

Grundlagen der MRT

H. E. Möller

Im Unterschied zu röntgenographischen Verfahren kommt die Magnetresonanztomographie (MRT) (Tab. 1.1) ohne Strahlenrisiko aus, da sie den sehr energiearmen Radiofrequenzbereich (Frequenzen, die auch bei Rundfunk, Fernsehen oder Mobilfunk verwendet werden) zur Bildgebung ausnutzt.

Ihre Grundlage ist die 1946 durch *Edward M. Purcell* sowie *Felix Bloch* entdeckte magnetische Kernresonanz (nuclear magnetic resonance [NMR]). Beide Forscher wurden hierfür 1952 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

In der Folgezeit, besonders nach Einführung der Fourier-Transform-Technik (1991 Nobelpreis für Chemie an *Richard R. Ernst*), etablierte sich die NMR als bedeutendste spektroskopische Methode in der Chemie. Moderne Techniken ermöglichen die 3-dimensionale Strukturanalyse großer Biomoleküle in Lösung (2002 Nobelpreis für Chemie an *Kurt Wüthrich*).

1973 publizierte *Paul C. Lauterbur* das erste NMR-Bild, jedoch erst seit den 1980er Jahren erlangte die MRT Bedeutung als digitales Schnittbildverfahren in der Medizin. Für ihre Begründung und Weiterentwicklung erhielten *Paul Lauterbur* und *Sir Peter Mansfield* 2003 den Nobelpreis für Medizin oder Physiologie.

Vorteile der MRT. Die wichtigsten Vorteile der MRT sind:

- keine ionisierende Strahlung,
- beliebige Schichtorientierung oder echte 3-dimensionale Technik,
- morphologische, metabolische und funktionelle Informationen.

Die Signalintensität hängt einerseits von vorgegebenen Gewebeeigenschaften, andererseits von extern beeinflussbaren Aufnahmeparametern ab. Dies eröffnet ein breites Instrumentarium zur Kontrasterzeugung.

Tab. 1.1 → *Geschichtlicher Überblick zur MRT und nachfolgend erläuteter Methoden*

Jahr	Veröffentlichung
1924	Pauli: Postulation des Kernspins
1933	Frisch u. Stern/Estermann u. Stern: magnetisches Protonenmoment
1938	Rabi et al.: Kernresonanz an Molekularstrahlen
1946	Purcell et al./Bloch et al.: NMR an kondensierter Materie
1948	Bloembergen, Purcell u. Pound: Relaxationstheorie
1949/50	Knight/Proctor u. Yu/Dickinson: chemische Verschiebung
1950	Hahn: SE
1954/58	Carr u. Purcell/Meiboom u. Gill: CPMG-Pulsfolge
1963	Forsén u. Hoffman: Magnetisierungstransfer-techniken
1965	Stejskal u. Tanner: gepulste Gradienten zur Diffusionsmessung
1966	Ernst u. Anderson: Fourier-Transform-NMR
1971	Damadian: T1 von normalem und tumorösem Gewebe in vitro
1973	Lauterbur: Frequenzkodierung und PR-Bildgebung
1973	Mansfield u. Grannell: NMR-Beugung und k-Raum
1974	Garroway, Grannell u. Mansfield: Schichtselektion
1975	Kumar, Welti u. Ernst: Phasenkodierung und Fourier-Bildgebung
1977	Damadian, Goldsmith u. Minkoff: Ganzkörper-MRT am Menschen
1977	Mansfield: EPI
1980	Ackerman et al.: Oberflächenspule
1980	Edelstein et al.: Spin Warp Imaging
1984	Wesbey, Moseley u. Ehman: Diffusionsbildgebung
1985	Hayes et al.: Birdcage-Resonator
1986	Haase et al.: GE-Bildgebung (FLASH)
1986	Hennig, Nauert u. Friedburg: Schnelle SE-Bildgebung (RARE)
1986	Mansfield u. Chapman: aktiv abgeschirmte Gradienten
1989	Wolff u. Balaban: Magnetisierungstransfer-Kontrast-Bildgebung
1990	Roemer et al.: Phased-Array-Spule
1997/99	Sodickson u. Manning/Pruessmann et al.: Parallelbildgebung in vivo



Prinzip der magnetischen Kernresonanz

Kernspin und magnetisches Kerndipolmoment

Atomkerne, die eine ungerade Anzahl von Protonen oder von Neutronen enthalten (etwa $\frac{2}{3}$ der natürlich vorkommenden Isotope), besitzen im Grundzustand einen **Eigendrehimpuls** oder **Kernspin**.

Der Spin ist ein quantenmechanisches Phänomen ohne klassisches Analogon und unserer unmittelbaren Anschauung unzugänglich. Wenngleich er nicht auf eine mechanische Rotation zurückgeführt werden kann, lassen sich manche Eigenschaften mit dem Drall einer Billardkugel vergleichen. Sein Betrag wird durch die kernspezifische **Spinquantenzahl** I festgelegt.

Seit **Michael Faradays** Induktionsversuchen von 1831 ist bekannt, dass bewegte elektrische Ladungen magnetische Erscheinungen hervorrufen. Da jeder Atomkern eine (positive) Ladung trägt, ist – ähnlich wie bei einer Stromschleife – mit dem Spin auch ein **magnetisches Dipolmoment** μ verbunden.

Am einfachsten aufgebaut ist der Kern des gewöhnlichen Wasserstoffs (^1H), der lediglich aus einem einzigen Proton besteht ($I = \frac{1}{2}$). Er ist das häufigste Isotop im menschlichen Körper, der zu ca. 65% aus Wasser (H_2O) besteht. Zudem besitzt er das größte magnetische Dipolmoment aller stabilen Isotope. Die klinische MRT nutzt daher meist Wasserstoffkerne („Protonen“).

