

Magnetic-Resonance-Imaging (MRI)

Skript zum Lehrstuhlversuch

Lehrstuhl Experimentelle Physik III

Autoren: Michael Schliwka, Andreas Wiemann, Jörg Lambert, Soheyla Eshlaghi

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Grundprinzip der Kernspinresonanz	2
1.2	Der Fall eines homogenen, zeitlich konstanten Magnetfeldes	2
1.3	HF-Einstrahlung	2
1.4	Freier Induktionszerfall	3
1.5	Spinecho-Verfahren	3
1.6	Relaxationsprozesse	3
2	Ortsauflösung	4
2.1	Schichtsektion	4
2.2	Frequenzkodierung	5
2.3	Phasenkodierung und 2D-Fourierbildgebung	6
2.4	Zusammenfassung: Die 2D-Spin-Echo-Imaging-Sequenz.	6
2.5	Bildkontrast - Gewichtung	7
2.5.1	Relaxationsgewichtung oder T_1 bzw. T_2 -Gewichtung.	7
2.5.2	Diffusionsgewichtung	8
3	Arbeiten mit dem NMR-Spektrometer	8
4	Kalibrierung des NMR-Spektrometers	11
4.1	Bestimmung der Larmorfrequenz der Protonen des Wassers	11
4.2	Kalibrierung der Senderleistungen für harte 90° - und 180° -Pulse	11
4.3	Kalibrierung der Senderleistungen für weiche SINC- 90° - und 180° -Pulse	12
4.4	Kalibrierung der Gradientenstärken	12
5	Imaging-Messungen	13
5.1	Standard-Imaging-Messung	13
5.2	Imaging mit T_1 -Gewichtung	13
5.3	Imaging mit T_2 -Gewichtung	13
5.4	Imaging mit Diffusions-Gewichtung	13

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Grundprinzip der Kernspinresonanz

Bei der Kernspinresonanz nutzt man das quantenmechanische Phänomen aus, dass der Spin eines Teilchens vom Betrag I bzgl. eines äußeren Magnetfeldes nur $2I + 1$ Ausrichtungen annehmen kann. Für einen Kern vom Spin $\frac{1}{2}$ (wie z.B. ein Proton) gibt es also zwei Ausrichtungen, die je ein Energieniveau für einen Kern darstellen. Da

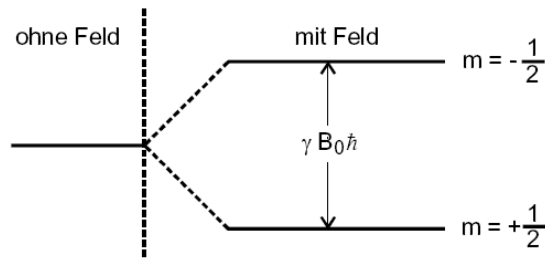


Abbildung 1: Ausrichtungen des Protonenspins bzgl. eines äußeren Magnetfeldes

die beiden Energieniveaus eine unterschiedliche potenzielle Energie aufweisen, sind sie in einer makroskopischen Probe unterschiedlich stark von Kernen belegt. Es ergibt sich damit für diese Probe in einem Magnetfeld eine mittlere Gesamtmagnetisierung, die im Falle des Protons als Kern bei der Temperatur T unter einem konstanten Magnetfeld B_0 den Betrag

$$M_0 = \frac{1}{4} \mu_0 \gamma^2 \frac{\hbar^2}{k} N \frac{B_0}{T} \quad (1)$$

hat, wobei γ das gyromagnetische Verhältnis des Kerns ist. Es beträgt bei einem Proton etwa $2,67522205(23) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$.

1.2 Der Fall eines homogenen, zeitlich konstanten Magnetfeldes

Nun nutzt man aus, dass sich die Gesamtmagnetisierung einer Probe aus dem Zusammenwirken von sehr vielen Teilchen entsteht, so dass man fortan klassisch argumentieren kann. Auf die Gesamtmagnetisierung wirkt nämlich nun aufgrund des Magnetfeldes ein Drehmoment \vec{M} , für das gilt:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times B_0 \vec{z}_e. \quad (2)$$

Hier wurde o.B.d.A. davon ausgegangen, dass das homogene Magnetfeld in z -Richtung verläuft. Die Lösung dieser Gleichung zeigt, dass die Magnetisierung um die z -Achse präzediert, und zwar mit der Frequenz

$$\omega = \gamma B_0, \quad (3)$$

der sogenannten **Larmor-Frequenz**.

1.3 HF-Einstrahlung

Im vorliegenden Versuch befindet sich die Probe in einer Spule, welche in x -Richtung orientiert ist. Diese dient einerseits zur Signaldetektion, andererseits auch als Sender für Hochfrequenzquanten. Zu diesem Zweck wird durch die Spule ein Strom geschickt, sodass ein B_1 -Feld entsteht, welches in x -Richtung verläuft. Dieses Feld addieren sich vektoriell zum B_0 -Feld und ergibt so ein Effektivfeld (Abb. 2). Die Magnetisierung beginnt um die Achse dieses Feldes zu präzedieren. Da $|B_0 + B_1| \approx |B_0|$ ist, geschieht dies nahezu mit der Frequenz ω_L . Ändert man nun jeweils nach $\frac{\omega_L}{\pi}$ (wenn also die Magnetisierung die Achse des Effektivfeldes halb umrundet hat) das Vorzeichen des B_1 -Feldes, so schraubt sich die Magnetisierung nach und nach in die $-z$ -Richtung, d. h. man kann mit der Dauer, für die das B_1 -Feld aktiv ist, die Ausrichtung der Magnetisierung steuern. Anstatt mit einem sich Rechteckförmig ändernden B_1 -Feld verwendet man ein Sinussignal mit der Frequenz ω_L . Auf diese Weise erreicht man, dass die Magnetisierung eine spiralförmige Bewegung um die z -Achse ausführt.

