Kapitel 3

Der Hochfeld-3-Tesla-Tomograph

Bei dem 3-Tesla-Ganzkörpertomographen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt handelt es sich um einen Forschungstomographen (Medspec 30/100) der Firma Bruker Medical, der auch für einen Patientenbetrieb zugelassen ist. Die Feldstärke ist etwa doppelt so hoch wie bei heute in der Klinik üblichen „Hochfeld“-MR-Tomographen (1,5 T).

In diesem Kapitel werden einzelne Komponenten des Hochfeld-3-Tesla-Tomographen beschrieben. Eine vollständige Darstellung der Funktionsweise eines MR-Tomographen ist dabei nicht beabsichtigt. Zusätzlich werden Messungen zur Beurteilung einzelner Komponenten wiedergegeben. Auf den Bau und die Funktionsweise von Oberflächen-Empfangsspulen für die Herzbildgebung (s. Kapitel 5) wird abschließend näher eingegangen.

3.1 Supraleitender Magnet

Das magnetische Grundfeld wird durch einen supraleitenden Elektro-Magneten ezeugt, dessen Spule aus einem Multifilamentdraht einer Niob-Titan-Legierung (NbTi, Sprungtemperatur $T_c = 10\,\mathrm{K}$) gewickelt ist. Der Draht ist zur mechanischen Stabilisierung zusätzlich in eine Kupfermatrix eingebettet, die im Falle eines Quenches (Erwärmung der Spule über die Sprungtemperatur) aufgrund des geringen Widerstandes und der hohen thermischen Leitfähigkeit die gesamte gespeicherte Energie (9,53 MJ bei einer Stromstärke von 252 A und einer Induktivität von 300 H) kontrolliert in Wärme umwandelt und so die Zerstörung des Supraleiters verhindert. Die permanente Kühlung erfolgt durch flüssiges Helium (Siedetemperatur 4,2 K). Die Strahlungsschilde, die den Heliumtank vor Wärmestrahlung schützen sollen, werden durch flüssigen Stickstoff (Siedetemperatur 77 K) umgeben. Das Gesamtsystem aus Spule, Helium– und Stickstofftank ist darüber hinaus in ein Vakuumgefäß eingebettet. Der Tomograph besitzt keinen *Refrigerator* zur Reduktion der Abdampfrate, weshalb etwa 0,4 l/h flüssiges Helium und 1,5 l/h flüssiger Stickstoff verdampfen. Der Kryostat des Magneten hat einen Innendurchmesser von 94 cm (*RT bore*). Der Magnet erzeugt eine tatsächliche magnetische Flußdichte von 2,94 T (Protonen-Resonanzfrequenz 125,32 MHz).

3.1.1 Shim

Eine Voraussetzung für die MR-Tomographie und Spektroskopie ist ein möglichst homogenes Magnetfeld im zu betrachtenden Volumen. Das Konstruktionsdesign bzw. Fertigungstoleranzen des Magneten und magnetisches Material in der Umgebung verursachen Magnetfeldinhomogenitäten. Eisenbleche an der Innenwand (passiver Shim) und Korrekturspulen, sogenannte Shimspulen (aktiver Shim), ermöglichen eine Homogenisierung. Innerhalb einer Kugel mit dem Radius $r = 22{,}5\,\mathrm{cm}$ beträgt die Homogenität des Grundfeldes ohne aktiven Shim $\pm 4\,\mathrm{ppm}$. Diese läßt sich unter Einsatz aller 14 vorhandenen Shimspulen $(x, y, z, z^2, xz, xy, yz, x^2 - y^2, z^3, z^2x, z^2y, z(x^2 - y^2), zxy)$ auf $\pm 1{,}45\,\mathrm{ppm}$ verbessern [Bau97]. Jedoch wird die Magnetfeldhomogenität stark von dem Meßobjekt (Mensch) beeinflußt, so daß die theoretisch mögliche Homogenität dann eine untergeordnete Rolle spielt. Für die MR-Bildgebung werden häufig nur die linearen Shims (x, y, z) zur Homogenisierung verwendet, bei der Einzelvoxel-Spektroskopie werden aber auch die Shims höherer Ordnung eingesetzt.

3.2 Gradientensystem

Um eine korrekte Ortskodierung durchführen zu können und somit Artefakte (z.B. Verzerrungen) zu vermeiden, muß die räumliche Linearität der Gradientenfelder innerhalb des zu betrachtenden Volumens gewährleistet sein. Die maximale Gradientenfeldstärke G_{max} und die Schaltzeiten bestimmen vor allem den Zeitablauf einer Sequenz, so daß das Gradientensystem entscheidend für eine schnelle Bildgebung ist. Sich schnell ändernde magnetische Felder können die Stimulation peripherer Nerven bewirken, wodurch Grenzen für die maximale Gradientenfeldstärke und die Schaltzeiten gesetzt sind (Grenzwert $\partial B/\partial t = 20\,\mathrm{T/s}$ bei $400\,\mu\mathrm{s}$ Schaltzeit im *normal operating mode* [IEC95]).

Das Gradientensystem (B-GA63) des Tomographen besitzt einen inneren Durchmesser von 63 cm. G_{max} beträgt in allen drei Raumrichtungen $30 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{T/m}$ ($= 30\,\mathrm{mT/m}$), die in einer Schaltzeit von $400\,\mu\mathrm{s}$ (maximale Anstiegsrate $S_{max} = 75\,\mathrm{mT/m/s}$) erreicht werden. Das Gradientensystem ist aktiv geschirmt, d.h. ein zweiter Spulensatz mit größerem Radius ist elektrisch gegensinnig in Serie geschaltet, um die magnetische Flußänderung im Außenraum zu kompensieren. Die experimentell ermittelte, durch die Nichtlinearität der Gradientenfelder verursachte Ortsabweichung stimmt qualitativ gut mit den Berechnungen des Herstellers überein und weicht nur außerhalb des spezifizierten Kugelvolumens mit dem Radius $r = 22{,}5\,\mathrm{cm}$ davon ab [Bau97].

In der GCU (***G**radient **C**ontrol **U**nit*) findet die digitale Generierung der Gradientenpulse statt, die einen beliebigen Verlauf (zeitliche Auflösung $< 4\,\mu\mathrm{s}$) aufweisen können. In der B-GU II werden diese digitalen Pulsformen für die Gradientenverstärker unter Berücksichtigung der Wirbelstrom– (s. Abschnitt 3.2.1) und B_0-Korrektur in analoge Spannungswerte umgesetzt. Für jede der drei Gradientenspulen existieren getaktete Verstärker (Copley 274, Copley Controls Corp.) mit einer maximalen Ausgangsstromstärke $I_{max} = \pm 600\,\mathrm{A}$ bei $U = \pm 350\,\mathrm{V}$.

3.2.1 Wirbelstromeffekte

Die Gradientenspulen sind von leitfähigen Strukturen, z.B. dem Kryostaten des supraleitenden Magneten, umgeben, in denen durch das sich zeitlich ändernde Magnetfeld Wirbelströme erzeugt werden. Diese erzeugen ortsabhängige Magnetfelder und ändern somit den zeitlichen Verlauf der Gradientenfelder. Durch eine entsprechende Vorverzerrung (Preemphasis) des Stromverlaufes kann dieser Effekt weitgehend kompensiert werden (s. Abbildung 3.1). Eine zusätzliche Quelle der Wirbelströme stellt die Abschirmung des Ganzkörperresonators dar (s. Abschnitt 3.4.3), die aus relativ dicker Kupferfolie (30 μm) besteht, die nur viermal geschlitzt ist. Somit liegen große Flächen leitfähigen Materials vor. Die dadurch wirkenden Kräfte auf den Ganzkörperresonator versetzen diesen zusätzlich in Schwingung und verstärken die für einen MR-Tomographen typischen Schaltgeräusche.