Während im feldfreien Raum Kerndipolmomente regellos orientiert sind, erfolgt nach Anlegen eines **externen Magnetfelds** B_0 eine Ausrichtung, ähnlich

wie sich eine Kompassnadel im Erdmagnetfeld einstellt. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik kann das magnetische Protonendipolmoment nur zwei diskrete Orientierungen einnehmen, wobei der Winkel zwischen Magnetfeldachse und Dipolmomentsvektor entweder $54,7^\circ$ oder $125,3^\circ$ beträgt (Abb. 1.1). Beide Anordnungen unterscheiden sich in ihrer **Energie** E .

Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass auf einen Dipol, der schief zur Feldrichtung orientiert ist, ein Drehmoment (ein Kräftepaar, das an einem Hebelarm angreift) wirkt: Gewissermaßen „zieht“ das Magnetfeld am Dipol. Wegen der Drehimpulserhaltung kann sich jedoch die Orientierung von μ nicht ändern. Vielmehr resultiert eine **Präzession** um die Feldachse mit einer Frequenz

$$\nu_0 = (\gamma/2\pi) B_0 \quad (\text{Larmor-Frequenz}). \quad (\text{Gl. 1})$$

Das **magnetogyrische Verhältnis** γ ist eine kernspezifische Konstante. Für Protonen findet man $\gamma = 26,75 \times 10^7 \text{ rad/s/T}$, sodass z. B. bei 1,5 T die Larmor-Frequenz etwa 64 MHz beträgt. Das präzedierende Dipolmoment verhält sich wie ein tanzender Spielzeugkreisel, der bekanntlich nicht umkippt, auch wenn er stark gegen das Lot geneigt ist, sondern eine Drehbewegung um die Richtung der Schwerkraft ausführt.

Wasserstoff (^1H) ist das häufigste Isotop im menschlichen Körper; die klinische MRT nutzt meist Wasserstoffkerne („Protonen“).

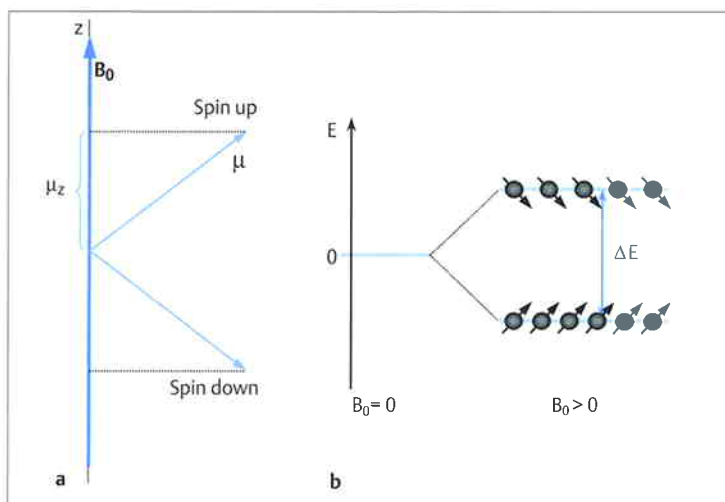


Abb. 1.1 a u. b Ausrichtung eines magnetischen Kernmoments im Magnetfeld. Vektorielle Darstellung der annähernd parallelen (Spin up) bzw. antiparallelen (Spin down) Ausrichtung eines magnetischen Kernmoments (für $I = \frac{1}{2}$) im Magnetfeld (a) sowie damit verbundene energetische Aufspaltung (b).

Makroskopische Magnetisierung

Bei allen Anwendungen der MRT wird das *kollektive Verhalten* vieler Kerndipolmomente beobachtet. Beispielsweise enthält 1 μl Wasser (Größenordnung der Volumenelemente [Voxel] einer MRT-Bildmatrix) $6,7 \times 10^{19}$ Wasserstoffkerne, die untereinander kaum interagieren. Anders als einzelne Kerne gehorchen nach dem Korrespondenzprinzip die Eigenschaften eines solchen *makroskopischen* Ensembles der klassischen Physik. Damit lässt sich ein relativ anschauliches Vektormodell zur Beschreibung der MRT entwickeln.

Die zahlreichen Dipolmomente präzedieren nach Anlegen von B_0 zwar alle mit derselben Frequenz (Gl. 1), sie besitzen jedoch eine willkürliche Phase. Für jede der beiden erlaubten Spineinstellungen ergibt sich so eine Zufallsverteilung der Vektoren auf dem Präzessionskegel (Abb. 1.2).

Die Phase ist ohne Einfluss auf die Energie. Im Gleichgewicht hängt die Besetzung der Energieniveaus von der Feldstärke und der *Temperatur* T ab, wobei der Zustand geringster Energie (für ^1H Spin up, Abb. 1.1 b) bevorzugt wird. Allerdings ist der Kernmagnetismus eine äußerst schwache Erscheinung: Für ^1H beträgt bei 1,5 T die Energiedifferenz der Spineinstellungen $\Delta E = 4,2 \times 10^{-26}$ J; das ist etwa $1/100.000$ der thermischen Energie bei Körpertemperatur (37 °C). Unter solchen Bedingungen sind viele Kerne energiereich genug, um auch die ungünstigere Spinorientierung einzunehmen, sodass beide Niveaus nahezu gleich häufig besetzt werden (Unterschied von nur 0,00049%).