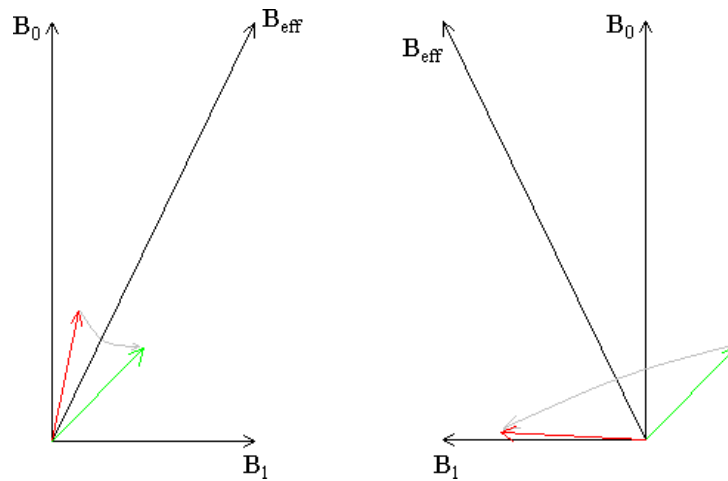


Abbildung 2: Effektivfeld und Bewegung der Magnetisierung um dasselbe

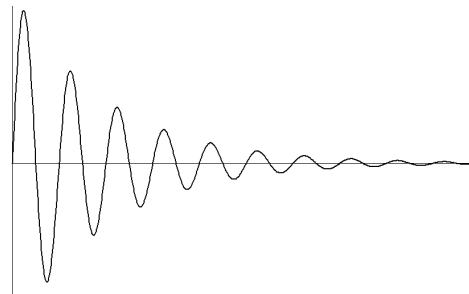


Abbildung 3: typisches FID-Signal

1.4 Freier Induktionszerfall

Wurde die Probenmagnetisierung aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, so führt sie die Larmorpräzession um die B_0 -Achse aus. Diese Kreisbewegung induziert in der die Probe enthaltenden Spule ein elektrisches Signal, welches detektiert werden kann. Aufgrund der Ausrichtung der Spule spielt dabei nur die Projektion der Magnetisierung in die xy -Ebene eine Rolle. Daher wird das Signal mit zunehmender Relaxation immer schwächer. Diesen Vorgang nennt man Freien Induktionszerfall (FID¹). Abb. 3 zeigt ein typisches FID-Signal. Es handelt sich um eine gedämpfte Schwingung mit der Frequenz $\frac{\omega_L}{2\pi}$.

1.5 Spinecho-Verfahren

Die Methode des Spinechos spielt bei der Bildgebung eine bedeutende Rolle. Beim Spinecho-Verfahren gibt man zunächst einen 90° -Puls in die Probe. Die Spins werden dadurch in die $x - y$ -Ebene gedreht. Die Magnetisierung der Probe wird abgebaut, da die Spins aufgrund von Magnetfeldinhomogenitäten außer Phase geraten. Nach dem Verstreichen einer (im Prinzip frei wählbaren Zeit T_E) gibt man einen 180° -Puls auf die Probe. Ein solcher Puls kehrt die Rotationsrichtungen der Spins um, so dass Spins, die sich zunächst voneinander entfernten, anschließend wieder aufeinander zulaufen. So sind die Spins also direkt nach dem Abklingen des Pulses dephasiert. Da die Spins aufeinander zulaufen, sind mit der Zeit immer mehr Spins in Phase. Das Induktionssignal wird stärker und weist schließlich ein Maximum auf. Nun sind die Spins *refokussiert*. Das Signalmaximum, das aufgrund der Refokussierung der Spins zustande kommt, nennt man auch Spin-Echo oder Hahn-Echo. Es tritt stets nach der Zeit T_E nach dem 180° -Puls auf. Das Echosignal wird bei bildgebenden Verfahren ausgelesen und mittels Fouriertransformation zu einem Bild der Probe umgewandelt (s. dazu später).

1.6 Relaxationsprozesse

Lenkt man die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtslage aus, so präzidiert sie nicht beliebig lange um die Magnetfeldachse, sondern strebt stets den ursprünglichen Gleichgewichtszustand wieder an. Dafür sind verschiedene Ursachen verantwortlich. Zum einen kann ein Spin mit seinem nächsten Nachbarn wechselwirken und dabei

¹Free Induction Decay

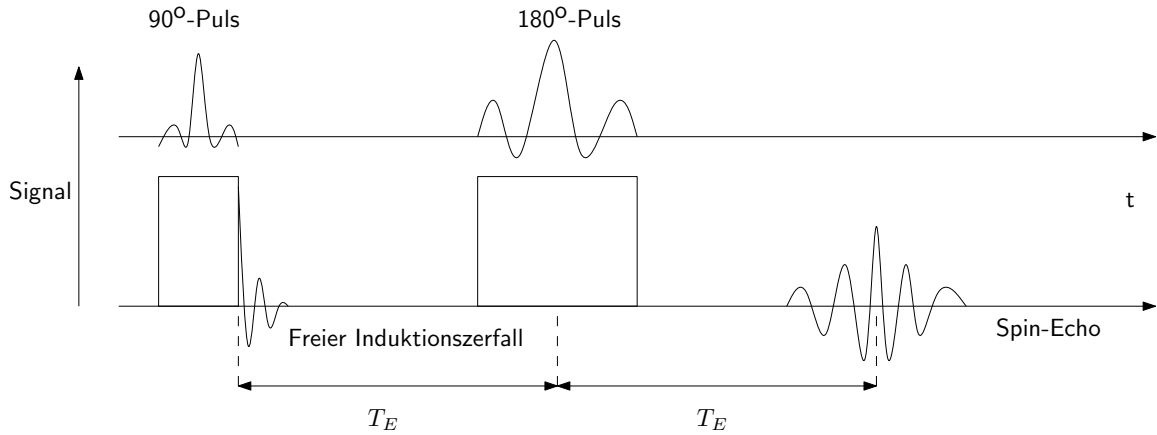


Abbildung 4: Darstellung eines Spin-Echos

Energie verlieren. Zum anderen kann die Energie der Spinbewegung an die Umgebung abgegeben werden. Dies führt dazu, dass die Magnetisierung wieder in das thermodynamische Gleichgewicht zurückkehrt. Diesen Vorgang nennt man *Relaxation*. Beide Ursachen für den Abbau der Magnetisierung werden von charakteristischen Zeiten regiert und haben zusätzlich eine geometrische Bedeutung. Die Wechselwirkung eines Spins mit der Umgebung ist stets mit einem Abbau der Magnetisierung entlang der \vec{B}_0 -Feld-Richtung verknüpft, man spricht hier auch von *longitudinaler Magnetisierung*. Die charakteristische Zeit, die mit dieser Relaxation verbunden ist, wird mit dem Symbol T_1 bezeichnet und trägt aufgrund des oben Beschriebenen den Namen *Spin-Gitter- oder longitudinale Relaxationszeit*. Die Wechselwirkung der Spins mit ihren nächsten Nachbarn nennt man Spin-Spin-Wechselwirkung. Mit ihr geht ein Abbau der *transversalen* Komponente der Magnetisierung einher, die sie regierende Zeit wird mit T_2 gekennzeichnet. Man nennt sie *Spin-Spin- oder transversale Relaxationszeit*. Unter Beachtung der Relaxationserscheinungen lauten die Bewegungsgleichungen für die Magnetisierung wie folgt:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (4)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = M_y \omega_0 - \frac{M_x}{T_2} \quad (5)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -M_x \omega_0 - \frac{M_y}{T_2}, \quad (6)$$

was eine Erweiterung von Gleichung (2) darstellt.

