Entwicklung und Optimierung von Resonatoren und Detektionsverfahren in der magnetischen Kernspinresonanz

Behr, Volker Christian:
Entwicklung und Optimierung von Resonatoren und Detektionsverfahren in der magnetischen Kernspinresonanz / vorgelegt von Volker Christian Behr. - Würzburg, 2008. 177 S., graph. Darst., Literaturverz. S. 129–134
Zugl.: Würzburg, Univ., Diss., 2008

Entwicklung und Optimierung von Resonatoren und Detektionsverfahren in der magnetischen Kernspinresonanz

Dissertation zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

Volker Christian Behr
aus Höchstädt an der Donau

Würzburg 2008

Eingereicht am: 29. April 2008
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Professor Dr. Peter M. Jakob
2. Gutachter: Professor Dr. Vladimir Dyakonov
der Dissertation

1. Prüfer: Professor Dr. Peter M. Jakob
2. Prüfer: Professor Dr. Vladimir Dyakonov
3. Prüfer: Professor Dr. Georg Reents
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 13. August 2008

Doktorurkunde ausgehändigt am: .....

Facte nova virtute, puer; sic itur ad astra.

Publius Vergilius Maro, Aeneis IX, 641

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis **7**

Abbildungsverzeichnis **10**

Tabellenverzeichnis **15**

Abkürzungsverzeichnis **16**

1 Einleitung **19**

2 Grundlagen der NMR **23**

2.1 Theorie 23

2.1.1 Kernspin und Larmorfrequenz 23

2.1.2 Nettomagnetisierung 25

2.1.3 Signalentstehung und Reziprozitätstheorem 25

2.2 Rauschen in NMR-Experimenten 27

2.2.1 Ohm'sche Verluste 28

2.2.2 Induktive Verluste 29

2.2.3 Dielektrische Verluste 29

2.2.4 Strahlungsverluste 30

2.3 NMR-Bildgebung 30

2.3.1 Gradientenecho und Spinecho 32

2.3.2 *Rotating Frame*-Bildgebung 34

3 Resonatoren und Probenköpfe 39
3.1 Motivation . . . 39
3.2 Grundlagen . . . 40
3.2.1 Spektrometer . . . 40
3.2.2 Hochfrequenzabschirmung . . . 41
3.2.3 Entkopplungsbox für Sendeleitungen . . . 44
3.2.4 Ankoppelnetzwerke . . . 47
3.3 Resonatoren . . . 50
3.3.1 Birdcage-Resonatoren . . . 52
3.3.2 Andere Resonatortypen . . . 66
3.4 Probenköpfe . . . 73
3.4.1 *In vivo*-Probenkopf . . . 73
3.4.2 Modularer Probenkopf . . . 79
3.5 Diskussion und Ausblick . . . 91

4 Magnetische Flußleiter 93
4.1 Motivation . . . 93
4.2 Grundlagen . . . 93
4.3 Materialien . . . 95
4.4 NMR-Methoden . . . 98
4.5 Ergebnisse der Messungen . . . 100
4.6 Diskussion und Ausblick . . . 102

5 Optische Detektion 105
5.1 Motivation . . . 105
5.2 Grundlagen . . . 106
5.3 Meßaufbau und Detektoren . . . 109
5.4 Diskussion der Messungen . . . 114
5.5 Ausblick . . . 119

6 Zusammenfassung 121

7 Summary 125

Literaturverzeichnis **129**

Originalarbeiten **135**

Anhang A Datenblätter der Resonatoren **145**

A.1 Birdcage-Resonator, 37,9 mm, 750 MHz 146

A.2 Birdcage-Resonator, 27 mm, 750 MHz 148

A.3 Oberflächenspule, 160° Winkel, 750 MHz 150

A.4 Sattelspule, 37,9 mm, 705,6 MHz 152

Anhang B Baupläne der Probenköpfe **155**

B.1 *In vivo*-Probenkopf 156

B.2 Modularer Probenkopf 163

Danksagung **171**

Lebenslauf **173**

Ehrenwörtliche Erklärung **177**

Abbildungsverzeichnis

2.1 2D-Gradientenecho mit Schichtauswahl 33
2.2 3D-Spinecho mit zweifacher Phasenkodierung 34
2.3 *Rotating Frame*-Bildgebung 35
2.4 Qualitative B_1-Karten und dielektrische Resonanzen 36
(a) B_1-Karte mit Ölphantom 36
(b) B_1-Karte mit Wasserphantom 36
2.5 Absolute B_1-Karte 37

3.1 Bruker Avance 750 WB Spektrometer 40
3.2 Frequenzspektrum eines Gradienten 41
3.3 Segmentierte HF-Abschirmung mit kapazitiven Brücken 43
3.4 Verkabelung für Experimente mit Leistungsteilern 44
3.5 Schaltplan für ein Entkopplungselement 45
3.6 Geöffnete Entkopplungsbox 46
3.7 Parallelschwingkreis mit Abstimmkondensatoren 48
3.8 Auswirkungen des Ankoppelnetzwerkes auf die Resonanz . . . 49
3.9 Idee des Birdcage-Designs 52
3.10 37,9 mm-Hochpaß-Birdcage-Resonator und Belichtungsmaske . 54
(a) 37,9 mm-8-Bein-Birdcage 54
(b) Belichtungsmaske 54
3.11 Schaltplan des 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators . . . 55
3.12 Schaltbarer 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator 58
(a) 37,9 mm-4-Bein-Birdcage 58

(b) Vergrößerung der Schaltelektronik 58
3.13 Schaltverhalten des Birdcages 59
(a) Vorwärtsstrom (resonant) 59
(b) Gegenspannung (nicht resonant) 59
3.14 28 mm-Hochpaß-Birdcage für 500 MHz 61
(a) Verlängerter Birdcage und Schirm 61
(b) Tierschiene mit Maus 61
3.15 27 mm-Hochpaß-Birdcage für 750 MHz 62
(a) Verlängerter Birdcage und Schirm 62
(b) Konstruktionszeichnung des Sockels 62
3.16 Schaltplan des 27 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators 63
3.17 Doppeltresonanter 10 mm-^{1}H-^{23}Na-Birdcage-Resonator 65
(a) Doppeltresonanter 4-Bein-Birdcage 65
(b) Strompfade auf dem Birdcage 65
3.18 Oberflächenspule und Layout 67
(a) Oberflächenspule mit offenem Schirm 67
(b) Schaltplan der Oberflächenspule 67
3.19 38 mm-^{19}F-Sattelspule und schematische Darstellung 69
(a) Lineare ^{19}F-Sattelspule 69
(b) Schema einer Sattelspule 69
3.20 Doppeltresonante 37,9 mm-^{1}H-^{23}Na-Sattelspule 71
(a) ^{1}H-^{23}Na-Sattelspule 71
(b) Belichtungsmaske für die Leiterbahnen 71
3.21 ^{23}Na-Bilder eines Phantoms 72
(a) Axialer Schnitt 72
(b) Sagittaler Schnitt 72
3.22 *in vivo*-Probenkopf 74
3.23 Schematische Draufsicht auf den Probenkopf 75
3.24 Oberes Ende des Probenkopfes und Oberflächenspule 76
(a) Seitenansicht der Oberflächenspule 76
(b) Frontalansicht der Oberflächenspule 76

3.25 Erweiterte Tierschiene mit Ratte 77
3.26 ^{1}H-FLASH-Bild des Rückenmarks einer Ratte 78
3.27 T_2^*-Karte des Rückenmarks einer Ratte 79
3.28 Elemente des modularen Probenkopfes 82
3.29 Probenkopfsockel 83
3.30 Ankoppelnetzwerk in einem Kanalmodul 83
3.31 Zusammengebauerter Probenkopf 84
3.32 Fehlstellenlokalisierung 85
3.33 ^{1}H-FLASH-Bild eines Phantoms 86
3.34 ^{23}Na-FLASH-Bilder eines Phantoms 87
3.35 ^{1}H-FLASH-Bild eines Phantoms 88
3.36 ^{1}H-FLASH-Bild von Pflanzenstengeln 89

4.1 Flußleiter mit aufgestecktem Solenoid und Ankoppelnetzwerk . 96
4.2 Transmissions- und Reflektionscharakteristik 97
(a) Transmissionsmoden des Flußleiters 97
(b) Reflektion und Transmission des Meßsignals 97
4.3 Entfernungsabhängigkeit der Transmission 98
4.4 Schematischer experimenteller Aufbau 99
(a) Direkte Messung 99
(b) Messung mit Flußleiter 99
(c) Messung auf Entfernung 99
4.5 Sende- und Empfangscharakteristiken 101
(a) Profil ohne Flußleiter 101
(b) Profil mit Flußleiter 101
4.6 ^{31}P-Bildgebungsphantom 102
4.7 Bildgebungsexperiment mit Flußleiter 103
4.8 Spektroskopieexperiment mit Flußleiter 104

5.1 Faraday-Effekt 107
5.2 Grundlegender Aufbau zum Faraday-Effekt 110
5.3 Verdet-Konstante und Meßsignal 111

(a) Verdet-Konstante von SF6-Bleiglas 111
(b) Meßsignal mit Permanentmagnet 111
5.4 Photodiodenverstärker 112
5.5 Akquiriertes Signal des optischen Detektors 115
5.6 Flußdichte als Funktion des axialen Abstands 117
5.7 Flußdichte als Funktion des radialen Abstands 118

Tabellenverzeichnis

2.1 Gyromagnetische Verhältnisse wichtiger Atomkerne 24

3.1 Eindringtiefen für Kupfer und Silber 43
3.2 Technische Daten der Entkopplungsbox 46
3.3 Stückliste des 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators . . . 55
3.4 Stückliste des 27 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators 63
3.5 Stückliste der ^{1}H-Oberflächenspule 68

5.1 Stückliste des Photodiodenverstärkers 113

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
2D / 3D	zweidimensional / dreidimensional
CAD	computergestützte Konstruktion (engl. *Computer Aided Design)*
NMR	Kernspinresonanz (engl. *Nuclear Magnetic Resonance)*
ppm	Millionstel (engl. *parts-per-million*)
für NMR-Experimente:	
FID	*Free Induction Decay* Signal bei der Relaxation eines Spinsystems
FLASH	*Fast Low Angle Shot imaging* eine sehr schnelle Gradientenechosequenz
FoV	Sichtfeld (engl. *Field of View*) Größe des Objektbereichs, der abgebildet wird
GE	Gradientenecho-Experiment
RoI	betrachteter Bereich (engl. *Region of Interest*)
SE	Spinecho-Experiment

Abkürzung	Bedeutung
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal-to-Noise Ratio*) Verhältnis von Signalamplitude zur Standardabweichung des Rauschens
TE	Echozeit (engl. *Echo Time*) Zeitdauer zwischen Anregung und Akquisition
TR	Repetitionszeit (engl. *Repetition Time*) Zeitdauer zwischen zwei Akquisitionen
für NMR-Meßapparaturen:	
$\vec{\boldsymbol{B}}_{\mathbf{0}}$	magnetische Flußdichte des (meist supraleitenden) Magneten eines Spektrometers
$\vec{\boldsymbol{B}}_{\mathbf{1}}$	magnetische Flußdichte der Sendespule
Balun	engl. *Balanced-to-Unbalanced* oder *balancing unit* Bauteil zum Übergang zwischen symmetrischer und asymmetrischer Spannungsverteilung
HF	Hochfrequenz typischerweise zwischen 1 und 1000 Megahertz
HPPR	Vorverstärker an Bruker-Avance-Spektrometern (engl. *High Performance PReamplifier*)

Kapitel 1

Einleitung

Seit Entdeckung des Effekts der magnetischen Kernspinresonanz (NMR) durch Rabi [1–5] in den 1930er Jahren und der erstmaligen Durchführung und Beschreibung eines NMR-Experiments gleichzeitig durch Bloch [6–8] und unabhängig davon durch Purcell [9–11] 1946, ist die NMR heute zu einem bedeutenden interdisziplinären Werkzeug geworden.

Die Entwicklung der NMR wird an zwei Fronten vorangetrieben: zum einen der methodischen, bei welcher durch neue und optimierte Akquisitionsverfahren Meßzeiten verkürzt, Bildauflösungen gesteigert oder Kontraste verbessert werden sollen. Auf der anderen Seite steht die technische Entwicklung, welche alle Bestandteile von dem Hochfrequenzsender am einen Ende des Experiments bis hin zu dem datenverarbeitenden Rechner am anderen Ende umfaßt.
Fortschritte im Bau von supraleitenden Magneten stellen heute auch für den Einsatz in der NMR-Bildgebung magnetische Flußdichten von bis zu 17,6 Tesla zur Verfügung. Dies verspricht höhere Signal-zu-Rauschverhältnisse und bietet damit für hochaufgelöste Bildgebung sowie Spektroskopie enormes Potential.
Gerade auch den zur Detektion des NMR-Signals eingesetzen Elementen, z.B. Hochfrequenzresonatoren, kommt hierbei besondere Bedeutung zu, da die Signalamplituden extrem klein sind und damit rauscharme und hochsensitive

Detektoren für optimierte Experimente essentiell sind. Die mit den hohen Flußdichten verbundenen höheren Frequenzen führen zu neuen Herausforderungen im Design von Resonatoren, welche eine direkte Kopie von bewährten Designs bei niedrigeren Flußdichten erschweren. Häufig sind bei der Entwicklung neuer Detektoren nicht nur physikalische und elektrotechnische Aspekte ausschlaggebend, sondern auch die Anforderungen des Experiments, welches spezielle Sensorik oder Vorrichtungen für die Beherbergung und Positionierung der Probe, z.B. eines Tieres, erfordert. Hierfür sind auch teilweise völlig neue Probenköpfe, welche als Zuleitungen und Träger für die Resonatoren und Proben dienen, notwendig.

Ziel dieser Dissertation war es, Resonatordesigns für den Einsatz bei sehr hohen Flußdichten zu optimieren sowie geeigente Probenköpfe zu entwerfen und aufzubauen. Desweiteren sollten neue Detektionstechniken und -verfahren entwickelt und erprobt werden, welche alternative Zugänge zu dem NMR-Signal ermöglichen.

Kapitel 2 stellt grundlegende Konzepte und Verfahren aus dem Bereich der NMR-Hardware-Entwicklung vor, welche von übergeordneter Bedeutung in dieser Arbeit sind. In den folgenden Kapiteln wird die Theorie zu den jeweiligen dort vorgestellten Themen weiter ausgeführt und vertieft. Desweiteren gliedert sich die vorliegende Dissertation in drei große Themenbereiche:

In Kapitel 3 werden verschiedene Resonatoren, welche größtenteils für den Einsatz bei einer Flußdichte von 17,6 Tesla entworfen wurden, vorgestellt. Insbesondere wird auf die neuen Herausforderungen bei - für die NMR-Bildgebung höchsten Feldern - eingegangen. In einem separaten Projekt wurden *Phased Arrays* [12] für den Einsatz bei 17,6 Tesla entwickelt, welche hier jedoch nur am Rande thematisiert werden sollen.
Bei der Planung der Resonatoren zeigte sich bereits die Notwendigkeit, auch die vorhandenen Probenköpfe durch verbesserte oder völlig neue Varianten zu ersetzen, um die notwendigen Grundlagen für die Durchführung von Experimenten mit den neuen Resonatoren zu schaffen. Diese Probenköpfe werden im Anschluß an die Resonatoren vorgestellt.

Einer neuartigen Erweiterung der Sende- und Empfangstechnik ist Kapitel 4 gewidmet: durch Flußleiter für Hochfrequenz werden hierbei Signale von und zu der eingesetzen Spule auch über längere Strecken transportiert, wobei der sonst übliche Abfall der Signalintensität minimiert wird. Das angewandte Verfahren eines selbstresonanten mikrostrukturierten Materials wird beschrieben und anhand von Messungen im praktischen Einsatz demonstriert.

Das Kapitel 5 befaßt sich mit einer bisher in der NMR unbekannten Empfangstechnik. Mittels des Faraday-Effekts wird hierbei hochfrequentes magnetisches Signal in optisches Signal gewandelt und danach detektiert. Die grundlegende Physik sowie erste Experimente, die sich der Charakterisierung von Flußdichteverteilungen widmeten, werden gezeigt.

Im Anhang finden sich schließlich sowohl die Datenblätter einiger Resonatoren als auch ausführlichere Baupläne der in Kapitel 3 vorgestellen Probenköpfe.

Kapitel 2

Grundlagen der NMR

2.1 Theorie

2.1.1 Kernspin und Larmorfrequenz

Die grundsätzliche Eigenschaft aller Atomkerne, welche sich für die NMR eignen, ist ein von 0 verschiedener Kernspin $\vec{I}$, welcher sich aus einer Kopplung der Nukleonenspins und -bahndrehimpulse im Kern zusammensetzt. Mit dem Kernspin verbunden ist ein magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu_I}$ des Kerns

$$\vec{\mu_I} = \gamma \vec{I} \tag{2.1}$$

mit der Proportionalitätskonstante γ, dem gyromagnetischen (auch magnetogyrischen) Verhältnis, welches eine Kernkonstante ist:

$$\gamma = \frac{g_N \mu_N}{\hbar} \tag{2.2}$$

Hier sind g_N der dimensionslose und kernspezifische Landé-Faktor, $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$ das Kernmagneton mit der Elementarladung e und der Ruhemasse des Protons m_p und $\hbar$ das Planck'sche Wirkungsquantum geteilt durch 2π.

Aufgrund des Zeeman-Effekts spalten in einem angelegten äußeren Magnetfeld $\vec{B_0}$ die Energieniveaus in $2I + 1$ diskrete Zustände auf. I ist die zu $\vec{I}$ gehörende Spinquantenzahl. Der Energiebeitrag der Aufspaltung zur Gesamtenergie beträgt $E = -\hbar\gamma B_0 m$, mit $-I \leq m \leq +I$ und ganz- oder halbzahligen m. Daraus ergibt sich für den Energieunterschied ΔE zwischen zwei benachbarten Niveaus:

$$\Delta E = \gamma\hbar B_0 \tag{2.3}$$

Zwischen diesen benachbarten Niveaus sind gemäß den Auswahlregeln der Quantenmechanik Übergänge möglich, die durch ein elektromagnetisches Wechselfeld induziert werden können, wenn dessen Quanten genau die dem Energieunterschied entsprechende Energie besitzen:

$$\Delta E = h\nu_0 = \hbar\omega_0 \tag{2.4}$$

ν_0 ist dabei die Frequenz dieser Quanten, ω_0 deren Kreisfrequenz. Kombiniert man die Gleichungen (2.3) und (2.4), so erhält man mit

$$\vec{\omega_0} = \gamma\vec{B_0} \tag{2.5}$$

die Gleichung für die sogenannte Larmorfrequenz ω_0. Da die Verwendung von ν_0 gebräuchlicher ist, wird statt γ zumeist ein $\frac{\gamma}{2\pi}$ angegeben. Für einige in der NMR wichtige Kerne sind in der Tabelle 2.1 diese Werte zusammengestellt.

	^{1}H	^{3}He	^{13}C	^{19}F	^{23}Na	^{31}P	^{39}K
$\frac{\gamma}{2\pi}\ \left[\frac{\mathrm{MHz}}{\mathrm{T}}\right]$	42,57	32,43	10,71	40,05	11,26	17,23	1,99

Tabelle 2.1: Gyromagnetische Verhältnisse wichtiger Atomkerne

2.1.2 Nettomagnetisierung

In einer Probe liegt normalerweise eine große Anzahl an Kernspins vor, so daß die Energieniveaus nach der Boltzmann-Statistik besetzt werden. Hierbei gibt der Boltzmann-Faktor $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ die Besetzungswahrscheinlichkeiten zweier energetisch benachbarter Energieniveaus an. k ist die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Der Besetzungsunterschied ist bei Zimmertemperatur extrem klein: bei einer Flußdichte von 1 T kleiner als 10^{-5}, was zu der vergleichsweise geringen Sensitivität der NMR führt. Eine Summation über alle magnetischen Kernmomente μ_i innerhalb eines Volumens V liefert die aus diesem Unterschied resultierende Nettomagnetisierung $\vec{M}$:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu_i} \tag{2.6}$$

Aufgrund der Präzessionsbewegung der Spins um $\vec{B_0}$ heben sich alle zu dem äußeren Magnetfeld transversalen Anteile der Nettomagnetisierung weg und es bleibt im Gleichgewicht lediglich eine makroskopisch beobachtbare longitudinale Nettomagnetisierung $\vec{M_0}$ übrig. Für $kT \gg \gamma\hbar B_0$ gilt:

$$\vec{M_0} = \frac{n\gamma^2\hbar^2\vec{B_0}I(I+1)}{3kT} \tag{2.7}$$

Neben den bereits bekannten Größen gibt n hier die Anzahl der Kernspins in dem betrachteten Volumenelement an. Der Magnetisierungsvektor $\vec{M_0}$ ist nicht quantisiert und kann beliebige Orientierungen zu $\vec{B_0}$ einnehmen. Durch das auf ihn wirkende Drehmoment $\vec{M_0} \times \vec{B_0}$ präzediert auch diese Gleichgewichtsmagnetisierung um $\vec{B_0}$. Ausführliche Betrachtungen der Magnetisierung in der NMR finden sich z.B. in [13, 14].

2.1.3 Signalentstehung und Reziprozitätstheorem

Durch Anlegen eines zusätzlichen Magnetfeldes der Flußdichte $\vec{B_1}$, das mit der Larmorfrequenz ω_0 oszilliert, kann die präzedierende Magnetisierung aus

ihrer Position ausgelenkt werden, d.h. es werden Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus angeregt. $\frac{\omega_0}{2\pi}$ liegt üblicherweise im Bereich von 1 MHz bis 1 GHz. Diesen Vorgang beschreibt man zur Vereinfachung im sogenannten *Rotating Frame*, welcher durch ein Koordinatensystem gebildet wird, das mit ω_0 um die Richtung von $\vec{B_0}$ rotiert (per Konvention z). In diesem ruht demzufolge der Magnetisierungsvektor $\vec{M}$. $\vec{B_1}$ wird normalerweise senkrecht zu $\vec{B_0}$ angelegt und bewirkt im *Rotating Frame* eine Drehung um den Winkel α in Richtung der Transversalebene gemäß

$$\alpha = \gamma \int_t B_1(t)\ \mathrm{d}t \tag{2.8}$$

wobei t die Zeitdauer angibt, während der $\vec{B_1}$ anlag. Nach einem solchen Hochfrequenzpuls (HF-Puls) läßt sich der Magnetisierungsvektor in zwei effektive Komponenten $\vec{M_z}$ parallel zu $\vec{B_0}$ und $\vec{M_{xy}}$ senkrecht dazu zerlegen. Die Rotationsbewegung von $\vec{M_{xy}}$ im Laborsystem erzeugt ein magnetisches zirkular polarisiertes Wechselfeld, welches in einer Meßspule die Spannung

$$U_{ind} = -\dot{\Phi} \tag{2.9}$$

induziert. $\dot{\Phi}$ ist dabei die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses durch die Spule. Gleichung (2.9) läßt sich weiter in ein Volumenintegral umformen, so daß nur noch in der NMR zugängliche Parameter enthalten sind:

$$U_{ind} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int \hat{\vec{B}}_1(\vec{r}) \vec{M}_{xy}(\vec{r})\ \mathrm{d}V \tag{2.10}$$

$\hat{\vec{B}}_1$ repräsentiert die bei einem in einer Sendespule fließenden Einheitsstrom am Ort $\vec{r}$ der Probe erzeugte Flußdichte. Bei homogenem $\vec{B_0}$ und $\vec{B_1}$ in einer homogenen Probe des Volumens V vereinfacht sich (2.10) unter Berücksichtigung von $\vec{B_1} = \left|\vec{B_1}\right| e^{i\omega_0 t}$ zu

$$U_{ind} = -i\omega_0 \hat{\vec{B}}_1 \vec{M}_{xy} V \tag{2.11}$$

mit der imaginären Einheit i. Diese so induzierten Spannungen können im Bereich von Nanovolt in der NMR-Mikroskopie bis hin zu Volt in der NMR-Bildgebung am Menschen variieren [14, 15].

In den Gleichungen (2.10) und (2.11) wird mit der durch einen Einheitsstrom in der Spule generierten Flußdichte $\hat{\vec{B}}_1$ gerechnet, obwohl sie für den Empfangsfall gelten, in dem in der Spule eine Spannung induziert wird. Diese direkte Verknüpfung zwischen Sende- und Empfangsfall geht auf das Reziprozitätstheorem von Hoult [16] zurück, das besagt, daß Spulen in Gebieten, in denen sie ein starkes Sendefeld besitzen auch empfindliche Empfänger darstellen. Dieses Prinzip ist bei der Charakterisierung von HF-Spulen sehr wertvoll, da hierdurch die Sendecharakteristik Aussagen über die Empfangseigenschaften erlaubt.

2.2 Rauschen in NMR-Experimenten

Die gesamte gemessene Signalamplitude in NMR-Experimenten setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der durch die präzedierende Transversalmagnetisierung $\vec{M}_{xy}$ induzierten Signalspannung S und einer Rauschspannung S_R, die durch Wechselwirkungen mit der Probe, der Umgebung und der Empfangsspule selbst entsteht. Hieraus läßt sich das für die NMR wichtige Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) definieren:

$$SNR = \frac{S}{S_R} \tag{2.12}$$

In dem schmalen Frequenzband $\Delta\nu$ von maximal wenigen hundert kHz, in dem die NMR arbeitet, kann das Rauschen nach Johnson [17] und Nyquist [18] als eine von einem Widerstand R erzeugte thermische Rauschspannung U_R beschrieben werden:

$$U_R = \sqrt{4kT\ R\ \Delta\nu} \tag{2.13}$$

Dieses sogenannte Nyquistrauschen erlangt durch Anwendung des Reziprozitätstheorems eine weitere Bedeutung: jeder Rauschmechanismus, der im Empfangsfall zu der Rauschspannung beiträgt, stellt im Sendefall einen Verlustmechanismus dar, der die effektive Sendestärke verringert. Der gesamte Rauschwiderstand R setzt sich dabei aus mehreren Komponenten zusammen:

$$R = R_\Omega + R_{induktiv} + R_{dielektrisch} + R_{Strahlung} \tag{2.14}$$

Diese vier Verlustmechanismen sollen im Folgenden genauer erläutet werden [15, 19].

2.2.1 Ohm'sche Verluste

Der Ohm'sche Widerstand der Spule R_Ω wird von zwei Faktoren bestimmt: der Auswahl der verbauten Komponenten sowie der gewählten Spulengeometrie. Bauteile mit großem Querschnitt und hoher Leitfähigkeit (Kupfer, Silber, Gold), sowie Kühlung der Komponenten zur Verringerung der Brown'schen Bewegung können den Ohm'schen Widerstand der Spule senken. Jedoch ist dabei zu beachten, daß bei der NMR nicht der Gleichspannungswiderstand allein ausschlaggebend ist. Bei hohen Frequenzen dringt der Strom aufgrund des Skin-Effekts nicht mehr vollständig in den Leiter ein, sondern fließt nur an dessen Oberfläche. Die Eindringtiefe δ, bei der die Amplitude des angelegten Stroms auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, ist dabei gegeben durch:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \mu_r \omega}} \tag{2.15}$$

ρ ist der spezifische Widerstand des verwendeten Materials, μ_0 die magnetische Permeabilität von Vakuum, μ_r die relative Permeabilität des Materials sowie ω die angelegte Hochfrequenz.