Während sich die Komponenten der Dipolmomente senkrecht zur Feldachse (in der *xy-Ebene*)

aufgrund der statistischen Phasenverteilung gegenseitig eliminieren, führt die geringfügige Spin-up-Bevorzugung (Abb. 1.2) zur Ausbildung einer *makroskopischen Magnetisierung* M in *z-Richtung*. Für die Gleichgewichtsmagnetisierung findet man mithilfe der *Boltzmann-Statistik*

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

wobei N die Gesamtkernzahl, V das Volumen, $\hbar = 1,05 \times 10^{-34}$ Js das Drehimpulsquantum und $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante bezeichnen. Das Verhältnis N/V wird *Protonendichte* (PD) genannt.

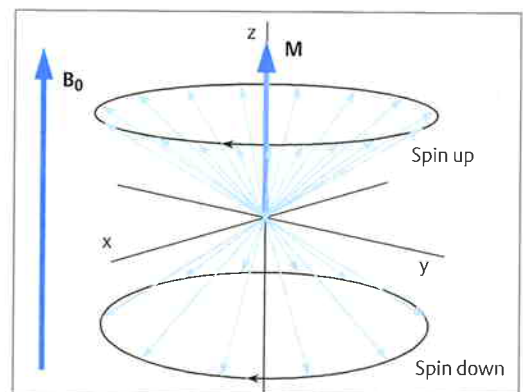


Abb. 1.2 Ausbildung einer makroskopischen Magnetisierung als Vektorsumme der um das externe Magnetfeld präzedierenden Protonenmomente. Nach allgemeiner Konvention definiert die Richtung des Magnetfelds die *z-Achse* eines kartesischen Bezugssystems. Projiziert man die Vektoren auf die *xy-Ebene*, so entspricht der Winkel zur *x-Achse* der jeweiligen Phase.

Resonanzanregung

■ Durch Einstrahlung eines hochfrequenten magnetischen Wechselfelds B_1 ist es möglich, die Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage zu kippen, sofern Hochfrequenz (HF) und Larmor-Frequenz übereinstimmen (Resonanzbedingung).

Für die weitere Betrachtung ist es günstig, den Magnetisierungsvektor in eine longitudinale (M_z) und eine transversale Komponente (M_{xy}) zu zerlegen (längs bzw. quer beziehen sich stets auf die Richtung von B_0). Bei eingestelltem Gleichgewicht gilt $M_z = M_0$ und $M_{xy} = 0$. Zum Nachweis des Kernmagnetismus erzeugt man transversale Magnetisierung, da so eine störende Überlagerung mit dem extrem starken Feld B_0 vermieden wird.

Durch Einstrahlung eines hochfrequenten magnetischen Wechselfelds B_1 ist es möglich, die Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage zu kippen,

sofern Hochfrequenz (HF) und Larmor-Frequenz übereinstimmen (*Resonanzbedingung*). Das schwache HF-Feld B_1 (einige μT) wird dazu senkrecht zum statischen Feld B_0 (meist ≥ 1 T) orientiert und rotiert in der *xy-Ebene*. B_1 ist somit ein *zirkular polarisiertes* Wechselfeld. In der Praxis verwendet man eine Spule, an die man eine elektrische Wechselspannung anlegt. Im Resonanzfall kann Energie zwischen HF-Feld und Kernmagnetisierung ausgetauscht werden, ähnlich wie eine Violine durch Schallwellen passender Frequenz zur Schwingung angeregt wird. In der MRT übt das B_1 -Feld ein



gleich bleibendes Drehmoment auf die Magnetisierung aus und erzwingt so die gewünschte Auslenkung.

Sobald die Magnetisierung nicht mehr parallel zu B_0 eingestellt ist, präzediert sie um die Feldachse, analog zur Kreisbewegung der individuellen Kerndipolmomente. Als klassische Größe kann sie jedoch – unter Energiezufuhr – beliebige Orientierungen einnehmen. Insgesamt beschreibt die Magnetisierung unter HF-Einstrahlung also eine langsame Rotation um B_1 , der die schnelle Larmor-Präzession um B_0 überlagert ist (Abb. 1.3).

Einfacher wird die Beschreibung in einem Koordinatensystem, das synchron mit B_1 um die z-Achse rotiert. So wie ein erdgebundener Beobachter die Erdrotation nicht direkt bemerkt, tritt im Resonanzfall in diesem *rotierenden System* die Larmor-Präzession nicht in Erscheinung, und es verbleibt lediglich eine langsame Drehung (< 1 kHz) um den hier ortsfesten B_1 -Vektor. In der Praxis schaltet man das HF-Feld nur kurz ein (Dauer τ_p von einigen ms). Unmittelbar nach Abschalten dieses *HF-Pulses* beschreibt M einen Winkel $\alpha = \gamma B_1 \tau_p$ (*Pulswinkel*) mit der z-Achse und besitzt Komponenten

$$M_z = M_0 \cos \alpha \quad \text{sowie} \quad M_{xy} = M_0 \sin \alpha. \quad (\text{Gl. 3})$$

Die Transversalkomponente oszilliert mit der Larmor-Frequenz und verhält sich wie ein rotierender Stabmagnet: In einer Empfangsspule wird nach

dem Induktionsgesetz wie beim Dynamo eine Wechselspannung induziert. Das so abgegriffene elektrische Signal wird maximal für $\alpha = 90^\circ$ (*90°-Puls*). Verwendet man die doppelte Pulsamplitude oder -dauer, so erfolgt eine Drehung um 180° (*Inversionspuls*), und die Magnetisierung weist entlang der negativen z-Achse, ohne dass ein Signal entsteht ($M_{xy} = 0$).

Für die Signalstärke ist die Quermagnetisierung maßgeblich. Sie ist entsprechend Gl. 2 und 3 direkt proportional zur PD. Weichteilgewebe liefern starke Signale wegen ihres hohen Wasseranteils (Tab. 1.2).

