluste können vermieden werden, indem man am Ende des Selektionspulses einen weiteren Gradienten mit umgekehrtem Vorzeichen anlegt. 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 Gradienten dephasiert ist.

Durch Anwendung eines Schichtselektionsgradienten ist nun eine Schicht des Körpers für die Bildgebung ausgewählt. Die Ortskodierung in x- und y-Richtung wird durch Frequenz- beziehungsweise Phasenkodiergradienten erreicht.

### 9.4.4 Frequenzkodierung beim Auslesen

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.

Wenn der Auslesegradient in x-Richtung angelegt ist, so trägt ein Spin an der Position  $(x, y, z)$  ein Signal

$$s_i \propto \cos((\omega_0 + \gamma G_x x)t)$$

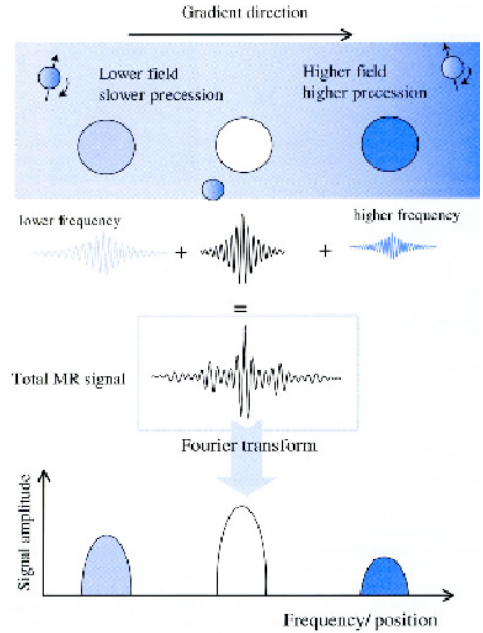


Abbildung 9.33: Frequenzkodierung. [19]

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

Das Gesamtsignal wird somit

$$s_{tot} = \sum \cos((\omega_0 + \gamma G_x x)t)$$

oder, im kontinuierlichen Grenzfall,

$$s_{tot} = \int dx dy dz \rho(\vec{r}) \cos((\omega_0 + \gamma G_x x)t).$$

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

nerseits möglichst starke Magnetfeldgradienten verwendet, andererseits indem man die chemische Verschiebung refokussiert oder selektiv anregt.

Wie bereits erwähnt ist es möglich, eine Sequenz solcher eindimensionaler Bilder mit Hilfe der bekannten Projektions-Rekonstruktionsmethoden wieder sichtbar zu machen. 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 Verzögerungszeit und die Stärke eines Gradienten.

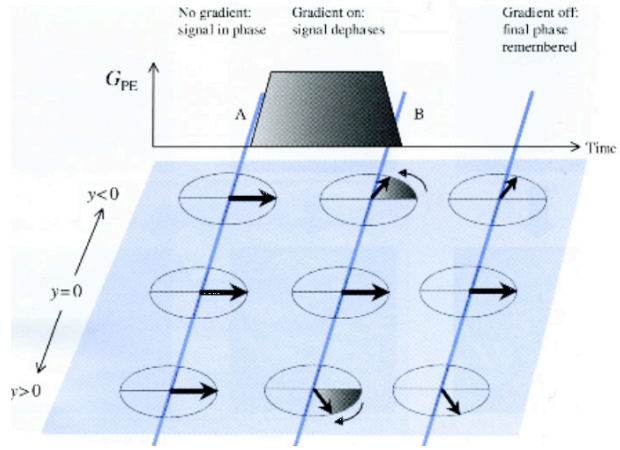


Abbildung 9.35: Phasenkodierung. [19]

### 9.4.5 2D Fourier Bildgebung

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. Erweiterungen auf 3 oder mehr Dimensionen sind prinzipiell genauso möglich.

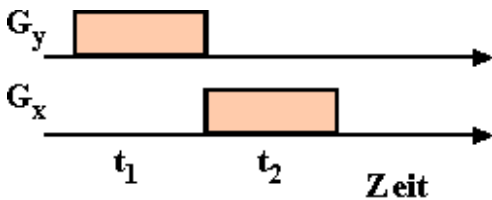


Abbildung 9.34: 2 dimensionale Bildgebung: Prinzip.

Schalten wir nacheinander 2 Gradienten in unterschiedlicher Richtung, so erhalten wir ein Signal

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

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

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

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

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

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

Die Wellenzahl  $k_\alpha$  beschreibt die Ortsauflösung in die entsprechende Richtung. Sie ist gegeben durch das Integral des Gradienten. Für eine hohe Ortsauflösung benötigt man somit starke Gradienten und lange Präzessionszeiten.

Um die Fouriertransformation berechnen zu können benötigt man entsprechende Datensätze: Für ein Bild von 128x128 Punkten müssen in beide Richtungen jeweils 128 Punkte aufgenommen werden. In Richtung des Auslesegradienten (in diesem Beispiel  $x$ ) wird das am einfachsten über eine entsprechende Digitalisierung des FIDs, respektive Echos erreicht. In die senkrechte Richtung (in diesem Beispiel  $y$ ) muss der Wertebereich durch das Produkt  $\gamma G_y t_1$  abgedeckt sein. Dafür kann man das Experiment 128 mal wiederholen, wobei in aufeinander folgenden Experimenten jeweils die Stärke 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.

### 9.4.6 Die Spin-Echo-Sequenz

Die Spin-Echo-Sequenz 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.

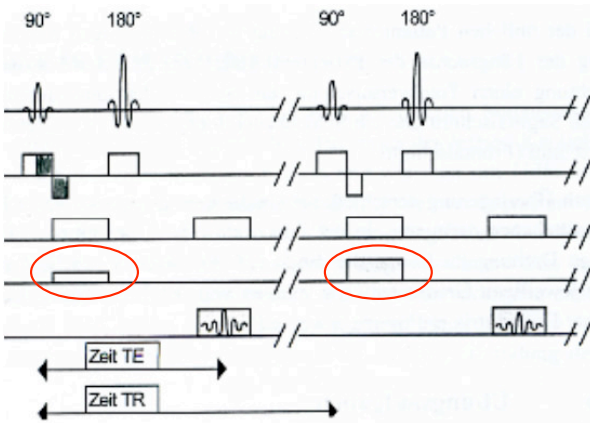


Abbildung 9.36: Ablauf einer Spin-Echo-Sequenz. [17] (nachbearbeitet)

Zunächst erfolgt ein selektiver 90°-Puls mit einem Schichtselektionsgradienten. Danach wird für eine kurze Zeit ein Phasenkodiergradient geschaltet, dem ein selektiver 180°-Puls folgt, der das Echo erzeugt.