2 Ortsauflösung

Um aus der NMR ein bildgebendes Verfahren zu machen, ist es nötig, ein Signal einem Ursprungsort zuzuordnen. Zu diesem Zweck verwendet man lineare Feldgradienten, die in allen drei Raumrichtungen eine Veränderung der Feldstärke des B_0 -Feldes ermöglichen. Damit erhält jeder Ort innerhalb der Probe eine eigene Larmorfrequenz. Am besten beschreibt man die Ortsauflösung anhand einer konkreten Pulsfolge, die zur Erzeugung eines MRI-Bildes zum Einsatz kommt. Abbildung 5 zeigt eine Pulsfolge, wie sie für ein Standard-Spin-Echo-Imaging-Verfahren verwendet wird. Die eingezeichneten Gradienten dienen zur Auswahl einer einzelnen Schicht sowie innerhalb dieser Schicht zur Ortsauflösung, um ein zweidimensionales Bild zu erzeugen.

2.1 Schichtselektion

Um eine Schicht aus der Probe auszuwählen, verwendet man einen der drei Gradienten, in unserem Fall den z-Gradienten. Er sorgt für eine stetige Zunahme der Feldstärke in z-Richtung. Dadurch wird die Larmorfrequenz eine Funktion von z : $\omega_L \rightsquigarrow \omega_L(z)$. Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, wird die Anregung resonant mit der Frequenz $\omega_L(z)$ ausgeführt. Da ein HF-Impuls jedoch nie nur eine einzelne Frequenz überträgt, sondern eine Vielzahl, sodass auch andere Stellen der Probe angeregt werden – etwa durch Oberwellen – verwendet man eine Impuls der Form $\frac{\sin(x)}{x}$. Das Frequenzspektrum eines solchen Impulses kann man durch eine Fourier-Transformation untersuchen, welche gerade einen Rechteckimpuls liefert:

$$f(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{für } \omega_L - \omega_a \leq \omega \leq \omega_L + \omega_a \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

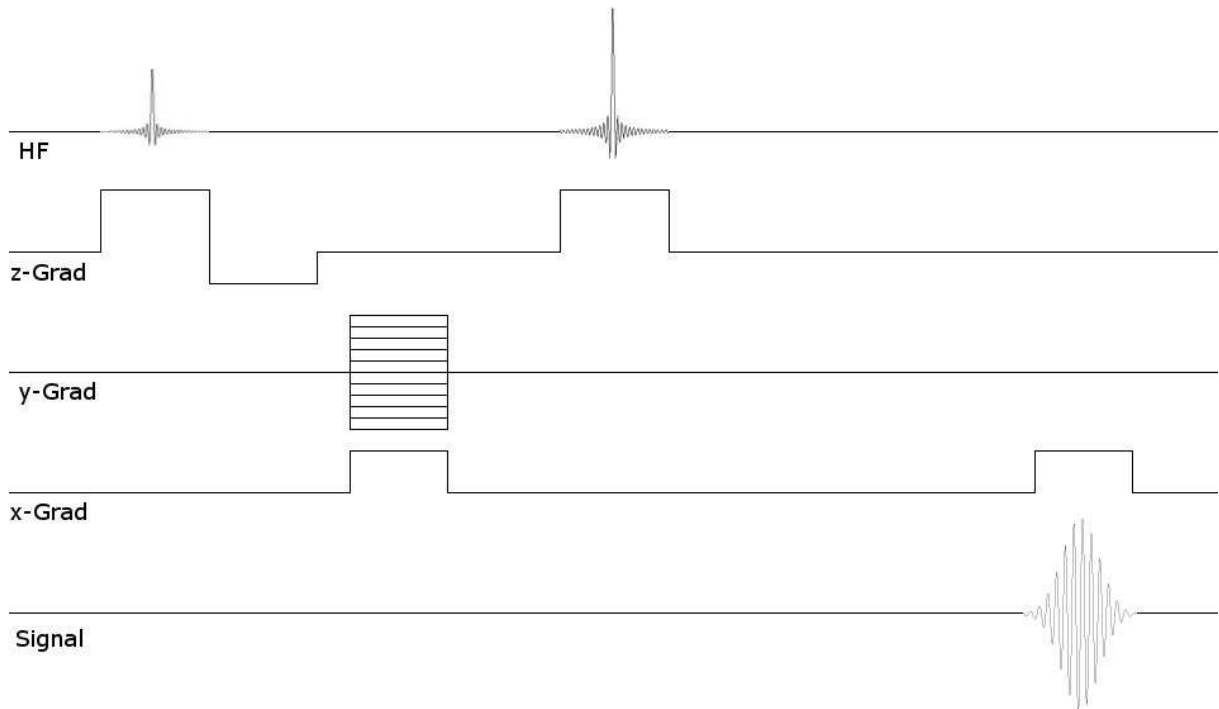


Abbildung 5: Pulsfolge für eine Spin-Echo-Bildgebungs-Sequenz

$$\int_0^{\infty} f(\omega) \cos(\omega t) d\omega = \frac{\sin((\omega_L + \omega_a)t)}{t} - \frac{\sin((\omega_L - \omega_a)t)}{t}$$

Demzufolge wird innerhalb eines Frequenzbandes $[\omega_L - \omega_a, \omega_L + \omega_a]$ die Probenmagnetisierung angeregt, außerhalb dieser Bandbreite jedoch praktisch gar nicht, d.h. man erreicht die Selektion einer Schicht definierbarer Dicke. Der z-Gradient wird nur für den Zeitraum einer HF-Einstrahlung aktiviert, ansonsten bleibt er inaktiv. Die angeregten Spins innerhalb der Schicht geraten in ihrer Präzession nach und nach außer Phase. Die durch den z-Gradienten erzeugte Dephasierung kann jedoch durch Invertierung des Gradienten rückgängig gemacht werden. Zu diesem Zweck wird nach dem 90° -Puls der z-Gradient nochmals für die gleiche Dauer mit halber, negativer Stärke aktiviert. Er muss dabei nur halb so stark sein, weil die Dephasierung im wesentlichen erst mit dem Maximum des Pulses einsetzt, d. h. nur über die halbe Zeit des ersten z-Gradienten wirksam ist. Entspricht also die Fläche unter dem Rephasiergradienten gerade der halben Fläche des Dephasiergradienten, so werden die Spins refokussiert.