Weiter wird der Widerstand bei Hochfrequenz durch den Proximity-Effekt [20] erhöht, der aus der Wechselwirkung zweier benachbarter stromdurchfloßener Leiter herrührt und nicht analytisch beschrieben werden kann. Dieser Effekt kann durch optimierte Spulengeometrien reduziert werden [16].

2.2.2 Induktive Verluste

Durch magnetische Wechselfelder werden in benachbarten leitfähigen Materialien Wirbelströme induziert. Dies betrifft sowohl Elemente der verwendeten Meßapparatur, als auch die Probe selbst; auch biologische Proben besitzen aufgrund ihrer physiologischen Salzkonzentration eine Leitfähigkeit. Der elektrische Widerstand in den Materialien und der Probe führt daraufhin zu induzierten Ohm'schen Verlusten. Diese Verluste äußern sich, wie oben beschrieben, im Empfangsfall als Rauschquellen.

Da die zu $\vec{B_0}$ transversalen Komponenten von $\vec{B_1}$ aber zur Anregung der Probe benötigt werden, ist dieser Wechselwirkungsmechanismus in der NMR inhärent vorhanden. Bei *in vivo*-Messungen stellen gerade in großen Proben die induktiven Verluste oft den größten Anteil [21] dar.

Abhilfe schaffen hier eine sorgfältige Abschirmung aller stark verlustbehafteten Bauteile in der Meßapparatur und die Vermeidung der Erzeugung von zu $\vec{B_0}$ parallelen Komponenten von $\vec{B_1}$, welche nicht zu dem Meßsignal beitragen, wohl aber zum Rauschen. Desweiteren muß die Geometrie der Spule an die Probe und die zu untersuchende Region (RoI) angepaßt sein, d.h. die Spule soll einen möglichst hohen Füllfaktor [22] besitzen.

Da dieser induktive Effekt proportional zu ω^2 ist [23], ist er insbesondere bei hohen Frequenzen von Bedeutung.

2.2.3 Dielektrische Verluste

Dielektrische Verluste treten auf, wenn elektrische Felder mit Dielektrika koppeln und in diesen Verschiebungsströme hervorrufen. Dies kann sowohl bei der Probe als auch bei Bauteilen der Meßapparatur der Fall sein. Die auf-

tretende Energiedissipation wird über den Verlustwinkel δ bzw. $\tan(\delta)$ beschrieben. Das Reziprozitätstheorem zeigt auch hier auf, daß die Verluste im Sendefall einem Rauschen im Empfangsfall entsprechen.

Zur Vermeidung dielektrischer Verluste müssen elektrische Felder in der Meßapparatur klein gehalten werden. Da elektrische Felder zwischen Bauteilen auf verschiedenem Potential auftreten, können hier eine Aufteilung einer Kapazität in mehrere, eine Abschirmung auf definiertem Potential oder elektrische Symmetrie Abhilfe schaffen. Desweiteren sollten Materialien auch nach dem Gesichtspunkt des Verlustwinkels δ gewählt werden.

2.2.4 Strahlungsverluste

Der letzte hier betrachtete Verlustmechanismus sind die Strahlungsverluste, welche durch das von der Spule erzeugte Fernfeld entstehen. Während für die NMR das Nahfeld der Spule genutzt wird, strahlt das Fernfeld Energie ab, die nicht mehr für die Messung zur Verfügung steht. Umgekehrt besteht im Empfangsfall die Möglichkeit, über in der Umgebung der Meßapparatur vorhandene Fernfelder anderer Quellen, Rauschen einzufangen.

Um dies zu vermeiden, werden NMR-Spulen üblicherweise mit einem HF-Schirm umgeben, der sowohl die hochfrequente Abstrahlung der Spule unterdrückt als auch vor hochfrequenter Einstrahlung aus der Umgebung schützt [15]. Da die NMR in einem Frequenzbereich arbeitet, in dem auch Radiostationen, Amateurfunker und viele elektrische Geräte (z.B. Computer) operieren, wird oft zusätzlich zur Spule auch der gesamte Laborraum durch einen Faraday-Käfig abgeschirmt.

2.3 NMR-Bildgebung

Nach einem HF-Puls, der auf eine Probe wirkt, relaxiert die Magnetisierung $\vec{M}_0$ zurück in ihren Gleichgewichtszustand (2.7). Die damit verbundene Zunahme der longitudinalen Magnetisierungskomponente M_z und die Abnahme der transversalen Komponente M_{xy} lassen sich durch zwei unabhängige

Relaxationsprozesse beschreiben. Die Betrachtung erfolgt nicht-vektoriell im *Rotating Frame*.

Die longitudinale Magnetisierung wird durch die Spin-Gitter-Relaxation mit der Zeitkonstanten T_1 gemäß

$$M_z(t) = M_0 - (M_0 - M_z(0))\ e^{-\frac{t}{T_1}} \tag{2.16}$$

wieder aufgebaut. M_0 ist dabei der Betrag der Gleichgewichtsmagnetisierung und $M_z(0)$ der Anteil der longitudinalen Magnetisierung direkt nach der Anregung. Bei diesem Vorgang wird Energie an die Umgebung - das „Gitter“ - abgegeben.

Die Spin-Spin-Relaxation mit der Zeitkonstanten T_2 beschreibt den Energieaustausch zwischen Spins. Durch lokale Feldinhomogenitäten, die durch dynamische Wechselwirkungen in der Probe selbst hervorgerufen werden, ändern sich lokal Präzessionsfrequenzen, so daß über das gesamte Meßvolumen gesehen die direkt nach der Anregung vorhandene Phasenkohärenz verloren geht. Dies führt nach

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0)\ e^{-\frac{t}{T_2}} \tag{2.17}$$

zu einer Abnahme der transversalen Magnetisierungskomponente. $M_{xy}(0)$ ist der Anteil der transversalen Magnetisierung direkt nach der Anregung. In der Realität beobachtet man jedoch nicht T_2 direkt, sondern ein T_2^*, das sich aus T_2 und einer weiteren Komponente $T_2{}'$ zusammensetzt:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2{}'} \tag{2.18}$$

Dieser zweite Anteil $T_2{}'$ rührt von statischen Inhomogenitäten in $\vec{B_0}$ her und kann durch Refokussierung mit einem 180°-Puls eliminiert werden.

2.3.1 Gradientenecho und Spinecho

An dieser Stelle sollen zwei grundsätzliche Bildgebungstechniken - das Gradientenecho und das Spinecho - kurz vorgestellt werden. Für eine vertiefte und detaillierte Beschreibung sei auf die Standardliteratur, z.B. das Buch von Haacke [13], verwiesen.

Zur NMR-Bildgebung ist eine räumliche Kodierung notwendig, so daß empfangenes Signal eindeutig einem bestimmten Punkt im Raum zugeordnet werden kann. Diese wird durch Magnetfeldgradienten erreicht, die $\vec{B_0}$ überlagert werden und damit die Larmorfrequenz ortsabhängig machen. Der Gradient ist dabei der Gradient der z-Komponente der Flußdichte entlang einer der drei Raumrichtungen.

$$G_i = \frac{\partial B_z}{\partial i} \; ; \; i = x, y, z \tag{2.19}$$

Wenn alle drei Gradienten verwendet werden, kann somit jedem Ort in der Probe eine Larmorfrequenz zugewiesen werden:

$$\omega(\vec{r}) = \omega_0 + \gamma \vec{G} \vec{r} \tag{2.20}$$

Bei dem in Abbildung 2.1 gezeigten zweidimensionalen Gradientenecho wird die Magnetisierung zunächst mit einem HF-Puls angeregt. Während dieser Zeit liegt bereits der Schichtgradient G_s an, der dafür sorgt, daß nur die Spins innerhalb einer definierten Meßschicht die Resonanzbedingung für die Anregungsfrequenz erfüllen und damit angeregt werden. Nach dem Puls wird der Schichtgradient invertiert, um die durch ihn zwangsläufig verursachte Dephasierung der Spins zu korrigieren. Gleichzeitig wird eine Raumrichtung mit Hilfe des Phasengradienten G_p mit einer ortsabhängigen Phase versehen und der Lesegradient G_r das erste Mal geschalten. Dieser führt zu einer Dephasierung der Spins. Abschließend wird der Lesegradient invertiert, um

ein Gradientenecho zu erzeugen und die Magnetisierung wird ortsabhängig frequenzkodiert detektiert.

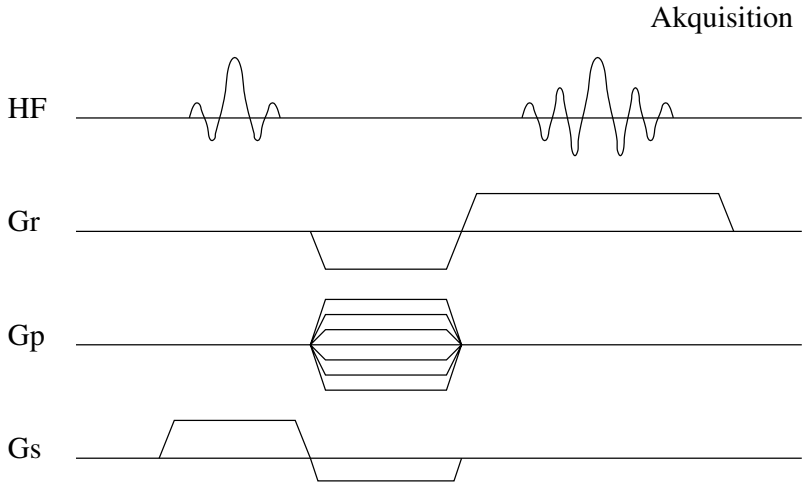


Abbildung 2.1: 2D-Gradientenecho mit Schichtauswahl: Der Schichtgradient G_s definiert eine Meßschicht im Objekt. Es wird lediglich ein HF-Puls als Anregung gegeben und mit Hilfe des Lesegradienten G_r ein Gradientenecho erzeugt und dieses Zeile für Zeile ausgelesen. Die zweite räumliche Dimension in der Schicht wird durch den Phasengradienten G_p kodiert.

Gradientenechosequenzen zeichnen sich oft durch sehr schnelle Akquisitionszeiten aus, wie z.B. bei FLASH [24], indem sie Anregungswinkel verwenden, die sehr viel kleiner als 90° sind und daher weniger Zeit bis zur Wiederherstellung des Gleichgewichtszustand zwischen zwei Anregungen benötigen.

Abbildung 2.2 zeigt ein dreidimensionales Spinecho. Im Gegensatz zum Gradientenecho wird ein Spinecho durch zwei HF-Pulse erzeugt [25]. Nach dem ersten - nicht schicht-selektiven - Puls wird nach der halben Echozeit $\frac{TE}{2}$ ein zweiter (meist 180°)-Puls zur Inversion des Spinsystems gegeben. Nach der vollen Echozeit bildet sich dann das Spinecho aus. Der Lesegradient G_r wird vergleichbar zu dem Gradientenechoexperiment verwendet, muß hier jedoch aufgrund des Inversionspulses nicht selbst invertiert werden. Das von dem Lesegradienten erzeugte, zusätzliche Gradientenecho wird üblicherwei-

se mit dem Spinecho zur Deckung gebracht, um die optimale Signalstärke zu erhalten. Da bei diesem dreidimensionalen Experiment keine Schicht ausgewählt wurde, müssen hier die beiden verbliebenen Raumrichtungen durch die Phasengradienten G_{p_1} und G_{p_2} kodiert werden.

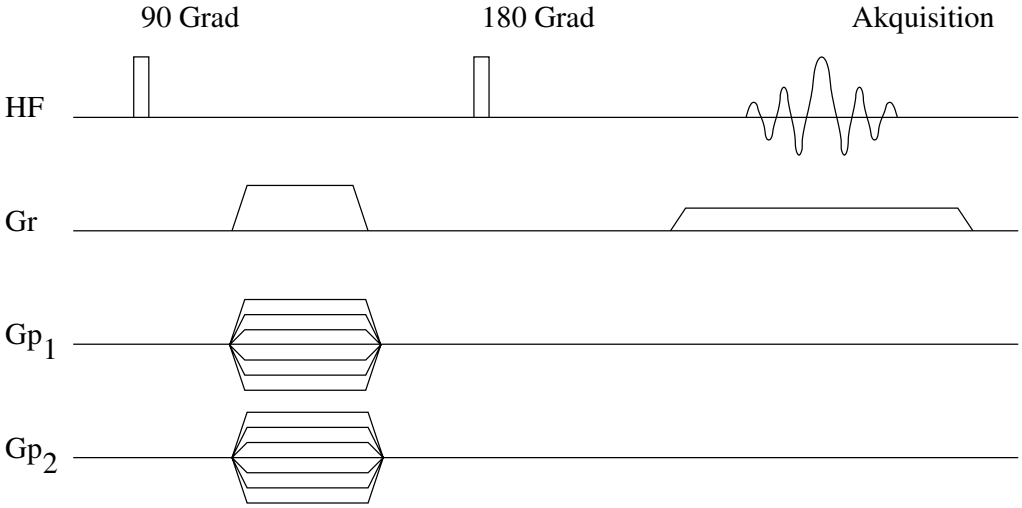


Abbildung 2.2: 3D-Spinecho mit zweifacher Phasenkodierung: Es werden ein HF-Anregungspuls und ein -Inversionspuls gegeben, nach dem sich ein Spinecho formiert. Das durch den Lesegradienten G_r erzeugte Gradientenecho wird damit zur Deckung gebracht. Die beiden verbliebenen Raumrichtungen werden durch die Phasengradienten G_{p_1} und G_{p_2} kodiert.

Auch wenn Spinechosequenzen prinzipbedingt langsamer sind als Gradientenechosequenzen, verfügen sie über den großen Vorteil, jegliche durch T_2' hervorgerufene Dephasierung der Transversalmagnetisierung (vergleiche oben) durch den Inversionspuls zu rephasieren. D.h. die Transversalmagnetisierung relaxiert statt mit T_2^* nur mit dem längeren T_2.

2.3.2 *Rotating Frame*-Bildgebung

Die *Rotating Frame*-Bildgebung [26, 27] kann eingesetzt werden, um die Sendeeigenschaften von Hochfrequenzspulen und -resonatoren zu charakterisieren.

Die Methode besteht aus zwei Teilen: einer Präparation und einem Bildgebungsmodul, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Das gesamte Experiment wird mit inkrementell veränderten Präparationen mehrfach wiederholt, so daß eine Bilderserie entsteht, welche weiter ausgewertet werden kann.

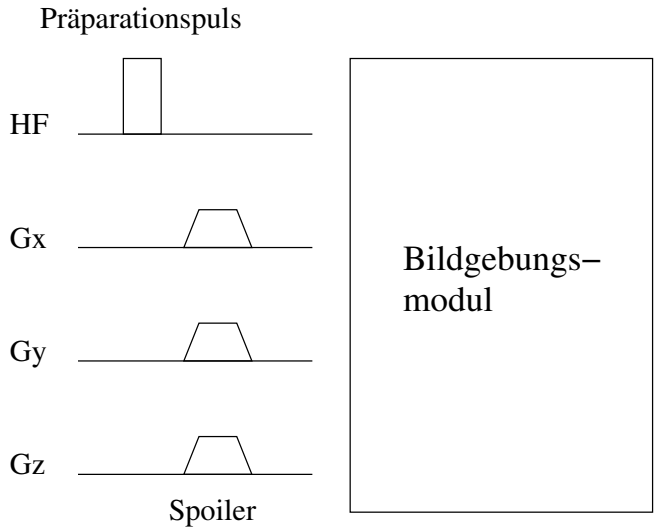
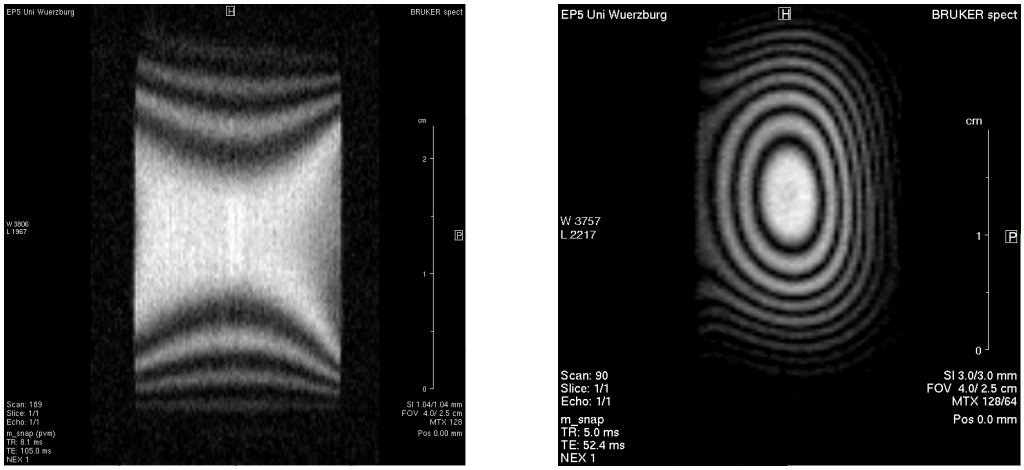


Abbildung 2.3: *Rotating Frame*-Bildgebung: Nach einem Präparationspuls von variablem Flipwinkel wird jeweils ein Bild akquiriert. Aus den Intensitäten in den einzelnen Pixeln in Bildern mit verschiedenen Präparationspulsen läßt sich der Betrag der von der Hochfrequenzspule erzeugten Flußdichte $\vec{B_1}$ berechnen. Die *Spoiler* am Ende der Präparation dienen der Vermeidung von Artefakten durch Signalanteile des Präparationspulses.

Die Präparation besteht aus einem nicht-selektiven Vorpuls, der die gesamte Magnetisierung im sensitiven Bereich des Resonators anregt. Anschließend wird mit sogenannten *Spoiler*-Gradienten die durch den Vorpuls erzeugte Transversalmagnetisierung vollständig dephasiert, so daß sie für ein direkt anschließendes Experiment nicht mehr zur Verfügung steht. Nach der Präparation wird mit einem Bildgebungsmodul ein Bild akquiriert. Sollte der Vorpuls genau ein 90°-Puls gewesen sein, so steht in dem Bereich, in dem die Spule diesen Puls erzeugt hat, keine Longitudinalmagnetisierung zur Verfügung und es kann kein Signal detektiert werden. Da eine Spule jedoch nicht im gesamten Probenvolumen homogen ein und dieselbe Flußdichte er-

zeugt, gibt es auch Bereiche, in denen die Longitudinalmagnetisierung nicht völlig verbraucht wurde und die Signal liefern. Bei der üblichen zweidimensionalen Aufnahme der Karten ist daher auch darauf zu achten, nur in einer sehr dünnen Schicht zu arbeiten, um den Einfluß der dritten Dimension, in der es ebenfalls B_1-Inhomogenitäten gibt, zu verringern.



(a) B_1-Karte mit Ölphantom **(b)** B_1-Karte mit Wasserphantom

Abbildung 2.4: (a) Qualitative B_1-Karte eines 20-mm-Ölphantoms in einem 27-mm-Birdcage-Resonator. Die Karte wurde mit einem 900°-Präparationpuls (in der Mitte) aufgenommen, d.h. zwischen zwei hellen Bereichen variiert der Betrag der Flußdichte B_1 um 20 %. (b) Aufnahme mit identischem Resonator, identischem Präparationspuls, aber einem Wasserphantom ($\epsilon_r = 81$). Das Signal wird jetzt von einer dielektrischen Resonanz dominiert, die Änderungen in B_1 sind nicht mehr abzulesen.
Beide Karten wurden bei 17,6 T akquiriert.

Für das Bildgebungsmodul gibt es zwei Möglichkeiten der Auswahl: entweder eine sehr schnelle Technik, z.B. FLASH, die noch vor dem Auftreten signifikanter Relaxationseffekte das gesamte Bild akquiriert oder eine langsamere Technik, z.B. ein Spinecho, um Effekte von B_0-Inhomogenitäten zu eliminieren. Da diese Techniken im Vergleich zu den Relaxationszeiten der meisten Proben zu langsam sind, um das gesamte Bild ohne Relaxationsartefakte zu akquirieren, wird hierbei die Präparation für jede oder wenigstens jeweils kleine Gruppen von Phasenschritten wiederholt, was allerdings die Meßzeit

erheblich erhöht. Abbildung 2.4a zeigt eine mit einem FLASH-Modul aufgenommene B_1-Karte mit einem 900°-Präparationspuls bei 750 MHz. Sämtliche NMR-Experimente wurden mit derPARAVISION-Software des Spektometerherstellers BRUKER (Ettlingen, Deutschland) durchgeführt.

Es ist bei der Erstellung von B_1-Karten zu beachten, daß Substanzen mit hohen Dielektrizitätskonstanten, wie z.B. Wasser, bei hohen Frequenzen oder großen Proben dielektrische Resonanzen ausbilden, die oft fälschlicherweise für die Verteilung von B_1 gehalten werden (siehe Abbildung 2.4b). Daraus ergeben sich zwei Kriterien für ein geeignetes Phantom für eine B_1-Karte: es darf weder zu kurze Relaxationszeiten besitzen noch eine zu hohe Dielektrizitätskonstante.

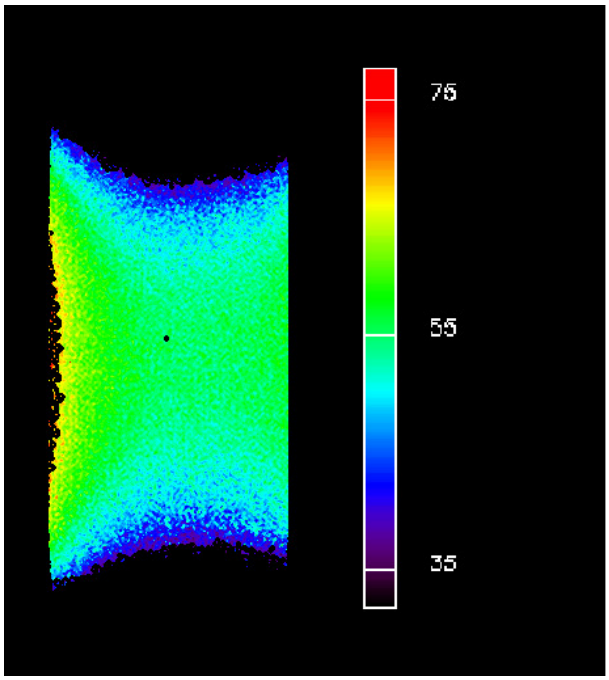


Abbildung 2.5: Absolute B_1-Karte des Ölphantoms aus Abbildung 2.4a, berechnet aus einer Serie von *Rotating Frame*-Bildern. Die Werte auf der Farbskala sind Angaben der von dem Resonator erzeugten Flußdichte B_1 in µT.

Mit nur einem einzelnen Bild läßt sich noch keine quantitative Aussage treffen, sondern lediglich eine qualitative Abschätzung geben, wie homogen

B_1 in einem bestimmten Bereich ist. So ist in obigem Beispiel mit einem 900°-Präparationpuls im Zentrum der Abstand zum nächsten hellen Bereich, der 180° von dem zentralen entfernt liegt, 20 %.

Um eine quantitative Karte wie in Abbildung 2.5 zu erstellen, ist es notwendig, das Experiment mit mehreren Präparationswinkeln durchzuführen. Da im *Rotating Frame* während ein HF-Puls anliegt, die Magnetisierung gemäß

$$\vec{\omega_1} = \gamma \vec{B_1} \tag{2.21}$$

um B_1 rotiert, läßt sich der Verlauf der Signalintensität über alle Bilder hinweg in jedem einzelnen Pixel mit einem Absolutbetrag eines Sinus anfitten. Die daraus erhaltene Frequenz ist nach Gleichung (2.21) mit der Flußdichte B_1 in diesem Pixel verknüpft. Durch einen derartigen Fit über das gesamte Bild erhält man eine absolut quantifizierte Karte der Verteilung von B_1. Die hier gezeigte sowie die in Anhang A gezeigten quantitativen B_1-Karten wurden mit IDL der Firma RSI (Boulder, CO, USA) rekonstruiert und berechnet.

Kapitel 3

Resonatoren und Probenköpfe

3.1 Motivation

Der Empfangskette kommt in der NMR eine ganz besondere Bedeutung zu: kleinste Signale müssen detektiert werden, ohne dabei durch zu großes Eigenrauschen diese zu überdecken. Die ersten beiden Bestandteile der Empfangskette in Hochfeldspektrometern sind der Resonator und der Probenkopf. Der Resonator ist zumeist auch für die Anregung des Spinsystems verantwortlich, der Probenkopf muß hingegen zusätzliche Aufgaben, wie eine Tierhalterung oder Sensorik zur Verfügung stellen. Da Resonator und Probenkopf sich vor den ersten Vorverstärkern der Empfangskette befinden, sind hier die Qualitätsansprüche bezüglich geringstmöglicher Verluste besonders hoch.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Resonatoren für Hochfeldsysteme gebaut und optimiert. Dabei lag der Fokus darauf, für den Routinemeßeinsatz taugliche Resonatoren zu konstruieren, die für spezielle Anwendungen optimiert sind. Dabei variierten die Anforderungen von erhöhtem Platzbedarf für große Meßobjekte bis hin zu Mehrkanalexperimenten mit mehreren NMR-aktiven Kernen.

Desweiteren wurden auch die eingesetzten Probenköpfe selbst weiterentwickelt: zum einen ein optimiertes Design für Experimente mit Tieren von der Größe einer Ratte in Hochfeldsystemen trotz des dort eingeschränkten

Raumangebotes. Zum anderen ein völlig neuartiges Design für Probenköpfe, das durch seinen Aufbau eine deutlich erhöhte Flexibilität in verschiedensten Anwendungsgebieten erlaubt.

3.2 Grundlagen

3.2.1 Spektrometer

Die in diesem Kapitel vorgestellten Resonatoren, Probenköpfe und ihr Zubehör wurden für Hochfeldspektrometer der Firma BRUKER (Rheinstetten, Deutschland) entwickelt. Die Ergebnisse sind natürlich auf Hochfeldsysteme im allgemeinen übertragbar. Erste Resonatoren wurden für ein AMX 500-System ausgelegt, das eine $\vec{B}_0$-Flußdichte von 11,7 T besitzt und mit einem 600 $\frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{m}}$ starken Mikroskopiegradientensystem ausgestattet ist, welches einen Innendurchmesser von 40 mm hat.

Abbildung 3.1: BRUKER AVANCE 750 WB Spektrometer mit einer $\vec{B}_0$-Flußdichte von 17,6 Tesla im MR II-Labor an der Universität Würzburg.

Die meisten Resonatoren sowie die Probenköpfe wurden für das in Abbildung 3.1 zu sehende AVANCE 750 WB-System entwickelt. Dieses Spektrometer besitzt eine $\vec{B}_0$-Flußdichte von 17,6 T und ist mit zwei verschie-

denen Bildgebungsgradientensystemen ausgestattet. Das eine ist als Mikroskopiesystem ausgelegt mit einem Innendurchmesser von 40 mm und einer Stärke von 1000 $\frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{m}}$, während das zweite für *in vivo*-Messungen an Kleintieren geeignet ist und über einen größeren Innendurchmesser von 57 mm verfügt, dafür aber lediglich eine Gradientenstärke von 200 $\frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{m}}$ besitzt. Im Gegensatz zu dem AMX 500-System ist das AVANCE 750 WB ein Vierkanalsystem, das sich damit auch für Experimente mit mehreren Kernen oder *Phased Arrays* [12] eignet.