Während der Aufnahme 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.

Zu diesem einfachen Bild gibt es zwei Korrekturen sowohl bei dem Schichtselektionsgradienten als auch bei dem Auslesegradienten. In beiden Fällen

werden die entsprechenden Gradienten noch zu anderen Zeiten im Experiment geschaltet, um ein unerwünschtes Dephasieren der Spins auf Grund der Gradienten wieder rückgängig zu machen.

Bisher wurde die Relaxation nicht berücksichtigt. Dies führt einerseits zum Aufbau der longitudinalen Magnetisierung während  $T_R$ , andererseits zum Verlust der transversalen Magnetisierung zwischen Anregungspuls und dem Echomaximum. Die Signalamplitude des Echos beträgt dadurch

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

Typische Werte für die digitale Auflösung sind 128, 256 oder sogar 512 Phasenkodierschritte (und damit Bildpunkte).  $T_E$  liegt bei 10 bis 100ms,  $T_R$  bei 0,5 bis 3s.

## 9.5 Kontraste in MR-Bildern

### 9.5.1 Grundlagen

In der Konstante  $S_0$  der Formel für die Signalamplitude der Spin-Echo-Sequenz steckt im Wesentlichen die Protonendichte. Weitere Gewebeparameter sind, wie vorher schon erwähnt,  $T_1$  und  $T_2$ . Die variablen Parameter in den Pulssequenzen sind die Echozeit  $T_E$ , die Repititionszeit  $T_R$ , 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.

Relevante Kriterien für die Qualität eines Bildes sind

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

Außerdem spielt die digitale Auflösung, d.h. die Anzahl der Pixel in einem Bild eine wichtige Rolle.

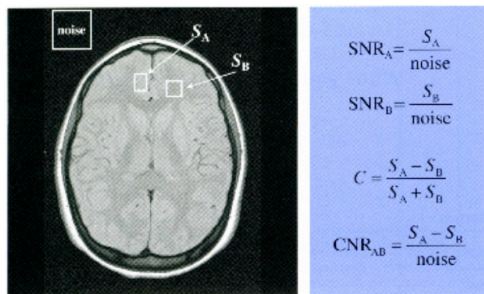


Abbildung 9.37: Definitionen: Kontrast, Signal-zu-Rausch-Verhältnis und Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis. [19]

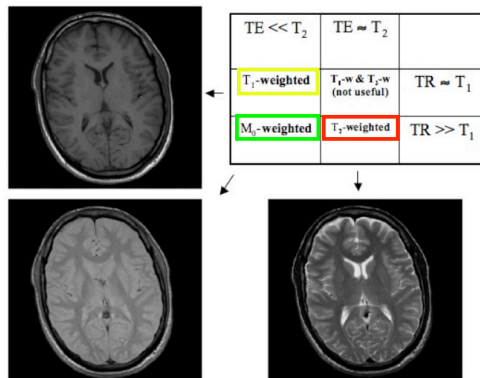


Abbildung 9.39: Gewichtung und Kontrast.

### 9.5.2 Wichtung

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

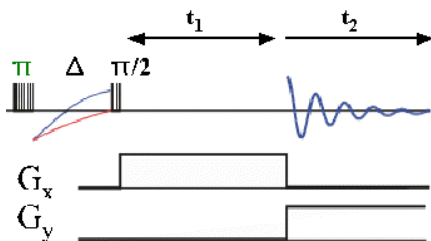


Abbildung 9.38: Relaxationsgewichtung: Prinzip.

Um ein Bild mit der Relaxationszeit zu gewichten kann man vor der eigentlichen Messsequenz eine entsprechende Präparation schaltet. So kann man zunächst die Magnetisierung invertieren und dann für eine Zeit  $\Delta$  relaxieren lassen. Die Magnetisierung relaxiert dann zur Gleichgewichtsmagnetisierung. Durch geeignete Wahl der Zeit  $\Delta$  kann man die Magnetisierung von einzelnen Geweben unterdrücken, sofern sie zu diesem Zeitpunkt gerade durch Null geht.

Auch die Parameter der eigentlichen Bildsequenz können so optimiert werden, dass man auf bestimmte Gewebeeigenschaften besonders empfindlich ist. So kann man kurze Echozeiten wählen,  $T_E \ll T_2$  und eher kurze Relaxationszeiten,  $T_R \approx T_1$ . Dann folgt aus der Gleichung 9.4.6, dass der Gewebe-Parameter  $T_1$  den größten Einfluss auf den Kon-

trast des Bildes hat. Daher nennt man dies eine  **$T_1$ -Wichtung**, bei der die Struktur des Gewebes besonders gut zu erkennen ist. Daher wird diese Technik angewandt, wenn man nachschauen möchte, ob die Anatomie des untersuchten Organs normal ist.

Eine andere Gewichtung bekommt man durch die Wahl der Parameter gemäß  $T_E \approx T_2$  und  $T_R \gg T_1$ . Diese  **$T_2$ -Wichtung** ist meist sehr empfindlich gegenüber krankhaften Prozessen, da im Zusammenhang mit diesen relativ viel "freies" Wasser im Gewebe vorhanden ist.

Für manche klinische Fragestellungen im Kopf- und Wirbelsäulenbereich ist die reine **Protonendichte-Wichtung** 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.