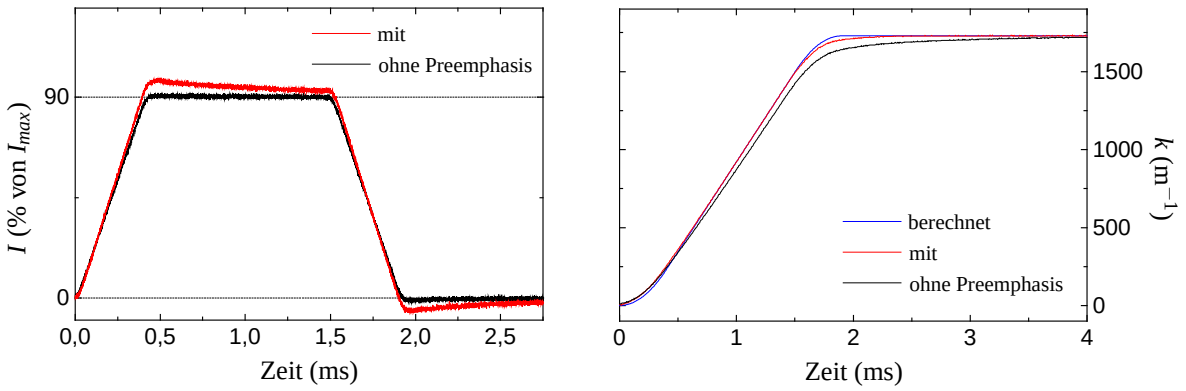

Abbildung 3.1: Einfluß der Preemphasis. (links) Gemessener Stromverlauf eines Gradientenverstärkers (s. Abschnitt 3.2) für einen kurzen trapezförmigen Gradientenpuls (90% von G_{max}) mit und ohne Preemphasis. (rechts) Messung der dazugehörenden k-Raum-Trajektorie (s. Abschnitt 2.6.1) und Vergleich mit der berechneten. Die gemessene Trajektorie mit Preemphasis entspricht sehr gut der berechneten, vor allem im konstanten Abschnitt des Gradientenpulses. Ohne Preemphasis treten Abweichungen auf, wobei der eigentlich gewünschte Wert im k-Raum erst deutlich nach dem Gradientenpuls erreicht wird.

Messung von *k*-Raum-Trajektorien

Da der exakte zeitliche Verlauf der Gradientenfelder entscheidend für die k-Raum-Trajektorie (s. Abschnitt 2.6.1) und somit für eine exakte Rekonstruktion ist, stellt ein Vergleich der tatsächlichen k-Raum-Trajektorie mit der gewünschten (berechneten) ein Qualitätsmaß für das Gradientensystem inklusive Preemphasis dar. Mit einer geeigneten Pulssequenz (s. Anhang B) kann die k-Raum-Trajektorie gemessen werden. Von Interesse sind dabei Sequenzen, bei denen kurze Schaltzeiten (bzw. hohe Anstiegsraten) und hohe Gradientenfelstärken erreicht werden. Dies ist vorwiegend bei schnellen Bildgebungssequenzen der Fall, so daß die k-Raum-Trajektorien für den spektral und räumlich selektiven Anregungspuls (s. Abschnitt 2.6.2, s. Abbildung 3.2) und eine Spiralbildgebungsmethode (s. Abbildung 3.3) vermessen wurden. Bei beiden Methoden tritt eine durch die Wirbelströme und Elektronik verursachte Zeitverzögerung (80 – 100 μs) zwischen Strom– und Gradientenverlauf auf. Die Standardeinstellung der Preemphasis, die bei trapezförmigen Gradientenpulsen sehr gute Resultate erzielt (s. Abbildung 3.1), führt wegen

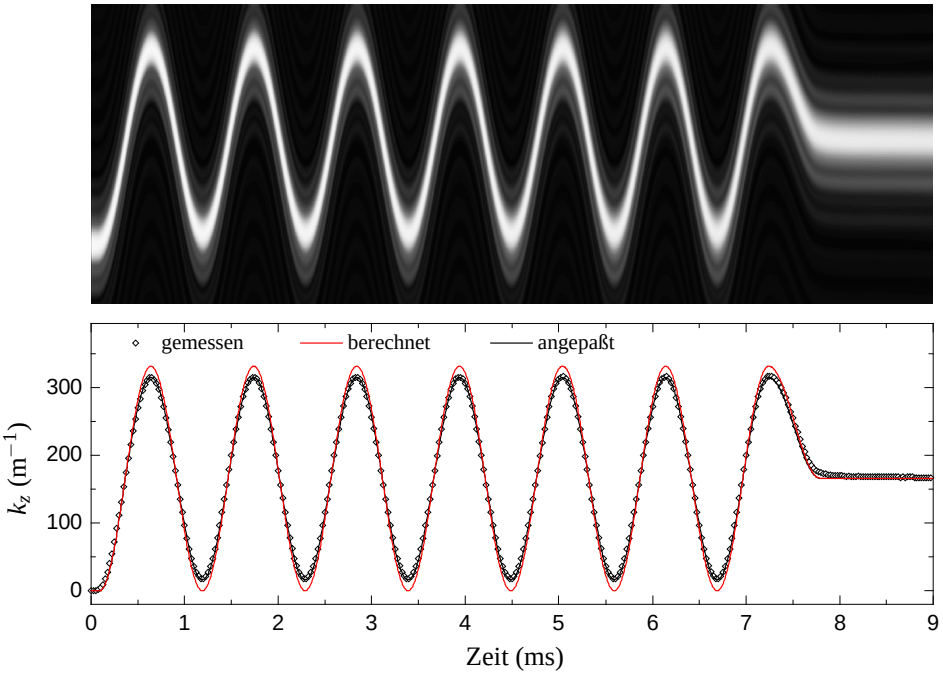

Abbildung 3.2: (oben) Gemessene *k*-Raum-Trajektorie (s. Anhang B) eines spektral und räumlich selektiven Anregungspulses (s. Abschnitt 2.6.2). (unten) Die daraus bestimmte *k*-Raum-Position im Vergleich zur berechneten. Die angepaßte Kurve ergibt eine Zeitverzögerung von 95 μs. Da die Preemphasis nicht auf diese schnellen Oszillationen eingestellt ist (Standardeinstellung) werden nur 90% der gewünschten Amplitude im *k*-Raum erreicht.

der schnellen Oszillationen zu einer Abweichung von gemessener und berechneter *k*-Raum-Trajektorie. Da sich diese jedoch nur in einer geringer ausfallenden Amplitude äußert, kann dies entweder durch eine Anpassung der Preemphasis-Einstellung oder eine Änderung der Form des Gradientenverlaufs (berechnete Vorverzerrung der Pulsform) erreicht werden. Trotz dieser Abweichung ist die Leistung des Gradientensystems als sehr gut einzuschätzen. Die Kenntnis der genauen *k*-Raum-Position zu jedem Zeitpunkt erlaubt eine Rekonstruktion durch Interpolation, wie z.B. durch Regridding-Methoden [Jac91].

3.3 HF-System

Das HF-System hat die Aufgabe, für die Anregung der Kernspins HF-Pulse zu erzeugen (Sendezweig) und Kernresonanzsignale für eine digitale Weiterverarbeitung aufzubereiten (Empfangszweig). Bestandteil des Systems sind eigentlich auch die Sende– und Empfangsspulen, die im Abschnitt 3.4 behandelt werden.

Der Zeitablauf des HF-Systems wird durch die TCU (***T**iming **C**ontrol **U**nit*) gesteuert, die programmierbar ist. Die TCU übernimmt die Synchronisation aller Komponenten. Die Zeitauflösung beträgt dabei 12,5 ns. Außerdem werden die externen Trigger von der TCU kontrolliert (s. Anhang A).