2.2 Frequenzkodierung

Schaltet man nach Anregung der Spins während der Signalaufnahme einen Gradienten (etwa in x-Richtung), so werden die Larmorfrequenzen in dieser Richtung ortsabhängig. An jedem Ort herrscht ein anderes Magnetfeld, die Spins, die sich in einem kleinen Volumenelement (auch *Voxel* für Volume-Element genannt) um diesen Ort herum befinden, rotieren daher mit einer für ihre x-Koordinate spezifischen Frequenz. Diese ist aber durch

$$\omega = \gamma|B| = \gamma(B_0 + G_x \cdot x) = \gamma B_0 + \gamma G_x \cdot x = \omega_0 + \gamma G_x x$$

gegeben. Somit liefern die Spins in einem Volumenelement mit der x-Koordinate x_i ein Signal der Form

$$s(t) = \alpha \rho(x_i, y, z) \cos((\omega_0 + \gamma G_x x_i)t),$$

Dabei kann man davon ausgehen, dass die Signalstärke zur *Spindichte* am Ort (x, y, z) proportional ist, da jeder Spin an einem Ort das gleiche Signal liefert (im Folgenden setzen wir o.B.d.A. $\alpha = 1$). Das Gesamtsignal ergibt sich insgesamt durch eine Überlagerung aller Einzelsignale.

Wir betrachten dazu zur Veranschaulichung zunächst den diskreten Fall. Zur Errechnung des Gesamtsignals ist erst einmal über alle Signale in x-Richtung zu summieren. Diese haben stets eine von der x-Koordinate abhängige Frequenz:

$$s_x^{dis}(t) = \sum_i \rho(x_i, y, z) \cos((\omega_0 + \gamma G_x x_i)t)$$

Jeder Streifen parallel zur x-Achse (vgl. dazu Abb. ??) liefert im Wesentlichen das gleiche Signal, da die Rotationsfrequenz nur in x-Richtung variiert. Verschieden ist nur die Stärke, da die Spindichte natürlich beliebig variieren kann. Ebenso ist das Signal von jeder Scheibe in z-Richtung im oben beschriebenen Sinne identisch, so dass für die Berechnung des Gesamtsignals noch über die Anzahl der Streifen parallel zur x-Achse und anschließend über die Schichten senkrecht der z-Achse zu summieren ist:

$$s_{dot}^{dis}(t) = \sum_k \sum_j \sum_i \rho(x_i, y_j, z_k) \cos((\omega_0 + \gamma G_x x_i)t)$$

im kontinuierlichen Fall ergibt sich also das Integral:

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

Darin bezeichnet $\rho(\vec{r})$ die Spindichte am Ort \vec{r} . Durch Vertauschung der Integrationsreihenfolge und Ausklammern erhält man

$$s_{tot} = \int \left[\iint \rho(\vec{r}) dy dz \right] \cos[(\omega_0 + \gamma G_x x)t] dx \rightsquigarrow \int F(x) \cos(\alpha x \cdot t) dx,$$

das Integral hat also die Form einer Fourier-Transformation von einer Funktion $F(x)$, wobei $F(x)$ die Projektion der Spindichte in x-Richtung darstellt:

$$F(x) = \iint \rho(x, y, z) dy dz$$

Misst man also das Signal und bildet die inverse Fourier-Transformierte, so erhält man die Projektion F aus dem Signal zurück.

2.3 Phasenkodierung und 2D-Fourierbildgebung

Zur Erzeugung von Ortsauflösung in der zweiten Dimension kann man die Frequenzkodierung nicht verwenden, da in der Pulssequenz natürlich nur eine Signalaufnahme vorkommen kann. Um eine Ortskodierung in y-Richtung zu erhalten, kommt das Verfahren der Phasenkodierung zum Einsatz: Schaltet man vor dem Aufbau des Echosignals einen weiteren Gradienten in y-Richtung, so laufen die Spins außer Phase. Ist der y-Gradient für eine Zeit t_1 aktiv, so erhalten wir ein Gesamtsignal der Form

$$s_{tot}(t) = \iiint \rho(r) \cos(\omega_0 t + \varphi_y) dx dy dz; \quad \varphi_y := \gamma G_y y t_1$$

Es wird also eine Phasenverschiebung innerhalb des Signals erzeugt, die direkt von der Stärke des Gradienten abhängig ist. Daher bezeichnet man diesen auch als Phasenkodier-Gradienten. Kombiniert man Frequenz- und Phasenkodierung, d.h. schaltet man gleichzeitig zum y-Gradienten einen x-Gradienten, erhält man:

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

Um aus diesem Zeitsignal das zweidimensionale Bild rekonstruieren zu können, verwendet man eine Reihe unterschiedlicher Phasenkodier-Gradienten bei gleichbleibendem Frequenzkodiergradienten. Auf diese Weise erhält man ein System von Messsignalen, aus der durch geeignete Fourier-Transformationen in x- und y-Richtung die Ortsinformation zurückerhalten werden kann.