### 9.5.3 Spin-Präparationsverfahren

Den Kontrast kann man auch mit Präparationsverfahren stark beeinflussen. Diese Spin-Präparationsverfahren bestehen aus einem Modul, das vor jede einzelne Datenaufnahme geschaltet ist. 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 Magnetisie-



nung invertiert. Dadurch erhöht sich der  $T_1$ -Kontrast des Bildes, da der Unterschied der Magnetisierung zweier Gewebekomponenten zu einem bestimmten Zeitpunkt deutlicher ausfällt als ohne Präparation.

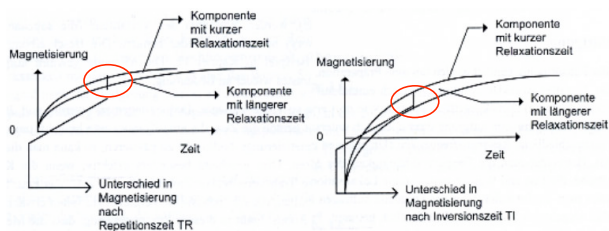


Abbildung 9.40: Inversion-Recovery-Präparation. [17]

Da bei jedem Experiment aus dem Gleichgewicht gestartet werden muss, ergibt sich eine lange Gesamtmeszeit. Historisch ist diese Methode häufig zur  $T_1$ -Wichtung benutzt worden, und sie hat auch heutzutage als optionales Modul für fortgeschrittene Experimente ihre Berechtigung.

### 9.5.4 Fett-Unterdrückung

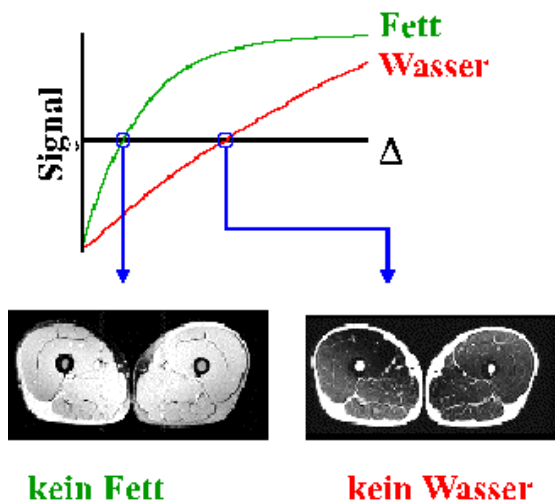


Abbildung 9.41: Selektion des Signals von Wasser oder Fett über die Relaxationszeit.

Wartet man den Zeitpunkt nach der Inversion ab, bei dem eine unerwünschte Komponente (zum Beispiel das Fett) gerade eine Magnetisierung von Null be-

sitzt, und fährt dann mit dem eigentlichen Experiment fort, dann wird diese Komponente wirksam, und vor allem robust, unterdrückt. Das funktioniert besonders gut, wenn diese Komponente eine relativ kurze Transversalrelaxationszeit hat. Wegen ihrer Robustheit wird diese Methode gerne eingesetzt, auch zur Fettsignalunterdrückung.

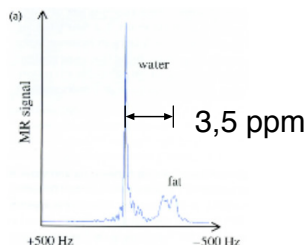


Abbildung 9.42: Resonanzverschiebung von Fett relativ zu Wasser. [19]

Eine andere Möglichkeit, die Fettsignale zu unterdrücken, ist die **Fettsättigung**. Dabei nutzt man aus, dass die Resonanz von Fettgewebe um etwa 3,5ppm relativ zur Wasser-Resonanz verschoben ist. Durch gezielte Einstrahlung auf der Resonanzfrequenz des Fettes werden die Spins gesättigt und letztendlich erscheint das Fettsignal auf dem Bild dunkel. Für die Durchführung muss sowohl das Magnetfeld sehr homogen sein, damit die Unterschiede der Resonanzfrequenz auch über möglicherweise große Untersuchungsobjekte erhalten bleiben.

### 9.5.5 Kontrastmittel

Genügen die natürlichen Kontrastmechanismen nicht, so hat man die Möglichkeit, künstliche Kontrastverstärker einzusetzen. 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.

Zwei häufig eingesetzte Kontrastmittel sind Gadolinium und Eisenoxid. Beide sind paramagnetisch, die meisten Körpergewebe sind diagnetisch, daher

können sie den Kontrast je nach Konzentration im Gewebe stark beeinflussen.

**Gadolinium**  $^{64}Gd$  besitzt 7 ungepaarte Elektronen (Elektronenkonfiguration:  $[Xe]4f^75d^16s^2$ ) und ist daher stark paramagnetisch. Da es in elementarer Form toxisch ist, wird es in einen Chelatkomplex eingebaut. Gespritztes Gadolinium verteilt sich über das Gefäßsystem in alle durchbluteten Gewebe.

Das Molekül, in welches das  $Gd$  eingebaut wird, kann verwendet werden, um zu steuern, welche Bereiche und Funktionen durch das  $Gd$  hervorgehoben werden sollen. 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 Gehirnverletzungen an, wo die Blut-Hirn-Schranke durchbrochen ist. Man kann 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 Extrazellularraum und es wird nach einer biologischen Halbwertszeit von etwa 1.5 h wieder über die Nieren ausgeschieden.

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. Die Signalintensität von Gewebe, das Gadolinium aufgenommen hat, ist in  $T_1$ -gewichteten Bildern erhöht.

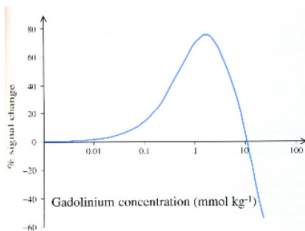


Abbildung 9.43: Signaländerung durch Gd als Funktion der Konzentration. [19]

**Eisenoxide** sind super-paramagnetisch und werden als Kohlenhydrat-ummantelte Partikel in Lösung injiziert. Eine häufig verwendete Abkürzung ist

SPIO - Super Paramagnetic Iron Oxide. Wie Gadolinium werden sie über das Gefäßsystem verteilt, 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 Gewebe mit einer hohen Konzentration in  $T_2$  oder  $T_2^*$ -gewichteten Bildern genügend in ihrer Intensität reduziert werden, aber der Signalverlust auf Grund von SPIO nicht zu groß ist.