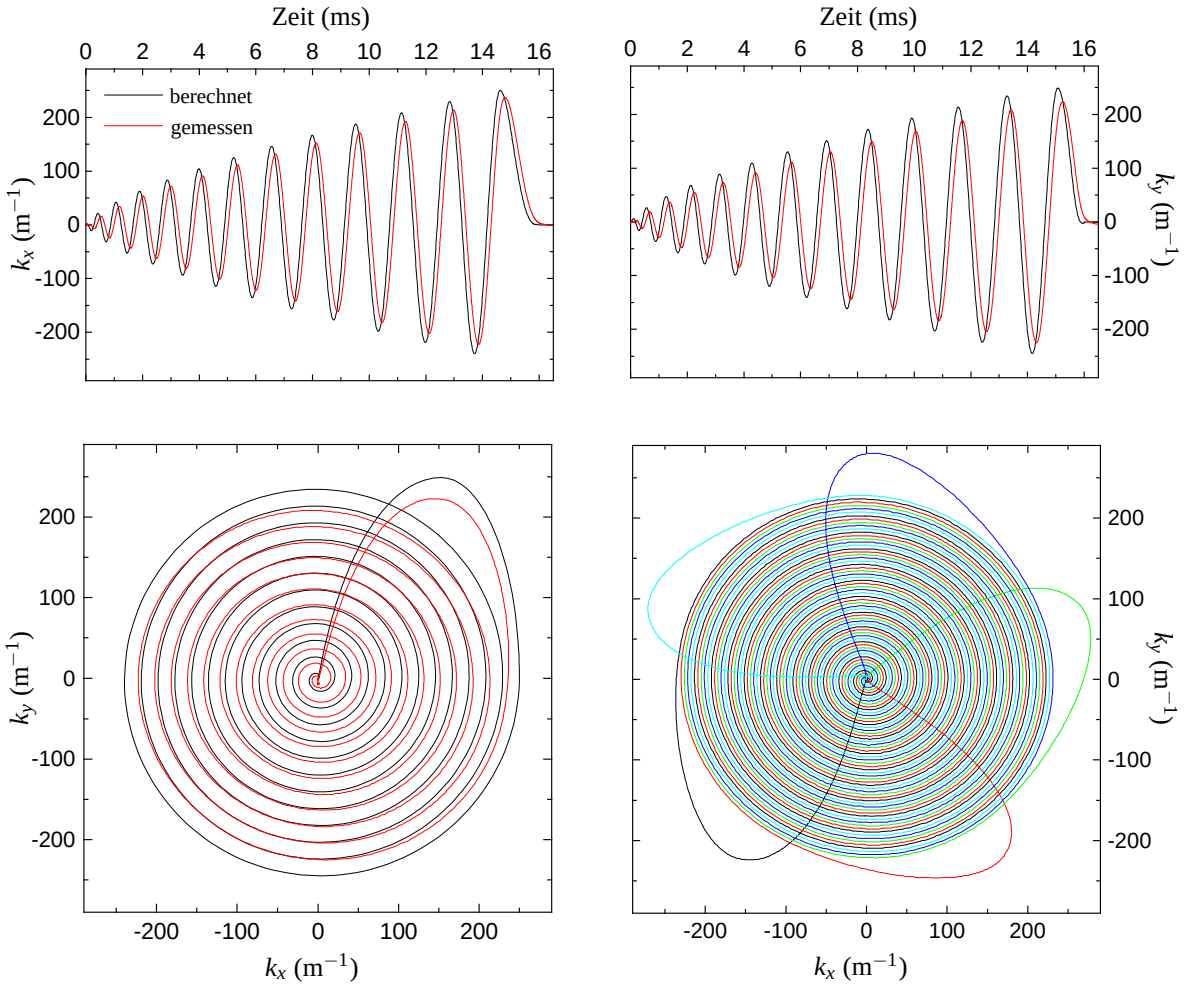

Abbildung 3.3: (oben) Vergleich der gemessenen und berechneten *k*-Raum-Trajektorien für eine Spiralbildgebungsmethode: (links) *x*-Gradient und (rechts) *y*-Gradient. (unten) Die daraus resultierende, zweidimensionale *k*-Raum-Trajektorie für (links) eine Spirale und (rechts) fünf Spiralen, die jeweils um 72° gegeneinander gedreht sind. Wie in Abbildung 3.2 wird die gewünschte Amplitude nicht erreicht (nur etwa 95% in *x* und etwa 90% in *y*-Richtung). Dadurch ist die Auflösung eines mit diesen Trajektorien aufgenommenen Bildes etwas schlechter als theoretisch zu erwarten ist.

3.3.1 Sendezweig

Das System ermöglicht beliebige HF-Pulsformen, die digital als komplexe Zahlen (Betrag und Phase) gespeichert sind. In der FCU (***F**requency **C**ontrol **U**nit*) werden daraus analoge Signale im Frequenzbereich von 3 – 4 MHz (Frequenzauflösung 0,005 Hz, Phasenauflösung 0,05°) generiert. Gemeinsam mit dem cw-Signal aus dem Synthesizer (PTS, Frequenzbereich 1 – 310 MHz) wird daraus in der ASU (***A**mplitude **S**etting **U**nit*) der HF-Puls mit einer maximalen Dynamik von 126 dB erzeugt. Die FCU besitzt einen Dual-DDS (***D**irect **D**igital **S**ynthesizer*), der eine phasenkontinuierliche *und* phasenkohärente Frequenzumschaltung ermöglicht.

Der Tomograph ist mit zwei breitbandigen Verstärkern (10 bzw. 30 – 130 MHz) mit einer Peakleistung von 3,5 bzw. 5 kW ausgerüstet.

3.3.2 Empfangszweig

Das durch eine Spule empfangene Kernresonanzsignal wird zuerst durch einen rauscharmen Vorverstärker um $25-30\,\mathrm{dB}$ verstärkt, damit das zusätzliche Rauschen der darauffolgenden Komponenten gegenüber dem unvermeidlichen Rauschen des Meßobjektes (s. Abschnitt 2.9) vernachlässigt werden kann. Neben den breitbandigen Standardvorverstärkern (Rauschzahl[1] 1,5 dB, Verstärkung 30 dB) kamen bei den Oberflächenspulen für die Herzbildgebung (s. Abschnitt 3.4.4) auch von der Firma Bruker zur Verfügung gestellte schmalbandige GaAs-FET Vorverstärker (Rauschzahl $0{,}5-0{,}7\,\mathrm{dB}$, Verstärkung 25 dB) zum Einsatz. Im RX22 (*Receiver*) wird das Signal nach Umsetzung auf eine Zwischenfrequenz von 22 MHz weiter verstärkt (maximaler Verstärkungsfaktor 94 dB) und anschließend demoduliert (Quadraturdemodulation). Im ADC (***A**nalog **D**igital **C**onverter*, 16 Bit, maximale Abtastfrequenz komplexer Datenpunkte 1 MHz) enthalten sind drei Analogfilter (Butterworth Filter, Bandbreiten 125, 625 und 1250 kHz). Die Datenakquisition wird von der RCU (***R**eceiver **C**ontrol **U**nit*) kontrolliert, sobald diese von der TCU gestartet wurde. In ihr enthalten ist ein Signalprozessor, in dem drei verschiedene digitale Filter implementiert sind. Aufgrund der Laufzeit der digitalen Filter (*group delay*) wird eine Verschiebung der aufgenommenen Daten verursacht. Erst ab der Software Version 2.0 von ParaVision besteht die Möglichkeit, diese Verschiebung auszugleichen. Außerdem ermöglicht der Signalprozessor der RCU eine digitale Quadraturdemodulation (***D**igital **Q**uadrature **D**etection*, DQD). Über eine Ethernet-Verbindung gelangen die Daten von der CCU (***C**ommunication **C**ontrol **U**nit*) zur Konsole.

Im Verlauf dieser Arbeit wurde der Tomograph auf vier vollständig unabhängige, identische Empfangskanäle, bestehend aus RCU, ADC, RX22 und FCU, erweitert. Es sind außerdem zwei PTS mit jeweils zwei Kanälen vorhanden.