3.2.2 Hochfrequenzabschirmung

Wie bereits in Kapitel 2.2.4 angesprochen, setzt man zur Vermeidung von Strahlungsverlusten und unerwünschten hochfrequenten Störungen durch externe Quellen HF-Abschirmungen ein [15]. Allerdings gilt es dabei zu beachten, daß nicht nur Hochfrequenzstrahlung abgeschirmt werden soll, sondern gleichzeitig die durch die Gradientenspulen erzeugten Felder keine (niederfrequenten) Wirbelströme induzieren können [19].

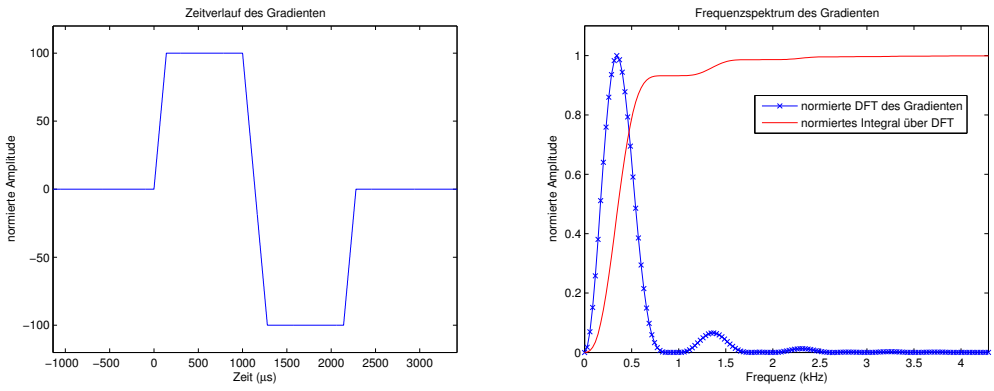


Abbildung 3.2: *links:* Zeitverlauf eines Gradienten mit einer Schaltzeit (*rise time*) von 140 µs, der nach dem Einschalten für 860 µs anliegt, dann invertiert wird und nochmals ebensolange anliegt.
rechts: Frequenzspektrum des Gradienten, ermittelt durch eine diskrete Fouriertransformation (blau) und Integral über die in dem Spektrum enthaltenen Amplituden (rot). Der Graph deckt den Bereich von 0 Hz bis knapp 4,5 kHz ab, in dem 99,9 % der Gesamtamplitude des Spektrums liegen.

Um die induzierten Wirbelströme durch die geschalteten Gradienten bestimmen und vermeiden zu können, ist es zunächst notwendig, deren Frequenzverteilung zu kennen. In Abbildung 3.2 ist eine MATLAB-Simulation (THE MATHWORKS, Natick, MA, USA) gezeigt: auf der linken Seite ist der simulierte Gradient dargestellt, der eine Schaltzeit (*Rise time*) von 140 µs hat, nach dem Einschalten für 860 µs anliegt, dann invertiert wird und nochmals ebensolange anliegt. Wie auf der rechten Seite der Abbildung zu sehen ist, liegen 99,9 % der in dem Frequenzspektrum dieses Gradienten enthaltenen Amplitude unterhalb von 4,5 kHz. Auch bei anderen simulierten Gradienten zeigt sich, daß die von ihnen erzeugten Frequenzen kaum die Marke von 10 kHz überschreiten, d.h., daß sie mehr als 3 Größenordnungen unter den zur Anregung und Detektion verwendeten Hochfrequenzen liegen.

Ein HF-Schirm, der hochfrequente Strahlung abschirmt, auf dem aber durch niederfrequente Anteile auch keine Wirbelströme induziert werden, läßt sich unter Ausnutzung des in Kapitel 2.2.1 angesprochenen Skin-Effekts bauen: während ein entsprechend dünner HF-Schirm für hochfrequente Ströme eine geerdete Leiterfläche darstellt, können niederfrequente Ströme aufgrund ihrer zu großen Eindringtiefe δ nicht fließen. Durch Umformung von Gleichung (2.15) erhält man:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi\sigma\mu_0\nu}} \tag{3.1}$$

$\sigma = \frac{1}{\rho}$ ist dabei die elektrische Leitfähigkeit des Materials, ν die betrachtete Frequenz und μ_0 weiterhin die Permeabilität von Vakuum. Die in Gleichung (2.15) noch vorhandene relative Permeabilität $\mu_r = 1-\chi_m$ wird hier als 1 genähert, da für den Bau der Abschirmungen Kupfer ($\chi_m = -9,6\times10^{-6}$) oder Silber ($\chi_m = -24\times10^{-6}$) verwendet werden, die beide diamagnetisch sind. Die Eindringtiefen in Kupfer und Silber sind in Tabelle 3.1 im Bereich typischer von Gradienten und HF-Resonatoren erzeugter Frequenzen zusammengestellt.

Es zeigt sich, daß für Hochfrequenz die Eindringtiefen wenige Mikrome-

ν [MHz]	0,005	0,020	63,9	500	750
	δ [µm]	δ [µm]	δ [µm]	δ [µm]	δ [µm]
Cu	935	467	8,27	2,96	2,41
Ag	908	454	8,04	2,87	2,35

Tabelle 3.1: Eindringtiefen für Kupfer und Silber. Für die Berechnung wurden die Leitfähigkeiten bei 300 K von $\sigma_{Cu} \approx 58,0 \times 10^6 \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{m}}$ und $\sigma_{Ag} \approx 61,4 \times 10^6 \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{m}}$ verwendet.

ter betragen, wohingegen die durch Gradientenschaltungen erzeugten Wirbelströme viele hundert µm tief in den Leiter eindringen. Eine Kupferfolie von einigen µm Dicke kann demzufolge als effektive HF-Abschirmung dienen, ohne daß durch die Gradienten Wirbelströme erzeugt werden.

Ein ähnlicher Effekt läßt sich erzielen, wenn der HF-Schirm in Segmente unterteilt ist, die durch große (1-3 nF) Kapazitäten verbunden sind, wie in Abbildung 3.3 gezeigt ist. Hierbei stellen die Kapazitäten für die Ausbildung niederfrequenter Wirbelströme ein Hindernis dar und sind gleichzeitig für Hochfrequenz durchlässig.

Abbildung 3.3: Segmentierte HF-Abschirmung mit kapazitiven Brücken.

3.2.3 Entkopplungsbox für Sendeleitungen

Eine Schwierigkeit, die sich insbesondere bei Messungen mit Quadraturhybriden [23] oder Leistungsteilern an ^{23}Na und ^{31}P zeigte, war ein verstärktes Senderrauschen im Empfangsfall, d.h. Rauschen aus der Sendeleitung wurde im Empfangsfall mitakquiriert. Die Ursache liegt in der in Abbildung 3.4 gezeigten alternativen Verkabelung für derartige Experimente: da die Sendeleitung nicht durch die HPPR-Einheit (*High Performance PReamplifier*) des Spektrometers geführt wird, kann sie im Empfangsfall nicht wirksam terminiert werden, um störendes Rauschen zu unterdrücken.

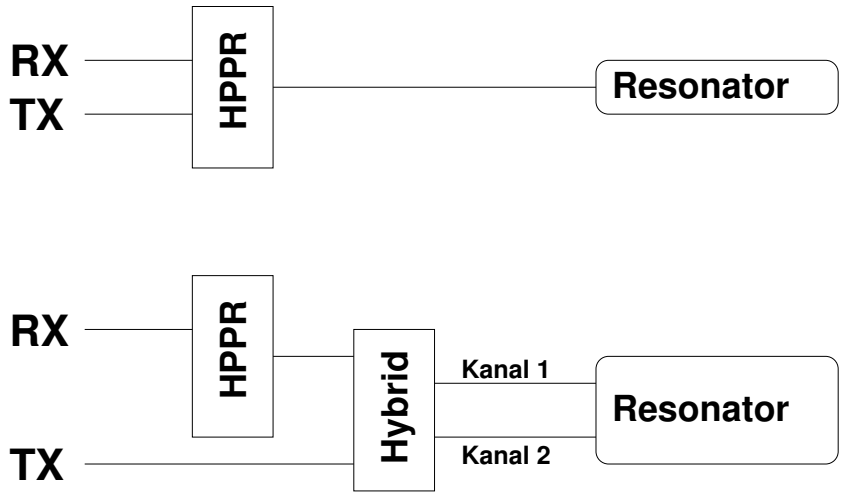


Abbildung 3.4: Verkabelung für Experimente mit Leistungsteilern
Oben: Anschluß eines linearen Resonators an das Spektrometer. Sowohl die Sende-(TX-), als auch die Empfangs-(RX-)leitung sind durch die HPPR geführt.
Unten: Anschluß eines Quadraturresonators an das Spektrometer. Die Sendeleitung ist direkt auf den Quadraturhybriden geführt und umgeht die HPPR. Die Empfangsleitung ist wiederum durch die HPPR geführt.

Um die notwendige Entkopplung der Sendeleitung im Empfangsfall wiederherzustellen, wurde eine Entkopplungsbox für ^{23}Na (198,4 MHz) und ^{31}P (303,6 MHz) entworfen, die diese Aufgabe übernimmt. Sie wird direkt in der Sendeleitung durchgeschleift (in Abbildung 3.4 zwischen TX und dem Hybriden).

Ein Schaltplan eines Elements für eine Frequenz ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Ähnliche Entkopplungselemente verwenden auch die Spektometerhersteller selbst in ihren Aufbauten, welche aber, wie gerade erwähnt, hier umgangen werden.

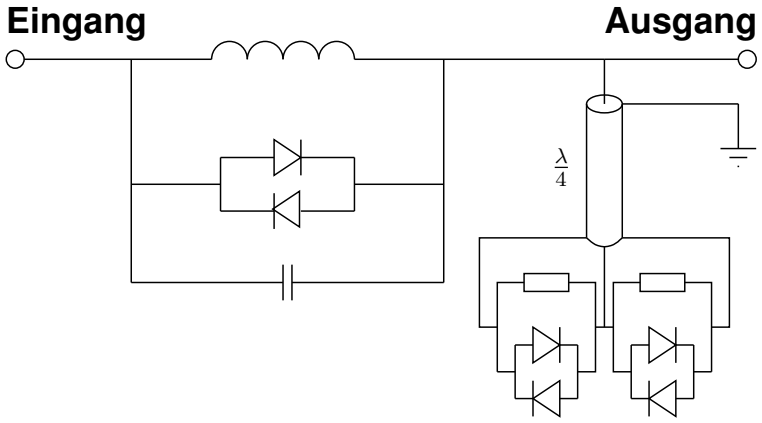


Abbildung 3.5: Schaltplan für ein Entkopplungselement
Im Sendefall schalten die Dioden durch und der Kurzschluß am Ende des $\frac{\lambda}{4}$-Kabels wird auf ein offenes Ende transformiert, also wird die Sendeleistung einfach durchgeleitet. Im Empfangsfall sperren die Dioden, der Schwingkreis aus Induktivität und der Kapazität der Dioden wird resonant und blockt den Sender. Die 50 Ω am Ende des $\frac{\lambda}{4}$-Kabels terminieren dann in Richtung Resonator.

Die Funktionsweise beruht darauf, daß im Sendefall durch die hohe Sendeleistung sämtliche Dioden in dem Aufbau durchgeschaltet sind. In diesem Fall ist der durch die Induktivität, die Dioden und den Kondensator gebildete Schwingkreis nicht resonant und läßt die Hochfrequenz passieren. Die Dioden am Ende des $\frac{\lambda}{4}$-Kabels schliessen dieses kurz, was sich an seinem anderen Ende durch die Transformationseigenschaften des Koaxialleiters zu einem offenen Ende transformiert, also keinen weiteren Einfluß nimmt. Im Empfangsfall sind die Dioden aufgrund der zu geringen Leistung nicht durchgeschaltet. Die verwendeten Dioden vom Typ 1N4148 besitzen dann eine Eigenkapazität von ca. 2 pF. Zusammen mit der Kapazität und der Induktivität bilden sie jetzt einen resonanten Schwingkreis, d.h. eine sehr hohe Impedanz, die das Senderrauschen unterdrückt. Da die Dioden am Ende des $\frac{\lambda}{4}$-Kabels

ebenfalls sperren, bilden die beiden parallel geschalteten 100 Ω Widerstände an dessen Ende eine Terminierung von 50 Ω. Das verwendete Koaxialkabel mit einem Wellenwiderstand von 50 Ω transformiert diese nicht weiter und so bleibt das Gesamtsystem mit 50 Ω abgeschlossen.

In Tabelle 3.2 sind die technischen Daten der beiden Entkopplungskreise zusammengefaßt. Um eine Überlastung der Dioden zu vermeiden, wurden jeweils mehrere gekreuzte Paare parallel eingesetzt.

Kern	gekreuzte Dioden	Kapazität	$\frac{\lambda}{4}$
^{23}Na	7×2	3,3 pF	26.5 cm
^{31}P	5×2	0,2 pF	17,3 cm

Tabelle 3.2: Technische Daten der Entkopplungsbox

Die fertige Box mit zwei Kanälen für ^{23}Na und ^{31}P ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Sie erreicht eine Entkopplung von -18 dB ($\frac{1}{64}$) im Empfangsfall und bedämpft im Sendefall mit weniger als -1 dB. Hierdurch konnte das Senderrauschen bei Messungen mit Quadraturhybriden wirksam unterdrückt werden.

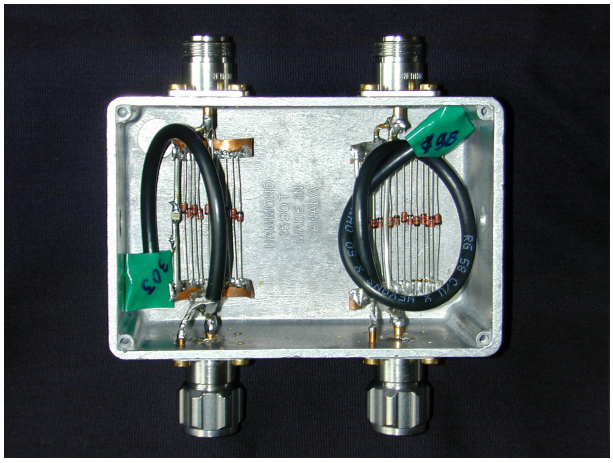


Abbildung 3.6: Geöffnete Entkopplungsbox mit zwei Kanälen für ^{23}Na (198,4 MHz) rechts und ^{31}P (303,6 MHz) links.

3.2.4 Ankoppelnetzwerke

Über den prinzipiellen Aufbau und die Funktionsweise von Ankoppelnetzwerken wurde bereits in früheren Arbeiten ausführlich berichtet; daher sollen hier nur die für diese Arbeit wichtigen Punkte angesprochen werden. Eine umfassende Betrachtung zu Ankoppelnetzwerken für NMR-Spulen findet sich zum Beispiel in der Dissertation von Titus Lanz [19].

Zur Signalübertragung zwischen Sender, Resonator und Empfänger bei der NMR werden typischerweise Koaxialkabel eingesetzt. Diese erlauben einen relativ störunanfälligen Signaltransport, haben aber die Eigenschaft, über ihre Länge Lastimpedanzen zu transformieren. Sollte jedoch die Lastimpedanz genau mit dem Wellenwiderstand des Kabels übereinstimmen, so findet längenunabhängig keine Transformation statt. Daher werden in der NMR standardisiert Kabel mit einem Wellenwiderstand von 50 Ω eingesetzt. Um Verluste durch Reflektionen bei der Einkopplung in das Kabel zu vermeiden, werden Ankoppelnetzwerke eingesetzt, die die Impedanz des Schwingkreises, welche normalerweise von 50 Ω verschieden ist, auf 50 Ω zu transformieren. Ankoppelnetzwerke müssen, da sie sowohl im Sende- als auch im Empfangsfall durchlaufen werden, rauscharm aufgebaut sein und sollten daher keine Ohmschen Widerstände enthalten. Desweiteren erfordern bestimmte Aufbauten eine elektrisch symmetrische Einkopplung, um Ströme und Spannungen in dem Resonator zu optimieren.

Die grundsätzliche Funktionsweise eines kapazitiven Ankoppelnetzwerkes, wie es auch in den in dieser Arbeit vorgestellten Resonatoren Verwendung findet, soll im folgenden erläutert werden. Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau eines minimalen Parallelschwingkreises mit dem einfachst-möglichen Ankoppelnetzwerk.
Da eine reale Spule immer sowohl über eine Induktivität als auch eine Resistivität verfügt, wird sie hier durch eine Induktivität L mit in Serie geschaltetem Widerstand R dargestellt. Die Impedanz dieser beiden Element ergibt sich bei der Frequenz ω zu $Z_{Spule} = R + i\omega L$, wobei R üblicherweise deutlich kleiner als die geforderten 50 Ω ist. Daher wird parallel eine Kapazität C

eingebaut, die die Impedanz im Bereich der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ bis auf einige kΩ erhöht.

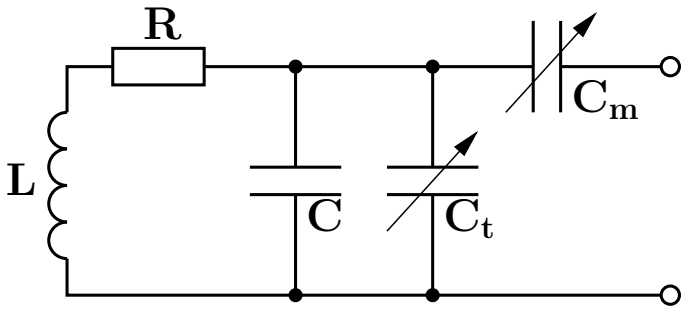


Abbildung 3.7: Parallelschwingkreis mit Abstimmkondensatoren. Eine reale Spule verfügt über eine Induktivität L und einen Widerstand R. Zusammen mit der Kapazität C bildet sie einen Parallelschwingkreis. Der Abstimmkondensator C_t dient der Anpassung des Realteils der Resonanz auf 50 Ω bei der Zielfrequenz ω_0, C_m der Verschiebung des Imaginärteils auf 0 Ω.

Da die Impedanz des resultierenden Schwingkreises genau bei der Zielfrequenz im Realteil 50 Ω und 0 Ω im Imaginärteil betragen soll, sind zwei weitere variable Kapazitäten notwendig, die diesen Abgleich ermöglichen und das Ankoppelnetzwerk bilden: C_t ist parallel zu C geschaltet und ermöglicht damit die Verschiebung von ω_0 so, daß bei der Zielfrequenz genau der Realteil von 50 Ω erreicht ist. Man bezeichnet diesen Kondensator aus dem Englischen entliehen als *Tune*. Um den noch von 0 verschiedenen Imaginärteil zu eliminieren wird C_m eingesetzt, der mit dem gesamten Schwingkreis in Serie ist und somit den Imaginärteil absenkt (die Impedanz eines Kondensators beträgt $Z_C = -i\frac{1}{\omega C}$). Dieser wird ebenfalls aus dem Englischen übernommen als *Match* bezeichnet.
Wie in [19] gezeigt ergibt sich damit die Impedanz des Gesamtsystems zu:

$$Z = \frac{\frac{R}{\left(\omega(C+C_t)\right)^2}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega(C+C_t)}\right)^2} - i\frac{1}{\omega(C+C_t)} \cdot \frac{R^2 + (\omega L)^2 - \frac{L}{(C+C_t)}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega(C+C_t)}\right)^2} - i\frac{1}{\omega C_m} \tag{3.2}$$

In dem Graphen in Abbildung 3.8 ist ein Verlauf der Impedanz für ein simuliertes System mit einer Zielfrequenz von 750 MHz, einem Ohmschen Widerstand von 0,5 Ω und einer Induktivität von 10 nH, d.h. einer Güte $Q = \frac{\omega L}{R}$ von 15, dargestellt. Ausserdem werden die Änderungen bei der Frequenz- und Impedanzanpassung gezeigt.

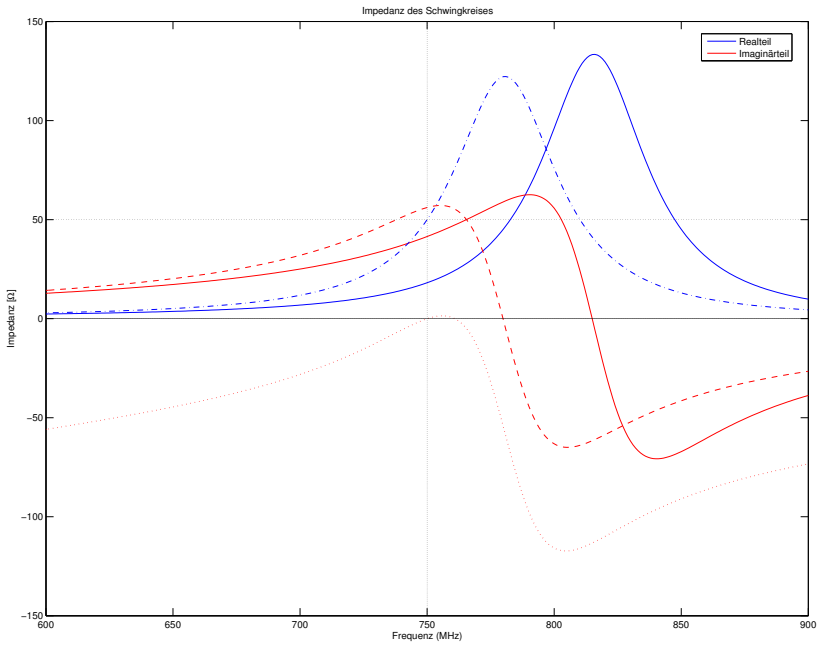


Abbildung 3.8: Auswirkungen des Ankoppelnetzwerkes auf die Resonanz eines Schwingkreises wie in Abbildung 3.7. Die durchgezogenen Linien zeigen Real- (blau) und Imaginärteil (rot) des ursprünglichen Schwingkreises. Nach einer Anpassung der Frequenz über C_t (*Tune*) verschieben sich die Kurven zu den gestrichelten, so daß der Realteil bei der Zielfrequenz (750 MHz) genau bei 50 Ω liegt. Danach verschiebt eine Anpassung von C_m (*Match*) den Imaginärteil soweit, daß er bei der Zielfrequenz 0 Ω beträgt (gestrichelte Kurven).

In der Ausgangsanordnung beträgt C 150 pF und die Real- (blau) und Imaginärteile (rot) der Resonanzkurve des resultierenden Schwingkreises sind als durchgezogene Linien dargestellt. Wie zu sehen ist, ist direkt bei der Re-

sonanzfrequenz der Realteil der Impedanz deutlich größer als 50 Ω, aber es gibt zwei Stellen in der blauen Kurve, bei denen er 50 Ω beträgt. C_t und C_m wurden bis jetzt nicht berücksichtigt. Da C_m, wie aus Gleichung (3.2) zu erkennen ist, den Imaginärteil in einem kapazitiven Ankoppelnetzwerk nur senken, nicht aber erhöhen kann, ist lediglich der linke 50 Ω-Durchgang des Realteils interessant.
Erhöht man C_t auf knapp 14 pF, verschieben sich Real- und Imaginärteil von den durchgezogenen hin zu den gestrichelten Kurven. Die realen 50 Ω sind damit erreicht und durch ein C_m von knapp 24 pF wird der Imaginärteil dann nach unten auf die gepunktete Linie verschoben, während der Realteil von dieser Änderung unbeeinflußt bleibt. Durch die geeignete Anpassung der beiden Abstimmkondensatoren beträgt die Ausgangsimpendanz des Schwingkreises mit Ankoppelnetzwerk jetzt reale 50 Ω bei 750 MHz und kann somit verlustfrei an ein 50 Ω-Koaxialkabel angekoppelt werden.

Neben der kapazitiven Variante kann man auch über eine induktive Kopplung zwischen der Meßspule und einer weiteren Spule die Ankopplung realisieren. Im Gegensatz zu der kapazitiven Ankopplung ist hierbei kein galvanischer Kontakt zur Meßspule notwendig, allerdings sind die in kapazitiven Ankoppelnetzwerken verwendeten Trimmer meist mit geringeren Verlusten behaftet und leichter abstimmbar. Da in dieser Arbeit keine induktiven Ankoppelnetzwerke Verwendung fanden, sei hier für die weitere Lektüre nochmals auf [19] verwiesen.

3.3 Resonatoren

Der HF-Resonator beziehungsweise die HF-Spule stellt die Schnittstelle zwischen der Spektrometerelektronik und der Probe dar: zum einen dient sie im Sendefall zur Erzeugung von $\vec{B}_1$, mit der die Magnetisierung in der Probe angeregt wird, zum anderen im Empfangsfall zur Detektion des FIDs (engl. *free induction decay*) oder des Echos. Die Begriffe „Spule“ und „Resonator“ werden in der NMR oft vermischt, da es sich üblicherweise bei den Detek-

tionsanordnungen um auf eine Frequenz abgestimmte Resonatoren handelt, aber für die Detektion des NMR-Signals im Nahfeld mittels einer HF-Spule keine resonante Abstimmung notwendig ist. Die Abstimmung erfolgt lediglich, um eine möglichst reflektionsfreie Einkopplung in das System wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben zu gewährleisten. In dieser Arbeit wurden ausschließlich kombinierte Sende- und Empfangsspulen entwickelt, da bei den geringen verfügbaren Bohrungsdurchmessern in Hochfeldspektrometern getrennte Anordungen, wie z.B. in klinischen Ganzkörpertomographen üblich, zuviel Probenvolumen verbrauchen würden.

Eine generelle Herausforderung im Frequenzbereich von 750 MHz ist die Vermeidung von Inhomogenitäten in den erzeugten $\vec{B}_1$-Flußdichten aufgrund von Phasenvariationen entlang fortlaufender Leiterbahnen. Bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Signale in Kupfer von ca. $\frac{2}{3}$ der Vakuumlichtgeschwindigkeit ergibt sich für 750 MHz eine Wellenlänge von knapp 27 cm. Will man zur Eliminierung störender Phasenabweichungen die Länge von Leiterbahnen kürzer als $\frac{1}{8}$ der Wellenlänge halten, so beträgt die maximale Distanz zwischen zwei Kondensatoren weniger als 3,5 cm.

Die Charakterisierung der Resonatoren erfolgte auf der Meßbank im Labor mittels eines Vektornetzwerkanalysators E5071B der Firma Agilent (Santa Clara, CA, USA), der sowohl Messungen in Transmission als auch in Reflektion erlaubt. Mit seiner Hilfe lassen sich wichtige Parameter der Resonatoren wie Ausgangsimpedanz, Resonanzfrequenz, Spulengüte Q und Kopplungen zwischen verschiedenen Kanälen bestimmen. Im Spektrometer wurden die Resonatoren in der Anwendung getestet und unter anderem durch $\vec{B}_1$-Flußdichtekarten wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben charakterisiert.

In den folgenden zwei Abschnitten sollen einige der im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Resonatoren vorgestellt werden, die als exemplarisch angesehen werden können und an denen die aufgetretenen Herausforderungen und Lösungen demonstriert werden. Da ein großer Teil der Resonatoren als Birdcage-Resonatoren ausgelegt sind, werden diese in Kapitel 3.3.1 separat behandelt, andere Realisierungen folgen in Kapitel 3.3.2.