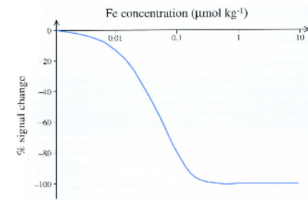


Abbildung 9.44: Signaländerung durch Eisenoxid Partikel als Funktion der Konzentration. [19]

## 9.6 Der k-Raum

### 9.6.1 k-Raum und Messsignal

Wie bereits diskutiert berechnet sich die Phase der Magnetisierung aus

$$\phi = \gamma \int dt G_x(t) x = k_x x .$$

Eine Sequenz von Gradientenpulsen  $G_\alpha(t)$  erzeugt somit eine Funktion  $k_\alpha(t)$ . Dieser hat die Dimension eines Impulses und kann als reziproker Raum interpretiert werden. Es ist nützlich, die Datenaufnahme in diesem Raum zu berachten.

Das Messsignal ist

$$S(k_x, k_y) = \iint dx dy M_T(x, y) \cdot e^{-i2\pi[k_x(t) \cdot x + k_y(t) \cdot y]}$$

Mit der Definition  $k_{x,y} = \gamma/(2\pi) \cdot \int d\tau G_{x,y}(t)$ . Das Messsignal ist (erstaunlicherweise) die zweidimensionale Fouriertransformierte der gesuchten Quermagnetisierungsdichte  $M_T$ . Durch Rücktransformation erhält man somit  $M_T(x, y)$ .

### 9.6.2 Datenaufnahme

Pragmatisch kann der k-Raum als Speicher im Computer angesehen werden, der die Rohdaten enthält.

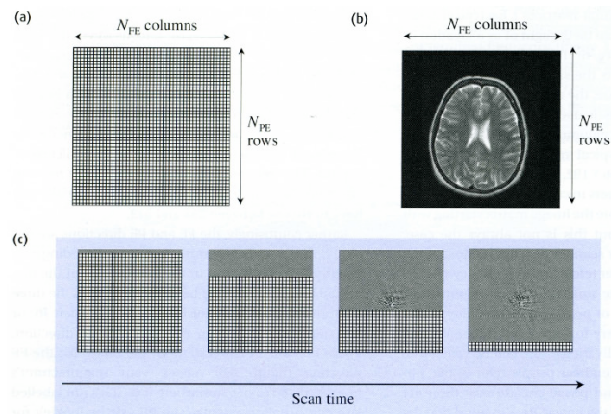


Abbildung 9.45: k-Raum. [19]

Ein einzelner Scan, bei dem ein konstanter Auslesegradient anliegt, entspricht einer Zeile im k-Raum.

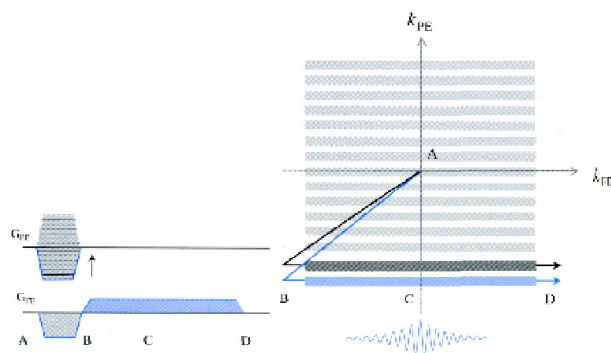


Abbildung 9.46: Datenaufnahme. [19]

Im gewöhnlichen Spin-Echo Experiment wird von Scan zu Scan jeweils die Gradientenstärke des Phasenkodiergradienten um einen bestimmten Betrag inkrementiert. Damit gelangt man jeweils zum nächsten  $k_y$  Wert. Somit wird die Datenmatrix im k-Raum zeilenweise aufgefüllt.

### 9.6.3 Auflösung und Bildgröße

$$FOV_x = \frac{1}{\Delta k_x} = \text{sampling rate along } k_x$$

$$FOV_y = \frac{1}{\Delta k_y} = \text{sampling rate along } k_y$$

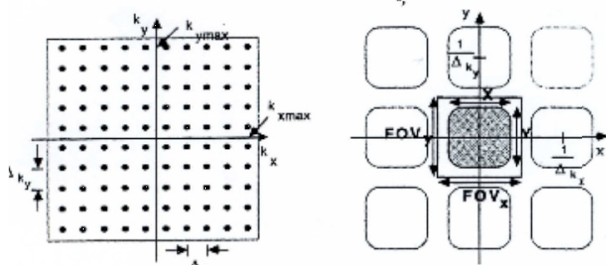


Abbildung 9.47: k-Raum und Ortsraum.

Mit Hilfe der allgemeinen Eigenschaften der Fourier-Transformation kann man zeigen, dass die Datenmatrix im k-Raum die Auflösung und Bildgröße im direkten Raum wie folgt bestimmt:  $FOV_{x,y} = \frac{1}{\Delta k_{x,y}}$ , wobei  $\Delta k_{x,y}$  den jeweiligen Pixelabstand im k-Raum angibt.

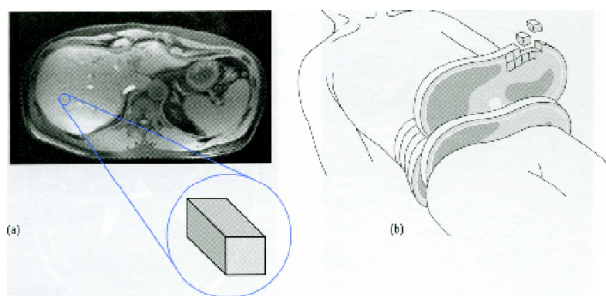


Abbildung 9.48: Pixel und Voxel. [19]

Die dargestellten Signale sind in den meisten Fällen zweidimensionale Projektionen eines 3-dimensionalen Objektes.

### 9.6.4 Informationsgehalt und k-Raum

Die Daten in der Mitte des k-Raumes haben tiefe Orts-Frequenzen und enthalten Information über das SNR und den Kontrast des Bildes, allerdings keine Details.