3.4 Spulen

Die Spulen, auch Resonatoren genannt, erzeugen das magnetische Wechselfeld zur Kernresonanzanregung (s. Abschnitt 2.4) und empfangen das Kernresonanzsignal (induzierte Spannung) durch Änderung des magnetischen Flusses hervorgerufen durch die präzedierende Quermagnetisierung. Im Sendefall erzeugt die stromdurchflossene Spule ein magnetisches Feld $\vec{B}_1(\vec{x})$ (Nahfeld). Ist die HF-Wellenlänge im Meßobjekt, die durch die Resonanzfrequenz ω und die Dielektrizitätskonstante ε bestimmt wird, größer als die Spulengröße und die Dimensionen im Meßobjekt, so kann das magnetische Feld näherungsweise durch das Biot-Savartsche Gesetz beschrieben werden (*quasistatic approximation*). Bei hohen Feldstärken ist die HF-Wellenlänge im menschlichen Körper (mit den dielektrischen Konstanten $\varepsilon_{muskel} = 60$ [Sin97] und $\varepsilon_{wasser} = 81$ etwa $26-31\,\mathrm{cm}$ bei 3 T) jedoch in der Größenordnung der Spulengröße und der Körperdimensionen, so daß die Maxwellschen Gleichungen gelöst werden müssen. Dies hat zur Folge, daß nicht ausschließlich die von der unbeladenen Spule erzeugte Feldverteilung, sondern auch dielektrische Resonanzen oder Stehende-Wellen-Phänomene die elektromagnetische Feldvertei-

[1] Die Rauschzahl F ist definiert durch $P = FGkTB$, mit $P =$ Rauschleistung am Ausgang, $G =$ Leistungsverstärkung, $k =$ Boltzmann-Konstante, $T =$ Temperatur und $B =$ Rauschbandbreite.

lung im Körper bestimmen, was zusätzlich zu einer Objektabhängigkeit der $\vec{B}_1$-Feldverteilung führt [Leu99][Wen97]. Für die Berechnung der $\vec{B}_1$-Feldverteilung im Körper müssen deshalb komplexe numerische Verfahren, wie z.B. die FDTD (***F**inite **D**ifference **T**ime **D**omain*) Methode [Sul90][Bue95], verwendet werden.

Ist $\vec{B}_1(\vec{x})$ das von dem in der Spule fließenden Strom I erzeugte magnetische Feld am Ort $\vec{x}$, so ist mit $\vec{\beta}_1(\vec{x}) = \vec{B}_1(\vec{x})/I$ die im Empfangsfall in der Spule induzierte Spannung (Reziprozitätsprinzip)

$$U_{ind} = \omega \int_V \vec{\beta}_1(\vec{x})\vec{M}_\perp(\vec{x})\mathrm{d}V. \tag{3.1}$$

Daraus folgt, daß $\vec{\beta}_1(\vec{x})$ möglichst senkrecht zum B_0-Feld sein sollte. Das Reziprozitätsprinzip bedeutet, daß je höher das durch einem Stromfluß in einer Spule an einem Ort erzeugte $\vec{B}_1$-Feld ist, desto höher ist die durch eine an diesem Ort präzedierende Magnetisierung induzierte Spannung in der Spule. Ein Vergleich verschiedener Spulen aufgrund von $\vec{\beta}_1$ ist jedoch nicht möglich, da der von einer vorgegebenen Spannung in der Spule induzierte Strom I von verschiedenen Verlustwiderständen abhängt. Ein Maß für die Empfindlichkeit S einer Spule am Ort $\vec{x}$ ist

$$S(\vec{x}) \propto \frac{B_{1\perp}(\vec{x})}{\sqrt{P}}. \tag{3.2}$$

$B_{1\perp}$ = Betrag von $\vec{B}_1$ senkrecht zu $\vec{B}_0$
P = Sendeleistung

Es existieren vor allem vier Verlustmechanismen, die die Empfindlichkeit beeinflussen.

1. Ohmsche Verluste (R_Ω):
   Diese werden durch den elektrischen Widerstand des Spulenleiters bzw. die dielektrischen Verluste in den Kapazitäten verursacht. Die geeignete Wahl des Materials verringert ohmsche Verluste. Wegen des Skineffekts kann jedoch eine geringe Beschichtung verwendet werden. Da diese Verluste im beladenen Zustand eine untergeordnete Rolle spielen, kann auf eine Optimierung, d.h. die Verwendung von Silber anstatt Kupfer, verzichtet werden.

2. Elektromagnetische Strahlung (R_s):
   Durch diese wird Energie in das Fernfeld abgestrahlt. Dieser Verlustmechanismus ist jedoch hauptsächlich bei sehr hohen Frequenzen relevant (Verluste $\propto \omega^4$).

3. Elektrische Hochfrequenz-Felder der Spule (R_e):
   Diese erzeugen im Objekt elektrische Ströme und damit Verluste. Durch die geeignete Konstruktion kann dieser unerwünschte Effekt in der Spule selbst reduziert werden. So führt eine Reduktion des Spannungsabfalls U längs des Spulendrahtes durch eine Symmetrierung und Unterbrechung des Leiters durch Kapazitäten zu einer Reduktion der elektrischen Feldstärke im Objekt (Verluste $\propto U^2$).

4. Magnetische Hochfrequenz-Felder (R_m):
   Durch diese werden in elektrisch leitenden Materialien Wirbelströme induziert. Die im

Objekt auftretenden sind unvermeidbar und stellen im beladenen Zustand den Hauptverlustmechanismus dar. Außerhalb der zu beobachtenden Region sollte deshalb B_1 und damit die Empfindlichkeit der Spule gering sein, d.h. der Füllfaktor der Spule muß hoch sein.

Die Spulengüte

$$Q = \frac{\omega L}{R} \tag{3.3}$$

ist ein Maß für die auftretenden Verluste. Bei einer gut konstruierten Spule sollte die Leerlaufgüte $Q_{unloaded}$ ($R_m = R_e = 0$) sehr hoch sein, d.h. geringe ohmsche Verluste und Abstrahlung. Die Optimierung der beladenen Güte Q_{loaded} ist jedoch entscheidend, da in dem Bereich der medizinischen Diagnostik die Verluste durch das Meßobjekt (Mensch) deutlich überwiegen. Es gilt für die Empfindlichkeit $S \propto \sqrt{Q}$.

Im Sendefall sollte eine MR-Spule eine möglichst homogene Feldverteilung über das Meßvolumen erzeugen, um eine homogene Drehwinkelverteilung (s. Gleichung 2.20) zu erreichen. Das erzeugte $\vec{B}_1$-Feld sollte dabei senkrecht zum $\vec{B}_0$-Feld und zirkular polarisiert sein. Darüber hinaus sollte eine hohe Empfindlichkeit bei einem großen Füllfaktor erzielt werden. Diese Kriterien sind jedoch, abhängig vom Meßobjekt, nicht gleichzeitig zu optimieren.

3.4.1 *Tuning* und *Matching*

Die MR-Spule muß an den Sende– bzw. Empfangszweig angekoppelt werden. Dies geschieht vorwiegend kapazitiv (s. Abbildung 3.4). Dabei wird die Spulenimpedanz durch die variable Kapazität C_m an die Impedanz der Anschlußleitungen (Koaxialkabel), die in der Regel $50\,\Omega$ beträgt, angepaßt (*Matching*). Außerdem muß die Spule auf die gewünschte Resonanzfrequenz ω_0 abgestimmt werden (*Tuning*). Dies kann durch eine variable Kapazität C_t geschehen.

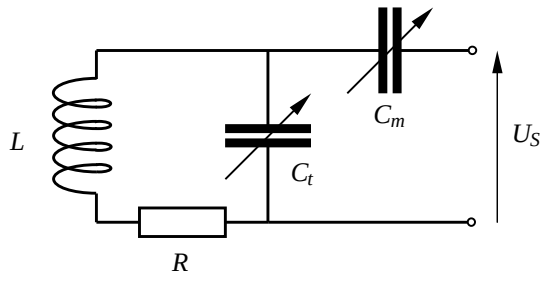

Abbildung 3.4: Kapazitive Ankopplung einer Spule an die Anschlußleitung (Koaxialkabel). Durch die variable Kapazität C_m erfolgt das *Matching* und durch die variable Kapazität C_t das *Tuning* der Spule.