3.3.1 Birdcage-Resonatoren

Der Birdcage-Resonator [28] leitet seinen Namen von seinem Aussehen ab, das einem Vogelkäfig (engl. *birdcage*) ähnelt. Er besteht in seiner grundlegenden Konfiguration aus N parallelen Beinen, die in zwei Endringen münden. Wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist, wird dadurch ein Zylindermantel modelliert, auf dem sich eine sinusförmige Stromdichteverteilung ausbilden kann. Diese erzeugt im Inneren des Zylinders eine homogene, transversale $\vec{B}_1$-Flußdichteverteilung, deren Homogenität mit der Anzahl der Beine ansteigt. Die Funktionsweise des Birdcage-Resonators ist in der Literatur bereits ausführlich beschrieben [19, 28, 29].

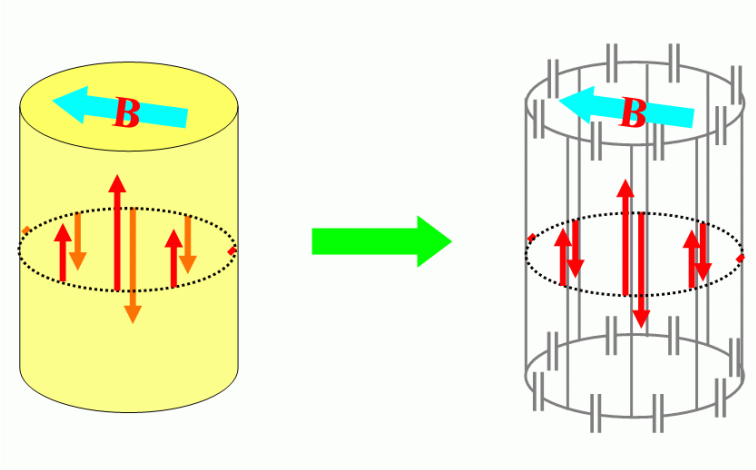


Abbildung 3.9: Idee des Birdcage-Designs: eine sinusförmige Stromdichteverteilung auf einem unendlich langen Zylindermantel erzeugt in dessen Innerem eine homogene, transversale Flußdichte. Der Birdcage nähert diese Verteilung mit seinen Beinen als Stützstellen an.

In einem Birdcage-Resonator bilden sich mehrere Schwingungsmoden aus, von denen dann die sinusförmige für die NMR genutzt wird. Ebenso gibt es eine um 90° phasenverschobene Mode, die sich unabhängig von der ersten für Quadraturresonatoren nutzen läßt. Man unterscheidet generell zwei Varianten des Birdcage-Designs: den Hochpaß-Birdcage, bei dem sich die Kondensatoren, wie in Abbildung 3.9 auf der rechten Seite gezeigt, in den Endringen

befinden und den Tiefpaß-Birdcage, bei dem die Kondensatoren in der Mitte der Beine sitzen. Kombiniert man diese beiden Varianten, erhält man einen sogenannten Bandpaß-Birdcage.

Alle im folgenden beschriebenen Birdcage-Resonatoren folgen dem Hochpaßdesign aus zwei Gründen. Zum einen bildet sich bei Hochpaß-Birdcages die sinusförmige Mode als Mode mit der zweithöchsten Frequenz aus, bei Tiefpaß-Birdcages jedoch mit der zweitniedrigsten. Da die Induktivität in einem Birdcage aufgrund der Selbstinduktivität der Leiterbahnen vorgegeben ist, läßt sich die Frequenzabstimmung nur durch geeignete Wahl der Kapazitätswerte der Kondensatoren regeln. Damit werden gerade bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten hohen Frequenzen von bis zu 750 MHz größere Birdcage-Resonatoren nicht mehr als Tiefpaßvarianten realisierbar, da die benötigten Kapazitätswerte zu klein würden.
Der andere Grund sind dielektrische Verluste, die besonders im Bereich von stärkeren, vom Resonator erzeugten elektrischen Feldern auftreten. Da sich in der Umgebung der Kondensatoren elektrische Felder ausbilden, ist deren Positionierung in der Mitte der Beine in unmittelbarer Nähe zur Probe allgemein problematischer als in den Endringen im äußeren Bereich des Birdcage-Resonators.

37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator (750 MHz)

Als erster Birdcage-Resonator soll der in Abbildung 3.10a gezeigte 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator vorgestellt werden. Er ist für das 57 mm-Kleintiergradientensystem und die Bildgebung an Mäusen ausgelegt. An diesem Beispiel soll auch die allen in dieser Arbeit behandelten Resonatoren zugrunde liegende Fertigungstechnik durch Ätzen von Leiterbahnen beschrieben werden.

Die Leiterbahnen für die Resonatoren werden aus einer einseitig ca. 70 µm dick mit Kupfer beschichteten Polyimidfolie gefertigt. Hierzu wird zunächst eine Belichtungsmaske der gewünschten Leiterbahnkonfiguration angefertigt. Für den 37,9 mm-Birdcage ist eine solche in Abbildung 3.10b gezeigt. Im

(a) 37,9 mm-8-Bein-Birdcage

(b) Belichtungsmaske

Abbildung 3.10: 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator für 750 MHz und Belichtungsmaske: in (a) ist der geschlossene 37,9 mm-Resonator zu sehen. An seiner Unterseite befindet sich die Buchse für den Anschluß an den Probenkopf sowie die verlängerten Wellen der variablen Kondensatoren. Der HF-Schirm besteht aus einer geschlitzten beidseitig mit ca. 100 µm Kupfer beschichteten Polyimidfolie. (b) zeigt die Belichtungsmaske des im Inneren des Gehäuses befindlichen Resonators. Die Beine sind 40 mm lang, 7,85 mm breit und 7,85 mm voneinander entfernt. Am oberen und unteren Ende in den Endringen sind Anlötflächen für Kondensatoren vorgesehen.

nächsten Schritt wird die kupferbeschichtete Seite der Folie mit einem ultraviolett (UV)-empfindlichen Photolack im Dunkelraum besprüht und anschließend bei 70 °C für rund eine Stunde getrocknet. Dann wird die Belichtungsmaske auf die photolackbeschichtete Seite der Polyimidfolie gelegt und diese dann in einem UV-Belichter für wenige Minuten belichtet. Der belichtete Photolack läßt sich danach mit Hilfe eines Kaliumhydroxidentwicklerbades (KOH) entfernen, so daß der verbleibende Photolack nur noch die gewünschten Leiterbahnen bedeckt. In einer Eisen-III-chlorid-Sprühätzanlage (oder in dem Vorgängermodell, einer Schaumätzanlage) wird dann das nicht von Photolack bedeckte Kupfer von der Folie abgetragen. Hierbei ist zu beachten, daß bei zu langer Einwirkung des Ätzmittels auch seitlich unter den Photolack geätzt wird, was die gewünschten Strukturen schädigt. Abschließend muß nur noch der verbliebene Photolack mit Ethanol oder Aceton entfernt werden, um die gewünschten Kupferleiterbahnen zu erhalten.

Der Birdcage selbst besitzt eine Beinlänge von 40 mm, um die Abbildung

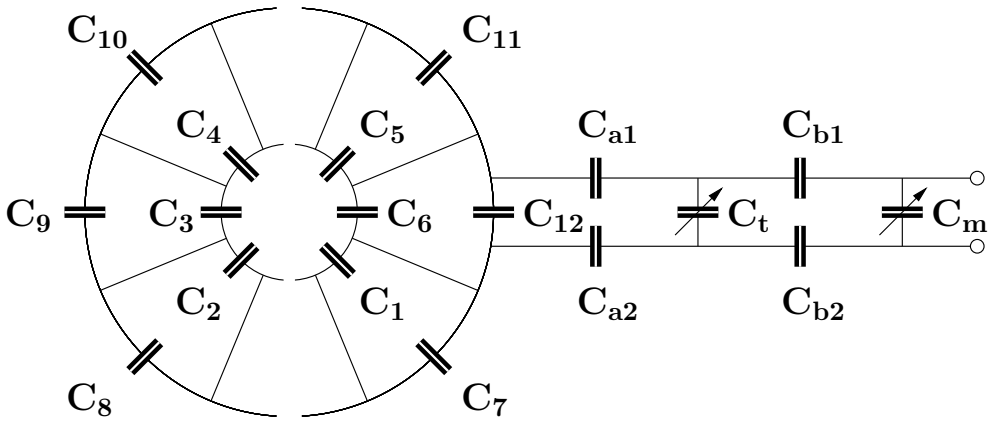


Abbildung 3.11: Schaltplan des 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators für 750 MHz. Die verwendeten Kondensatoren sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Kondensator	Kapazität [pF]	Typ
C_1–C_6	4,3	CHB 4R3C
C_7–C_{11}	3,9	CHB 3R9C
C_{12}	1,4	CHB 0R4B + 1R0B (parallel)
C_{a1},C_{a2}	12	CHB 120J
C_{b1},C_{b2}	11	CHB 110J
C_t,C_m	1–23	NMAJ25HVENL

Tabelle 3.3: Stückliste des 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators. Statt der Kondensatoren aus der CHB-Serie von Tekelec-Temex, Frankreich, wurden teilweise auch solche von ATC, USA, aus deren 100B-Serie eingesetzt. Die Trimmer aus der NMA-Serie stammen von Voltronics, USA.

einzelner innerer Organe von Mäusen und kleinen Ratten zu ermöglichen. Sein Schaltplan wird in Abbildung 3.11 gezeigt. Hierbei wird eine perspektivische Draufsicht verwendet, bei der der obere Endring als kleiner Ring in der Mitte, der untere als konzentrischer großer Ring und die Beine als radial die beiden Endringe verbindende Leiterbahnen erscheinen. Im ersten Schritt der Abstimmung eines Birdcages werden lediglich die Kondensatoren in den Endringen des Birdcages eingelötet (C_1–C_{12}) und so abgestimmt, daß die Resonanzfrequenz des Systems - ermittelt mit einem AGILENT 8712ET Vektornetzwerkanalysator durch eine Reflektionsmessung an einer „Pick-Up"-Sonde [30] - in etwa bei der Zielfrequenz (hier 750 MHz) liegt. Die Messungen müssen dabei immer bei geschlossenem HF-Schirm erfolgen, da dieser durch seine induktive Kopplung mit dem System die Resonanzfrequenz deutlich nach oben verschiebt. Sobald passende Kondensatoren gefunden sind, wird der Kondensator, über dem eingekoppelt werden soll (C_{12}) etwas verkleinert und sukzessive das Ankoppelnetzwerk angebracht. Sobald das gesamte Ankoppelnetzwerk aufgebaut ist, wird nicht mehr mit einer Sonde gemessen sondern direkt über das Ankoppelnetzwerk. Der Resonator ist fest auf einem Probenkopf montiert (siehe Kapitel 3.4.1). Unter Beladung mit einem Phantom, das die späteren Meßobjekte möglichst gut nachbildet (geometrisch und elektrisch) folgt sodann die Feinabstimmung; die für diesen Birdcage gefundenen Werte können Tabelle 3.3 entnommen werden. Der HF-Schirm besteht aus einer beidseitig mit einer 100 µm beschichteten Polyimidfolie. Die Kupferschichten auf beiden Seiten sind in regelmäßigen Abständen vertikal geschlitzt, um die Ausbildung von Wirbelströmen (siehe Kapitel 3.2.2) zu vermeiden. Auf der Innenseite sind die Schlitze zusätzlich mit 1 nF-Kondensatoren überbrückt, so daß für die Hochfrequenz von 750 MHz eine effektive Abschirmung entsteht.

Für Routine-Resonatoren wurden Datenblätter angefertigt, die deren wichtigste Daten und Informationen ausweisen. Das Datenblatt zu diesem Resonator befindet sich in Anhang A.1. Es enthält auch mit IDL erstellte $\vec{B}_1$-Flußdichtekarten, die die Homogenität des Resonators zeigen und mit der

in Kapitel 2.3.2 erläuterten *Rotating Frame*-Bildgebung akquiriert wurden. Desweiteren sind auch die gemessenen Güte-Werte des unbeladenen und beladenen Resonators enthalten. Die Güte Q ist ein Maß für das Verhältnis von in dem Resonator gespeicherter zu dissipierter Energie und kann als Quotient aus Reaktanz X und Resistanz R des Resonators geschrieben werden:

$$Q = \frac{X}{R} = \frac{\omega_0 L}{R} \tag{3.3}$$

Hierbei sind ω_0 die Resonanzfrequenz und L die Induktivität des Resonators. Meßtechnisch leichter erfaßbar ist die Größe aber über die Beziehung:

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

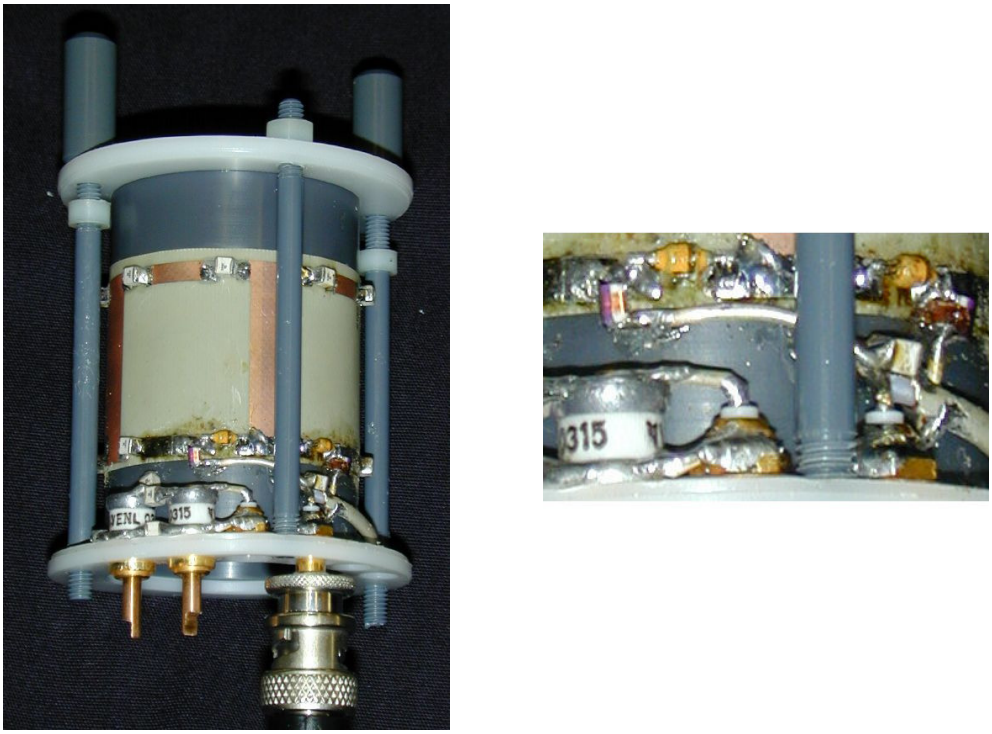
wobei $\Delta\omega = \frac{R}{L}$ die Halbwertsbreite der Resonanzkurve (in Transmission gemessen) bei ω_0 ist [31]. Ein guter Resonator weist einen hohen Güteabfall bei Beladung auf, was zeigt, daß das System durch Probenrauschen und nicht durch Spulenrauschen dominiert ist. Da die Güte aber auch proportional zu dem von einem Resonator gelieferten Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist, ist ein hoher absoluter Wert ebenfalls erstrebenswert. Für eine ausführlichere Betrachtung der Güte sei an dieser Stelle auf die Literatur, z.B. [19], verwiesen.

Schaltbarer 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator (750 MHz)

In der NMR werden oft in Experimenten verschiedene Resonatoren für die Anregung und die Detektion eingesetzt. Dies bietet die Möglichkeit, z.B. mit einem großvolumigen Resonator homogen anregen zu können, was unter anderem für Präparationen der Magnetisierung im gesamten Meßobjekt wichtig ist. Die Detektion des Signals kann dann eine kleinere, lokale Spule übernehmen, die nur Signal aus dem interessierenden Bereich empfängt.

Für diesen Einsatz ist es notwendig, die beiden resonanten Schwingkreise voneinander zu entkoppeln. Hierfür wurde von Daniel Gareis im Rahmen ei-

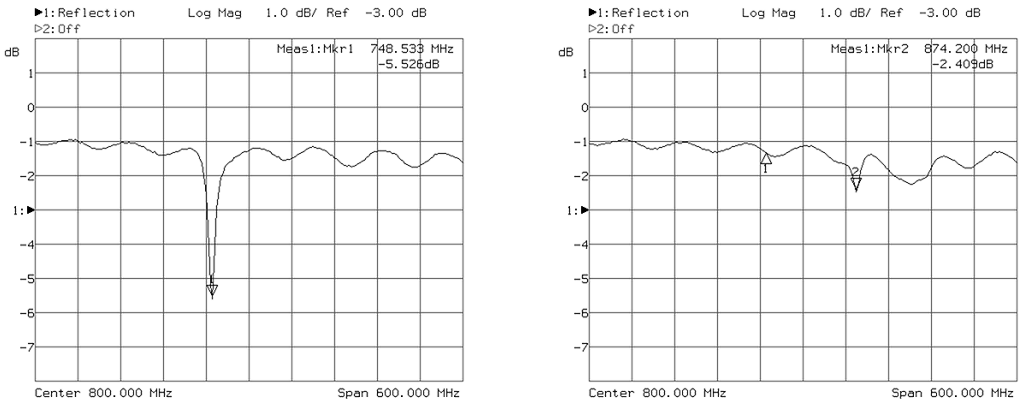
ner betreuten wissenschaftlichen Hilfskraftstelle der in Abbildung 3.12a zu sehende 4-Bein-Birdcage-Resonator für 750 MHz gebaut, welcher sich über eine Steuergleichspannung aktiv verstimmen lässt: im Sendefall wird der Birdcage resonant geschaltet, so daß er die gesamte Probe anregen kann, im Empfangsfall wird umgeschaltet und der nicht mehr resonante Birdcage stört die Detektion nicht.



(a) 37,9 mm-4-Bein-Birdcage **(b)** Vergrößerung der Schaltelektronik

Abbildung 3.12: Schaltbarer 37,9 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonator für 750 MHz: in (a) ist der Resonator gezeigt, der als Birdcage mit vier Beinen realisiert ist. Über zwei zusätzlich integrierte PIN-Dioden kann die Resonanzfrequenz des Resonators über eine angelegte Gleichspannung aktiv geschaltet werden. In (b) ist eine Vergrößerung der hierfür verwendeten Schaltung gezeigt: die gelben Elemente sind die PIN-Dioden, die kleinen roten Elemente ausserhalb davon sind Induktivitäten, welche eine Einkopplung der Hochfrequenz in den Gleichspannungskreis verhindern sollen. Zusätzlich sind in dem Gleichspannungskreis die beiden Leiter über einen Kondensator kurzgeschlossen (unten).

Der prinzipielle Aufbau des Birdcages und seines Ankoppelnetzwerkes gleicht dem in Abbildung 3.11 gezeigten - mit der Änderung, daß er lediglich über vier Beine verfügt. Die Höhe der Beine (40 mm) sowie die passende Form für den in Kapitel 3.4.1 vergestellten Probenkopf wurden vom vorherigen Design übernommen. Die Ankopplung an den Sender erfolgt über ein Netzwerk, das über zwei variable Kondensatoren der Firma VOLTRONICS abgestimmt wird.



(a) Vorwärtsstrom (resonant) **(b)** Gegenspannung (nicht resonant)

Abbildung 3.13: Schaltverhalten des Birdcages: in (a) liegt ein Vorwärtsstrom an, so daß die PIN-Dioden durchgeschaltet sind und das System resonant ist. In (b) werden die PIN-Dioden durch eine Gegenspannung gesperrt und der Resonator wird durch die zusätzlichen Kapazitäten verstimmt.

In der Vergrößerung in Abbildung 3.12b ist das Netzwerk für die aktive Entkopplungsschaltung des Birdcages gezeigt. Zwei der Kondensatoren in den Endringen wurden durch PIN-Dioden (gelb) ersetzt, die mit einer Gleichspannung durchgeschaltet werden können. Diese wird über ein Koaxialkabel (rechts unten im Bild) zugeführt. Um eine Einkopplung der in dem Resonator schwingenden Hochfrequenz in den Gleichspannungskreis zu verhindern, wurde eine einfache Tiefpaßschaltung integriert: das Koaxialkabel ist über zwei Induktivitäten (rot) an den PIN-Dioden angeschlossen und zwischen Außen- und Innenleiter ist ein 1 nF-Kondensator eingelötet (rechts unten, quaderförmig). Das Koaxialkabel leitet das Gleichspannungssignal auch auf

die Rückseite des Resonators zu einer weiteren identischen Anordnung. Das Gleichspannungssignal selbst kann über einen zweiten regulären NMR-Kanal im Probenkopf zugeführt werden, so daß keine besonderen Anforderungen an diesen gestellt werden müssen.

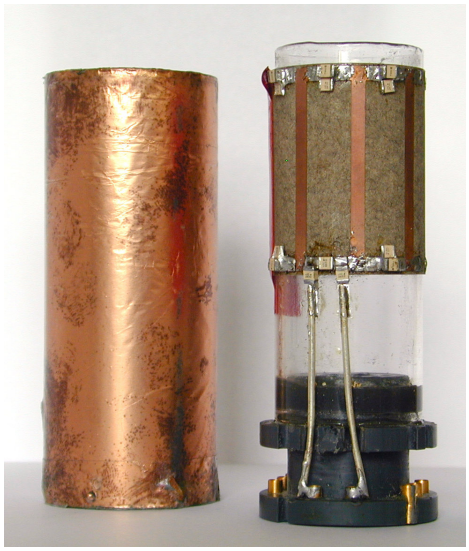
Abbildung 3.13 zeigt den Resonator in seinen beiden Schaltzuständen: in 3.13a fließt ein Vorwärtsstrom durch die PIN-Dioden und das System ist resonant. 3.13b zeigt dieselbe Anordnung bei Anliegen einer Gegenspannung: die Resonanzabsorption ist verschwunden, der Birdcage koppelt in diesem Zustand mit keinem anderen Schwingkreis bei 750 MHz.

Verlängerte ^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonatoren (500/750 MHz)

Bei den in diesem Abschnitt vorgestellten Resonatoren handelt es sich um zwei 8-Bein-Birdcage-Resonatoren, deren Ankoppelnetzwerk nach unten verlängert wurde, um Raum zu schaffen, so daß Mäuse komplett durch den Resonator durchgefahren werden können und somit alle inneren Organe zugänglich sind für die Bildgebung.

Der in Abbildung 3.14a gezeigte Birdcage besitzt einen Innendurchmesser von 28 mm und einen Außendurchmesser von 40 mm einschließlich Schirm, um Messungen im 40 mm-Gradientensystem des AMX 500-Systems zu ermöglichen. Dadurch, daß der Birdcage auf einem verlängerten Sockel steht, dessen Länge durch die beiden senkrechten Silberdrähte unterhalb des Birdcages selbst überbrückt wird, kann eine Maus mit Hilfe einer Schiene, wie in Abbildung 3.14b gezeigt, geeignet zur Abbildung verschiedener innerer Organe positioniert werden.

Das graue Trägermaterial der flexiblen Folie, aus der der Birdcage geätzt ist, besteht in diesem Fall aus Reproteflon. Das Ankoppelnetzwerk selbst befindet sich bei dem gewählten Layout nicht innerhalb des Birdcages, sondern unterhalb im oberen Teil eines bereits am Lehrstuhl vorhandenen Probenkopfes. Dadurch, daß für das AMX 500 lediglich eine Resonanzfrequenz von 500 MHz erreicht werden muß, fallen die in den Endringen verwendeten Kapazitäten mit 10,1 pF deutlich größer aus, als bei den ^{1}H-Birdcages für das



(a) Verlängerter Birdcage und Schirm

(b) Tierschiene mit Maus

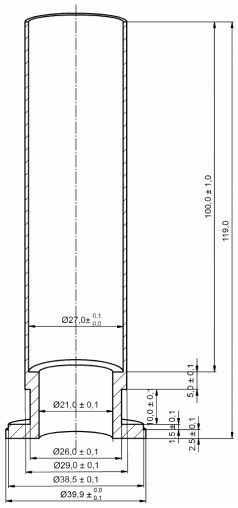
Abbildung 3.14: 28 mm-Hochpaß-Birdcage für 500 MHz. (a) zeigt den Birdcage, der auf einem verlängerten Sockel steht, um Platz für eine Maus zu bieten, sowie den Schirm, der aus einer 7 µm dicken Kupferfolie auf einem PVC-Träger besteht. In (b) ist eine Maus zu sehen, die mit Hilfe der Tierschiene (gelb) frei in dem Resonator positioniert werden kann.

Avance 750 WB-System. Der verlängerte Sockel selbst besteht aus Duranglas, das auf einem Fuß aus PVC sitzt, der über Steckkontakte mit Klemmfedern (Roschibuchsen der Firma Bruker) auf dem Probenkopf gehalten wird. Für den Schirm wurde eine nur 7 µm dicke Kupferfolie verwendet, die, wie in Kapitel 3.2.2 gezeigt, die Ausbildung von durch die Gradienten induzierten Wirbelströmen aufgrund der zu großen Eindringtiefe dieser Wirbelströme verhindert. Die Kupferfolie ist auf einem 0,6 mm dicken PVC-Rohr aufgebracht und wird außen von einer 0,1 mm dicken selbstklebenden Folie gehalten und vor mechanischen Einflüssen geschützt.

Der zweite verlängerte Birdcage, der hier vorgestellt werden soll, ist der in Abbildung 3.15a gezeigte, der im Rahmen eines betreuten Projektpraktikums von Carolin Heil gebaut wurde. Er besitzt einen Innendurchmesser von 27 mm und einen Außendurchmesser von 40 mm für einen Einsatz im

40 mm-Mikroskopiegradientensystem des AVANCE 750 WB-Spektrometers. Der Resonator wurde so geplant, daß er mit einem kommerziell erhältlichen BRUKER MICRO-2.5-Probenkopf betrieben werden kann.

(a) Verlängerter Birdcage und Schirm



(b) Konstruktionszeichnung des Sockels

Abbildung 3.15: 27 mm-Hochpaß-Birdcage für 750 MHz. In (a) ist der Resonator selbt mit seinem gestreckten Ankoppelnetzwerk zu sehen, das hier durch ein SEMI-RIGID-Koaxialkabel verbunden ist. Der HF-Schirm besteht aus geschlitzter kupferbeschichteter Folie und ist auf der Innenseite mit Kondensatoren überbrückt. (b) zeigt eine schematische Konstruktionszeichnung des POM-Sockels für diesen Resonator mit Bemaßungen.