2.4 Zusammenfassung: Die 2D-Spin-Echo-Imaging-Sequenz.

Die wichtigste Pulssequenz bei den bildgebenden Verfahren ist die sogenannte Spin-Echo-Imaging-Sequenz. Hierbei wird als Signal das weiter oben beschriebene Spin-Echo zur Bilderzeugung verwendet. Dargestellt wird im einfachsten Fall die Spindichte als Funktion des Ortes um untersuchten Objekt. Um die Signalstärke ortsabhängig aufnehmen zu können, verwendet man sowohl Frequenz- als auch Phasenkodierung. Die zugehörige Pulsfolge ist in Abbildung 5 dargestellt. Zunächst wird ein 90° -Puls auf die Probe gegeben, zeitgleich mit einem geschalteten z-Gradienten. Der Puls ist selektiv, d.h. es handelt sich um einen sinc-Puls, so dass nur die Spins in einer bestimmten Schicht mit einstellbarer Dicke senkrecht zur z-Richtung in der Probe angeregt werden. Um die durch den Gradienten erzeugte Dephasierungen und den damit einhergehenden Verlust an Signalstärke zu vermeiden, wird anschließend ein Gradient mit entgegengesetztem Vorzeichen geschaltet, der aber nur die halbe Dauer oder Amplitude aufweist wie der vorherige Gradient. Dadurch werden die erzeugten Dephasierungen wieder aufgehoben.

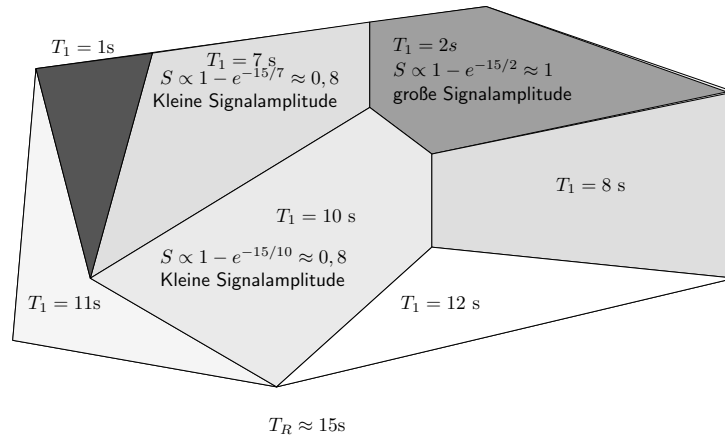


Abbildung 6: Schematische Darstellung einer Probe mit Bereichen verschiedener T_1 -Zeiten. Die Farbe deutet die resultierende Signalstärke und damit den entstehenden Kontrast an, die Relaxationszeiten und die Wiederholungszeit sind willkürlich gewählt.

Nun wird die Orts- und Frequenzkodierung vorbereitet. Bevor der 180° -Puls aktiviert wird, wird ein y -Gradient geschaltet. Dieser hat zu Folge, dass die Spins je nach y -Koordinate ihres Aufenthaltsortes unterschiedlich schnell rotieren und somit eine kontinuierliche Phasenverschiebung in y -Richtung erhalten. Diese Phasenverschiebung bleibt auch nach dem 180° -Puls im Spinecho erhalten, so dass sie beim Auslesen des Signals zur Kodierung der y -Koordinate verwendet werden kann (vgl. Phasenkodierung). Während des Spin-Echos nach dem 180° -Puls wird ein x -Gradient geschaltet. Dieser sorgt für eine x -Abhängigkeit der Rotationsfrequenzen und dient daher der Kodierung der x -Koordinate (vgl. Frequenzkodierung).

2.5 Bildkontrast - Gewichtung

2.5.1 Relaxationsgewichtung oder T_1 bzw. T_2 -Gewichtung.

Würde in MRI-Bildern lediglich die Spindichte des untersuchten Objekts abgebildet, wären die Bilder sehr kontrastarm und wenig aussagekräftig. Das Potential der MRI liegt gerade in der Verfügbarkeit physikalischer Phänomene (Relaxation und Diffusion) zur Kontrasterzeugung. Ziel der Kontrasterzeugung ist es, die Signalstärke bestimmter Regionen zu dämpfen und die Stärke von Signalen aus anderen Regionen zu erhöhen. Dies ist besonders im klinischen Alltag von Interesse, wenn man z.B. verschiedene Gewebearten oder einen Tumor deutlich erkennen möchte.

Eine Möglichkeit der Kontrasterzeugung ist die Gewichtung über die Relaxationszeiten T_1 und T_2 . Dies ist besonders von Interesse, da die Relaxationszeiten stark vom umliegenden Gewebe abhängen. Bei der vorangegangenen Diskussion der Signale, die man aus der Probe empfängt, wurde die Relaxation vernachlässigt, die Signalstärke hing im Wesentlichen von der Spindichte ab. Berücksichtigt man die Relaxation, so gilt für die Signalstärke:

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

Dabei bezeichnet T_E den Abstand zwischen dem 90° - und dem 180° -Puls (Echo-Zeit). T_R wiederum stellt die Wiederholzeit zwischen zwei Experimenten dar.

An der Formel erkennt man, dass für Bereiche der Probe, in denen $T_1 \ll T_R$ gilt, die Exponentialfunktion nahezu 0 wird und die Signalstärke nur wenig geschwächt wird. Ist hingegen $T_1 \gg T_R$, so nimmt die Exponentialfunktion einen mit 1 vergleichbaren Wert an, das Signal wird abgeschwächt. Somit erscheinen Regionen, in denen die Spins „kurze“ (sprich kürzer als die Wiederholzeit) longitudinale Relaxationszeiten aufweisen deutlich stärker betont als Regionen, in denen „lange“ Relaxationszeiten vorherrschen. Die physikalischen Ursachen dieser gewichteten Signalstärken sind in Abb. 7 dargestellt. Ist $T_1 \ll T_R$, so stellt sich bis zum Beginn der nächsten Aufnahme eine Ausgangsmagnetisierung ein, die im Wesentlichen in z -Richtung zeigt. Ein 90° -Puls klappt dann fast die volle Magnetisierung in die $x - y$ -Ebene, so dass ein Signal mit großer Amplitude entsteht. Haben die Spins deutlich längere Relaxationszeiten, so zeigt die Magnetisierung zu Beginn der Pulsfolge nicht vollständig in z -Richtung und der 90° -Puls dreht die Magnetisierung „an der x - y -Ebene vorbei“. Da nur die Projektion der Magnetisierung auf die x - y -Ebene zur Signalstärke beiträgt, empfängt man somit ein schwächeres Signal. Um in einer Messung eine T_2 -Gewichtung durchzuführen, verändert man die Echozeit T_E , d. h. den Abstand zwischen dem 90° und dem 180° -Puls. Auch die Zeit T_2 ist nicht in allen Bereichen der Probe gleich. Sie wird stark durch die Gewebezusammensetzung beeinflusst. Bereiche mit wenig Wasser weisen eine schnellere Spin-Spin-Relaxation auf als solche mit viel Wasser.