Tab. 1.2 \rightarrow Wassergehalt (Mansfield u. Morris 1982) und Relaxationszeiten in Geweben gesunder Erwachsener für $B_0 = 1,5$ T

Gewebe	Wassergehalt	T1	T2
Graue Gehirnschubstanz	84%	920 ms	101 ms
Weißer Gehirnschubstanz	71%	780 ms	76 ms
Zerebrospinalflüssigkeit	97%	3270 ms	1660 ms
Skelettmuskel	79%	860 ms	47 ms
Herz	80%	860 ms	57 ms
Leber	71%	620 ms	43 ms
Niere	81%	1220 ms	58 ms
Milz	79%	1070 ms	62 ms
Subkutanes Fett	–	230 ms	85 ms

+ Für die Signalstärke ist die Quermagnetisierung maßgeblich, die direkt proportional zur PD ist. Weichteilgewebe liefern wegen ihres hohen Wasseranteils starke Signale.

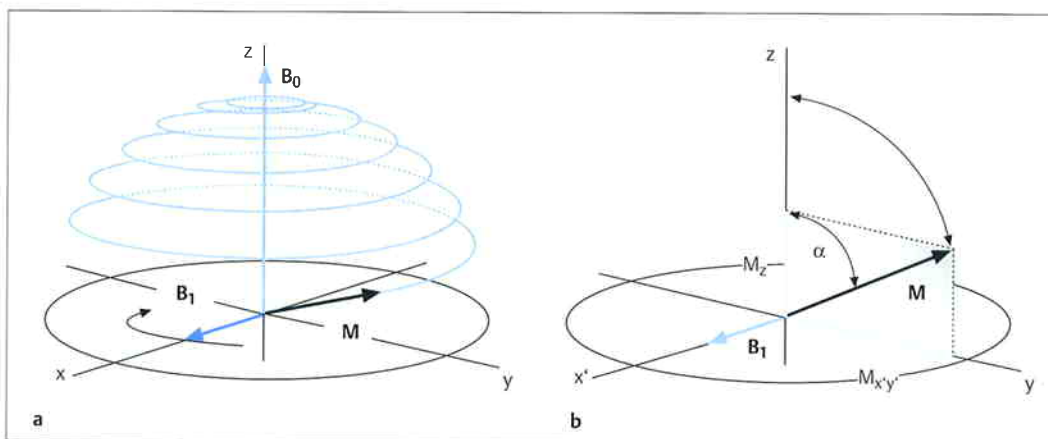


Abb. 1.3 a u. b Bewegung der makroskopischen Magnetisierung unter resonanter HF-Einstrahlung.
a Im statischen Koordinatensystem.
b Im rotierenden Koordinatensystem.

Relaxation

Mikroskopisch wird durch die HF-Einstrahlung der Spin-up-Überschuss unter Energieaufnahme abgebaut. Gleichzeitig erzwingt das B_1 -Feld eine Phasensynchronisation, sodass die Kerndipolmomente nunmehr *kohärent* (mit gleicher Phase) präzedieren (Abb. 1.4). Der so erzeugte Zustand der Magnetisierung ($M_z \neq M_0$ und $M_{xy} \neq 0$, Gl. 3) entspricht offensichtlich nicht dem in Abb. 1.2 gezeigten Gleichgewicht.

➤ Nach Abschalten des Pulses ist das Spinsystem bestrebt, ins Gleichgewicht zurückzukehren, was als Relaxation bezeichnet wird.

Nach Abschalten des Pulses ist das Spinsystem bestrebt, ins Gleichgewicht zurückzukehren. Dieser Vorgang wird als *Relaxation* bezeichnet, wobei 2 Prozesse zu unterscheiden sind:

- Aufbau von z-Magnetisierung durch longitudinale Relaxation,
- Zerfall der xy-Magnetisierung durch transversale Relaxation.

Der Aufbau von M_z folgt im Allgemeinen einem Exponentialgesetz:

$$M_z(t) = M_0(1 - e^{-t/T_1}) \quad (\text{nach einem } 90^\circ\text{-Puls}). \quad (\text{Gl. 4})$$

➤ Longitudinale Relaxation erfordert einen Energietransfer vom Spinsystem auf den umgebenden Atomverband, das „Gitter“ (Spin-Gitter-Relaxation).

Longitudinale Relaxation bewirkt, dass sich ein Spin-up-Überschuss entsprechend der Boltzmann-Statistik ausbildet. Dies erfordert einen Energietransfer vom Spinsystem auf den umgebenden Atomverband, das „Gitter“. Man spricht daher auch von *Spin-Gitter-Relaxation*. Die *longitudinale Relaxationszeit T_1* entspricht der Zeit, nach der ca. 63% der Regeneration von M_0 erfolgt ist. Der Kontakt zwischen Spinsystem und Gitter wird durch fluktuierende lokale Magnetfelder hergestellt. Die Anwesenheit benachbarter Kerndipolmomente im Spin-

➤ Transversale Relaxation wird durch Prozesse innerhalb des Spinsystems ermöglicht und erfordert keinen Energieaustausch mit der Umgebung (Spin-Spin-Relaxation). Sie führt zum Verlust von Phasenkohärenz.

ensemble führt zur Ausbildung eines schwachen magnetischen Dipolfelds (< 1 mT), das sich zu B_0 addiert. Thermische Bewegungen (Brownsche Molekularbewegung, schnelle Molekülrotation) bewirken eine ständige Änderung der Größe und Richtung dieses lokalen Zusatzfelds. Fluktuiert die Transversalkomponente mit der Larmor-Frequenz, so kann (wie bei der Resonanzanregung durch B_1) Energie übertragen werden (hier vom Spinsystem auf Molekülbewegungen). Insgesamt kommt es so zu einer Umbesetzung der Spinzustände (Umklappen). Da ν_0 feldabhängig ist (Gl. 1), ändert sich T_1 mit B_0 .