In dem Resonator kann analog zu dem oben gezeigten 28 mm-Birdcage eine Maus frei über eine Tierschiene von oben positioniert werden. Da jedoch bei 750 MHz in Drähten und Kabeln bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. $\frac{2}{3}$ der Vakuumlichtgeschwindigkeit die Wellenlänge nur noch rund 27 cm beträgt, konnte in diesem Aufbau die Strecke vom Birdcage bis zum Abstimmkondensator für die Impedanz nicht mehr einfach mit zwei Silberdrähten überbrückt werden, da dies zu einer zu großen Impedanztransformation führte, so daß eine kapazitive Abstimmung nicht mehr möglich war. Um diese Transformation zu vermeiden, wurde für die Überbrückung der Distanz ein ca. 15 cm langes Stück SEMI-RIGID-Kabel gewählt, was in etwa $\frac{\lambda}{2}$ ent-

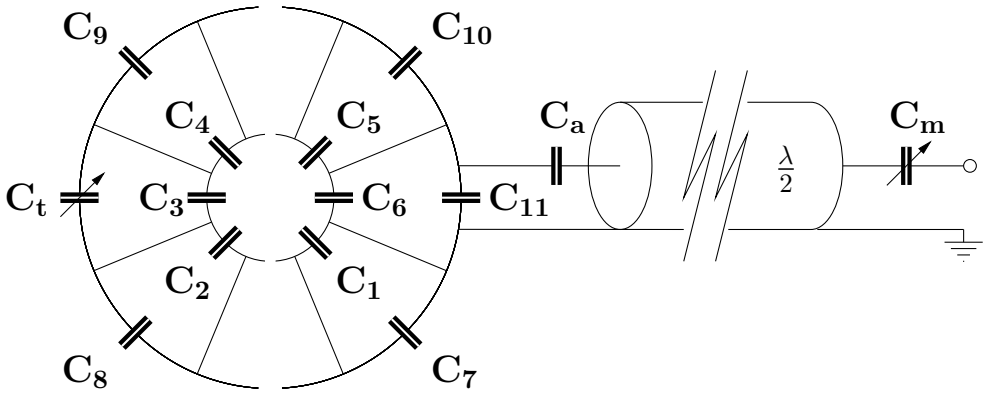


Abbildung 3.16: Schaltplan des 27 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators. Die verwendeten Kondensatoren sind in Tabelle 3.4 aufgeführt. Bei dem Koaxialkabel handelt es sich um ein $\frac{\lambda}{2}$-langes Stück SEMI-RIGID-Kabel mit 4 mm Außendurchmesser.

Kondensator	Kapazität [pF]	Typ
C_1–C_6	5,9	CHB 5R1C + 0R8D (parallel)
C_7–C_{10}	6,0	CHB 5R6C + 0R4B (parallel)
C_{11}	6,0	CHB 120J + 120J (seriell)
C_a	33	CHB 330J
C_t	0,5–8	NMA1T8HVFS
C_m	0,6–4,5	66-0332-00004-600

Tabelle 3.4: Stückliste des 27 mm-^{1}H-Hochpaß-Birdcage-Resonators. Statt der Kondensatoren aus der CHB-Serie von TEKELEC-TEMEX, Frankreich, wurden teilweise auch solche von ATC, USA, aus deren 100B-Serie eingesetzt. Die Trimmer aus der NMA-Serie stammen von VOLTRONICS, USA, diejenigen aus der 66-Serie sind Trimmer mit Saphirdielektrikum von TRONSER, Deutschland.

spricht und somit die Impedanz nicht transformiert. Die Verlängerung des Kabels führt zwar zu einer Reduktion der Güte des Resonators, ermöglicht aber eine gute Ankopplung an das System.

Ein Schaltplan des 27 mm-Birdcages und seines Ankoppelnetzwerkes ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Die zugehörigen Kapazitätswerte finden sich in Tabelle 3.4. Der variable Kondensator für die Frequenzabstimmung sitzt direkt in dem unteren Endring des Birdcages und wird über eine verlängerte Welle abgestimmt, welche entlang des in Abbildung 3.15b gezeigten Sockels geführt ist. Der Sockel selbst ist aus einem einzigen POM-Teil gedreht, so daß er in sich mechanisch stabil ist. Die äußere Abschirmung ist durch einen Schirm aus geschlitzter kupferbeschichteter Folie gegeben, deren Schlitze auf der Innenseite durch 1 nF-Kodensatoren überbrückt werden, um die abschirmende Wirkung zu verbessern.

Ein vollständiges Datenblatt des Resonators einschließlich am AVANCE 750 WB akquirierter $\vec{B}_1$-Flußdichtekarten und der unbeladenen und beladenen Güten findet sich in Anhang A.2.

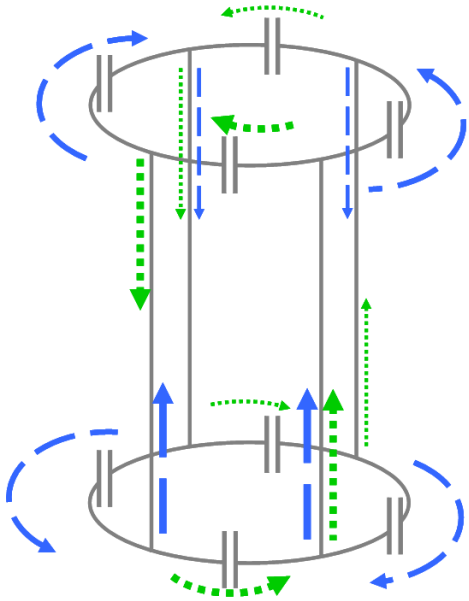
Doppeltresonanter 10 mm-^{1}H-^{23}Na-Hochpaß-Birdcage-Resonator (750 MHz und 198,2 MHz)

Als letzter Resonator vom Typ eines Birdcages wird ein doppeltresonantes System vorgestellt. Dieser Resonator soll sowohl für ^{1}H bei 750 MHz als auch für ^{23}Na bei 198,2 MHz eingesetzt werden und muß daher bei beiden Frequenzen resonant sein. Der in Abbildung 3.17a gezeigte Resonator ist analog zu dem schaltbaren Birdcage als 4-Bein-Birdcage aufgebaut, besitzt aber nur eine Höhe von 15 mm und einen Innendurchmesser von 10 mm für Untersuchungen an Pflanzenstengeln und kleinen Proben. Der Schirm ist in Form einer 7 µm dicke Kupferfolie auf einem PVC-Träger realisiert und hat einen Außendurchmesser von 40 mm einschließlich einer 100 µm dicken Schutzfolie.

Durch den Aufbau als 4-Bein-Birdcage ist eine inhärente gute Entkopplung der beiden sinusförmigen Schwingungsmoden des Birdcages gegeben,

wie in Abbildung 3.17b gezeigt ist: die beiden Strompfade (grün und blau gekennzeichnet) durchfließen keine gemeinsamen Kondensatoren. Damit ist es möglich, durch geeignete Wahl der Kapazitäten, die beiden Moden auf unabhängige Frequenzen, die auch weit auseinanderliegen können, abzustimmen. Hierdurch wird eine Doppelresonanz mit den beiden orthogonalen Moden auf Kosten der Option eines Quadraturbetriebs [32] des Birdcages realisiert, die zwei gleichwertige Kanäle liefert. Die für diesen Birdcage gefundenen Kapazitäten liegen bei 5,6 pF für den ^{1}H-Kanal und 68 pF für den ^{23}Na-Kanal.

(a) Doppeltresonanter 4-Bein-Birdcage



(b) Strompfade auf dem Birdcage

Abbildung 3.17: Doppeltresonanter 10 mm-^{1}H-^{23}Na-Hochpaß-4-Bein-Birdcage-Resonator für 750 MHz und 198,2 MHz. (a) zeigt den 4-Bein-Birdcage mit einem angeschlossenen Kanal sowie den zugehörigen Schirm aus 7 µm dicker Kupferfolie auf einem PVC-Träger. In (b) sind die Strompfade für die beiden genutzten Moden gezeigt. Sämtliche Kondensatoren sind hierbei entweder der grünen oder der blauen Mode eindeutig zugeordnet. Dies erlaubt, die beiden Frequenzen unabhängig voneinander durch geeignete Wahl der Kapazitäten abzustimmen.

Der Birdcage wurde für den in Kapitel 3.4.2 vorgestellten modularen Probenkopf entwickelt, in dessen oberem Abschnitt sich auch die Ankoppelnetzwerke für die beiden Kanäle des Resonators befinden. Erste NMR-Experimente, welche mit dem Probenkopf und Resonator an Phantomen und Pflanzen durchgeführt wurden, sind ebenfalls in Kapitel 3.4.2 zu finden.

3.3.2 Andere Resonatortypen

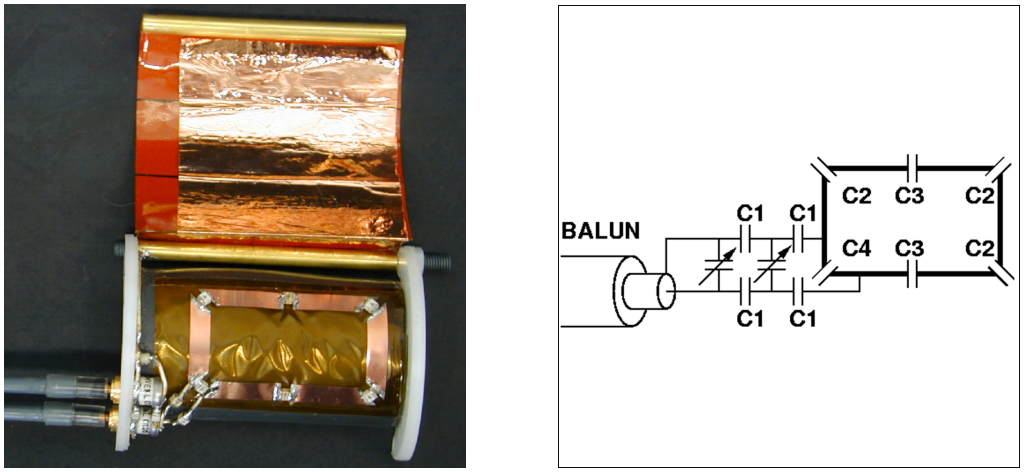
Neben dem im vorigen Kapitel 3.3.1 vorgestellten Birdcage-Resonatoren gibt es noch viele weitere Designs. Zwei der in dieser Arbeit realisierten werden im folgenden vorgestellt werden. Sie sind im Fall einer Oberflächenspule für besondere Anwendungen ausgelegt oder stellen eine alternative Resonatorvariante in Form einer Sattelspule dar.

Gebogene ^{1}H-Oberflächenspule (750 MHz)

Für die Bildgebung am Rattenrückenmark entstand im Rahmen der betreuten Projektpraktikumsarbeit von Ines Wieland die in Abbildung 3.18a gezeigte Oberflächenspule.

Das primäre Ziel war es, eine optimale Abbildung des Rückenmarks zu ermöglichen und gleichzeitig möglichst viel Raum für das untersuchte Tier zu gewinnen. In den bis dahin verwendeten 38 mm-Birdcage-Resonatoren ist der Raum zu beengt, um einer Ratte Platz zu bieten. Da das Rückenmark einer Ratte nur wenige Millimeter im Durchmesser mißt und außerdem dicht unter der Oberfläche liegt, fiel die Wahl auf eine Oberflächenspule. Dieser Resonatortyp besitzt einen starken Gradienten der Flußdichte in die Tiefe, d.h. senkrecht zur Spulenebene, der jedoch bei der geringen Ausdehnung des Rückenmarks nicht problematisch ist und bietet dafür eine sehr gute Sensitivität. Desweiteren ist es möglich, diesen Resonator einseitig aufzubauen, d.h. er sitzt lediglich auf einem Halbzylinder und bietet auf der anderen Seite zusätzlichen Raum für die Ratte. Die Oberflächenspule wurde für den Einsatz mit dem *in vivo*-Probenkopf aus Kapitel 3.4.1 entwickelt. In diesem Kapitel finden sich auch weitere Bilder des Aufbaus sowie Meßergebnisse.

Karten der $\vec{B}_1$-Flußdichte, die auch deutlich deren starkes Profil senkrecht zu der Spule zeigen, sowie Gütewerte und weitere Details finden sich in Anhang A.3.



(a) Oberflächenspule mit offenem Schirm **(b)** Schaltplan der Oberflächenspule

Abbildung 3.18: Oberflächenspule für 750 MHz und Layout. In (a) ist die Oberflächenspule mit geöffnetem Schirm abgebildet. Die Oberflächenspule ist in regelmäßigen Abständen durch Kondensatoren unterbrochen. Zum einen, um eine zu lange freie Leiterstrecke zu vermeiden, zum anderen, um die elektrischen Felder, die sich in der Nähe der Kapazitäten bilden, gleichmäßiger zu verteilen. Der Schirm besteht aus einem geschlitzten Kupferschirm, der auf der Innenseite durch 7 µm dicke Kupferfolie verbunden ist. Der gesamte Aufbau sitzt auf einem Halbzylinder. (b) zeigt den Schaltplan der Oberflächenspule und des Ankoppelnetzwerkes bis hin zum Probenkopf (Balun).

Der Schirm ist bei dieser Spule aus einer flexiblen geschlitzten Folie aufgebaut, der auf der Innenseite mit einer 7 µm dicken Kupferfolie verbunden ist und sich aufklappen läßt. Die elektrische Beschaltung der Spule kann Abbildung 3.18b entnommen werden und die verwendeten Bauteile sind in Tabelle 3.5 aufgelistet. Die Leiterbahn der Oberflächenspule wird an insgesamt sechs Stellen durch Kondensatoren unterbrochen, um zu lange freie Leiterbahnen zu vermeiden. Bei einer Wellenlänge in den Kupferleitern von nur rund 27 cm bei 750 MHz und einem Umfang der Oberflächenspule von 16 cm wäre die-

Kondensator	Kapazität [pF]	Typ
C_1	10	CHB 100J
C_2	3,6	CHB 3R6C
C_3	3,3	CHB 3R3C
C_4	1,8	CHB 1R8B
Trimmer	1–23	NMAJ25HVENL

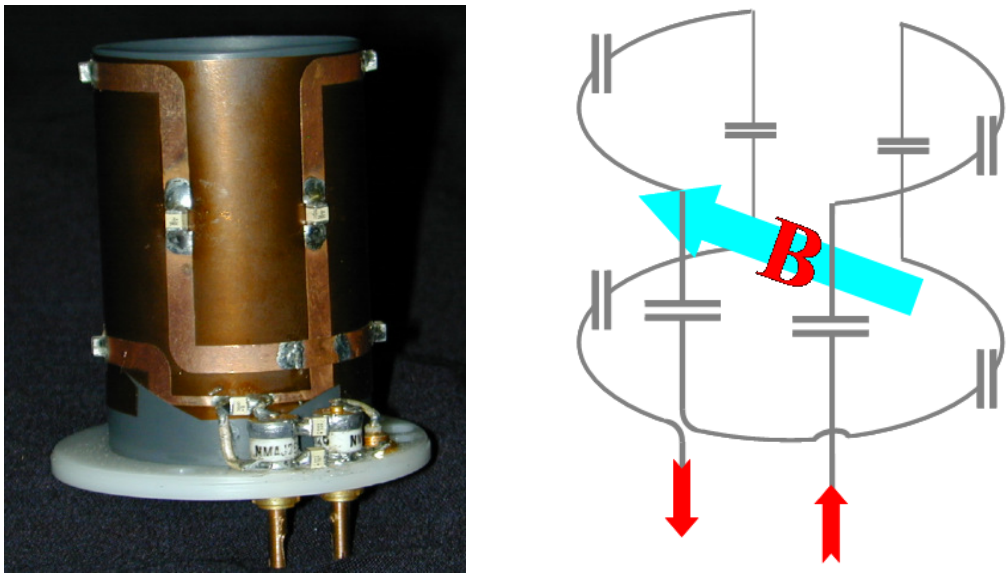
Tabelle 3.5: Stückliste ^{1}H-Oberflächenspule. Statt der Kondensatoren aus der CHB-Serie von TEKELEC-TEMEX, Frankreich, wurden teilweise auch solche von ATC, USA, aus deren 100B-Serie eingesetzt. Die Trimmer aus der NMA-Serie stammen von VOLTRONICS, USA.

se ohne Unterbrechungen länger als eine halbe Wellenlänge. Das hätte zu signifikante Einflüße der Phase entlang des Leiters auf die erzeugte Flußdichteverteilung zur Folge gehabt. Desweiteren werden die durch die Kapazitäten erzeugten elektrischen Felder auf diese Weise gleichmäßiger verteilt, was deren Kopplung in die Probe verringert und somit zu einer Reduktion der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen dielektrischen Verluste beiträgt.

38 mm-^{19}F-Sattelspule (705,6 MHz)

Für die Lokalisation von mit ^{19}F markierten Zellen in Mäusen wurde die in Abbildung 3.19a gezeigte Sattelspule gebaut. Sie ist für eine Verwendung mit dem BRUKER MINI-0.5-Probenkopf und der zugehörigen Tierschiene ausgelegt.

Ein schematisches Schaltbild der Sattelspule ist in Abbildung 3.19b zu sehen: der Strom durchfließt die Leiterbahnen, welche, analog zu den Beinen eines Birdcages, wie in Kapitel 3.3.1 erläutert, Stützstellen einer sinusförmigen Stromdichteverteilung auf einem Zylindermantel darstellen und somit eine transversale Flußdichte im Inneren erzeugen. Wie schon bei der Oberflächenspule beschrieben, stellt sich auch bei der Sattelspulenkonstruktion das Problem einer zu großen Länge der freien Leiterbahnen, was durch meh-



(a) Lineare ^{19}F-Sattelspule **(b)** Schema einer Sattelspule

Abbildung 3.19: 38 mm-^{19}F-Sattelspule für 705,6 MHz und schematische Darstellung: Abbildung (a) zeigt die Sattelspule mit einem Innendurchmesser von 38 mm und einer Höhe von 40 mm. In Abbildung (b) ist eine schematische Zeichnung der Leiterbahnen und Kondensatoren der Spule gezeigt und dem daraus resultierenden Flußdichtevektor $\vec{B}$.

rere Unterbrechungen mit Kondensatoren behoben wurde. Durch die eng benachbarten Larmorfrequenzen von Fluor von 705,6 MHz und Wasserstoff von 750,0 MHz bei 17,6 T (siehe Tabelle 2.1) fallen die Kapazitäten in eine zu den in einem ^{1}H-Resonator verwendeten ähnliche Größenordnung: die Kapazitäten in den Leiterbahnen betragen abwechselnd 2,0 pF und 2,1 pF. Die in Abbildung 3.19b durch die roten Pfeile angedeutete Einkopplung erfolgt über einer Kapazität von 2,0 pF. Das Ankoppelnetzwerk selbst ist analog aufgebaut zu dem in Abbildung 3.11 gezeigten, mit einem $C_{a1,2}$ von 131 pF und einem $C_{b1,2}$ von 6,8 pF und den ebenfalls dort verwendeten variablen VOLTRONICS-Kondensatoren mit einem Wertebereich von 1 bis 23 pF.

Der Schirm dieses Resonators ist aus 7 µm dicker Kupferfolie aufgebaut, die zwischen zwei Lagen Plastikfolie eingespannt wurde, wodurch eine gute mechanische Stabilität und Robustheit im Routinebetrieb erreicht werden

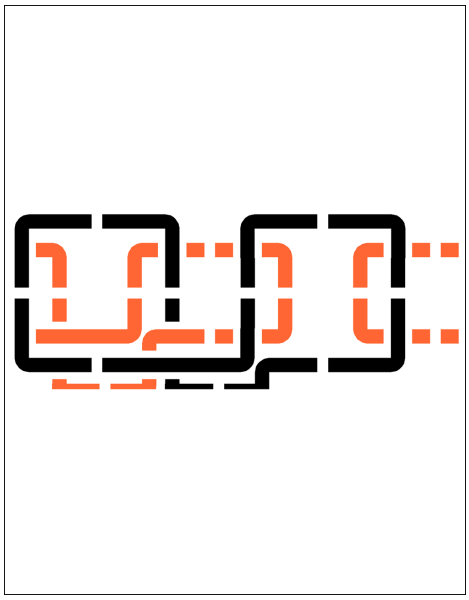
konnte. Ein Datenblatt zu diesem Resonator befindet sich in Anhang A.4, welches gemessene Güten sowie weitere Informationen enthält.

Doppeltresonante 37,9 mm-^{1}H-^{23}Na-Sattelspule (750 MHz und 198,2 MHz)

Der letzte hier vorgestellte Resonator ist eine doppeltresonante 37,9 mm-^{1}H-^{23}Na-Sattelspule, die in Abbildung 3.20a gezeigt ist. Der Resonator besitzt einen Innendurchmesser von 37,9 mm und einen Außendurchmesser von 56,5 mm passend für das *in vivo*-Gradientensystem und den BRUKER MINI-0.5-Probenkopf am AVANCE 750 WB. Alternativ läßt sich der Resonator auch auf den in Kapitel 3.4.1 vorgestellten Probenkopf aufsetzen, wobei dann auch eine elektrisch optimierte Ankopplung bei beiden zu untersuchenden Frequenzen von 750 MHz für ^{1}H und von 198,4 MHz für ^{23}Na gewährleistet werden kann.

Der Resonator besteht aus zwei um 90° versetzt angeordneten Sattelspulen, die in der in Abbildung 3.20b gezeigten Belichtungsmaske schwarz (^{23}Na) und orange (^{1}H) hervorgehoben sind. Die beiden gegenüberliegenden Elemente eines Sattels besizten eine Breite von 40 mm, womit sie jeweils ein 120°-Segment des Resonatorkörpers umspannen. Der ^{23}Na-Sattel besitzt desweiteren auch eine Höhe von 40 mm, um einen möglichst großen homogenen Bereich im Inneren des Resonators zu erhalten. Um zuviel Überlapp der Leiterbahnen zu vermeiden, wurde der ^{1}H-Sattel auf eine Höhe von 25 mm beschränkt, wodurch seine Homogenität eingeschränkt wird. Da jedoch die eigentlichen Untersuchungen mit diesem Resonator an ^{23}Na erfolgen sollen und der ^{1}H-Kanal lediglich für Abstimmungsaufgaben, wie das *Shimmen*, das Feinkorrigieren der äußeren $\vec{B}_0$-Flußdichte mittels zusätzlicher Shimspulen im Gradientensystem sowie für Positionsbestimmungen in der Probe genutzt werden sollte, war hier der Kompromiß klar zu Gunsten des ^{23}Na-Kanals zu suchen. Mehr Überlapp hätte aufgrund der Streukapazitäten zwischen den Leiterbahnen zu verstärkten Abstimmungsproblemen geführt. Schon alleine die Streukapazitäten zwischen Ankoppelnetzwerk und Abschirmung haben

(a) ^{1}H-^{23}Na-Sattelspule



(b) Belichtungsmaske für die Leiterbahnen

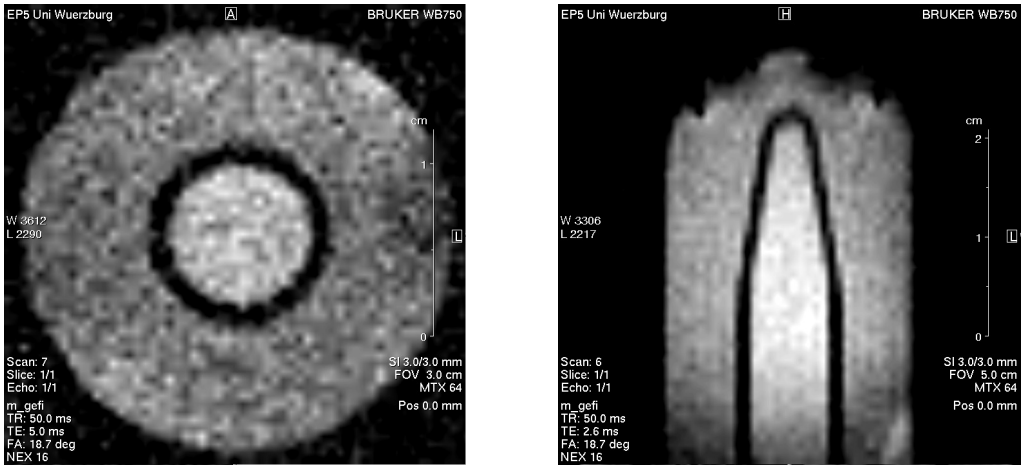
Abbildung 3.20: Doppeltresonante 37,9 mm-^{1}H-^{23}Na-Sattelspule für 750 MHz und 198,2 MHz. (a) zeigt eine Frontalansicht des Resonators: der kleinere sichtbare Sattel gehört zu dem ^{1}H-resonanten Kreis, der größere rechts sichtbare zu dem ^{23}Na-Kreis. Genauer kann man die Geometrie in der Belichtungsmaske (b) erkennen. Im ^{23}Na-Kreis (schwarz) ist jeder Sattel 40 mm breit und 40 mm hoch, was eine optimale Homogenität der erzeugten $\vec{B}_1$-Flußdichte zur Folge hat. Hingegen stellen die Sattel im ^{1}H-Kreis (orange) mit 40 mm Breite, aber nur 25 mm Höhe einen Kompromiß zugunsten der ^{23}Na-Qualität dar.

bei den Resonatoren für sehr hohe Frequenzen einen gravierendem Einfluß auf die Frequenz.

In dem ^{23}Na-Kanal wurden abwechselnd 33,0 pF und 36,0 pF verbaut, wobei über einem 33,0 pF-Kondensator abgegriffen wurde. In dem ^{1}H-Kanal befinden sich abwechselnd 2,7 pF-Kondensatoren und variable Saphirtrimmer mit einem Wertebereich von 0,6 bis 4,5 pF zur Feinabstimmung, der Abgriff erfolgt über einem 1,4 pF-Kondensator. Das Ankoppelnetzwerk besteht jeweils aus einem variablen Kondensator parallel zu dem Abgriffskondensator zur Frequenzkorrektur und einem weiteren variablen Kondensator seriell in

einer Zuleitung zur Impedanzanpassung. Die variablen Kondensatoren im Ankoppelnetzwerk haben einen Kapazitätsbereich von 1 bis 23 pF.

Zur Evaluierung des Resonators wurden Experimente mit einem Phantom durchgeführt. Als Phantom diente ein 20 mm-NMR-Glas-Röhrchen gefüllt mit 100 millimolarer NaCl-Lösung, in dessen Zentrum sich ein 10 mm-NMR-Glas-Röhrchen mit 200 millimolarer NaCl-Lösung befand. Im ersten Schritt wurde mittels des ^{1}H-Kanals die $\vec{B}_0$-Flußdichte korrigiert (*Shim*) und danach ein ^{1}H-Übersichtsbild aufgenommen. Für beide Aufgaben erwies sich der ^{1}H-Sattel als ausreichend in seiner Qualität.



(a) Axialer Schnitt **(b)** Sagittaler Schnitt

Abbildung 3.21: ^{23}Na-Bilder eines Phantoms bestehend aus einem 20 mm-NMR-Glas-Röhrchen gefüllt mit 100 millimolarer NaCl-Lösung, in dessen Zentrum sich ein 10 mm-NMR-Glas-Röhrchen mit 200 millimolarer NaCl-Lösung befindet. Die beiden Bilder wurden mit einer FLASH-Sequenz akquiriert mit folgenden Parametern: für (a) waren TR = 50 ms, TE = 5,0ms, FoV = 30×30 mm^2, Matrix = 64×64, Schichtdicke = 3,0 mm und 16 Mittelungen; für (b) waren TR = 50 ms, TE = 2,6ms, FoV = 50×50 mm^2, Matrix = 64×64, Schichtdicke = 3,0 mm und 16 Mittelungen.

Die eigentlichen Experimente wurden im selben Aufbau mit dem ^{23}Na-Kanal durchgeführt. Die Bilder sind in Abbildung 3.21 gezeigt; es handeltsich um FLASH-Aufnahmen [24] des oben beschriebenen Phantom. Für den axia-

len Schnitt in Abbildung 3.21a wurden die Repetitionszeit (TR) zu 50 ms und die Echozeit (TE) zu 5,0 ms gewählt. Das Sichtfeld (FoV) betrug 30×30 mm^2 bei einer Matrixgröße von 64×64 Punkten und einer Schichtdicke von 3,0 mm. Bei dem in Abbildung 3.21b gezeigten sagittalen Schnitt betrug TR ebenfalls 50 ms, TE 2,6 ms, das Sichtfeld 50×50 mm^2 mit einer 64×64-Matrix und 3,0 mm Schichtdicke. In beiden Fällen wurde 16 mal gemittelt.