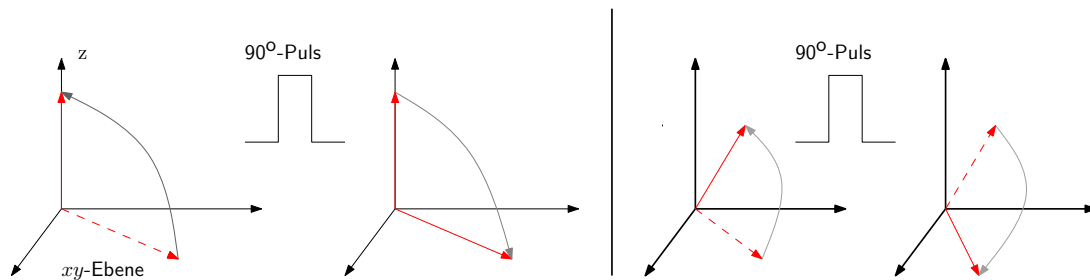


Abbildung 7: Darstellung eines Spins mit geringer Relaxationszeit (links) und langer Relaxationszeit (rechts)

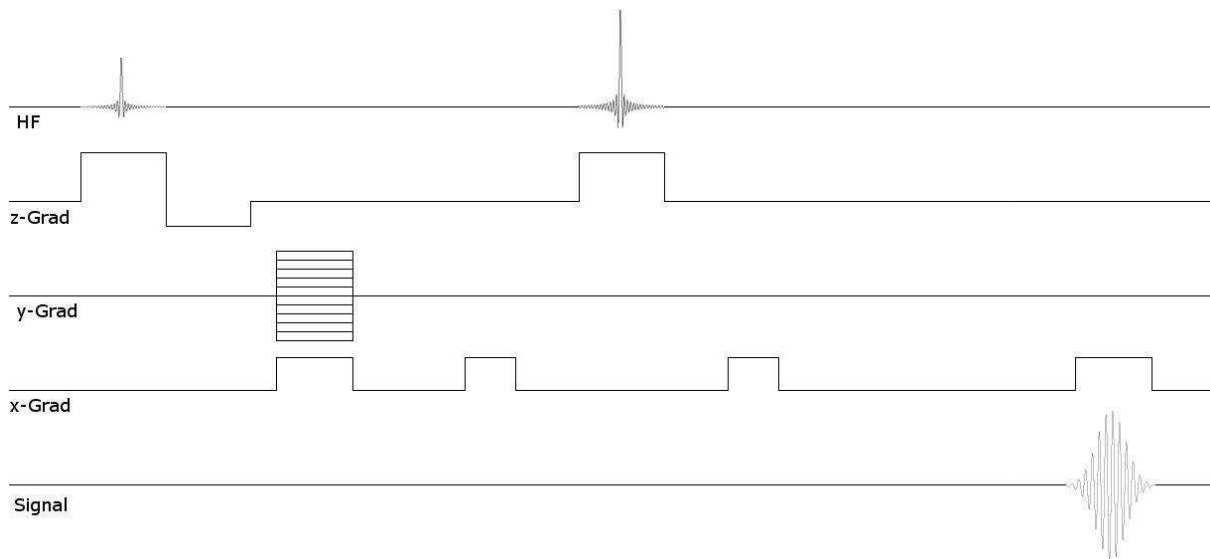


Abbildung 8: Pulssequenz für eine Diffusionsgewichtung mithilfe eines zusätzlichen x-Gradienten

Das Signal baut sich durch die Wechselwirkung der Spins untereinander nach und nach ab. Wählt man eine geringe Echozeit, so erhält man von praktisch allen Spins, die zum Signal beitragen noch ein starkes Echo. Vergrößert man jedoch die Echozeit, so geben Spins mit schnellerer Spin-Spin-Relaxation ein schwächeres Signal. Auf diese Weise kann man also Bereiche mit viel Wasser wie etwa Gewebeschäden im menschlichen Körper hervorheben.

2.5.2 Diffusionsgewichtung

Eine andere Pulsfolge ermöglicht es, Diffusionsvorgänge sichtbar zu machen. Die Moleküle innerhalb der Probe sind ständig in Bewegung. Man kann sich dies zunutze machen, um Bereiche mit starker Diffusion auszublenden und auf diese Weise etwa Feststoffe oder Gewebeverhärtungen sichtbar zu machen. Um dies zu erreichen fügt man in die Pulssequenz zusätzliche Feldgradienten symmetrisch vor und nach dem 180° -Puls ein. Dadurch werden wiederum die Larmorfrequenzen ortsabhängig und die Spins dephasieren. Nach dem 180° -Puls werden sie durch den erneut aktiven Gradienten wieder refokussiert. Sind die Spins jedoch inzwischen in einen anderen Bereich der Probe diffundiert, entspricht das Magnetfeld nicht demjenigen, das zur Refokussierung nötig wäre, sodass ihr Echosignal geschwächt wird. Man kann diese Schwächung mit der Stärke des Gradienten steuern. Je stärker der Gradient, desto stärker wird das Echosignal der diffundierten Spins geschwächt.

3 Arbeiten mit dem NMR-Spektrometer

Die Messungen werden an einem Chemagnetics-INFINITY-Plus 600 NMR-Spektrometer durchgeführt bei einer Feldstärke $B_0 = 14T$, entsprechend einer Messfrequenz für Protonen von $\nu_0 = 600MHz$.

Das Gerät ist mit einem MILLPEDE-Microimaging-Probenkopf (Abb. 9) für MRI-Messungen ausgestattet. Die Bedienung des Spektrometers erfolgt mit der Software SPINSIGHT.

Zu Beginn eine Darstellung mit mehreren Fenstern (Viewports) auswählen

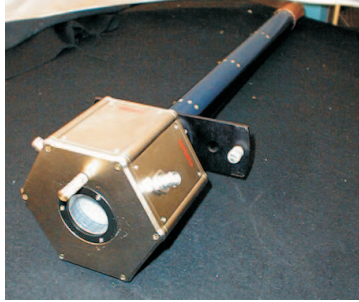


Abbildung 9: MILLIPEDE-Microimaging-Probenkopf

DISPLAY->FORMAT->2x4

Man wählt ein Viewport zur Eingabe aus, indem man es anklickt, das Viewport wird dann rot umrandet.