Aufgrund der objekabhängigen Verluste ist die optimale Einstellung bei jedem Meßobjekt neu vorzunehmen. Dabei wird die Reflexionskurve gemessen und mit der eines $50\,\Omega$-Referenzwiderstandes verglichen oder der Reflexionskoeffizient mit einem Netzwerkanalysator (Quellimpedanz $50\,\Omega$) bestimmt (*Wobble*-Kurve, s. Abbildung 3.5). Anhand der Reflexionskurve kann

die Güte der Spule bestimmt werden[2]:

$$Q = \frac{\omega_0}{\frac{1}{2}\Delta\omega}. \tag{3.4}$$

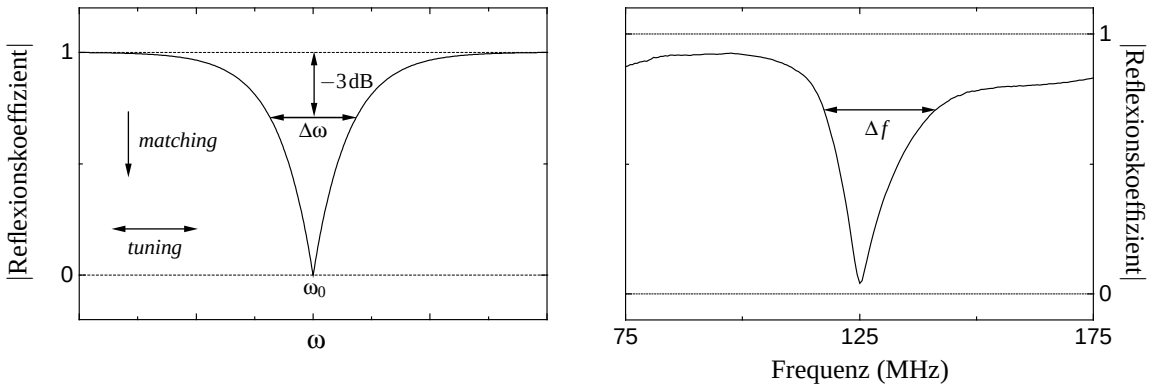

Abbildung 3.5: (links) Schema einer *Wobble*-Kurve, anhand derer das *Matching* und *Tuning* der Spule vorgenommen werden kann. Darüber hinaus kann aus ihr die Güte der Spule bestimmt werden. (rechts) Gemessene *Wobble*-Kurve einer Oberflächenspule (s. Abschnitt 3.4.4). Durch Nebenresonanzen steigt der Reflexionskoeffizient nicht auf 1. Außerdem wird die Symmetrie der Kurve dadurch gestört, so daß eine anhand dieser Kurve bestimmte Güte Fehler aufweist (s. Abschnitt 3.4.4).

3.4.2 Kopfspule

Um ein homogenes $\vec{B}_1$-Feld im gesamten Meßobjekt zu erzeugen, muß die Spule dieses umschließen. Ein elektrischer Strom, der auf einer zylindrischen Oberfläche parallel der Zylinderachse mit einer cosinusförmigen Stromverteilung entsprechend

$$\vec{J}(\varphi) = J_0 \cos\varphi \vec{e}_z \tag{3.5}$$

fließt (s. Abbildung 3.6), erzeugt ein homogenes transversales Magnetfeld. Dies kann technisch durch in Serie geschaltete Hochpaß-Elemente realisiert werden, die eine Phasenverschiebung $\Delta\Psi(\omega)$ zwischen Ein– und Ausgangsspannung bewirken. Das letzte Element wird dabei mit dem ersten verbunden. Beträgt die gesamte Phasenverschiebung $N\Delta\Psi(\omega) = 2\pi$ (erste Mode, N = Anzahl der Elemente), so besteht konstruktive Interferenz (Resonanz). Im Resonanzfall wird mit einem solchen Resonator, der auch *Birdcage* genannt wird, die cosinusförmige Stromverteilung aus Gleichung 3.5 approximiert. Eine Ankopplung des Resonators an zwei um 90° gegeneinander gedrehten Stellen mit einer 90°-Phasendifferenz erzeugt ein zirkular polarisiertes $\vec{B}_1$-Feld. Die Anzahl der Elemente (Stäbe) bestimmt die transversale, deren Länge die axiale Homogenität des $\vec{B}_1$-Feldes und der Quotient aus Länge und Durchmesser die Empfindlichkeit.

Der Kopfresonator des 3-Tesla-Tomographen besteht aus 12 Stäben und erzeugt ein zirkular polarisiertes $\vec{B}_1$-Feld. Er hat einen Durchmesser von 28 cm bei einer Länge von 25 cm. Dieser Resonator wird als Sende-Empfangsspule eingesetzt.

[2]Wegen des 50 Ω Quellwiderstandes des Netzwerkanalysators zur Messung der Güte beträgt die Güte der Spule das Doppelte der gemessenen.

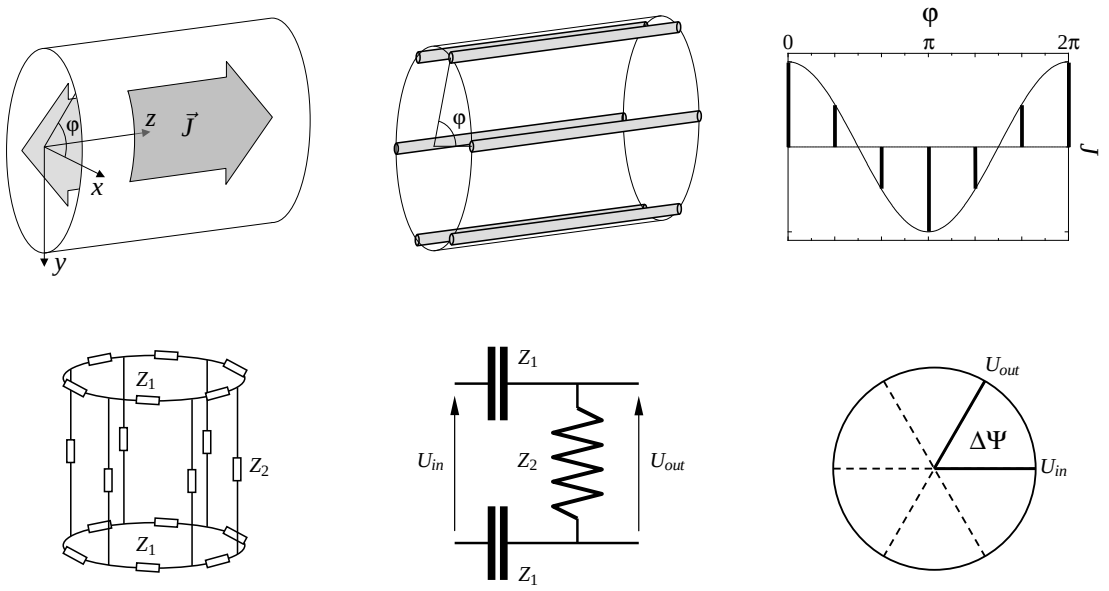

Abbildung 3.6: (oben) Ein auf einer zylindrischen Oberfläche parallel zur Zylinderachse fließender Strom, der eine cosinusförmige Stromverteilung (s. Gleichung 3.5) aufweist, erzeugt innerhalb des Zylinders ein homogenes, transversales Magnetfeld. In der Praxis wird ein solcher Zylinder durch eine endliche Anzahl (N) von Stäben realisiert, die die cosinusförmige Stromverteilung approximieren. (unten) Dies wird technisch durch in Serie geschalteter Hochpaß Elemente realisiert, die eine Phasenverschiebung $\Delta\Psi(\omega)$ zwischen Ein– und Ausgangsspannung bewirken. Im Resonanzfall gilt $N\Delta\Psi(\omega) = 2\pi$.

3.4.3 Ganzkörperresonator

Für die Dimension des Ganzkörperresonators (Durchmesser 56 cm, Länge 75 cm) bei einer Resonanzfrequenz von 125,32 MHz ist ein Birdcage-Resonator schwer zu realisieren. Zwei Stäbe, die parallel über eine $\lambda/2$ Leitung miteinander verbunden sind, approximieren die cosinusförmige Stromverteilung aus Gleichung 3.5. Die Leitungen werden an deren Enden über Kapazitäten mit dem mit Kupferfolie ausgekleideten Hohlrohr (Abschirmung) verbunden, das den Rückleiter darstellt. Durch diese Leitungsverkürzung wird die Resonanzfrequenz eingestellt. Zwei um 90° gegeneinander gedrehte Resonatoren (Vier-Stab-Resonator, s. Abbildung 3.7) erzeugen bei einer Ansteuerung mit einer 90°-Phasendifferenz ein zirkular polarisiertes $\vec{B}_1$-Feld.