Auch der Zerfall der Quermagnetisierung lässt sich meist durch ein Exponentialgesetz beschreiben:

$$M_{xy}(t) = M_0 e^{-t/T_2} \quad (\text{nach einem } 90^\circ\text{-Puls}). \quad (\text{Gl. 5})$$

Transversale Relaxation führt zum Verlust von Phasenkohärenz. Sie wird durch Prozesse innerhalb des Spinsystems ermöglicht und erfordert keinen Energieaustausch mit der Umgebung. Man spricht daher auch von *Spin-Spin-Relaxation*. Nach Ablauf der *transversalen Relaxationszeit T_2* ist M_{xy} auf ca. 37% zerfallen.

Das Umklappen eines Spins produziert eine zufällige Phaseneinstellung (erfolgt ohne „Phasengedächtnis“) und zerstört eine evtl. vorhandene Kohärenz. Longitudinale Relaxationsprozesse bewirken daher auch transversale Relaxation, sodass T_1 nie kürzer als T_2 ist. Zusätzlich tragen auch Fluktuationen der Längskomponente des Dipolfelds zur T_2 -Relaxation bei. Auf diese Weise variiert ständig geringfügig die lokale Magnetfeldstärke und (mit Gl. 1) die Larmor-Frequenz am Kernort. Da die Phase durch das Produkt aus Frequenz und Zeit festgelegt wird, bedeutet dies eine zunehmende Phasendispersion im Spinensemble (Verlust an Kohärenz). Dieser dynamische Prozess ist nicht an eine bestimmte Fluktuationsfrequenz gebunden und ändert nicht die Besetzungszahlen der Spinniveaus (bewirkt keine T_1 -Relaxation).

Experimentell zeigt sich, dass M_{xy} häufig schneller abklingt, als es T_2 entspricht. Dies ist die Folge einer statischen Variation des externen Felds über den Messbereich – z.B. aufgrund von Fertigungstoleranzen des Magneten. Ähnlich wirken sich Schwankungen der magnetischen Suszeptibilität (Maß der Magnetisierbarkeit) des Messobjekts aus, vor allem an Luft-Gewebe-Grenzflächen. Entspre-

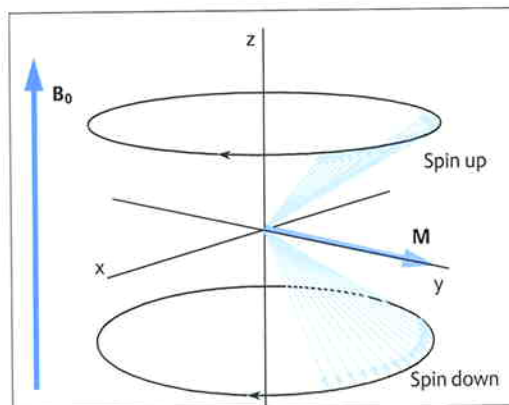
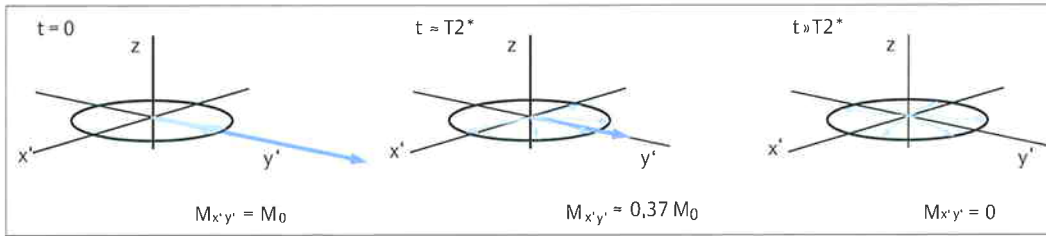


Abb. 1.4 Ausbildung einer Transversalkomponente der Magnetisierung durch phasenkohärente Gleichbesetzung der Protonenniveaus nach einem 90° -Puls.



chend dieses B_0 -Profils muss auch die Quermagnetisierung an verschiedenen Positionen mit unterschiedlicher Frequenz um die z-Achse rotieren. Mit fortschreitender Zeit löschen sich daher zunehmend Magnetisierungsbeiträge aus verschiedenen Regionen des Messobjekts gegenseitig aus (Abb. 1.5).

Die kombinierte Wirkung der Feldinhomogenität δB_0 und der reinen Spin-Spin-Relaxation lässt sich durch eine *totale transversale Relaxationszeit* $T2^*$ ausdrücken: $1/T2^* = (1/T2) + \gamma \delta B_0$. Insgesamt gilt $T1 \geq T2 \geq T2^*$.

Abb. 1.5 Zerfall der Quermagnetisierung aufgrund von Feldinhomogenitäten. Magnetisierungsbeiträge aus verschiedenen Bereichen des Messobjekts besitzen leicht unterschiedliche Präzessionsfrequenzen, sodass eine fortschreitende Dephasierung der individuellen Transversalkomponenten resultiert.

Die kombinierte Wirkung der Feldinhomogenität δB_0 und der reinen Spin-Spin-Relaxation lässt sich durch eine *totale transversale Relaxationszeit* $T2^*$ ausdrücken:
 $1/T2^* = (1/T2) + \gamma \delta B_0$.

Freier Induktionszerfall und Echo-Signale

Als Folge der transversalen Relaxation wird nach dem Puls ein gedämpftes Signal (free induction decay [FID]) empfangen (Abb. 1.6).