Pulsprogramm laden

FILE->OPEN->EXPERIMENTS

Acquisitionsfenster laden

PANELS->ACQUISITION PANEL

Wichtige Parameter setzen:

sf2: Pulsträgerfrequenz (Larmor-Frequenz)

pd: Pulsdelay=Wartezeit zwischen zwei Scans

na: Anzahl der Scans

al: Acquisition length, Anzahl der Datenpunkte, in die der FID digitalisiert wird

sw: Spektrale Breite=Frequenzfenster in Hz

pw90H: Pulslänge in μs

aH: Leistungswert als dimensionslose Zahl zwischen 0 und 1, i.a. 0.6

sch: Immer auf 1.0 setzen

aSinc90: Leistungswert für SINC-90°-Puls

aSinc180: Leistungswert für SINC-180°-Puls

rg: Receivergain=Empfängerempfindlichkeit

FOV: Field of View=Seitenlänge des quadratischen Bildausschnitts.

ph_steps: Anzahl der Phasenschritte bei Phasenkodierung

SL_THK: Dicke der ausgewählten Schicht in mm.

T_E : Echozeit eines Imaging-Experiments

T_R : Repetitionszeit eines Imaging-Experiments

Prozessierungsfenster laden

PANELS->PROCESS PANEL

Wichtige Parameter setzen:

FT->complex->4096 points

apodization->exponential

phase correction->>manual->use buffers last values

Manipulation der Spektrendarstellung auf dem Bildschirm:

EXPAND=Spreizung des Spektrums

FL=Zurücksetzen der Spreizung

ACQUIRE=Startet Acquisition

STOP=Hält Acquisition an

PROCESS=Führt Prozessierung mit den Angaben im PROCESS PANEL durch

ANALYSIS->PHASE CORRECTION

Korrektur der Signalphase. Ursache des Phasenfehlers ist die Totzeit nach dem RF-Puls, die wegen der Umschaltung der Spule vom Transmit- in den Receive-Modus erforderlich ist. In dieser Zeit entwickelt sich die Magnetisierung je nach Frequenz der Signale nach einer linearen Funktion $\varphi = c1 * \nu + c0$

Für unsere Zwecke reicht eine Korrektur nullter Ordnung ($c0$) aus, da wir nur ein Signal haben.

Messung in einen **ARRAY**, um Serienmessungen durchzuführen: Im **ACQUISITION PANEL** den Parameter mit der Maus markieren, **ARRAY** anklicken, ein Eingabefenster öffnet sich, Startwert und Inkrement eingeben und **APPLY** anklicken. Messung mit **ACQUIRE** starten.

4 Kalibrierung des NMR-Spektrometers

Bevor man ein Image aufnehmen kann, müssen einige Parameter bestimmt werden. Zu diesem Zweck steht eine mit Wasser gefüllte Kunststoffkugel mit einem Durchmesser von $d=1,546\text{cm}$ als Probe zur Verfügung. Mit diesem Messobjekt bestimmt man zunächst die Larmorfrequenz der Protonen im B_0 -Feld, die Stärke der Feldgradienten sowie der 90° - und 180° -Pulse.

4.1 Bestimmung der Larmorfrequenz der Protonen des Wassers

Wie in Abschnitt 1.3 erwähnt, soll die Anregung resonant mit der Larmorfrequenz der Protonen des Wassers ausgeführt werden. Dazu führt man zunächst eine Anregung (Pulsprogramm **1pulse**) mit einer Frequenz aus, die nach Erfahrungswerten in der Nähe der Larmorfrequenz (**sf2**) liegt. Allgemein könnte man auch eine beliebige Frequenz nehmen und sie so lange verändern, bis man ein Signal detektieren kann.

Man beobachtet den FID der Wasserstoffatome in der Probe. Eine Fourieranalyse des Signals (vgl. Abb. 10) liefert die Larmorfrequenz.

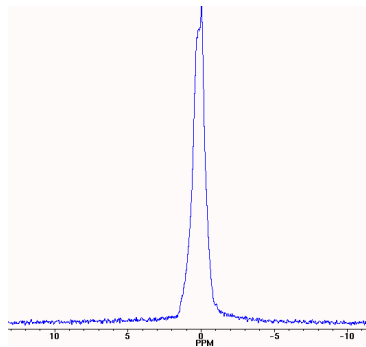


Abbildung 10: NMR Spektrum der Kalibrierkugel

4.2 Kalibrierung der Senderleistungen für harte 90° - und 180° -Pulse

Die Pulsdauern für die verwendeten Impulse müssen so eingestellt werden, dass für die Spins 90° bzw. 180° -Rotationen resultieren (Pulsprogramm **1pulse**). Dazu hält man die Senderleistung konstant (**aH=0.6**, **sch=1.0**) und führt eine Messreihe mit fortwährend steigender Pulslänge **pw90H** durch:

- Markieren Sie den Startwert (z.B. **pw90H=20 μs**)
- Klicken Sie dann auf **ARRAY**
- Ein Fenster öffnet sich, geben Sie ein Inkrement an, z.B. **2 μs** .
- Geben Sie die Anzahl der Inkremente an (30).

Klicken Sie auf **APPLY** und starten Sie die Messung mit **ACQUIRE**.

Nach der FT erhält man eine Darstellung wie in Abbildung 11. Das Signal erreicht seine maximale Amplitude nach einem 90° -Puls und verschwindet nach einem 180° -Puls. Es ist dabei am einfachsten, den Nulldurchgang der Amplitude zu bestimmen, da sich das Maximum nicht ganz so einfach aus der Messung ablesen lässt. Die für den 90° -Puls nötige Pulsdauer erhält man dann durch eine Halbierung der 180° -Pulsdauer.