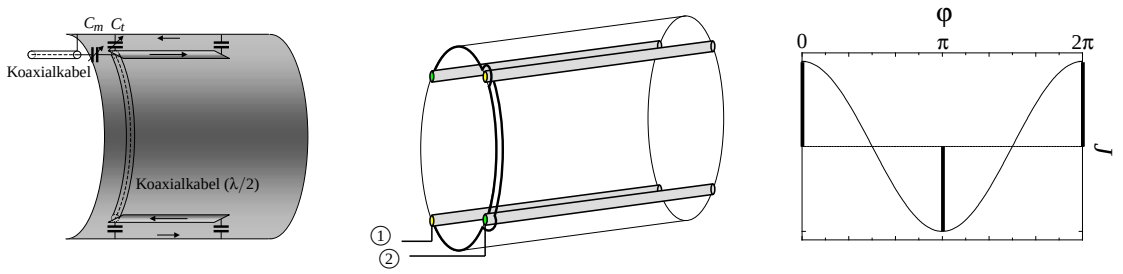

Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Ganzkörperresonators. (links) Jeweils zwei Stäbe sind parallel über eine $\lambda/2$ Leitung miteinander verbunden. Die mit Kupferfolie ausgekleidete Abschirmung stellt den Rückleiter dar. (Mitte) Zwei um 90° gegeneinander gedrehte Resonatoren ergeben den Vier-Stab-Resonator. (rechts) Die cosinusförmige Stromverteilung wird durch die zwei Stäbe nur unzureichend approximiert, so daß kein homogenes B_1-Feld erzeugt wird (s. Abbildung 3.8).

Bei vielen Anwendungen ist die Empfindlichkeit des Ganzkörperresonator wegen des kleinen Füllfaktors jedoch zu gering. Dann wird dieser nur als Sendespule verwendet und für den Empfang werden Operflächenspulen eingesetzt. Die geringe Empfindlichkeit bedeutet aber auch, daß hohe Sendeleistungen benötigt werden, um die gewünschten Drehwinkel bei der Anregung zu erzielen. Die $\vec{B}_1$-Feldverteilung des Vier-Stab-Resonators ist jedoch nicht sehr homogen (s. Abbildung 3.8). Darüber hinaus führen Resonanzeffekte im Körper zu einer Veränderung der Phase und der Amplitude des $\vec{B}_1$-Feldes, was einerseits den Verlust der zirkularen Polarisation in bestimmten Raumbereichen bewirkt und damit insgesamt zu Signalverlusten führt (s. Abbildung 3.8c).

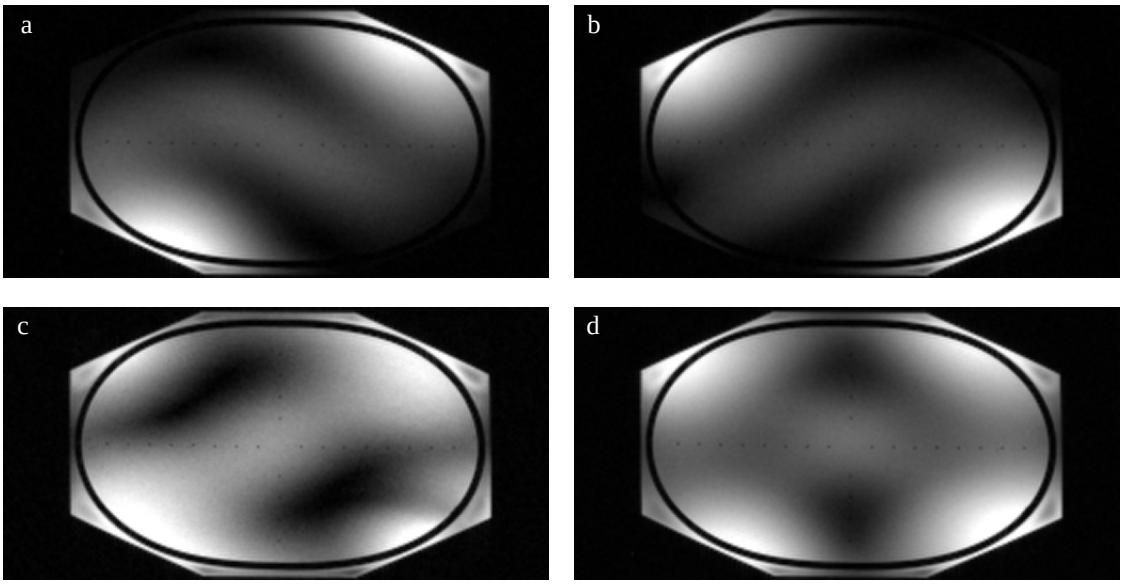

Abbildung 3.8: Aufnahme eines Agarose-Ganzkörperphantoms mit dem Ganzkörperresonator. (a) Kanal 1, (b) Kanal 2, (c) Betrieb des Resonators in Quadratur (standardmäßig) und (d) Überlagerung der Bilder aus (a) und (b) mit dem *sum-of-squares*-Algorithmus (s. Abschnitt 5.2.6). In (a) und (b) ist deutlich die abnehmende Empfindlichkeit mit zunehmender Entfernung zu den beiden Stäben zu erkennen. Resonanzeffekte im Phantom führen zum Verlust der zirkularen Polarisation, so daß in (c) Bereiche niedriger Signalintensität auftreten. Dieses Bild verdeutlicht wegen des Reziprozitätsprinzips, daß die Drehwinkelverteilung des Ganzkörperresonators stark ortsabhängig (und objektabhängig) ist.

3.4.4 Oberflächenspulen

Oberflächenspulen werden nahe der Körperoberfläche direkt über dem zu betrachtenden Bereich angebracht. Durch die geringe Entfernung und den hohen Füllfaktor können so hohe Empfindlichkeiten erzielt werden. Jedoch ist die $\vec{B}_1$-Feldverteilung einer solchen Spule sehr inhomogen und fällt mit der Entfernung stark ab, so daß vorwiegend oberflächennahe Bereiche damit abgebildet werden. Die Spule ist so zu orientieren, daß das erzeugte $\vec{B}_1$-Feld senkrecht zum $\vec{B}_0$-Feld ist. Für eine planare Oberflächenspule auf einer infiniten, homogenen Halbebene erhält man ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis aus einer Entfernung a, wenn die Spule den Durchmesser $d = \sqrt{5/4}\,a$ besitzt [Wan95], d.h. der Empfindlichkeitsbereich in der Tiefe (Eindringtiefe) einer Oberflächenspule liegt im Bereich des Durchmessers der Spule.

Im Prinzip ist eine Oberflächenspule eine auf die Resonanzfrequenz ω_0 abstimmbare Leiterschleife. Für die Herzbildgebung (s. Kapitel 5) wurden oktagonale Oberflächenspulen verschie-

dener Größe gebaut (33 cm × 27 cm bzw. 23 cm × 17 cm, s. Abbildungen 3.9, 3.10 und 3.11). Die Spulen wurden aus kupferkaschiertem Material (30 μm dicke Kupferschicht auf Cevausit) hergestellt und auf einer Plexiglasplatte montiert. Die große ^{1}H-Oberflächen-Empfangsspule wurde nach dem Vorbild eines Sende-Empfangs-Oberflächenspulen-Arrays für ^{31}P der Firma Bruker gebaut und so dimensioniert, daß diese im Quadratur-Betrieb (s. nächster Abschnitt) ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis im Bereich des Herzens liefert.