3.4 Probenköpfe

Durch die immer höheren magnetischen Flußdichten moderner Spektrometer ergeben sich auch für die *in vivo*-Mikroskopie und -Spektroskopie neue und vielversprechende Möglichkeiten. Jedoch erfordern die eingeschränkten zur Verfügung stehenden Volumina bei hohen Flußdichten Kompromisse bei der Meßapparatur und Probe, so daß Tiere von der Größe einer Ratte kaum noch Platz finden. Kapitel 3.4.1 zeigt einen speziell angepaßten *in vivo*-Probenkopf, der auf eine maximale Ausnutzung des verfügbaren Volumens für die zu untersuchenden Tiere bis hin zu Ratten optimiert ist.

Heutige Spektrometer - so auch das in Kapitel 3.2.1 vorgestellte AVANCE 750 WB - bieten die Möglichkeit, Experimente mit verschiedenen Kernen durchzuführen. Bisher war es notwendig, eine Vielzahl von Probenköpfen vorzuhalten, wenn Experimente mit verschiedenen Resonatoren und an verschiedenen Kernen durchgeführt werden sollten. Dabei musste natürlich auch jeder Probenkopf alle Elemente wie Sensorik und Probenhandling komplett enthalten. Als Lösung dieses Problems wird in Kapitel 3.4.2 ein modularer Probenkopf vorgestellt, welcher gemeinsam mit Ilja Kaufmann [33] entwickelt, gebaut und zur Patentierung angemeldet wurde.

3.4.1 *In vivo*-Probenkopf

Für das MINI-0.5-Gradientensystem mit 200 $\frac{\mathrm{mT}}{\mathrm{m}}$ Gradientenstärke und 57 mm Innendurchmesser wurde ein *in vivo*-Probenkopf gebaut, welcher hier

beschrieben wird. Detailliertere Konstruktionszeichnungen finden sich in Anhang B.1.

Anforderungen und Realisierung

Die Entwicklung des *in vivo*-Probenkopfes wurde von zwei Zielen bestimmt: zum einen sollte ein Probenkopf erstellt werden, der kompatibel zu dem von BRUKER verwendeten Probenkopf- und Schienensystem für Tierstudien ist und gleichzeitig ein erweitertes Raumangebot zur Verfügung stellt, so daß es ermöglicht wird, das Rückenmark und Herz bei Säugetieren von der Größe einer kleinen Ratte bis zu ca. 150 g Gewicht *in vivo* zu untersuchen. Desweiteren sollte die Grundlage für den Einsatz von Resonatoren, die eine elektrisch balancierte Einkopplung benötigen, wie z.B. Quadraturresonatoren, durch den Einbau von Baluns [23] gelegt werden.

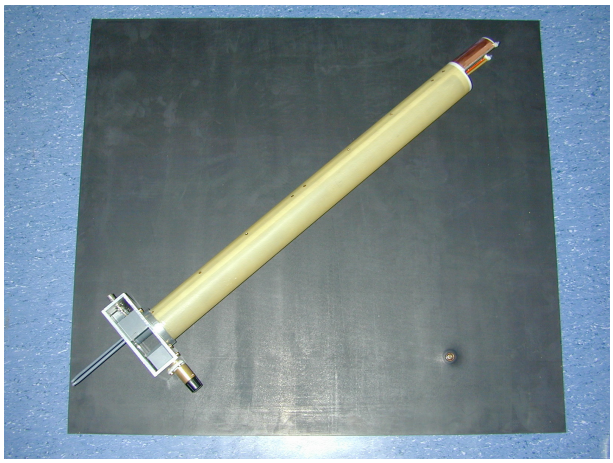


Abbildung 3.22: Gesamtansicht des *in vivo*-Probenkopfes. Von links unten nach rechts oben: Trimmerwellen, Basis mit Anschlüssen und Positionierschraube, Probenkopfrohr, Oberflächenspule.

In Abbildung 3.22 ist der gesamte Probenkopf in der Übersicht zu sehen. Der Sockel besteht aus einem Aluminiumgehäuse, in das die beiden BNC-Anschlussbuchsen verschraubt sind. Im Inneren befinden sich PVC-Formteile, die zur Führung einer Tierschiene dienen. Zum Transport und zur Positionierung der Tierschiene befindet sich an der Rückseite des Pro-

benkopfes ein Zahnrad, welches von außen mit einer Stellschraube gedreht werden kann. Auf eine weitgehende Kompatibilität mit den Tierschienen von Bruker wurde geachtet und es ist lediglich ein Austausch der Zahnstange an den Schienen nötig, um diese zu gewährleisten. Das äußere Probenkopfrohr besteht aus glasfaserverstärktem Plastik (GFP), welches eine hohe Stabilität mit geringem Eigengewicht bei geringen Wandstärken von nur 1 mm verbindet.

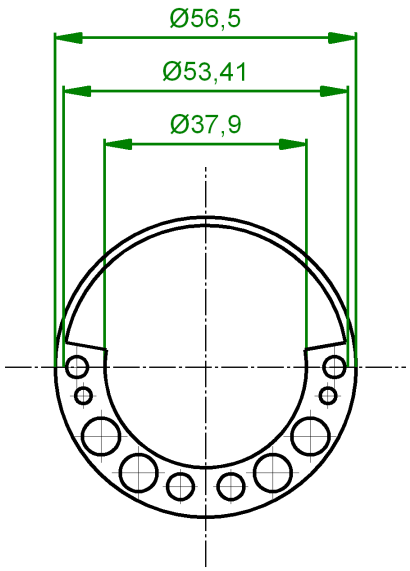
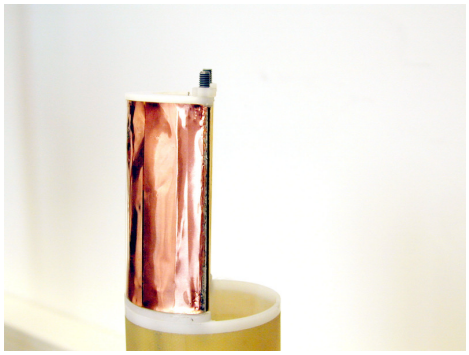


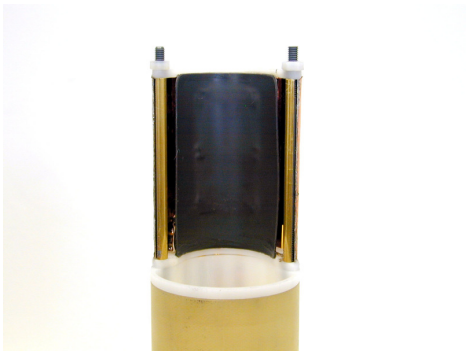
Abbildung 3.23: Schematische Draufsicht auf den Probenkopf mit Maßen und Bohrungen für HF-Zuleitungen, Trimmerwellen und Verschraubungen (von der Mitte nach außen).

Im Inneren des Probenkopfrohres befindet sich ein durchgehendes POM-Formteil, das genau an die Tierschienen angepaßt ist und zusätzlich Durchführungen für die HF-Zuleitungen mit Baluns, Trimmerwellen, um die Resonatoren von außerhalb des Magneten abstimmen zu können und Verschraubungen des Resonators enthält. In Abbildung 3.23 ist eine schematische Draufsicht auf den Probenkopf gezeigt, auf der auch das erweiterte Probenvolumen im Vergleich zu einem herkömmlichen Probenkopf, der lediglich über eine zentrale 37,9 mm-Bohrung verfügt, zu erkennen ist. Auf

diesen oberen Abschluß des Probenkopfes wird die in Kapitel 3.3.2 beschriebene Oberflächenspule aufgesetzt, wie in Abbildung 3.24 zu sehen ist.



(a) Seitenansicht der Oberflächenspule



(b) Frontalansicht der Oberflächenspule

Abbildung 3.24: Oberes Ende des Probenkopfes und Oberflächenspule. (a) zeigt die seitliche Ansicht der Oberflächenspule, die nur das halbe Volumen umspannt, um mehr Raum für die Tiere zu bieten. (b) ist eine frontale Ansicht der Spule. Der Schwingkreis liegt hinter der grauen PVC-Verkleidung.

Abbildung 3.24a zeigt hierbei eine seitliche Ansicht, auf der zu erkennen ist, daß das gesamte Spulengehäuse nur in etwa die Hälfte des zur Verfügung stehenden Volumens umspannt und somit mehr Platz für die unten beschriebene erweiterte Tierschiene bietet. Abbildung 3.24b zeigt eine direkte Draufsicht auf die Spule von der Seite des Probenkopfes, auf der sich das Meßobjekt befindet.

Die erweiterte Tierschiene, die in Abbildung 3.25 gezeigt ist, kann an der in Abbildung 3.24 gezeigten Oberflächenspule im Gegensatz zu den üblichen Volumenresonatoren vorbeigeschoben werden, so daß sich das gesamte Tier, insbesondere das Rückenmark, untersuchen läßt. Die Tierschiene bietet in Analogie zu den von BRUKER gelieferten Schienen am oberen Ende einen umschlossenen Bereich, in dem das Tier an den Schneidezähnen fixiert und unter Isofluorannarkose gehalten werden kann. Abgriffe für das EKG oder einen Atmentrigger werden nach unten aus dem Magneten geführt.

Der große Vorzug dieser Anordnung ist es, daß das Tier sowohl auf dem Bauch als auch auf dem Rücken liegend an jeder Stelle des Körpers untersucht

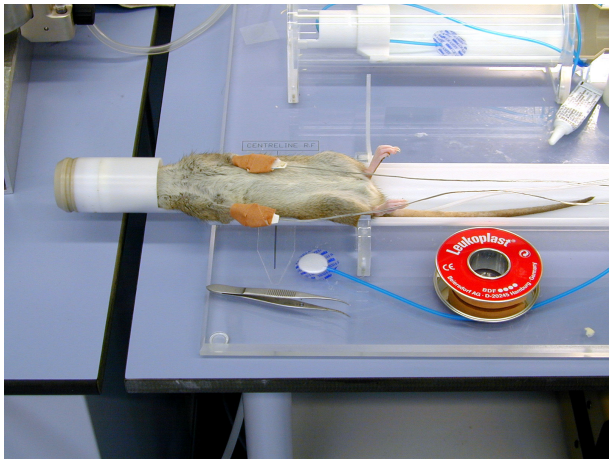


Abbildung 3.25: Erweiterte Tierschiene mit Ratte. Der Kopf der Ratte befindet sich in einer Umschließung, in der die Ratte unter Isofluorannarkose gehalten werden kann. An den beiden Vorderpfoten befinden sich Abgriffe für ein EKG.

werden kann. Es wurde auch eine Schiene entworfen, die dem POM-Formteil (siehe Abbildung 3.23) angepaßt ist und somit eine umgekehrte Positionierung des Tieres im Bezug zur Spule verglichen mit den klassischen Schienen erlaubt.

Ergebnisse der Messungen

Der neue Probenkopf wurde an Ratten mit einem Gewicht von ca. 150 g getestet. Vorrangiges Ziel des Projektes, für das der Probenkopf entwickelt wurde, war die Bildgebung am Rückenmark der Ratte. Abbildung 3.26 zeigt eine FLASH-Aufnahme [24] des Rückenmarks einer gesunden Ratte bei 17,6 T. Die Bildgebungssequenz verwendete eine Repetitionszeit (TR) von 100 ms und eine Echozeit (TE) von 2,75 ms. Das Sichtfeld (FoV) wurde zu 24×24 mm^2 gewählt bei einer Matrixgröße von 192×192 Punkten, was eine Auflösung in der Schicht von 125×125 µm^2 ergibt. Die Schichtdicke betrug 500 µm und es wurde 32 mal gemittelt.

Um Bewegungsartefakte zu vermeiden, wurde die Messung mit einer EKG- und Atemtriggereinheit der Firma Rapid Biomedical durchgeführt, so daß alle Aufnahmen an die Vitalfunktionen der Ratte angepaßt werden

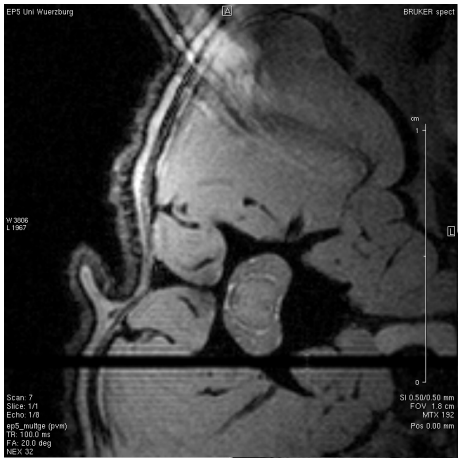


Abbildung 3.26: ^{1}H-FLASH-Bild vom lumbalen Rückenmark einer Ratte. Die zu erkennenden Einfaltungen wurden außerhalb des Rückenmarks bewußt in Kauf genommen, um die Größe des Sichtfeldes klein wählen zu können. Das Bild wurde mit TR = 100 ms, TE = 2,75 ms, FoV = 24 × 24 mm^2, Matrix = 192 × 192, Schichtdicke = 500 µm und 32 Mittelungen aufgenommen.

konnten. Bei dem oben genannten Datensatz handelt es sich nicht um ein einzelnes Gradientenechobild, sondern ein Multigradientenecho, bei dem mehrere Echos hintereinander ausgelesen werden. In diesem Fall wurden insgesamt acht Echos akquiriert mit einem zeitlichen Abstand zwischen den Echos von 3,9 ms. Somit entstand eine Bilderserie mit acht Bildern. Wenn man an diese mit einem exponentiellen T_2^*-Zerfall (siehe 2.3) anfittet, läßt sich die in Abbildung 3.27 gezeigte T_2^*-Karte über das Rückenmark erstellen.

Zusammenfassung

Der neue Aufbau erlaubt *in vivo*-Untersuchungen an Ratten bis zu einem Gewicht von ca. 150 g. Durch das erweiterte Platzangebot werden auch Studien des Rückenmarks oder anderer innerer Organe ermöglicht, die mit den bisher verfügbaren Anordnungen bei 17,6 T nicht möglich waren.

In dem Probenkopf wurden triaxiale Baluns implementiert. So wurden optimierte Mehrkanalanordnungen ermöglicht, wie auch die in der im Rahmen dieser Doktorarbeit betreuten Diplomarbeit von Daniel Gareis [34] entwickel-

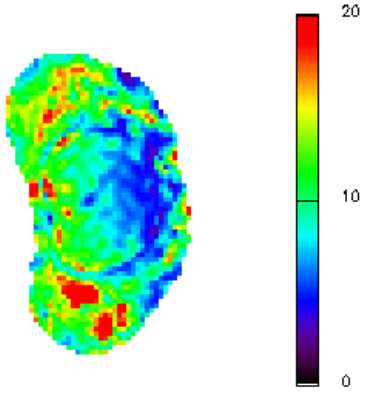


Abbildung 3.27: T_2^*-Karte des lumbalen Rückenmarks einer gesunden Ratte bei 750 MHz. Die Zeitangaben der Farbskala sind in Millisekunden. Die Karte wurde mit einer Multigradientenechosequenz mit 8 Echos akquiriert unter Verwendung folgender Parameter: TR = 100 ms, TE = 2,75 ms für das erste Echo und jeweils 3,9 ms zwischen den einzelnen Echos, FoV = 24×24 mm^2, Matrix = 192×192, Schichtdicke = 500 µm und 32 Mittelungen.

ten. Das Tierschienensystem ist weitgehend kompatibel zu dem von BRUKER verwendeten, so daß sowohl für das neue System entwickelte Schienen mit kommerziellen Probenköpfen genutzt werden können als auch umgekehrt die kommerziellen Schienen in dem hier vorgestellten Probenkopf Anwendung finden können.

In den bereits durchgeführten Studien an Ratten, sowie in ersten Experimenten mit Mehrkanalresonatoren, konnte die Funktionalität des Probenkopfes bereits erfolgreich nachgewiesen werden.

3.4.2 Modularer Probenkopf

Der im folgenden vorgestellte modulare Probenkopf wurde für das Gradientensystem mit 1 $\frac{\mathrm{T}}{\mathrm{m}}$ und 40 mm Innendurchmesser entwickelt. Es sollen das generelle Konzept, das Design und der Prototyp vorgestellt werden; detailliertere Konstruktionszeichnungen finden sich in Anhang B.2.

Konzept und Design

Der neuentwickelte Probenkopf besteht aus einzelnen Modulen, z.B. auf eine bestimmte Frequenz abgestimmt HF-Kanalmodule, die kombiniert werden, um eigenständig einen Probenkopf zu bilden, oder auf eine gemeinsame Basis gesteckt werden. Der modulare Aufbau erlaubt je nach Anforderung die Kombination verschiedener Kanäle. Die Anzahl der gleichzeitig einsetzbaren Kanäle hängt vor allem von dem verfügbaren Platz in der Magnetbohrung und der Realisierung der Probenkopfbasis ab.
Ein HF-Kanalmodul ist ein unter Umständen selbst modulares Segment des Probenkopfes, das eine HF-Zuleitung enthält und gegebenenfalls auch einen Balun [23], einen Vorverstärker oder ein HF-Ankoppelnetzwerk. Verlängerte Wellen und andere Zugriffsmöglichkeiten auf die elektronischen Bauteile im Ankoppelnetzwerk werden durch das Kanalmodul entlang der HF-Leitung geführt.

Die Funktionalität eines Kanalmoduls kann allerdings auch die reine Kombination von Balun und Ankoppelnetzwerk übersteigen und beispielsweise einen Resonator enthalten. Das Deuterium-Lock, welches im folgenden am Prototyp beschrieben wird, ist ein Beispiel dafür.
Wendet man das modulare Konzept auch über HF-Kanäle hinaus an, so können auch zusätzliche Module für Tierbeherbergung oder eine Klimakammer realisiert werden. Ebenso ist jegliche Form von Sensorik, Zuleitungen oder Kontrollen möglich.
In dem unten gezeigten Prototyp wird ein Sockel als Probenkopfbasis verwendet, der Stecker für die einzelnen Kanäle sowie die Kontrollelemente enthält und als mechanische Verbindung dient. Die für ein Experiment gewählten Kanalmodule werden in den Sockel gesteckt; die HF-Zuleitung kann über einen Koaxialstecker verbunden werden und die verlängerten Wellen des Ankoppelnetzwerks werden von federgelagerten Gegenstücken aufgenommen. Die Kombination aus den Kanälen kann als mechanischer Träger für den HF-Resonator und die Probe dienen.

Das gleiche Konzept ist auch ohne einen Sockel, d.h. ohne Basis, reali-

sierbar, indem man die Kanalmodule auf andere Weise zu einem Probenkopf zusammenfügt. Dann stellen die Module selbst Steckverbinder für die HF-Zuleitung des Senders und die Empfangskanäle des NMR-Spektrometers zur Verfügung.
Desweiteren kann die Probenkopfbasis die Funktion als rein mechanische Unterstützung und elektrische Verbindung wie oben beschrieben übersteigen. Die Basis kann sich bis zur Probe hinauf erstrecken und zum Träger für einen Resonator oder die Probe werden. Sie kann auch weitere Vorrichtungen wie Systeme zur Tierbeherbergung, Klimakammern oder zusätzliche Sensorik enthalten. Somit werden diese Elemente Teil der Basis im Gegensatz zu der zuvor aufgezeigten Möglichkeit, sie als basisunabhängige Module zu realisieren. Eine solche Basis bildet dann den Hauptteil des Probenkopfes und die zusätzlichen Kanalmodule, die je nach Bedarf hinzugefügt werden, üben keine oder nur geringe mechanische Funktion aus.

Natürlich ist ein Kanalmodul nicht zwingend auf eine bestimmte Basis festgelegt, sondern kann zur Verwendung mit verschiedenen Basen ausgelegt sein, welche für verschiedene Anwendungen optimiert sind.

Prototyp: Vierkanalprobenkopf

Der Prototyp hat eine Gesamtlänge von ca. 60 cm, einen Außendurchmesser von 40 mm und besteht aus drei wesentlichen Komponenten, der Basis, den Kanalmodulen und dem Abschirmrohr, die in Abbildung 3.28 zu sehen sind.

Die Basis ist ein Sockel (Abbildung 3.29), der Durchführungen für die Leiter aufweist: die silbernen BNC-Stecker am unteren Ende des Sockels sind mit 50 Ω-Kabeln mit kleinen goldenen (MCX-)Steckern am oberen Ende verbunden. Die Wellen der Trimmerkondensatoren, die aus den Kanalmodulen herausragen, werden von einer Lagerung im Sockel aufgenommen. Durch die federnd gelagerten Aufnahmen wird sichergestellt, daß beim Zusammenbau auf die Trimmer keine größeren mechanischen Kräfte ausgeübt werden und weiterhin die Wellen, falls sie verdreht aufgesteckt werden, trotzdem in die Führungen einrasten.

Abbildung 3.28: Der modulare Probenkopf besteht aus folgenden Elementen: einem oberen und unteren Abschirmrohr (oben im Bild), mehreren Kanalmodulen und einem Sockel (unten rechts mit einem gesteckten Kanalmodul).

Die Ankoppelnetzwerke befinden sich an den oberen Enden einzelner modularer Kanäle, wie in Abbildung 3.30 zu sehen ist. Die Platzierung im Inneren des Probenkopfes führt zu einer besseren elektromagnetischen Entkopplung dieser Netzwerke vom Resonator selbst und erlaubt eine optimale Nutzung des Raums bei größeren Resonatordesigns. Eine Kopplung zwischen den Ankoppelnetzwerken wird durch die abschirmenden Seitenwände der Kanalmodule verhindert. Die Module enthalten ein koaxiales 50 Ω-Semi-Rigid-Kabel, das am unteren Ende mit MCX-Buchsen verlötet ist, die auf entsprechende Stecker im Sockel passen (Abbildung 3.29). Am oberen Ende befindet sich ein triaxialer Balun, der die Spannungen zum Resonator hin ausbalancieren und gleichzeitig Mantelwellen auf den Leiterstücken unterhalb verhindern soll [23]. Nachdem die Länge der Baluns von ihrer Arbeitsfrequenz abhängt, müssen diese für genau einen Kern bei einer gegebenen Flußdichte $\vec{B_0}$ ausgelegt werden. Von den Ankoppelnetzwerken führen versilberte Drähte nach oben zum Resonator. Dort werden sie mit Klemmbuchsen (Roschibuchsen, Bruker) angeschlossen und fixieren damit den Resonator.

Letztlich wird der Probenkopf von einem Außenrohr aus Kupfer umschlossen, sobald die Kanalmodule zusammengesteckt wurden (siehe Abbil-

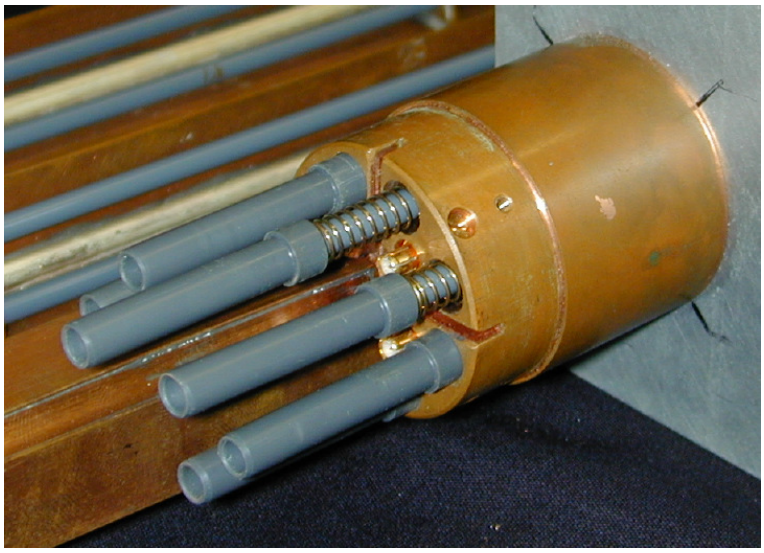


Abbildung 3.29: Probenkopfsockel mit einem gesteckten Kanalmodul. Bei den vorderen grauen Aufnahmen für die verlängerten Trimmerwellen sind die Lagerfedern zu erkennen. Die Kanalmodule rasten in den Kerben und auf den goldenen MCX-Steckern ein.

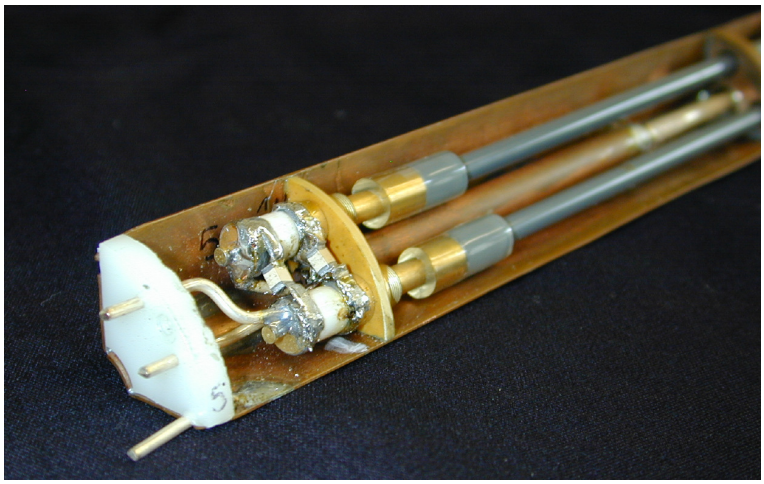


Abbildung 3.30: Die Ankoppelnetzwerke befinden sich innerhalb der Kanalmodule. Nach oben zum Resonator hin wird das Signal über silberummantelte Kupferdrähte geführt. Unterhalb der variablen Kondensatoren sind die verlängerten Wellen zur Abstimmung von außen sowie der Balun (kupferfarbenes Rohr in der Mitte) zu erkennen.

dung 3.31). Der Probenkopf besteht im wesentlichen aus Kupfer, um einen optimalen elektrischen Kontakt aller Bauteile sicherzustellen, die sich auf einer gemeinsamen elektrischen Masse befinden sollen, um so Potentialgefälle über das Gesamtsystem zu vermeiden. Lediglich am oberen Ende des Probenkopf ist das Kupferrohr durch einen GFK-Zylinder ersetzt, der mit einer 7 µm dicken Kupferfolie beklebt wurde. Diese Dicke schirmt hochfrequente Strahlung ab, ist aber geringer als die durchschnittliche Eindringtiefe der Wirbelströme, die durch Gradientschaltungen verursachten werden und in massivem Kupfer auftreten würden (siehe Kapitel 3.2.2).

Abbildung 3.31: Vollständig zusammengebaueter Probenkopf mit Resonator, Abschirmung des Ankoppelnetzwerks, Außenrohr und Sockel (von links nach rechts).

Es wurden Kanalmodule für ^{1}H (doppelt für Quadratur), ^{13}C, ^{19}F, ^{23}Na und ^{31}P gebaut, sowie ein generisches ohne Balun, von denen je 4 zu einem Probenkopf zusammengestellt werden können. Weiterhin existiert ein ^{2}D-Modul, in dem eine kleine Deuteriumprobe direkt in einem Solenoiden innerhalb des Moduls platziert werden kann, um ein Locksignal für ein Deuteriumlock abgreifen zu können. Auf diese Weise können Experimente, die das Deuteriumlock des NMR-Systems verwenden, um Veränderungen in der $\vec{B}_0$-Flußdichte während Langzeitstudien zu kompensieren, ohne die Notwendigkeit, die Probe zu deuterieren und einen dedizierten ^{2}D-Resonator oder eine ^{2}D-Resonanzmode im Hauptresonator zu besitzen, durchgeführt werden.