Da nur Quermagnetisierung zum Signal beiträgt, ist der Einfluss der longitudinalen Relaxation nicht direkt evident. Er zeigt sich in repetitiven Experimenten, da die Signalstärke davon abhängt, in welchem Ausmaß vorhandene Längsmagnetisierung in die xy-Ebene gekippt werden kann.

Der zeitliche Abstand zwischen zwei Teilexperimenten heißt *Repetitionszeit* TR. Nach der 5fachen T1-Zeit ist M_z zu ca. 99% durch longitudinale Relaxation regeneriert (Gl. 4). Die Wahl von TR ermöglicht es, T1-Differenzen zwischen Geweben als Kontrastparameter einzusetzen: Während bei langer Repetitionszeit alle Komponenten vollständig relaxieren, resultiert bei TR-Verkürzung eine ausreichende M_z -Regenerierung (und damit Signalstärke) nur in Geweben mit kurzer T1-Zeit (Abb. 1.7).

In der MRT wird die Dämpfung des FID meist durch δB_0 dominiert und daher durch $T2^*$ charakterisiert. Interessanter als die $T2^*$ -Zeit, die u.a. vom Zustand des Magneten abhängt, ist vielfach eine Separation der gewebetypischen T2-Zeit. Dies gestattet das Spin-Echo-(SE-)Experiment (Abb. 1.8).

Feldinhomogenitäten, die zum Abklingen des FID führen, sind zeitinvariant, sodass sich diese Phasendispersion durch einen 180°-Puls rückgängig machen lässt (daher auch *Refokussierungspuls*). Das gilt nicht für parallel ablaufende, irreversible T2-Prozesse.

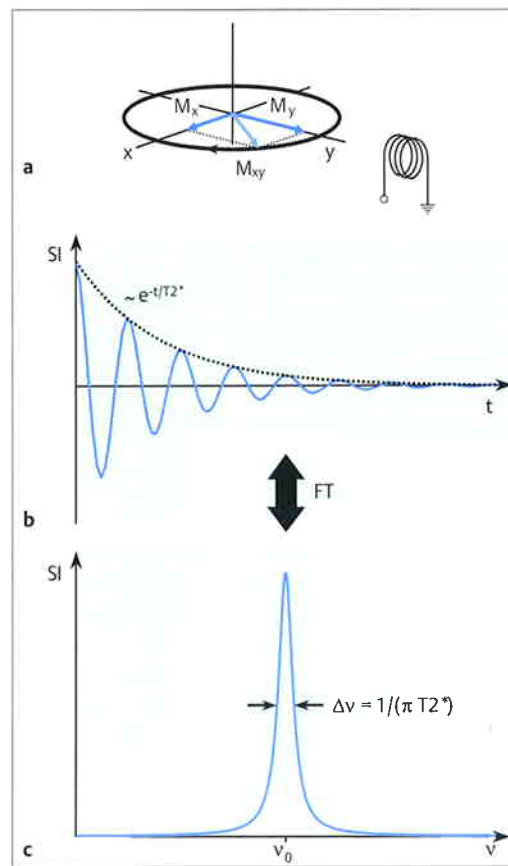


Abb. 1.6a-c FID nach Pulsanregung.

- a u. b Die Quermagnetisierung mit Komponenten M_x und M_y (a) induziert in der Empfangsspule eine Wechselspannung SI, die aufgrund transversaler Relaxation mit einer Zeitkonstante $T2^*$ abklingt (b).
- c Die Frequenzinformation lässt sich nach Fourier-Transformation (FT) als Spektrum darstellen.

Der zeitliche Abstand zwischen zwei Teilexperimenten heißt *Repetitionszeit* TR. Die Wahl von TR ermöglicht es, T1-Differenzen zwischen Geweben als Kontrastparameter einzusetzen.

Abb. 1.7 Signalintensität unter repetitiver Pulsanregung ($\alpha = 90^\circ$, $B_0 = 1,5\text{ T}$) als Funktion von TR für gesundes Lebergewebe ($T_{1L} = 0,62\text{ s}$) sowie ein Hämangiom ($T_{1H} = 1,4\text{ s}$). Im Zeitfenster $T_{1L} < TR < T_{1H}$ ergibt sich ein optimaler T1-Kontrast.