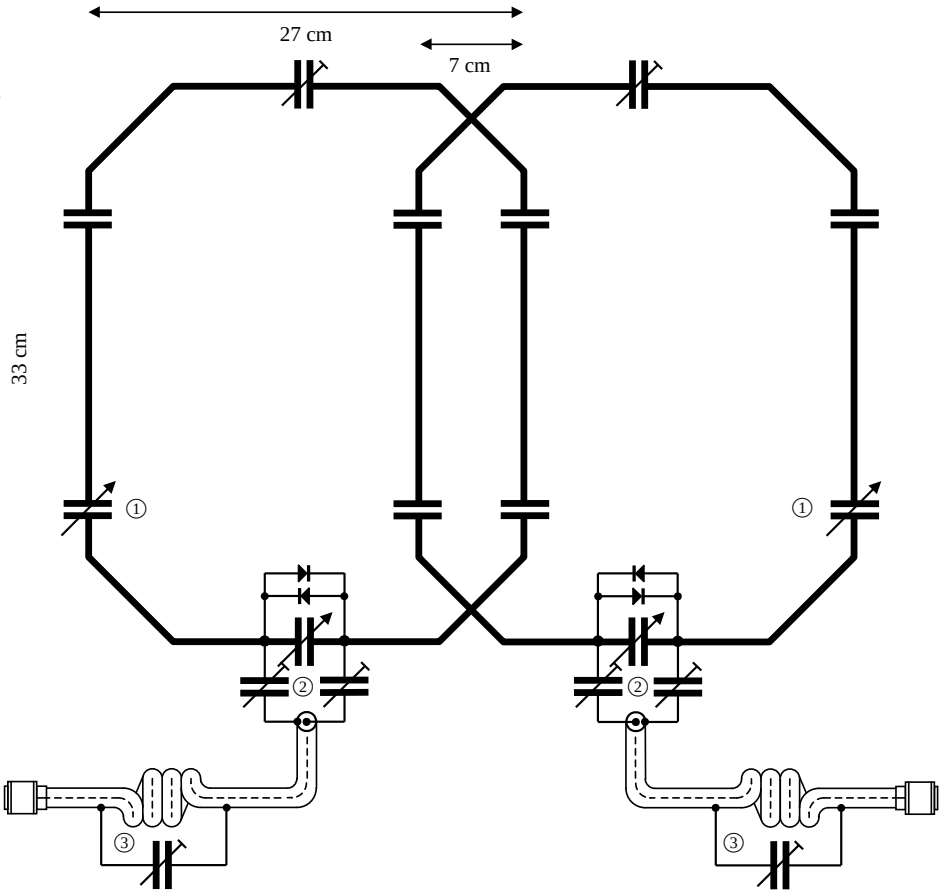

Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des an der PTB gefertigten großen Oberflächenspulen-Arrays. ① *Tuning*, ② *Matching* und ③ Mantelwellensperre.

Um die dielektrischen Verluste zu minimieren und damit den beladenen Q-Faktor Q_{loaded} zu erhöhen, wurde die kleine Spule durch vier und die große durch fünf Kapazitäten unterbrochen. Q_{loaded} wurde mit Hilfe eines Netzwerkanalysators (HP 4396A) gemessen und lag bei jeder der Spulen im Bereich von 15–20 (s. Abbildung 3.12). Der quadratische Anstieg der Verluste mit der Frequenz ist die Ursache für die niedrigen Q-Faktoren der Spulen. Eine der Kapazitäten wurde für das *Tuning*, d.h. das Anpassen der Spule auf die Resonanzfrequenz $\omega_0 = 125{,}32$ MHz, verwendet. Das *Matching* auf die 50 Ω Kabelimpedanz und die Symmetrierung wurden durch ein Anpassungsnetzwerk bewerkstelligt, das von einer Mantelwellensperre zur Vermeidung unerwünschter Mantelwellen gefolgt wurde. Sowohl das *Tuning* als auch das *Matching* änderten sich nur geringfügig durch Veränderungen in der Beladung aufgrund unterschiedlicher Probanden. Dennoch wurden die Empfangsspulen jedesmal sorgfältig abgestimmt, um die höchste Sensitivität zu gewährleisten. Dazu muß der Ganzkörperresonator gegenüber der Resonanzfre-

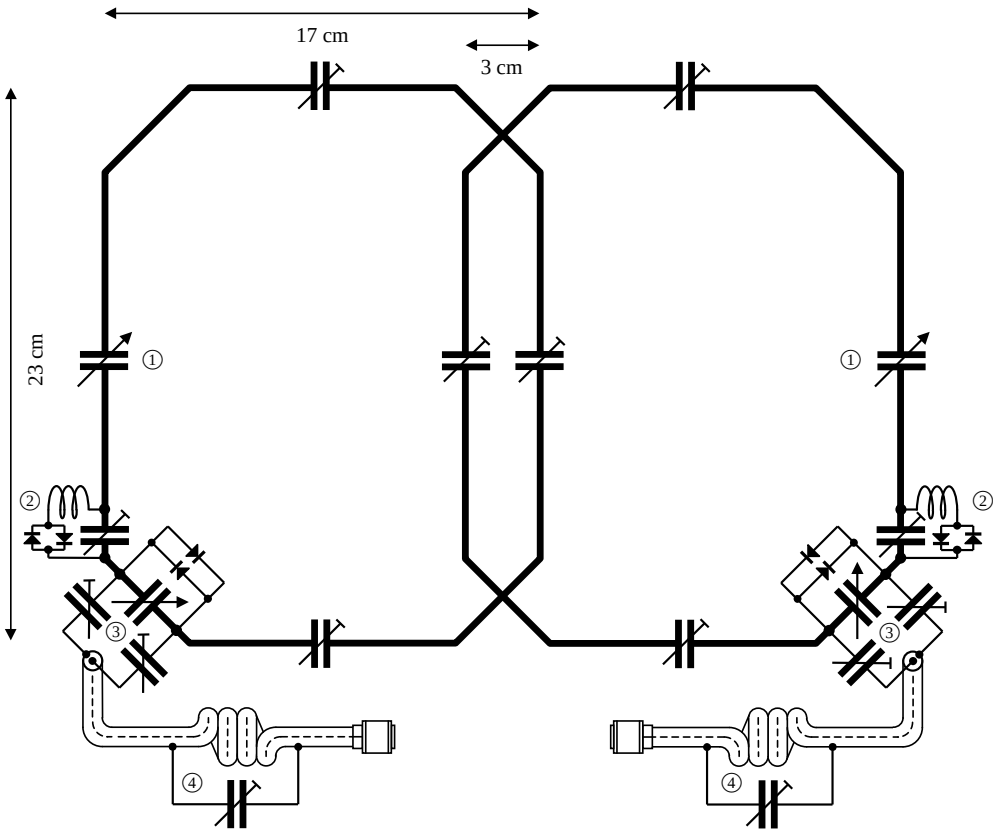

Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des an der PTB gefertigten kleinen Oberflächenspulen-Arrays. ① *Tuning*, ② Diodennetzwerk zur Entkopplung, ③ *Matching* und ④ Mantelwellensperre.

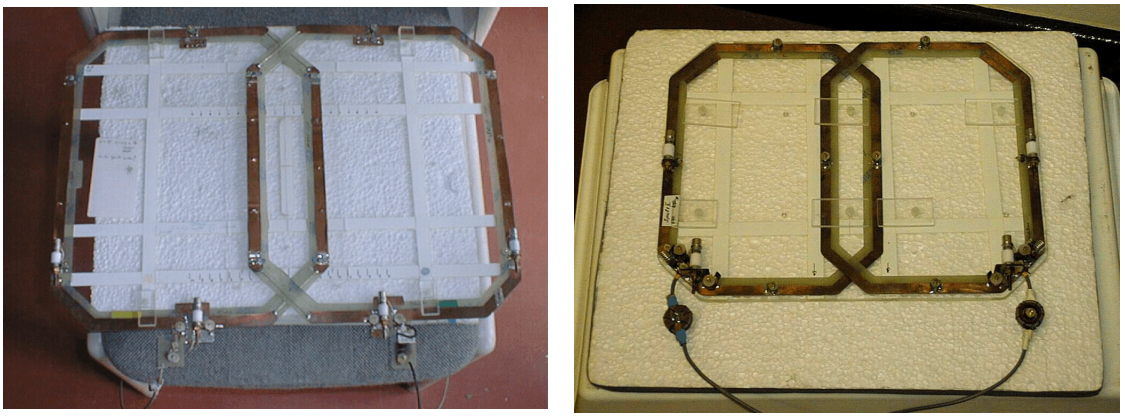

Abbildung 3.11: Aufnahmen der beiden an der PTB gefertigten Oberflächenspulen-Arrays: (links) großes und (rechts) kleines Spulen-Array.

quenz von 125,32 MHz deutlich verstimmt werden. Ein Diodennetzwerk zur Entkopplung der Empfangsspulen von dem Ganzkörperresonator während der Sendephase sorgte bei dem kleinen Spulen-Array dafür, daß Signalverluste im betrachteten Volumen ausblieben (s. Abbildung 3.13).