Ergebnisse der Messungen

Da ein modulares System mehrere Steckverbindungen benötigt, wurden mögliche dadurch bedingte Signalreflektionen mit Hilfe eines 8712ET Vektornetzwerkanalysators von AGILENT mit einer Fehlstellenlokalisierungsoption (SRL, *Structural Return Loss*) untersucht. Abbildung 3.32 zeigt die Reflektionen entlang des Signalwegs beginnend bei den äußeren BNC-Buchsen (Marker 1) und durch den zwischen der Basis und den Modulen sitzenden MCX-Verbinder (Marker 2). Im Inneren des Probenkopfes war die stärkste detektierbare Reflektion 9 dB (das heißt, einen Faktor 8) schwächer als die an den äußeren BNC-Verbindern auftretende, was zeigt, daß der realisierte modulare Aufbau Qualität und Benutzerfreundlichkeit gut vereint.

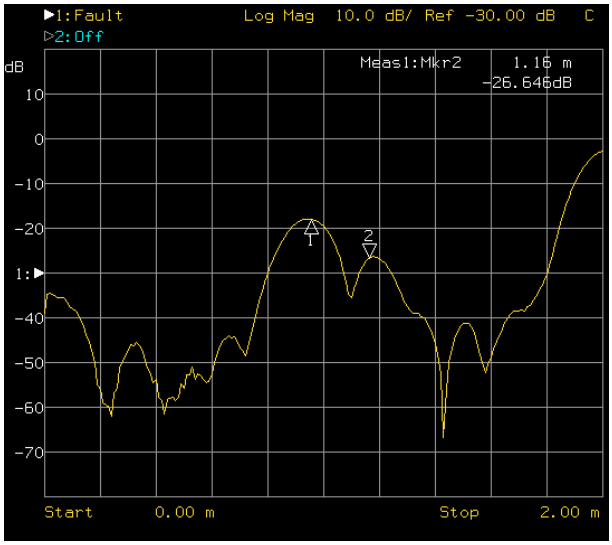


Abbildung 3.32: Fehlstellenlokalisierung mittels eines Netzwerkanalysators. Die Ordinate zeigt die reflektierte Leistung in [dB]. Zu sehen sind bei Marker 1 der äußere BNC-Verbinder des Probenkopfes und bei Marker 2 der innere MCX-Verbinder der Kanalmodule.

Erste Bildgebungsexperimente wurden bei 17,6 T mit einem 10 mm-Birdcage-Resonator an einem Phantom durchgeführt, um die Funktionalität des Probenkopfes zu untersuchen. Das Phantom bestand aus drei 1 mm-NMR-Glasröhrchen, die Wasser mit drei verschiedenen Konzentrationen ($0,1\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$, $1,0\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ und $10\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$) von Gd-DTPA (Gadolinium-DTPA,

ein organischer Komplex, der aufgrund seiner paramagnetischen Eigenschaften zu einer Verkürzung der Relaxationszeiten führt) enthielten und alle in einem 5 mm-NMR-Röhrchen mit reinem Wasser standen. Dieses 5 mm-NMR-Röhrchen befand sich wiederum in einem 10 mm-NMR-Röhrchen mit reinem Wasser. Das in Abbildung 3.33 gezeigte NMR-Bild wurde mit einer FLASH-Sequenz [24] akquiriert. Die Repetitionszeit (TR) betrug 100 ms, die Echozeit (TE) 1,9 ms, das Sichtfeld (FoV) 12×12 mm^2, die Matrixgröße 128×128, die Schichtdicke 1,0 mm und es wurden 32 Mittelungen durchgeführt. Insbesondere bei der höchsten ($10\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$) Konzentration von Gd-DTPA ist eine Verschiebung der Signalposition klar zu erkennen.

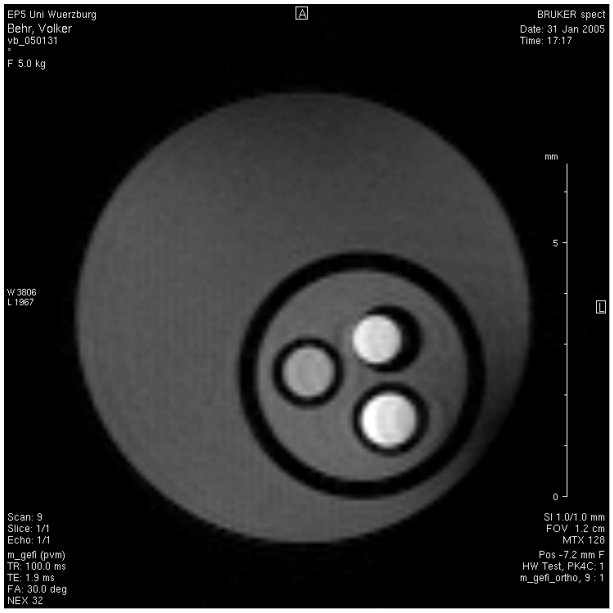


Abbildung 3.33: ^{1}H-FLASH-Bild eines Phantoms bestehend aus einem 10 mm-Röhrchen, welches ein 5 mm-Röhrchen enthält (beide gefüllt mit Wasser). Im Inneren des 5 mm-Röhrchens befinden sich drei 1 mm-Röhrchen mit Wasser, dem Gd-DTPA zugesetzt wurde (links beginnend und dann gegen den Uhrzeigersinn: $0,1\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$, $1,0\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ und $10\ \frac{\text{mmol}}{\text{l}}$). Folgende Parameter wurden für die Messung verwendet: TR = 100 ms, TE = 1,9 ms, FoV = 12×12 mm^2, Matrix = 128×128, Schichtdicke = 1,0 mm, 32 Mittelungen. Aufgrund der sehr hohen Ionenkonzentration kommt es zu einem Signalverlust im zentralen Röhrchen.

In weiteren Experimenten wurde ein doppeltresonanter 10 mm-Vierbeinbirdcageresonator mit Resonanzmoden bei 750 MHz (^{1}H bei 17,6 T) und 198,2 MHz (^{23}Na bei 17,6 T) eingesetzt. Als Phantom wurden zwei konzentrisch angeordnete NMR-Glasröhrchen mit 5 mm und 10 mm Durchmesser verwendet, die mit 200 $\frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ respektive 100 $\frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ NaCl (Kochsalz) in wässriger Lösung gefüllt waren. Das Protonenbild wurde mit einer FLASH-Sequenz mit einem TR von 80 ms, einem TE von 3,0 ms, einem FoV von 13×13 mm^2, einer Matrixgröße von 128×128 und einer Schichtdicke von 0,5 mm akquiriert. Für die Natriumexperimente wurden die Parameter TR zu 40 ms, TE zu 2,6 ms und FoV zu 16×16 mm^2 sowie eine Matrix von 64×64 Punkten und eine Schichtdicke von 3,0 mm gewählt und 128 mal gemittelt. In den Natriumbildern in Abbildung 3.34 kann die unterschiedliche NaCl-Konzentration in den beiden Lösungen deutlich unterschieden werden. Im Protonenbild in Abbildung 3.35 erscheint das innere Röhrchen mit 200 $\frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ NaCl jedoch aufgrund der hohen Leitfähigkeit der Probe durch die hohe Ionenkonzentration dunkel.

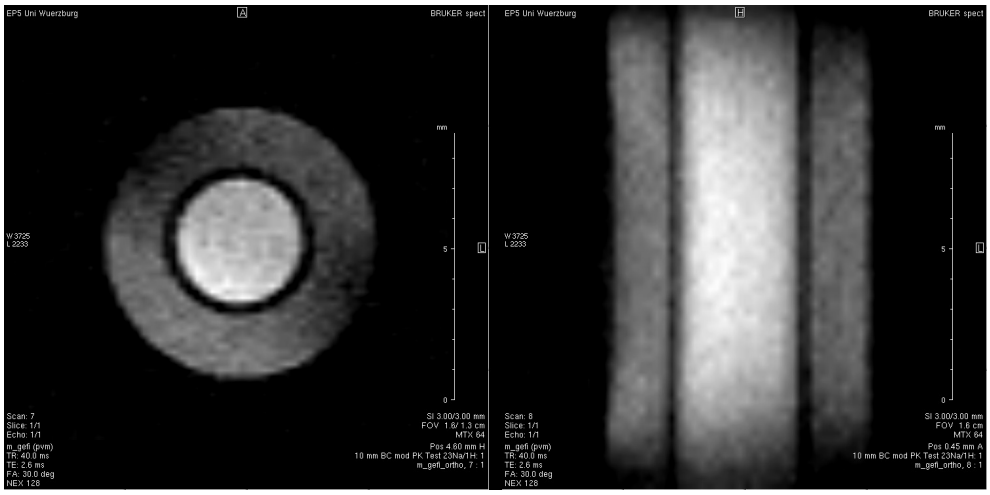


Abbildung 3.34: ^{23}Na-FLASH-Bilder eines Phantoms bestehend aus 2 konzentrischen Röhrchen mit 5 mm und 10 mm Durchmesser und gefüllt mit 200 $\frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ bzw. 100 $\frac{\text{mmol}}{\text{l}}$ NaCl in wässriger Lösung bei 17,6 T. Folgende Parameter wurden verwendet: TR = 40 ms, TE = 3,0 ms, FoV = 16×16 mm^2, Matrix = 64×64, Schichtdicke = 3,0 mm, 128 Mittelungen.

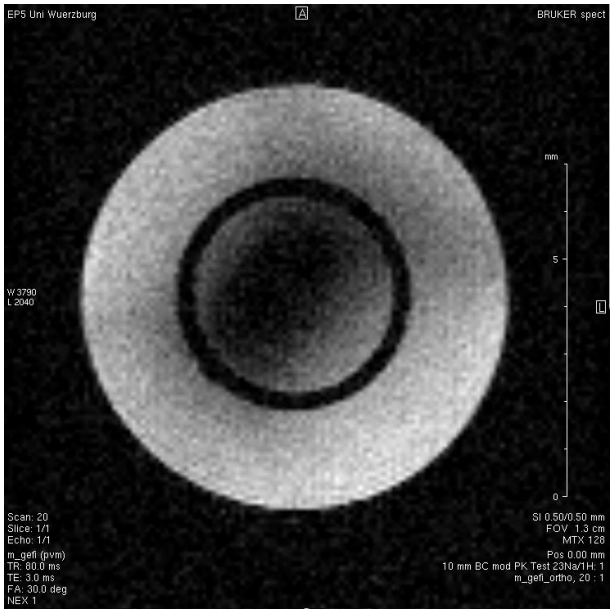


Abbildung 3.35: ^{1}H-FLASH-Bild desselben Phantoms wie in Abbildung 3.34 bei 17,6 T. Die gewählten Parameter waren: TR = 80 ms, TE = 3,0 ms, FoV = 13×13 mm^2, Matrix = 128×128, Schichtdicke = 0,5 mm. Aufgrund der sehr hohen Ionenkonzentration kommt es zu einem Signalverlust im zentralen Röhrchen.

Außerdem wurde ein FLASH-Bild von den Stengeln frisch gepflückter Wiesenpflanzen aufgenommen mit TR = 80 ms, TE = 4,9 ms, FoV = 13 $\times$ 13 mm^2, einer 256×256 Punkte großen Matrix, einer Schichtdicke von 0,5 mm und 16 Mittelungen. Für dieses, in Abbildung 3.36 zu sehende Bild, wurde der Protonenkanal des oben beschrieben doppeltresonanten Birdcages genutzt.

In allen NMR-Experimenten erwies sich der modulare Probenkopf als problemlos anwendbar und lieferte qualitativ vergleichbare Ergebnisse zu nichtmodularen Probenköpfen.

Alternative Anwendungen

Eine weitere mögliche Anwendung ist ein modularer Klimakammerprobenkopf, dessen prinzipieller Aufbau im folgenden skizziert wird. Dieser Probenkopf besteht aus vier verschiedenen Komponenten: einer Basis, zwei auswech-

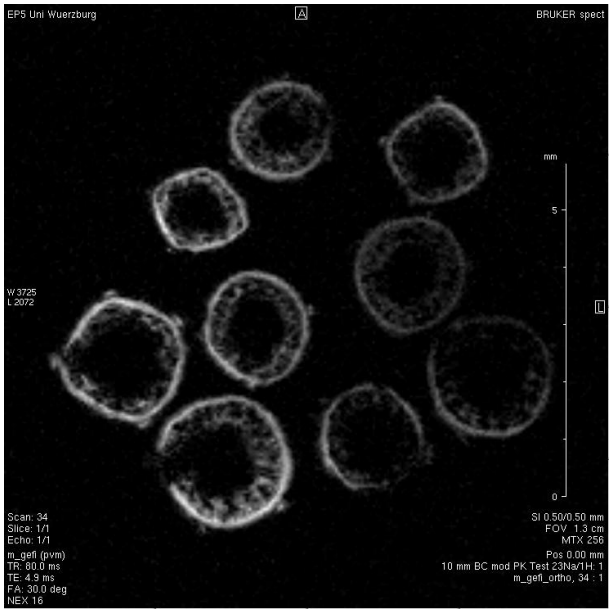


Abbildung 3.36: ^{1}H-FLASH-Bild von frisch gepflückten Pflanzenstengeln bei 750 MHz. Folgende Parameter wurden verwendet: TR = 80 ms, TE = 4,9 ms, FoV = 13×13 mm^2, Matrix = 256×256, Schichtdicke = 0,5 mm, 16 Mittelungen.

selbaren Kanalmodulen, einer äußeren Abschirmung und der Klimakammer selbst. Die Abschirmung wird entsprechend der oben für den Vierkanalprobenkopf beschriebenen realisiert.

Im Vergleich zu obigem Prototyp wird die Basis durch ein zentrales, stabilisierendes Rohr verlängert, um das herum die Kanalmodule sowie weitere Zuführungen platziert werden. Das zentrale Rohr nimmt auch die Proben- bzw. Pflanzenröhrchen auf, für welche ein zylindrisches Volumen mit 16 mm Durchmesser zur Verfügung steht. Aufgrund der größeren räumlichen Anforderungen finden nur noch drei Module um das zentrale Rohr herum Platz. Diese werden demzufolge als 120°-Segmente realisiert. Eines dieser Segmente ist Teil der Basis und enthält die Zuführungen für die Klimakammer, im besonderen eine Luftzu- und abfuhr, ein Kabel für einen Temperaturfühler und einen Luftfeuchtigkeitssensor sowie ein Glasfaserkabel zu einem Photosensor, der die Beleuchtung innerhalb der Klimakammer mißt.

Als oberer Abschluß dient ein Teflon-Sockel, der auf den Probenkopf

nach dem Einsetzen der Kanalmodule aufgesteckt wird und luftdichte Durchführungen für die Anschlüsse des Resonators sowie die Luft- und Sensorzuführungen enthält. Auf diesem Sockel befindet sich die Klimakammer selbst; sie kann beispielsweise als Plexiglasrohr mit metallbedampfter Innenseite und einer abschließenden Glasplatte an der Oberseite realisiert werden. Die Glasplatte dient als luftdichte und lichtdurchlässige Versiegelung.

Zusammenfassung

Der modulare Aufbau erlaubt eine universelle Anwendbarkeit des Probenkopfes in der NMR. Insbesondere die einfache Modifizierbarkeit durch den Anwender ist von großem Vorteil für den praktischen Einsatz.
Im Gegensatz zu bereits vorhandenen Systemen ist es somit nicht notwendig, für jedes Experiment einen eigenen Probenkopf zu kaufen oder zu bauen, sondern ein einzelner Probenkopf kann entsprechend angepaßt werden.
Dieser Vorteil tritt besonders bei der gleichzeitigen Messung an verschiedenen Kernen zu Tage. Es ist möglich, die benötigten Kanalmodule zu kombinieren, anstatt für jede Anwendung und Kombination einen eigenen Probenkopf vorzuhalten. Desweiteren sind spezielle Probenkopfvarianten wie Klimakammer- und Tierprobenköpfe nicht mehr auf eine vorher ausgewählte Kombination von Kanälen festgelegt, sondern können jederzeit mit den gewünschten Kanalmodulen ausgestattet werden.

Das modulare Konzept resultiert somit in geringeren Kosten für die Meßapparatur, selbst bei nur wenigen verschiedenen Experimenten und erlaubt dem Experimentator größere Flexibilität. Beispielsweise bietet ein Vierkanalprobenkopf mit einem Set von acht Kanalmodulen rund 70 grundsätzlich verschiedene Konfigurationen des Probenkopfes. Ähnliche Vorteile ergeben sich für alle anderen Probenkopfvarianten wie z.B. den Klimakammerprobenkopf.

Experimente mit dem Prototyp des Vierkanalprobenkopfs wurden erfolgreich durchgeführt und in realen NMR-Experimenten Ergebnisse erzielt, die vergleichbar sind zu denen nicht-modularer Probenköpfe.

3.5 Diskussion und Ausblick

Die oben vorgestellten Resonatoren und die damit erzielten Ergebnisse zeigen, daß sich auch bei Frequenzen bis zu 750 MHz Resonatordesigns optimieren lassen, so daß gute Homogenitäten und Sensitivitäten erzielt werden können. Dabei müssen jedoch einige spezielle Anforderungen bei diesen hohen Frequenzen berücksichtigt werden. Beispielsweise sollen oft Objekte wie Mäuse oder Pflanzen abgebildet werden, die bestimmte geometrische Anforderungen stellen. Dadurch bedingt müssen Leiterbahnen genauso lang ausgelegt werden, wie bei schwächeren Systemen, wodurch sich zwei Herausforderungen stellen: erstens treten aufgrund dessen, daß die Längen der Leiterbahnen in die Größenordnung der Wellenlänge kommen, störende Effekte durch merkliche Phasenvariationen entlang der Beine auf. Dem kann durch mehrfache Unterbrechung der freien Leiterstücke durch Kondensatoren entgegengewirkt werden. Zum Zweiten müssen die Kapazitäten der eingesetzten Kondensatoren sehr klein gewählt werden, um die hohen Frequenzen zu erreichen, da die Selbstinduktivitäten der Leiterstücke nicht reduziert werden können. Damit gewinnen jedoch Streukapazitäten an Bedeutung: Kapazitäten, die sich zwischen der Abschirmung und den leitendenden Elementen über die Isolierungen hinweg aufbauen, sind jetzt von vergleichbarer Größe zu den verbauten Kapazitäten und nehmen dadurch starken Einfluß auf den Schwingkreis. Dies läßt sich prinzipbedingt nicht vermeiden, jedoch müssen diese Kapazitäten schon bei der Planung der Schwingkreise mit berücksichtigt werden. Neben den in dieser Arbeit vorgestellten Resonatoren, ist auch die Übertragung von *Phased Arrays* in diesen Frequenzbereich von Interesse, was separat im Rahmen einer mitbetreuten Diplomarbeit [34] untersucht wurde.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wurden zwei Probenköpfe vorgestellt. Der *in vivo*-Probenkopf bietet ein erweitertes Raumangebot für größere Tiere sowie die elektrischen Erfordernisse für Mehrkern- und Quadraturuntersuchungen (Baluns). Dabei ist er voll kompatibel zu dem kommerziell erhältlichen Tierschienensystem von Bruker und kann mit allen für dieses System ent-

wickelten Resonatoren eingesetzt werden. Seine Alltagstauglichkeit zeigt sich in diversen Tierstudien, in denen er Verwendung fand und findet.
Der modulare Probenkopf zeigt ein neuartiges Konzept auf, mit dem sich eine weit erhöhte Flexibilität gegenüber konventionellen Probenköpfen ergibt. Insbesondere bei der Verwendung von zusätzlicher Sensorik oder immer gleichen zusätzlichen Aufbauten kann er seine Stärken ausspielen und ermöglicht eine vergrößerete Variabilität der zu untersuchenden Kerne. In mehreren Experimenten wurde gezeigt, daß durch das modulare Konzept keine Nachteile im Vergleich zu den bisherigen statisch konfigurierten Probenköpfen auftreten. Das neuartige Konzept und seine Realisierung wurden zur Patentierung angemeldet.

Die hier gezeigten Entwicklungen stellen ein gutes Portfolio an erstklassigen Meßanordnungen für Hochfeldsysteme zur Verfügung. Desweiteren bieten sie eine gute Grundlage für weitere Entwicklungen bei Hochfeldsystemen: resonatortechnisch ist insbesondere die Optimierung von Quadraturresonatoren für Hochfeldsysteme von Interesse, da diese einen SNR-Gewinn von bis zu einem Faktor $\sqrt{2}$ versprechen. Allerdings reagieren sie durch ihre zusätzliche Elektronik und Funktionsweise deutlich empfindlicher auf die Auswirkungen der oben beschriebenen Streukapazitäten.
Bei den Probenköpfen sollte das modulare Konzept auf funktionale Probenköpfe, wie z.B. einen Klimakammerprobenkopf, angewandt werden, um seine Vorzüge vollständig nutzen zu können.

Kapitel 4

Magnetische Flußleiter

4.1 Motivation

Hochfrequenzflußleiter bieten neue Möglichkeiten in NMR-Experimenten; zum Beispiel den Transport von magnetischem Fluß von einem Meßobjekt zu einer entfernten Empfangsspule im Inneren eines 0,5 T-Ganzkörpertomographen, wie von Wiltshire et al. gezeigt wurde [35]. Regionen in Proben, welche auf andere Weise nur schwer zugänglich sind, können mit einem dünnen zylindrischen Flußleiter erreicht werden. Sowohl die Anregung als auch das empfangene Signal in NMR-Experimenten können über diese Flußleiter mit nur minimalen Verlusten transportiert werden. In dieser Arbeit wurde ein auf die Larmorfrequenz von ^{31}P bei 2 T (34,52 MHz) abgestimmter Flußleiter eingesetzt, um mögliche Einsatzgebiete zu bestimmen.

4.2 Grundlagen

Flußleiter basieren auf magnetisch mikrostrukturierten Materialien, die aufgrund ihrer intrinsischen induktiven und kapazitiven Eigenschaften selbstresonant sind. Eine Realisierung eines solchen Materials ist der *Swiss Roll Capacitor*, der von Pendry et al. in [36] vorgestellt wird. Hierbei ist eine Folie, welche auf einer Seite eine leitfähige Schicht besitzt, spiralförmig um einen

Zylinder gewunden, so daß aufeinanderfolgende leitfähige Schichten voneinander isoliert sind. Ein magnetisches Feld entlang der Zylinderachse induziert nur solche Ströme im Flußleiter, die sich aufgrund der Eigenkapazität der Struktur ausbilden können. Für diese Anordnung haben Pendry und seine Mitarbeiter in [36] die Kapazität C zwischen der ersten und der letzten Windung bestimmt:

$$C = \frac{\epsilon_0}{d(N-1)} = \frac{1}{\mu_0 d c_0^2 (N-1)} \tag{4.1}$$

Hier sind d die Dicke der isolierenden Schicht zwischen den leitfähigen Schichten, N die Anzahl der Windungen und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Da diese Herleitung für ein ideales Material mit einer relativen Dielektrizitätskonstante von 1 durchgeführt wurde, muß in dem Zähler in Gleichung (4.1) ein ϵ_r zu der Dielektrizitätskonstante von Vakuum ϵ_0 hinzugefügt werden, um die realen Materialeigenschaften zu berücksichtigen. μ_0 ist die Permeabilität von Vakuum.

Die Eigenfrequenz dieser Struktur, bei der sie magnetischen Fluß transportiert, liegt bei der Frequenz, bei welcher die effektive Permeabilität divergiert. Diese effektive Permeabilität μ_{eff} [36] läßt sich darstellen als

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F}{1 - \frac{i2\sigma}{\omega r \mu_0 (N-1)} - \frac{1}{2\pi^2 r^3 \mu_0 (N-1)^2 \omega^2 C}} \tag{4.2}$$

wobei σ der Widerstand des Leiters pro Einheitsfläche, i die imaginäre Einheit, ω die Kreisfrequenz und r der Radius des *Swiss Roll Capacitor* sind. F gibt den Anteil der Stuktur an, die aktiv an der magnetischen Flußleitung beteiligt ist. Obwohl es theoretische Berechnungen gibt, muß F im allgemeinen empirisch in echten Meßaufbauten bestimmt werden; allerdings hat F keine Bedeutung für die Bestimmung der Eigenfrequenzen (siehe Gleichung (4.5)).

Wie von Wiltshire et al. gezeigt [35], ist eine weitere Korrektur notwendig, um ein reales System zu modellieren: der Radius r muß durch einen „effek-

tiven“ Radius r_{eff} ersetzt werden, der sich gemäß der folgenden Gleichung errechnet.

$$r_{eff} = r_0 + N\alpha d \tag{4.3}$$

Dabei gibt r_0 den inneren Radius der Struktur an, α ist ein Parameter, der der endlichen Dicke des für den Flußleiter verwendeten Materials Rechnung trägt und N und d sind wie in Gleichung (4.1) definiert. Dieser Parameter muß ebenfalls empirisch ermittelt werden.

Jetzt läßt sich die Eigenfrequenz ω_0 des *Swiss Roll Capacitor* bestimmen. Die effektive Permeabilität μ_{eff} wird für die speziellen ω_0 divergieren, für welche der Term

$$2\pi^2 r_{eff}^3 \mu_0 (N-1)^2 \omega_0^2 C \tag{4.4}$$

zu Null wird (der Nenner des dritten Terms im Nenner von Gleichung (4.2)). Somit ergibt sich ω_0 zu

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{2\pi^2 r_{eff}^3 \mu_0 C (N-1)^2}} = \sqrt{\frac{dc_0^2}{2\pi^2 \epsilon_r (r_0 + N\alpha d)^3 (N-1)}} \tag{4.5}$$

Wie man aus obiger Gleichung ersehen kann, sind die Anzahl N der Windungen sowie der innere Radius r_0 die beiden am einfachsten zugänglichen Parameter, um die Eigenfrequenz des Flußleiters zu verändern. Alle weiteren werden durch die Wahl der Materialien vorgegeben.

4.3 Materialien

Die in dieser Arbeit vorgestellten Flußleiter wurden aus kupferbeschichteter Polyimidfolie der Firma DuPont (ca. 75 µm Kupfer auf einem 100 µm

dicken Substrat) angefertigt. Ein zentraler Stab aus Glas beziehungsweise KRÜLIT-T - einem glasfaserverstärkten Plastik (GFP) der Firma KRÜGER UND SOHN - diente als Former und wurde normalerweise zur Erhöhung der mechanischen Stabilität während der Experimente in dem Flußleiter belassen. Es war kein Einfluß durch die Anwesenheit des Formers auf das elektromagetische Verhalten des Flußleiters beobachtbar. Die Länge betrug 182 mm, der Innendurchmesser 6 mm und der Außendurchmesser 14 mm bei insgesamt 30 Windungen.