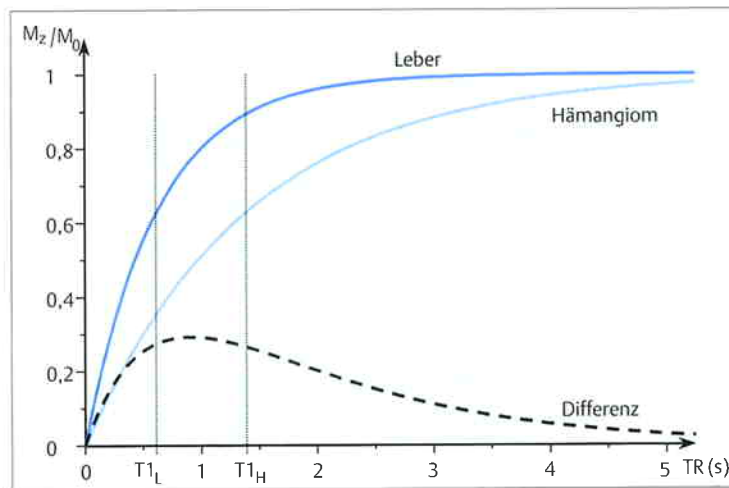
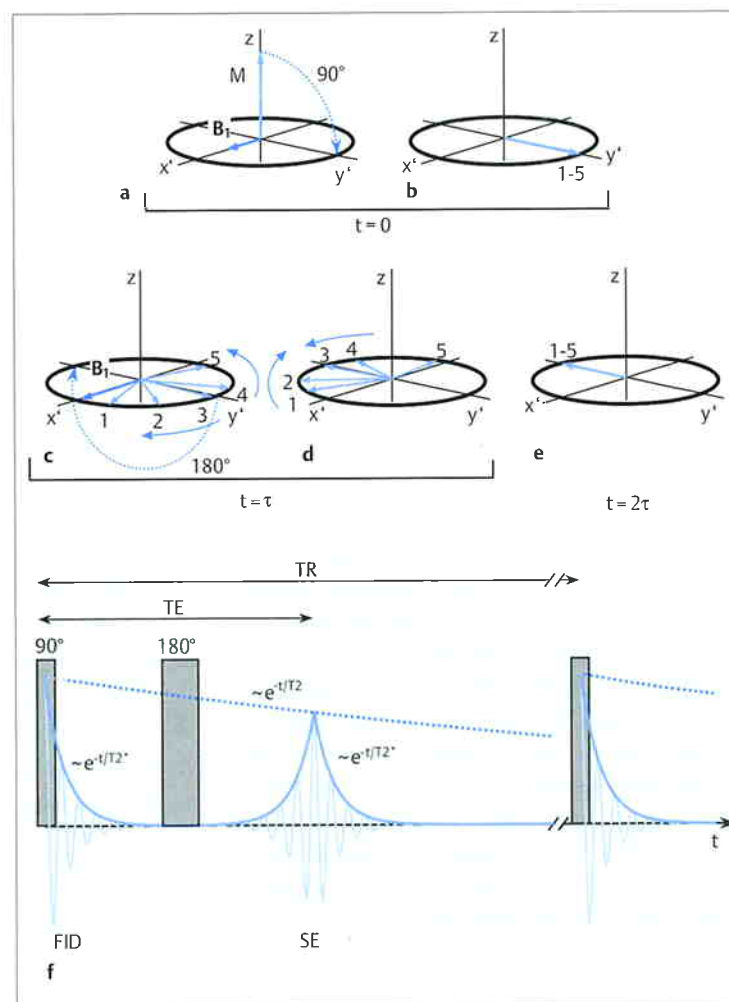


Abb. 1.8 a-f SE-Experiment im rotierenden Koordinatensystem. Ein initialer 90° -Puls (a) kippt die Magnetisierung in die $x'y'$ -Ebene (b). Feldinhomogenitäten führen zur Dephasierung von Magnetisierungsbeiträgen verschiedener Positionen 1-5. Die Vektoren werden zum Zeitpunkt τ durch einen Inversionspuls um 180° gedreht (c), ohne dass sich ihre Geschwindigkeit oder Drehrichtung ändern, sodass sie nunmehr aufeinander zulaufen (d) und schließlich entlang der negativen y' -Achse zusammentreffen (e). In der Empfangsspule baut sich die Signalamplitude als SE erneut auf und durchläuft ein Maximum zur Echozeit $TE = 2\tau$ (f).



Unter dem Einfluss der Spin-Spin-Relaxation klingt die Echoamplitude bei wachsender Echozeit TE mit der Zeitkonstanten T2 ab. Die SE-Sequenz eignet sich, um durch Vorgabe von TE die T2-Zeit als Kontrastparameter einzusetzen.

Unter dem Einfluss der Spin-Spin-Relaxation klingt die Echoamplitude bei wachsender Echozeit TE mit der Zeitkonstanten T2 ab. SE entstehen nicht nur nach 180° -Pulsen, sondern auch nach Kombination zweier Pulse mit beliebigem Pulswinkel, wobei

jedoch nur eine partielle Refokussierung erfolgt (submaximale Echoamplitude). Die SE-Sequenz eignet sich, um durch Vorgabe von TE die T2-Zeit als Kontrastparameter einzusetzen (Abb. 1.9). Bei kurzer Echozeit sind T2-Unterschiede von untergeord-

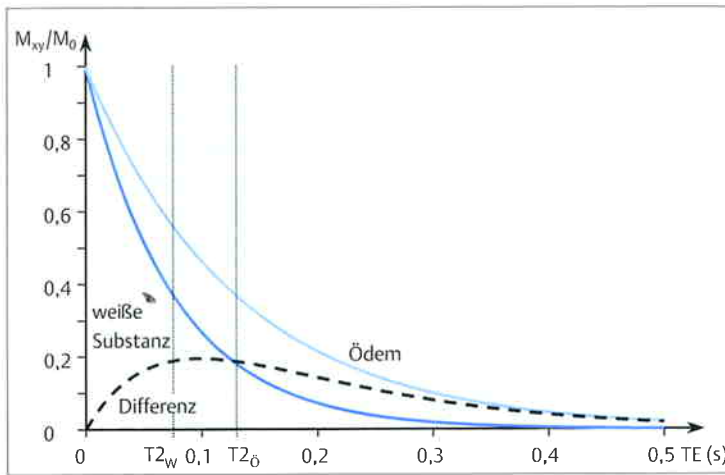


Abb. 1.9 Signalintensität im SE-Experiment als Funktion von TE für gesunde weiße Gehirnschicht ($T_{2w} = 76$ ms) und eine Ödemregion ($T_{2o} = 130$ ms). Im Zeitfenster $T_{2w} < TE < T_{2o}$ ergibt sich ein optimaler T2-Kontrast.

ner Bedeutung für die Signalstärke. Dagegen werden bei TE-Verlängerung intensive Signale nur von

Geweben mit langer Spin-Spin-Relaxationszeit empfangen.

Chemische Verschiebung

Gl.1 gibt die Resonanzfrequenz nur für „nackte“ Atomkerne exakt an. In der Realität ist der Kern jedoch von einer Elektronenhülle umgeben, die ihrerseits ebenfalls magnetische Eigenschaften (Dia- oder Paramagnetismus) besitzt. Die Elektronenhülle schirmt daher das externe Magnetfeld am Kernort geringfügig ab (einige Millionstel [parts per million, ppm] des Grundfelds), wodurch sich die Resonanzlage verschiebt.