Ein Bild, das aus diesem Bereich des k-Raumes rekonstruiert wird, sieht verwaschen aus. Andererseits

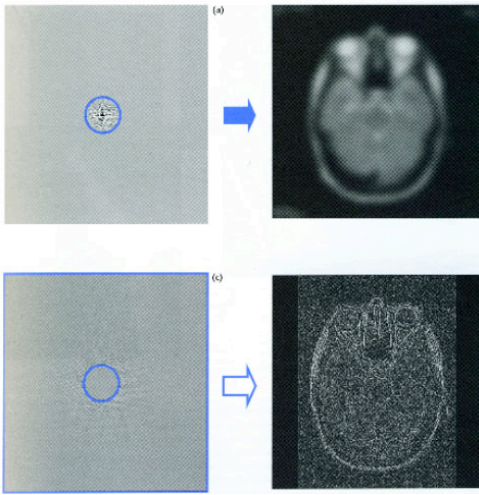


Abbildung 9.49: Information im  $k$ -Raum. [19]

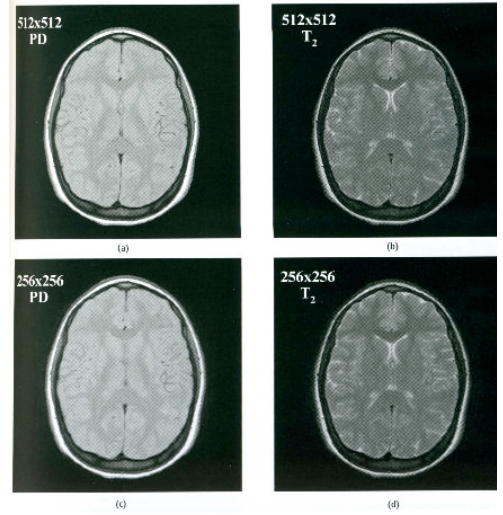


Abbildung 9.50: Auflösung und Bildqualität. [19]

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 die Bildauflösung, eine Rekonstruktion aus diesen Daten besitzt aber eine geringe Gesamtintensität.

## 9.7 Bildrekonstruktion

### 9.7.1 Vorgehen

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.

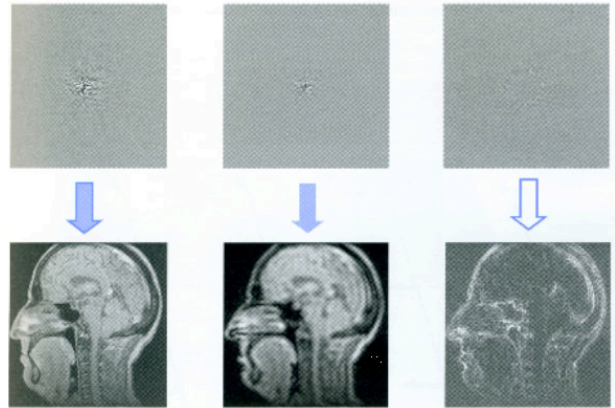


Abbildung 9.51: Hohe und tiefe Ortsfrequenzen. [19]

Mit Ecken und Kanten zwischen zwei unterschiedlichen Gewebetypen sind immer hohe Orts-Frequenzen verbunden. Das kann in der Bildverarbeitung ausgenutzt werden, um die Grenzen zwi-

schen 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.

### 9.7.2 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.

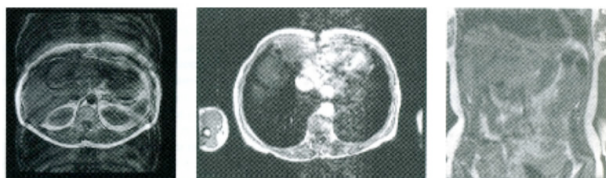


Abbildung 9.52: Bewegungsartefakte. [19]

Dies führt zu Geistersignalen entlang der Phasenkodierrichtung. **Inhomogenitätsartefakte** haben ihren Ursprung in der Fehlerhaftigkeit der Geräte und durch Suszeptibilitätseffekten innerhalb des Körpers. Als Folge können Intensitätsänderungen und Bildverzerrungen auftreten. **Digitale Bildartefakte** stammen von der Rekonstruktion des Bildes mit Hilfe der Fourier-Transformation und führen zu einer Vielzahl von Bildfehlern. Artefakte können aber auch zum Beispiel 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.

### 9.7.3 Bewegungsartefakte

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

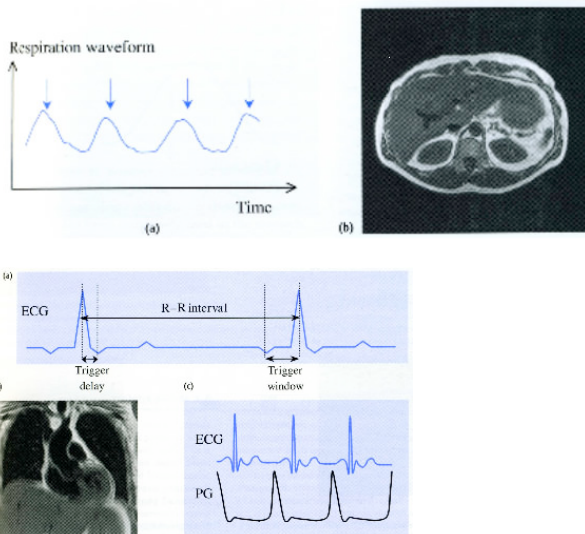


Abbildung 9.53: Triggerung. [19]

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.

### 9.7.4 Chemische Verschiebungs-Artefakte

Wie schon erwähnt, ist die Resonanzfrequenz von Fett um etwa 3,5ppm relativ zum Wassersignal verschoben. Bei der Frequenzkodierung hat das zur Folge, dass das Fett an einer leicht entlang der Frequenzkodier-Achse verschobenen Position zu sein scheint.