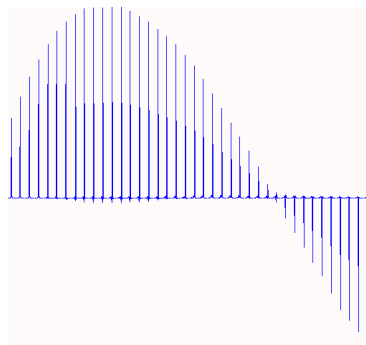


Abbildung 11: Messreihe zur Kalibrierung der Pulsdauer

4.3 Kalibrierung der Senderleistungen für weiche SINC-90°- und 180°-Pulse

Die Leistungswerte für die SINC-Pulse müssen so eingestellt werden, dass für die Spins 90° bzw. 180°-Rotationen resultieren (Pulsprogramm **SINCTEST**). Bei diesem Experiment sind die Pulsdauern konstant, unterschiedliche Rotationswinkel stellt man durch Variation der Senderleistung ein. Dazu führt man eine Messreihe mit fortwährend steigender Senderleistung **aH** durch. Achten Sie bitte bei diesen Experiment sehr sorgfältig darauf, dass die Pulsträgerfrequenz **sf2** genau on resonance ist:

- Markieren Sie den Startwert (z.B. **aH=0.1**)
- Klicken Sie dann auf **ARRAY**
- Ein Fenster öffnet sich, geben Sie ein Inkrement an, z.B. 0.01
- Geben Sie die Anzahl der Inkremente (40) an.

Klicken Sie auf **APPLY** und starten Sie die Messung mit **ACQUIRE**.

Das Signal erreicht seine maximale Amplitude nach einem 90°-Puls und verschwindet nach einem 180°-Puls. Setzen Sie den Leistungswert **aH**, der zum ersten Maximum der Messkurve gehört, gleich **aSinc90**. Setzen Sie den Leistungswert **aH**, der zum ersten Minimum der Messkurve gehört, gleich **aSinc180**.

4.4 Kalibrierung der Gradientenstärken

Zur Bestimmung der Gradientenstärken verwendeten wir das Spin-Echo-Verfahren mit einem zusätzlichen Gradienten. Abbildung 12 zeigt die verwendete Pulsfolge (Pulsprogramm **projxyz5**). Der eingesetzte Gradient erfüllt

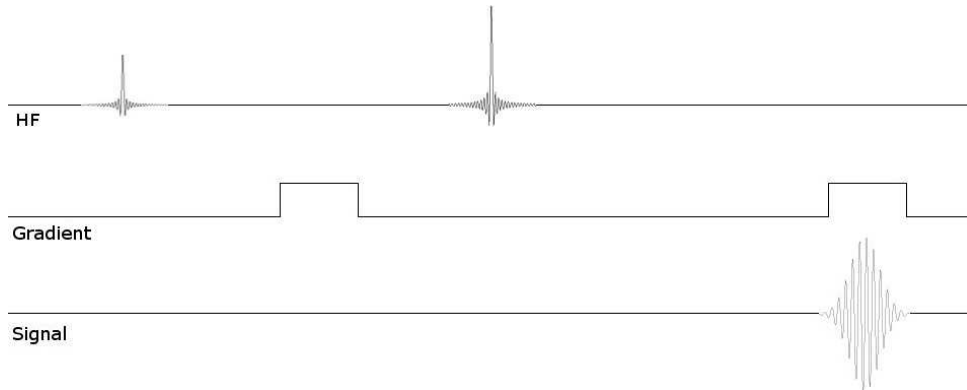


Abbildung 12: Pulsfolge für die Gradientenkalibrierung

dabei die Funktion eines Frequenzkodiergradienten. Aus der Breite des Signals Abb. 13 der Kugel im Frequenz-

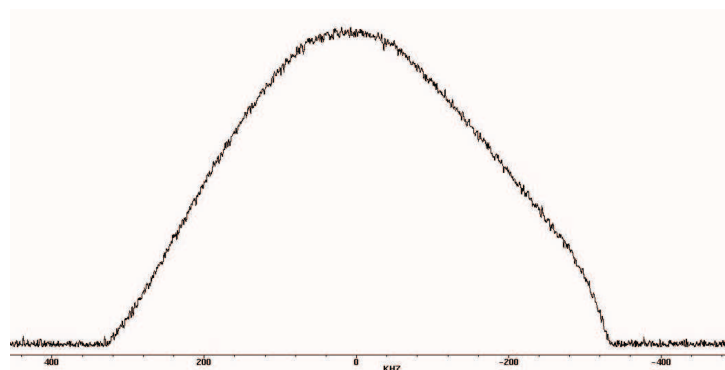


Abbildung 13: NMR-Signal bei der Kalibrierung von Gradienten

raum lässt sich dann über die Formel

$$G = \frac{\Delta\nu}{\bar{\gamma}d}$$

mit $d = 1,546\text{cm}$ und $\bar{\gamma} = 4,26 \frac{\text{kHz}}{\text{G}}$ die Stärke des Gradienten bestimmen. Hierbei bezeichnet $\Delta\nu$ die Fussbreite des Signals. Führen Sie diese Kalibrierung für alle drei Gradienten mit je 10 Gradientenstärken durch. Werten Sie die Messwerte mit einer linearen Regression aus.

5 Imaging-Messungen

5.1 Standard-Imaging-Messung

Als Probe dient z.B. eine Cherry-Tomate. Messen Sie zunächst ein Übersichtsbild (Pulsprogramm **XYIM2**) ohne Relaxationsgewichtung. Benutzen Sie folgende Parameter für alle Images:

FOV=30mm
aH=0.6
scH=1.0
ph_steps=128
al=256
SL_THK=1mm
aSinc90 wie oben gemessen
aSinc180 wie oben gemessen

Transformieren Sie die Images mit einem Makro **IMAGE_PROCESS2**, das Sie unter

MACROS->OTHER

finden.

5.2 Imaging mit T_1 -Gewichtung

Erstellen Sie drei Aufnahmen mit T_1 -Gewichtungen (Pulsprogramm **XYIM2_IR**) erstellt. Verwenden Sie dazu Wiederholzeiten T_R von 400, 200 und 50 ms.

5.3 Imaging mit T_2 -Gewichtung

Erstellen Sie T_2 -gewichtete Messungen (Pulsprogramm **XYIM2**) mit Echozeiten von 15, 30 und 60ms.

5.4 Imaging mit Diffusions-Gewichtung

Führen Sie Imaging-Messungen mit Diffusionsgewichtung (Pulsprogramm **DTI_STEAM**) durch. Benutzen Sie Feldgradienten von 10, 50 und 200 mT/m für die x- und die z-Richtung.