Die Verschiebung hängt von der genauen Elektronenverteilung im Molekül ab und wird als *chemische Verschiebung* bezeichnet. Sie wächst linear mit B_0 und ist der wichtigste Messparameter der MR-Spektroskopie, da sie eine Identifizierung chemischer Verbindungen gestattet. In der klinischen MRT tragen neben Wasserprotonen noch Protonen in Fettmolekülen zum Bild bei (Abb. 1.10). Die che-

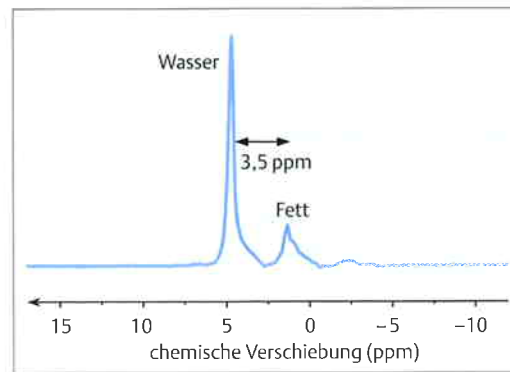


Abb. 1.10 Chemische Verschiebung zwischen Protonen in Wasser- und Fettmolekülen. Darstellung anhand eines 1H -Spektrums des Wadenmuskels.

mische Verschiebung zwischen ihnen beträgt 3,5 ppm (ca. 220 Hz bei 1,5 T).

Die Verschiebung der Resonanzlage hängt von der genauen Elektronenverteilung im Molekül ab. Sie wird als chemische Verschiebung bezeichnet und gestattet eine Identifizierung chemischer Verbindungen.

MR-Bildgebung

Magnetfeldgradienten

Um die MR-Signale zur Bildgebung einsetzen zu können, müssen sie mit einer Ortskodierung versehen werden. Hierzu überlagert man B_0 ein *Gradientenfeld* G , sodass sich die Stärke des Magnet-

felds in definierter Weise längs einer vorgegebenen Richtung ändert. In der Praxis erzeugt man eine lineare Feldvariation durch Anlegen eines konstanten Gradienten. Beispielsweise beträgt die Feld-

Damit MR-Signale zur Bildgebung eingesetzt werden können, müssen sie eine Ortskodierung erhalten.

amplitude unter dem Einfluss eines Gradienten G_x (Einheit T/m) in x-Richtung $B_0 + G_x x$. Gegenüber der Position $x=0$, an der die Gradientenwirkung verschwindet, resultiert in Gradientenrichtung ein *Frequenz-Offset* $\Delta v_0(x)$, und die Transversalkomponente besitzt nach der Zeit t einen ortsabhängigen Phasenwinkel

$$\Delta\phi = 2\pi \Delta v_0 t = \gamma G_x t x = k_x x. \quad (\text{Gl. 6})$$

Die Größe $k_x = \gamma G_x t$ entspricht einer Schwingungszahl pro Längeneinheit (Einheit rad/m), und wird auch als „räumliche Frequenz“ bezeichnet. Wie bei der HF-Einstrahlung erfolgt auch das Anlegen der Gradienten in Form kurzzeitiger Pulse. Gradienten können entlang der 3 kartesischen Achsen oder (durch geeignete Überlagerung) auch in jeder anderen Richtung erzeugt werden.

2-dimensionale Fourier-Bildgebung

Schichtselektion

Durch einen Gradienten während der HF-Einstrahlung wird die Larmor-Frequenz ortsabhängig, sodass nur in einer dünnen Schicht die Resonanzbedingung Gl.1 erfüllt ist (Abb.1.11). Position und Breite der Schicht lassen sich durch die Gradientenstärke und die HF-Pulsform frei einstellen. Durch Vorgabe der Gradientenrichtung können MR-Schnittbilder beliebiger Orientierung erzeugt werden.

In der Praxis erweist sich die Kombination eines selektiven HF-Pulses mit einem einfachen Schichtselektionsgradienten als unbefriedigend. Da v_0 auch innerhalb der Schicht variiert, resultiert eine Phasendispersion der Magnetisierung und somit ein schwaches Signal.

Eine Refokussierung der gradientenbedingten Dephasierung erreicht ein bipolarer Gradient, bei dem nach Abschalten der HF die Amplitude invertiert wird. Das so erzeugte Signal nennt man *Gradienten-Echo* (GE).

☛ Eine Refokussierung der gradientenbedingten Dephasierung erreicht ein bipolarer Gradient, bei dem nach Abschalten der HF die Amplitude invertiert wird. Das so erzeugte Signal nennt man Gradienten-Echo (GE).

Abb. 1.11 a-c Prinzip der schichtselektiven Pulsanregung.

- a Ein konstanter Gradient (hier G_z) bewirkt einen linearen Anstieg von B_0 und damit v_0 (hier längs der z-Achse).
- b Bei Einstrahlung eines HF-Pulses der Bandbreite Δv_0 ist lediglich in einer dünnen Schicht die Resonanzbedingung erfüllt, sodass nur Kerne im Bereich einer Scheibe der Dicke Δz an der Stelle z_1 angeregt werden.
- c Eine selektive Anregung erlauben amplituden- oder phasenmodulierte HF-Pulse, die zusammen mit dem Schichtselektionsgradienten gesendet werden. Zur Kompensation der gradientenbedingten Dephasierung innerhalb der angeregten Schicht wird ein bipolarer Gradient verwendet und der FID als GE ausgelesen.