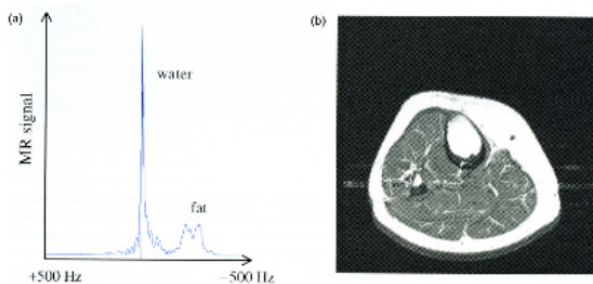


Abbildung 9.54: Chemische Verschiebungs-Artefakt. [19]

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

### 9.7.5 Partialvolumen-Artefakte, Überlapp-Artefakte

Die Größenordnung eines typischen Voxels ist  $1\text{mm} \times 1\text{mm} \times 1\text{mm}$  bis  $1\text{mm} \times 1\text{mm} \times 10\text{mm}$ . 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.

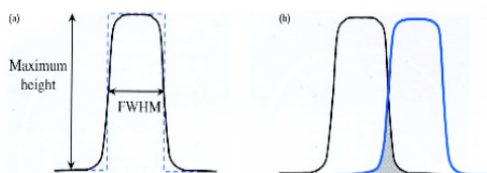


Abbildung 9.55: Partialvolumen-Effekt. [19]

Ein verwandtes Problem gibt es bei Multi-Schicht-Verfahren, wo bei jedem Phasenkodier-Schritt mehrere Schichtsignale aufgenommen werden, ist der Überlapp von Signalen von benachbarten Schichten. Das Gewebe in der Überlapp-Region kann zwischen den einzelnen Experimenten nicht vollständig relaxieren und eine reduzierte Signalintensität ist die Folge. Die Ursache für die Anregung von Gewebe in der Überlapp-Region zweier Schichten sind nichtideale RF-Pulse, die zu 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.

### 9.7.6 Phasenabstastungs-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 Frequenzkodierichtung kann dieses Problem einfach umgangen werden, indem die Abtastrate hoch genug gewählt wird.

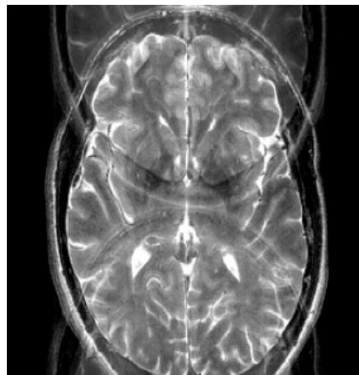


Abbildung 9.56:  $N/2$ -Ghost.

In Phasenkodierichtung hingegen wäre das Verdoppeln der Abtastrate 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.

### 9.7.7 Metall-Artefakte, Suszeptibilitäts-Artefakte,...

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

Durchschläge der RF-Spule während der Bildaufnahme 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 diese Artefakte identifiziert worden sind.

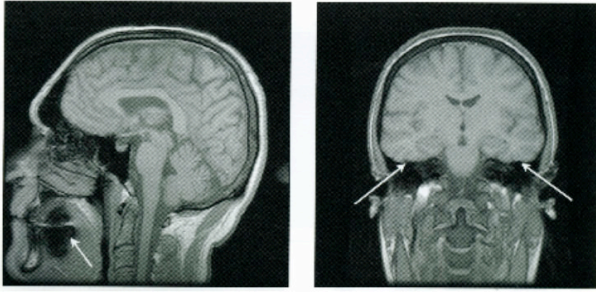


Abbildung 9.57: Suszeptibilitäts-Artefakt. [19]

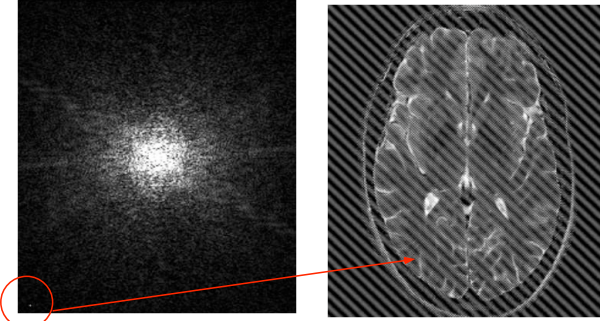


Abbildung 9.58: Punktartefakte. [19]

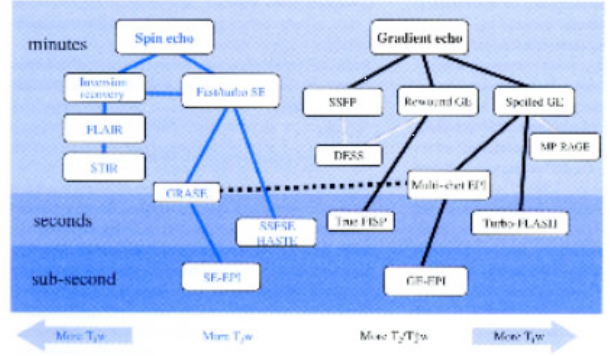


Abbildung 9.59: Übersicht über den Zusammenhang verschiedener Pulssequenzen. [19]

lich zu denen, die auf dem Spin-Echo aufbauen: den **Gradienten-Echo-Verfahren**.

Trotz der Vielzahl von Pulssequenzen gibt es im Wesentlichen nur die drei schon bekannten **Kontrastmechanismen**:  $T_1$ -,  $T_2$ - und Protonendichte-Gewichtung.

## 9.8 Pulssequenzen

### 9.8.1 Grundlagen

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. Diese Zeit ist durch die biophysikalischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt und kann nicht ohne weiteres verändert werden. Aus diesem Problem heraus wurden 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 zusätz-

### 9.8.2 Allgemeine Spin-Echo-Sequenz und Multi-Spin-Echo

Im Allgemeinen können einer Spin-Echo-Sequenz verschiedene Module vorgeschaltet werden, die der räumlichen Sättigung bei Phasenabstastungs-Artefakten, oder der Fettsignal-Unterdrückung dienen. Außerdem gibt es die schon erwähnten Präparationsverfahren zur Kontrastverbesserung.