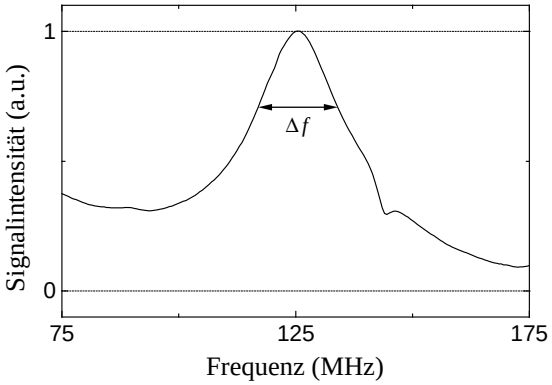

Abbildung 3.12: Messung der beladenen Spulengüte einer kleinen Einzelspule über das empfangene Signal in einer kleinen *Pickup-coil* (2,5 cm Durchmesser). Die Nebenresonanzen haben auf diese Methode eine geringe Auswirkung. Die daraus nach Gleichung 3.4 bestimmte Güte beträgt 15. Aus der *Wobble*-Kurve wurde im Gegensatz dazu eine Güte von 11 berechnet (s. Abbildung 3.5).

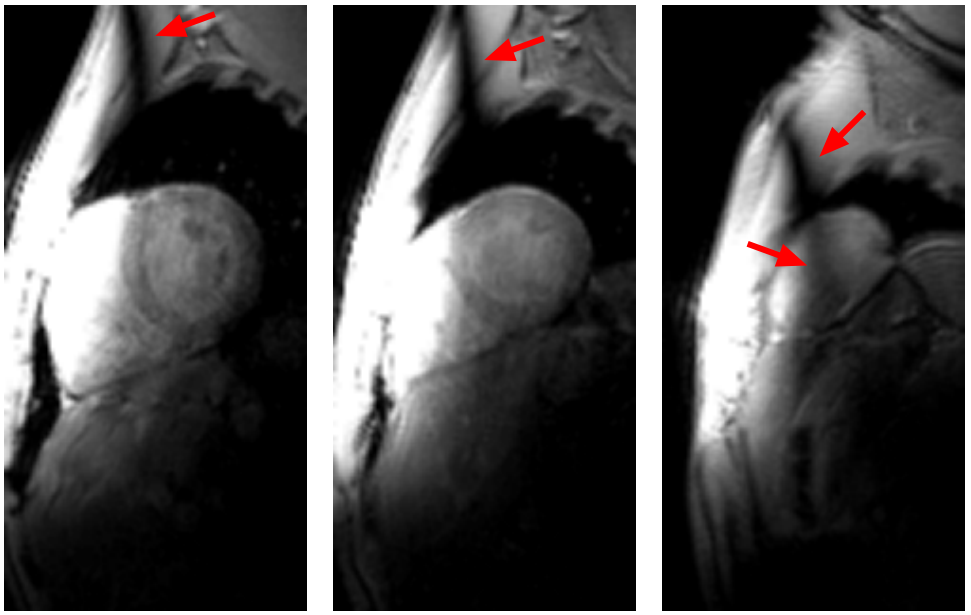

Abbildung 3.13: Drei Kurzachsenschnitte des Herzens (s. Abschnitt 5.2.5), aufgenommen mit dem kleinen Spulen-Array als Empfangsspulen (ohne Diodennetzwerk zur Entkopplung) und dem Ganzkörperresonator als Sendespule. Kopplungen während der Sendephase beeinflussen die B_1-Feldverteilung, so daß Bereiche geringer Empfindlichkeit (kleiner Drehwinkel) entstehen, in denen somit kleine Signalintensitäten gemessen werden (Pfeile). Ein in Abbildung 3.10 eingezeichnetes Diodennetzwerk führt zu einer „passiven“ Verstimmung der Empfangsspulen im Sendefall, um diesen Effekt zu vermeiden.

Quadratur

Da die magnetische Feldverteilung in einem Volumen ober– und unterhalb des Bereiches, wo sich die beide Spulen eines Zwei-Spulen-Arrays überlappen, eine Überlagerung von nahezu senkrecht aufeinander stehenden $\vec{B}_1$-Feldkomponenten (Bereich zirkularer Polarisation) ist, kann ein solches Spulen-Array auch in Quadratur betrieben werden, d.h. nach einer 90°-Phasenverschiebung eines der Signale werden beide Signale überlagert und in einem Empfangszweig weiterverarbeitet. Dies führt zu einer Signalerhöhung aus einem der beiden Bereiche und zu einer Signalauslöschung aus dem anderen Bereich. Technisch wird dies durch einen 90°-Hybrid-Koppler (*combiner*) realisiert. Dabei werden die Signale so überlagert, daß die Leistung des Gesamtsignals der Summe der Leistungen der einzelnen Signale entspricht, wodurch die Rauschintensität erhalten bleibt und bei zwei gleich großen Signalen die Signalintensität

um den Faktor $\sqrt{2}$ zunimmt. Voraussetzung für einen optimalen Gewinn im Signal-Rausch-Verhältnis ist die Entkopplung beider Spulen, d.h. daß ein in der einen Spule fließender Strom keine Spannung in der anderen induziert und somit das Rauschen in beiden Spulen unkorreliert ist. Dabei hängt die Kopplung von der Geometrie und dem Überlappungsbereich der Spulen ab.

Durch Messen des Übersprechens der beiden Kanäle eines Arrays mit Hilfe des Netzwerkanalysators wurde der Überlappungsbereich so eingestellt, daß eine optimale Entkopplung erreicht wurde. Diese lag bei beiden Spulen-Arrays im Bereich von $15-20\,\mathrm{dB}$, bei einer Überlappung der beiden Spulen von 7 cm (großes Spulen-Array, s. Abbildung 3.9) bzw. 3 cm (kleines Spulen-Array, s. Abbildung 3.10). Die Dimension der großen Spule wurde so gewählt, daß der Bereich der zirkularen Polarisation in der Mitte des linken Ventrikel lag und den größten Teil des Herzens abdeckte. In diesem Quadratur-Modus war nur ein einzelner Empfangskanal nach der Überlagerung der Signale der beiden Einzelspulen durch einen 90°-Koppler in Hybridtechnik nötig. Da zum Zeitpunkt der Entwicklung dieser Spule der Tomograph nur mit einem Empfangskanal ausgerüstet war, konnte zunächst nur im Quadratur-Modus gearbeitet werden.

Phased-Array-Spulen

Stehen mehrere Empfangskanäle zur Verfügung, so ist der Betrieb als Phased-Array vorteilhaft, d.h. die Signale jeder Einzelspule werden getrennt weiterverarbeitet und erst bei der Rekonstruktion mittels eines geeigneten Algorithmus, z.B. *sum-of-squares*-Algorithmus (s. Abschnitt 5.2.6), überlagert. Dadurch kann der Empfindlichkeitsbereich räumlich vergrößert werden. In den Bereichen, in denen sich die Empfindlichkeitsbereiche der Spulen überlappen, erhöht sich unabhängig von der Phasenlage der einzelnen $\vec{B}_1$-Feldkomponenten das Signal-Rausch-Verhältnis.

Das Spulen-Array, das aus den zwei kleinen Oberflächenspulen bestand, wurde ausschließlich als Phased-Array verwendet, da der Bereich der zirkularen Polarisation nicht den gesamten Bereich des Herzens umfaßt.