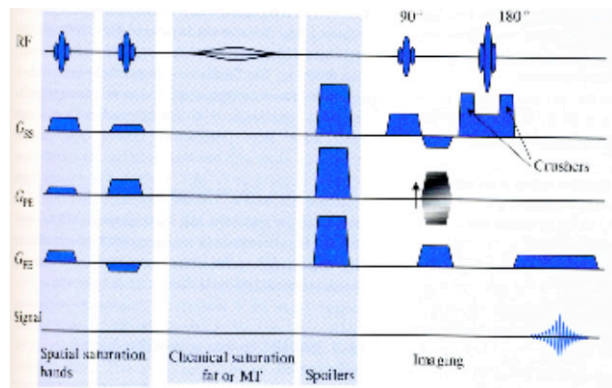


Abbildung 9.60: Spin-Echo-Sequenz. [19]

Bei dem Multi-Spin-Echo nutzt man die lange Wartezeit zwischen zwei aufeinander folgenden Phasenkodierschritten aus, um mit einer Anregung und einer Vielzahl von  $180^\circ$ -Pulsen sowie unterschiedlichen Gradienten in einem solcher Phasenkodierschritten viele Echos zu generieren, jeweils für andere Schichten. Das funktioniert nur so lange, wie der  $T_2$ -Signalabfall eine vernünftige Detektion zuläßt, ist aber trotzdem im Allgemeinen ein enormer Zeitgewinn.

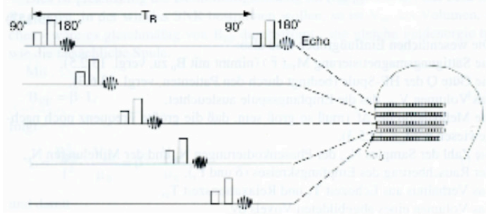


Abbildung 9.61: Multi-Spin-Echo-Sequenz. [10]

### 9.8.3 Gradientenecho

Bei den Gradienten-Echo-Verfahren findet die Rephasierung der Kernspins nach der Anregung durch einen Gradienten statt, an Stelle des  $180^\circ$ -Pulses.

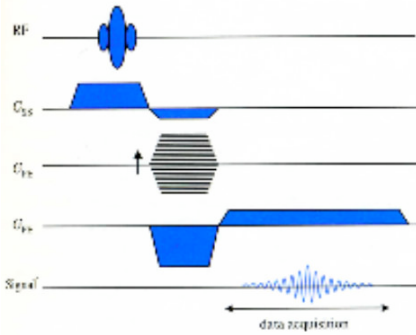


Abbildung 9.62: Gradienten-Echo. [19]

Da man hier kleine Flipwinkel bei der Anregung benutzen kann, hat man einen Geschwindigkeitsvorteil weil kurze Repetitionszeiten  $T_R$  möglich werden.

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

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

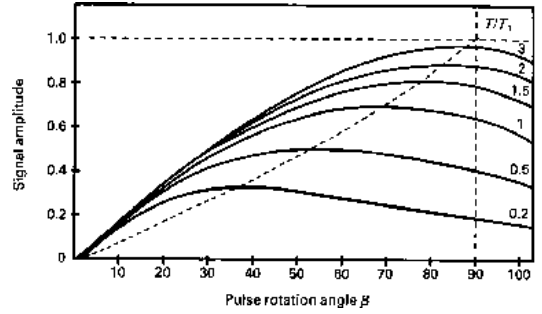


Abbildung 9.63: Optimaler Winkel für die Anregungspulse.

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 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. In einigen Fällen ist sogar eine  $T_2$ -Gewichtung anwendbar.

### 9.8.4 Schnelle Bildgebung

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.

Weitere Sequenzen für die schnelle Bildgebung sind *GRASE* und *RARE*.



## EPI: Echo-Planar-Imaging

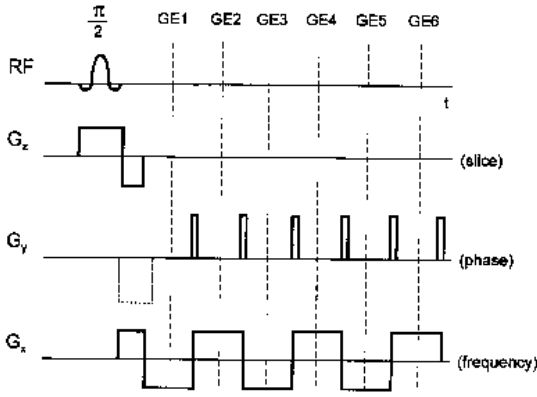


Abbildung 9.64: EPI Sequenz.

## 9.9 Weitere Anwendungen

### 9.9.1 Fluss-Bildgebung

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

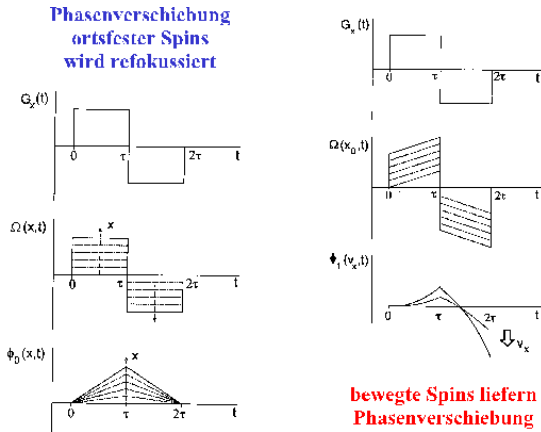


Abbildung 9.65: Flussbildgebung.

So kann man ein paar von entgegengesetzten Gradienten anlegen. Wie im Rahmen des Gradientenechos diskutiert führt dies bei unbewegten Spins dazu, dass sich ein Echo bildet, dass also der Effekt der beiden Gradienten verschwindet.

Dies ist nicht mehr der Fall wenn sich die Spins während oder zwischen den beiden Gradienten pulse bewegen. In diesem Fall ist die Aufhebung der beiden

Gradienten nicht mehr vollständig und man erhält ein schwächeres Signal. Misst man diese Abschwächung als Funktion der Gradientenstärke, so erhält man die Bewegungsgeschwindigkeit (bei einer gerichteten Bewegung) oder den Diffusionskoeffizienten.

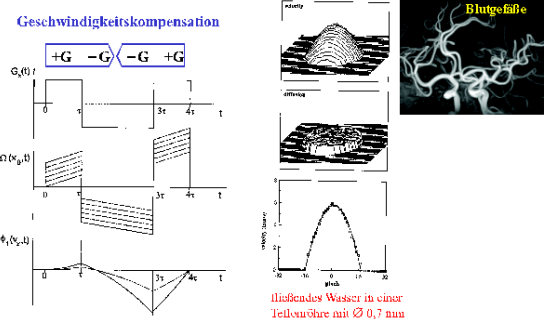


Abbildung 9.66: Unterscheidung zwischen diffuser und gerichteter Bewegung.

Mit Hilfe einer einfachen Erweiterung ist es auch möglich, zwischen diffusiven und gerichteten Bewegungsprozessen zu unterscheiden.

### 9.9.2 Hyperpolarisierte Edelgase

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

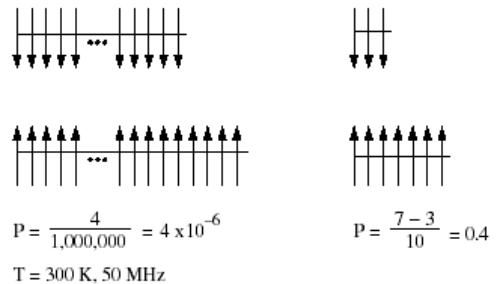


Abbildung 9.67: Hyperpolarisierte Spins.

Man kann dies kompensieren, indem man über optisches Pumpen die Polarisation der Spins um mehrere

Größenordnungen erhöht und damit das Signal entsprechend verstärkt.

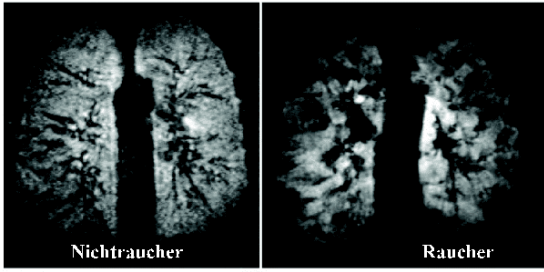


Abbildung 9.68: Vergleich der Lungen von Raucher und Nichtraucher.

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.

### 9.9.3 Funktionelle Bildgebung (fMRI)

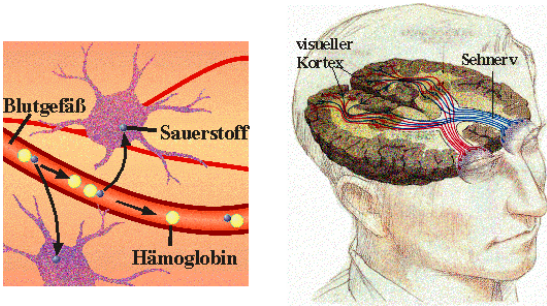


Abbildung 9.69: BOLD Effekt und Verlauf der Sehnerven.

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. Die Hämoglobin-Moleküle, die keinen Sauerstoff gebunden haben, sind paramagnetisch, während diejenigen mit Sauerstoff diamagnetisch 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.

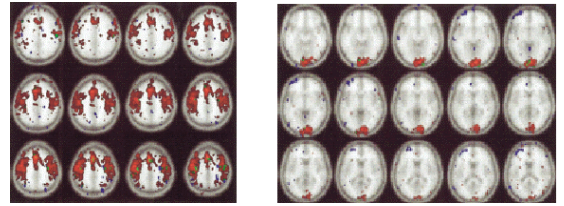


Abbildung 9.70: fMRI Bilder von Probanden mit manueller Aktivität (links) und bei der Betrachtung eines Schachbrettes (rechts).

Je nach Tätigkeit werden sehr unterschiedliche Bereiche des Gehirns aktiviert.

### 9.9.4 In Vivo Spektroskopie

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

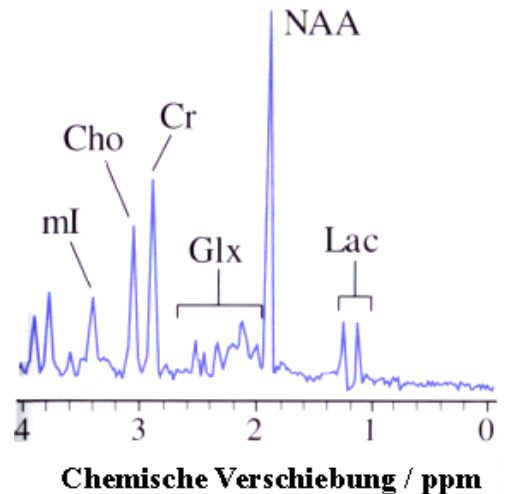


Abbildung 9.71: Wichtigste Moleküle für in Vivo Spektroskopie des Gehirns. [19]

Auf Grund der Empfindlichkeit kann spektroskopische Information am leichtesten bei der  $^1H$  NMR gewonnen werden. Allerdings ist hier der Bereich

der chemischen Verschiebung und damit die erreichbare Information relativ gering. In der Figur 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.

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*.

### 9.9.5 Nichtmedizinische Anwendungen

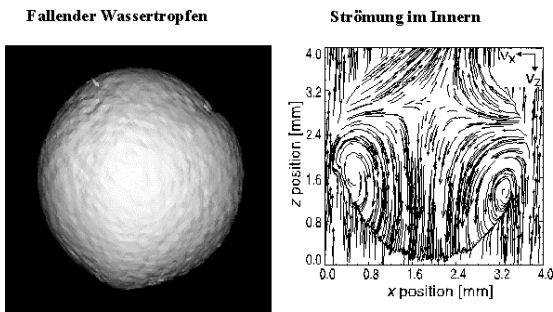


Abbildung 9.72: Links: MRI Bild eines fallenden Wassertropfens; Rechts: Strömung im Innern des Tropfens (Han et al., PRL 87, 144501 (2001)).

Bildgebende NMR wird nicht nur in der Medizin verwendet, sondern auch in vielen anderen Bereichen. Die Figur 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.