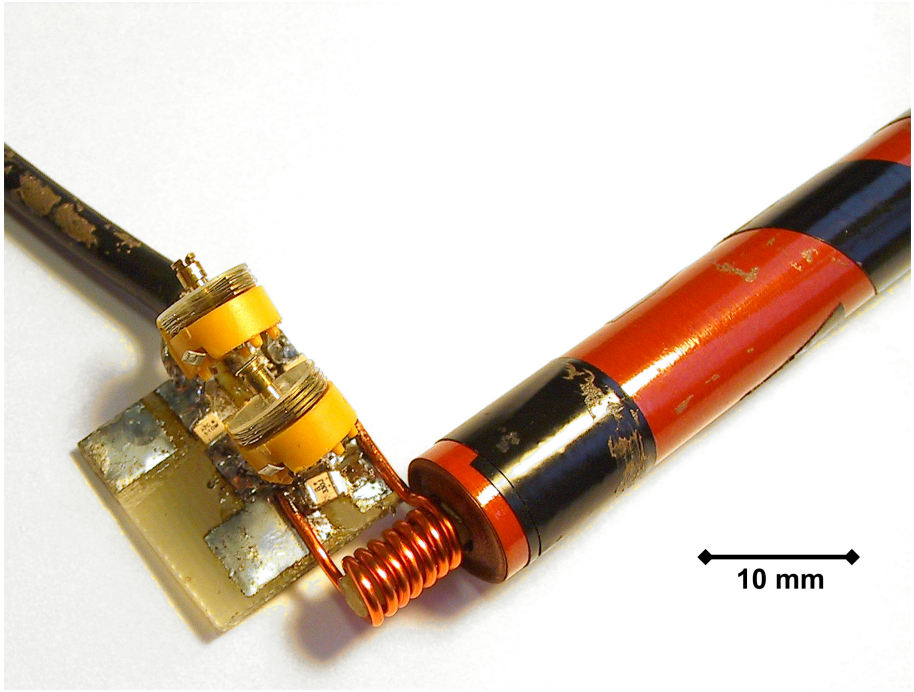
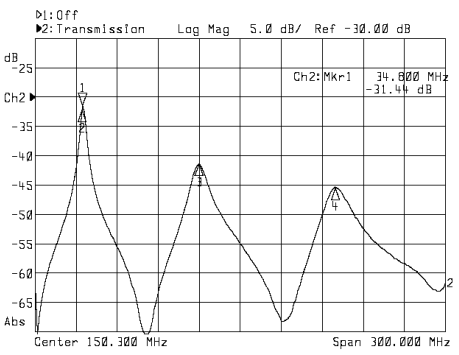


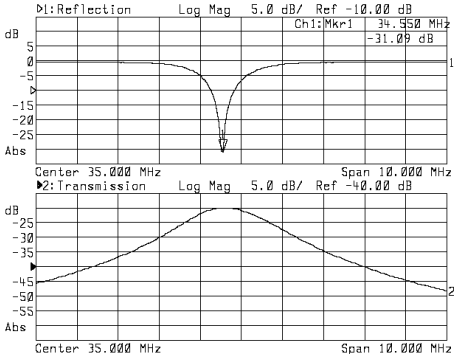
Abbildung 4.1: Flußleiter mit aufgesteckter Solenoidspule und Ankoppelnetzwerk. Der Solenoid läßt sich mit den Drehkondensatoren im Ankoppelnetzwerk abstimmen (die Frequenzabstimmung erfolgt mit dem Kondensator direkt am Solenoiden, die Impedanzanpassung mit dem dahinterliegenden kabelseitigen Kondensator).

Abbildung 4.1 zeigt ein Ende des Flußleiters mit aufgesteckter Solenoidspule. Der innere Durchmesser des Solenoiden wurde zu 4 mm gewählt, um die Erzeugung starker Felder außerhalb des aktiven Bereichs des Flußleiters zu vermeiden und um den sensitiven Bereich der Spule selbst zu be-

schränken. Die Länge des Solenoiden betrug 11 mm bei 7 Windungen. Sowohl der Flußleiter als auch die Spule waren auf eine Frequenz von 34,52 MHz, der Larmorfrequenz von ^{31}P bei 2 T, abgestimmt.



(a) Transmissionsmoden des Flußleiters



(b) Reflektion und Transmission des Meßsignals

Abbildung 4.2: (a) Transmission durch den Flußleiter aufgetragen gegen die Frequenz von 0,3 bis 300,3 MHz. Die Grundmode liegt bei Marker 2 (34,5 MHz), zwei Moden höherer Ordnung bei den Markern 3 (120,2 MHz) und 4 (219,9 MHz).
(b) Reflektion der Solenoidspule (oben) und Transmission durch den Flußleiter (unten) aufgetragen gegen die Frequenz. Die Resonanz der Spule und die Grundmode des Flußleiters wurden aufeinander abgestimmt.

Die Charakterisierung außerhalb des Magneten wurde mit einem Hewlett Packard (jetzt Agilent) 8712B Vektor-Netzwerkanalysator durchgeführt, der Transmission und Reflektion bei der gewünschten Frequenz maß. Abbildung 4.2a zeigt die Transmissionscharakteristik des Flußleiters aufgetragen gegen die Frequenz. Die Messung wurde mit zwei „*Pick-Up*“-Sonden [30] und dem Netzwerkanalysator durchgeführt. Die optimale Transmission liegt bei der Grundmode des Flußleiters von 34,5 MHz, aber auch zwei Moden höherer Ordnung sind klar zu erkennen bei 120,2 MHz respektive 219,9 MHz. Abbildung 4.2b zeigt in dem oberen Graphen die Resonanzfrequenz des Solenoiden und in dem unteren eine Vergrößerung der Grundmode aus Abbildung 4.2a. Das Maximum der Transmission des Flußleiters und die Resonanzfrequenz des Solenoiden wurden aufeinander abgestimmt.

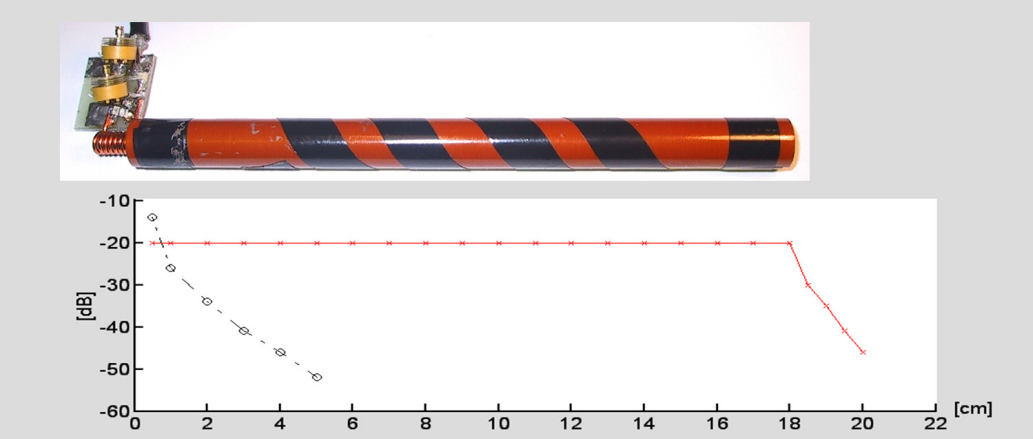


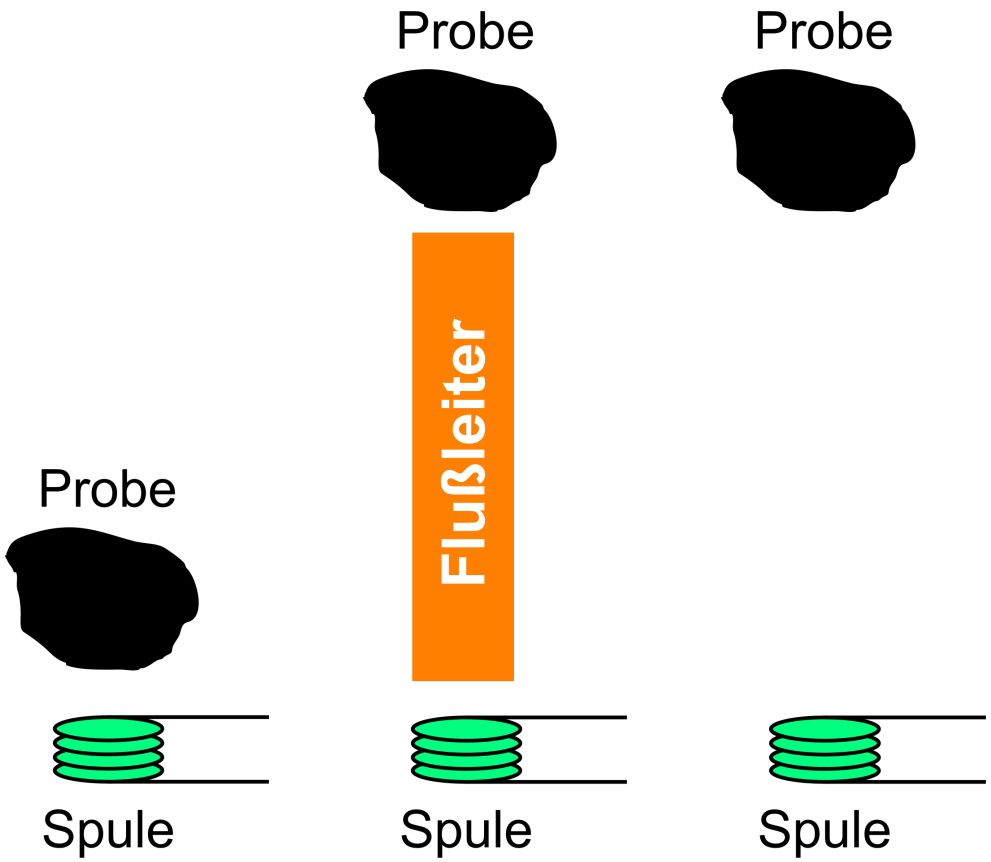
Abbildung 4.3: Transmission von dem Solenoiden in eine „*Pick-Up*“-Sonde als Funktion der Entfernung. Während die Signalstärke ohne Flußleiter schnell abfällt (gestrichtelte schwarze Linie, Kreise), transportiert der Flußleiter (maßstabsgetreu darüber dargestellt) nach dem Einkopplungsverlust das Signal mit minimalen Verlusten (durchgezogene rote Linie, Kreuze).

Zur weiteren Charakterisierung wurde die Transmission von der Solenoidspule in eine „*Pick-Up*“ Sonde als Funktion der axialen Entfernung gemessen. Abbildung 4.3 zeigt die Meßkurve ohne (gestrichelte schwarze Linie, Kreise) und mit aufgestecktem Flußleiter (durchgezogene rote Linie, Kreuze). Die Fotographie des Flußleiters darüber ist maßstabsgetreu zu den gezeigten Kurven. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich ohne Flußleiter das Signal nach etwa 50 mm bereits um mehr als 50 dB abgeschwächt hat. Im Gegensatz dazu ist mit Flußleiter, obwohl das Signal anfänglich einem Einkopplungsverlust von 6 dB unterliegt, danach über die gesamte Länge von 182 mm hinweg keine weitere Abschwächung detektierbar, d.h. sie liegt unter 0,1 dB. Erst nach Verlassen des Flußleiters fällt die Signalstärke deutlich ab.

4.4 NMR-Methoden

Bildgebende und spektroskopische NMR-Experimente wurden an einem Bruker Tomikron S200 Ganzkörpertomographen mit 2 T bei 34,52 MHz

(der Larmorfrequenz von Phosphor) durchgeführt. Als Proben kamen verschiedene Konzentrationen von Phosphorsäure (H_3PO_4) und Phenlyphosponsäure ($C_6H_7O_3P$) zum Einsatz. In den Experimenten wurde die Probe zunächst direkt über der Spule platziert (Abbildung 4.4a) und anschließend wurde der Flußleiter zwischen Spule und Probe eingesetzt (Abbildung 4.4b). Schließlich wurde der Flußleiter entfernt, die Spule aber weiterhin auf einer Entfernung von 182 mm zur Probe gehalten (Abbildung 4.4c).



(a) Direkte Messung

(b) Messung mit Flußleiter

(c) Messung auf Entfernung

Abbildung 4.4: Schematischer experimenteller Aufbau. Bildgebungs- und Spektroskopieexperimente wurden durchgeführt mit (a) dem Solenoiden direkt unter der Probe, (b) dem Solenoiden und dem Flußleiter und (c) dem Solenoiden in 182 mm Entfernung von der Probe, aber ohne Flußleiter.

Als Referenz wurde das zweidimensionale Anregungs- und Empfangsprofil der Spule mit einem homogenen Phantom, welches konzentrierte Phosphorsäure enthielt, akquiriert. Dazu kam eine FLASH-Bildgebungssequenz [24] zum Einsatz. Die Schichtdicke betrug 3 mm und das Sichtfeld (FoV) 48×48 mm^2 bei einer Matrixgröße von 64×64 Matrixgröße, was eine Auflösung in der Schicht von (0,75 mm)^2 entspricht. Es wurden eine Echozeit (TE) von 15,8 ms gewählt, eine Repetitionszeit (TR) von 1,5 Sekunden, ein Flipwinkel von 50° und 8 Mittelungen wurden durchgeführt.

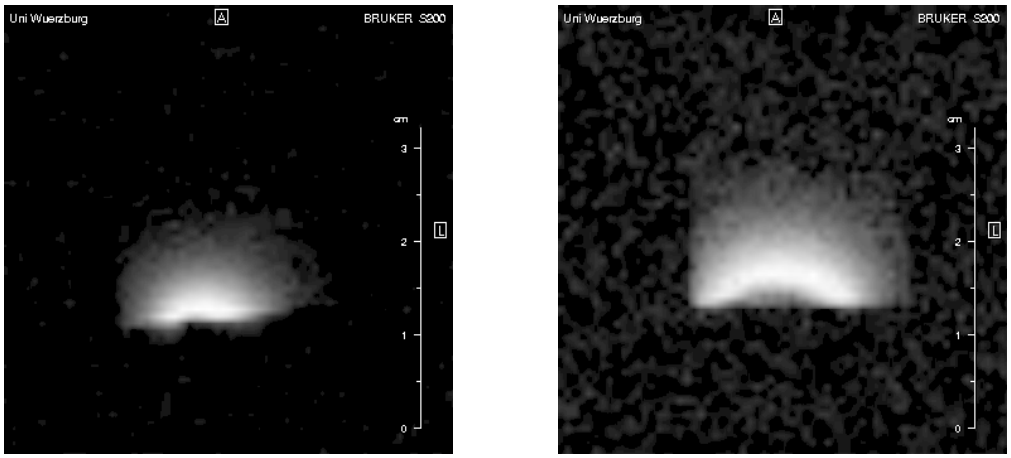
Für die folgenden Bildgebungsexperimente wurde eine 2D FLASH-Sequenz verwendet mit einer Schichtdicke von 10 mm und einer Matrixgröße von 32×32 für ein Sichtfeld von 10×10 mm^2, entprechend einer Auflösung in der Schicht von (3,125 mm)^2. Die spektrale Breite betrug 2500 Hz, die Echozeit 15,8 ms, die Repetitionszeit 1,5 Sekunden und der Flipwinkel 50°. Mit 64 Mittelungen ergab sich eine Gesamtmeßzeit von 51 Minuten.

Mit einer spektroskopischen Einzelpulssequenz (Onepulse) wurden globale Spektren akquiriert. Dabei wurde ein nicht selektiver Blockpuls mit einem Flipwinkel von 90° zur Anregung eingesetzt. Die spektrale Breite in den Spektren betrug 2500 Hz bei einer Repetitionszeit von 1,0 Sekunden und 5000 Hz bei 1,5 Sekunden.

4.5 Ergebnisse der Messungen

Abbildung 4.5a zeigt die mit dem in Abbildung 4.4a dargestellten Aufbau gewonnene Referenzaufnahme. Anschließend wurde die in Abbildung 4.4b gezeigte Anordnung aufgebaut und das in Abbildung 4.5b gezeigte Bild mit zu der Referenzaufnahme identischen Parametern akquiriert.

Ein Vergleich der beiden Bilder zeigt ein höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) ohne Flußleiter, aber ebenso eine inhomogenere Verteilung der Sensitivität im externen Feld des Solenoiden. Mit Flußleiter ist die Verteilung von $\vec{B_1}$ über einen größeren Bereich hinweg homogen, aber in ihrem Maximalwert reduziert. In der in Abbildung 4.4c gezeigten Anordnung ohne



(a) Profil ohne Flußleiter **(b)** Profil mit Flußleiter

Abbildung 4.5: NMR-Bild eines Fläschchens mit Phosphorsäure mit der Solenoidspule direkt unter der Probe (a) und mit dem Flußleiter zwischen Spule und Probe (b). Die Bilder wurden mit einer 2D FLASH-Bildgebungssequenz aufgenommen mit einem TE von 15,8 ms, einem TR von 1,5 Sekunden, einer Schichtdicke von 3 mm, einer 64^2 Matrix für ein $(48\ \text{mm})^2$ FoV, was einer in der Schicht isotropen Auflösung von $(0{,}75\ \text{mm})^2$ entspricht und 8 Mittelungen.

Flußleiter war bei der Distanz von 182 mm kein Signal detektierbar.

Nach der Charakterisierung des Flußleiters und der Spule wurden Standardexperimente durchgeführt, um die Anwendbarkeit von Flußleitern in regulären NMR-Anwendungen zu zeigen. Zunächst wurden mit dem Flußleiter (siehe Abbildung 4.4b) mehrere Bilder von einem Phantom akquiriert, welches aus einem Glasfläschchen mit Phenylphosphonsäure in einem Behältnis mit Phosphorsäure besteht (vgl. Abbildung 4.6). Selbst mit wenigen Mittelungen war genügend Signal zur Rekonstruktion von Bildern verfügbar. Beide Säuren sind im NMR-Bild in Abbildung 4.7 deutlich zu sehen. Aufgrund der chemischen Verschiebung der Phenylphosphonsäure (circa 18 ppm) erscheint diese außerhalb der umgebenden Phosphorsäure.

Abschließend wurden Spektren von verschiedenen Proben akquiriert. Bei identischen Experimenten mit einer konzentrierten Phosphorsäureprobe wurden die Unterschiede im Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen der direkt

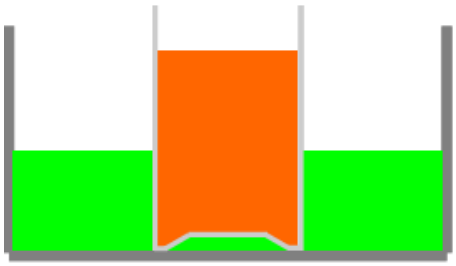


Abbildung 4.6: Das ^{31}P-Bildgebungsphantom enthält Phenylphosphonsäure in einem zentralen Fläschchen und Phosphorsäure in einem umgebenden Behältnis (mit circa 30 mm Durchmesser). Eine kleine Menge Phosphorsäure befindet sich unter dem zentralen Fläschchen.

unter der Probe platzierten Spule (siehe Abbildung 4.4a und der Spule-Flußleiter Kombination (siehe Abbildung 4.4b) bestimmt. Die mit dem Flußleiter akquirierten Spektren wiesen in etwa ein fünftel des SNR (135) im Vergleich zu den ohne Flußleiter akquirierten (667) auf.

Ein Spektrum des Phantoms für die Bildgebungsexperimente (Abbildung 4.6) ist in Abbildung 4.8 dargestellt und zeigt die erwartete 18 ppm-Verschiebung der Phenylphosphonsäure im Bezug auf die Phosphorsäure. Das SNR nach 32 Mittelungen für die Linie der Phosphorsäure betrug 112, das für die der Phenylphosphonsäure 22.

4.6 Diskussion und Ausblick

Die Ergebnisse der vorgestellten Versuche zeigen, daß magnetische Flußleiter in spektroskopischen und bildgebenden Experimenten sowohl für die Anregung als auch für den Empfang mit einer sogar für X-Kerne adäquaten Sensitivität eingesetzt werden können.

Nach der Einkopplung in den Flußleiter kann das Signal mit minimalen Verlusten über vergleichsweise lange Entfernungen transportiert werden. Spule und Probe werden durch den Flußleiter räumlich getrennt; daher kann das Spulendesign für eine bestmögliche Einkopplung in den Flußleiter ohne Berücksichtigung der Probengeometrie optimiert werden.

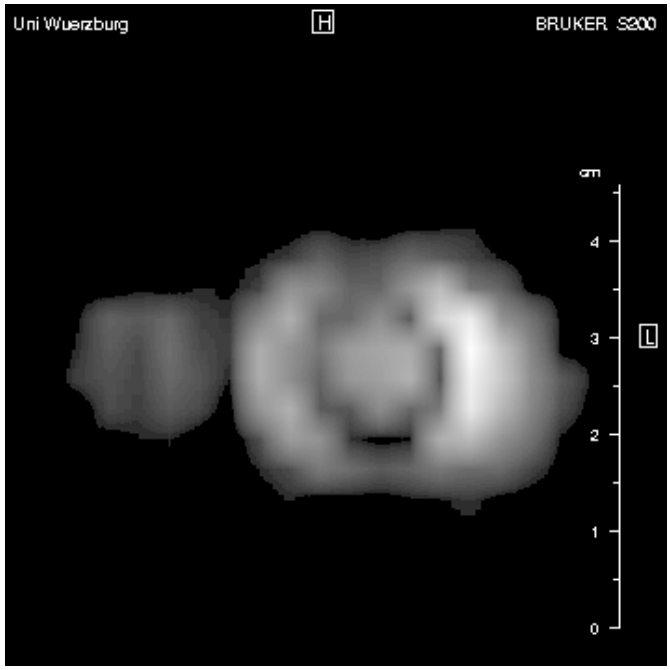


Abbildung 4.7: Bild des in Abbildung 4.6 beschriebenen Phantoms. Das chemisch verschobene Bild der Phenylphosphonsäure (18 ppm) erscheint links der Phosporsäure. Seine unverschobene Position fällt mit der dem zentralen Teil der Phosphorsäure zusammen. Das Bild wurde mit einer 2D FLASH-Bildgebungssequenz aufgenommen mit einem TE von 15,8 ms, einem TR von 1,5 Sekunden, einer Schichtdicke von 10 mm und einer in der Schicht isotropen Auflösung von $(3\ \mathrm{mm})^2$ (32^2 Matrixgröße für ein $(10\ \mathrm{mm})^2$ FoV). Die spektrale Breite betrug 2500 Hz und das Bild wurde 64 mal gemittelt. Die Gesamtexperimentzeit war 51 Minuten.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit könnte die gezielte Formgebung des $\vec{B}_1$-Feldes von einer oder mehreren Spulen sein, indem man eine größere Anzahl Hochfrequenzflußleiter einsetzt, um spezifische Charakteristika zu erhalten (z.B. in Experimenten, welche partiell-parallele Bildgebungstechniken verwenden). Ferner könnten mehrere Spulen räumlich voneinander getrennt platziert werden, um Kopplungen zu reduzieren, während ihr magnetischer Fluß weiterhin zu einem einzelnen Punkt der Probe geleitet wird.

Alternativ können Flußleiter dazu benutzt werden, magnetischen Fluß

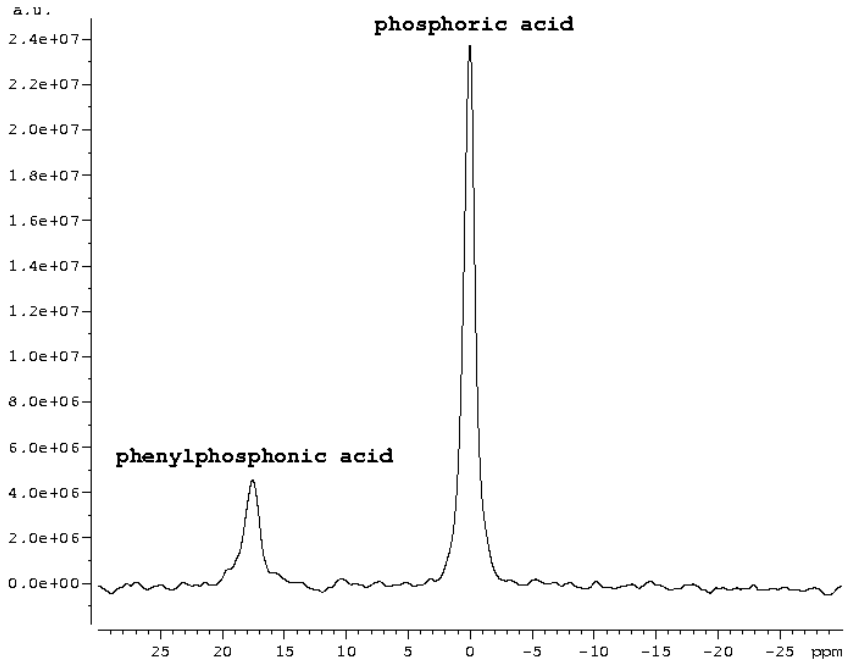


Abbildung 4.8: Globales Spektrum des in Abbildung 4.6 gezeigten Bildgebungsphantoms. Die zwei Linien liegen 18 ppm auseinander. Das SNR für die Linien wurde zu 112 (rechte Linie, Phosphorsäure) beziehungsweise 22 (linke Linie, Phenylphosphonsäure) bestimmt. Das Spektrum wurde mit einer Einzelpulssequenz (Onepulse) aufgenommen mit einem 90° Blockpuls, einem TR von 1,0 Sekunden, einer spektralen Breite von 2500 Hz und 32 Mittelungen.

von einem gekühlten (z.B. mit flüssigem Stickstoff) Resonator zu einer auf höherer Temperatur (z.B. Zimmertemperatur) befindlichen Probe zu transportieren, um die Anforderungen an eine thermische Isolierung zu verringern.

Weitere Optimierungen des kupferbeschichteten Laminats, das bei den Flußleitern eingesetzt wurde, können deren minimalen Innenradius und Dicke reduzieren, um noch höhere Frequenzen zu erreichen oder, mit flexibleren Laminaten, Krümmungen des Flußleiters zulassen.

Kapitel 5

Optische Detektion

5.1 Motivation

Typische heute verwendete NMR-Detektoren, wie die in Kapitel 3 vorgestellten, basieren auf Hochfrequenzschwingkreisen, die die von der präzedierenden Magnetisierung erzeugten Wechselfelder detektieren. Diese Detektoren sind erprobt und in den unterschiedlichsten Geometrien verfügbar.
Gerade in den letzten Jahren zeichnet sich ein starker Trend ab, nicht mehr einzelne große Resonatoren einzusetzen, die die gesamte Probe abdecken, sondern stattdessen viele kleinere Detektoren zu verwenden - das prominenteste Beispiel sind hier die Phased Arrays [12]. Bei diesen Anordnungen muß oft aufwendig vermieden werden, daß es zu Kopplungen zwischen den dicht benachbarten Schwingkreisen kommt, die alle eine gemeinsame Resonanzfrequenz aufweisen.

Für einen alternativen Ansatz der Detektion des NMR-Signals sowie der von Resonatoren erzeugten magnetischen Wechselfelder wurden gegen Ende dieser Promotion grundlegende Versuche durchgeführt. Hierbei wird an Stelle der Detektion über einen Schwingkreis der Faraday-Effekt ausgenutzt, der in bestimmten induziert optisch aktiven Materialien eine Drehung der Polarisationsebene von Licht in Gegenwart eines Magnetfeldes bewirkt. Da diese optischen Detektoren selbst nicht schwingen, können sie extrem dicht

gepackt werden, ohne wechselzuwirken. Dies verspricht eine sehr hohe Integrationsdichte von Detektionselementen und könnte damit zu einer interessanten Alternative zu den konventionellen Techniken werden. Desweiteren eignen sich derartige Detektoren besonders zur Vermessung der von Resonatoren erzeugten Flußdichtekarten, da sie über keine metallischen Elemente verfügen, die die Messungen beeinflussen.

5.2 Grundlagen

Bei dem 1846 von Faraday entdeckten und später nach ihm benannten Effekt der Magnetorotation handelt es sich um eine induzierte zirkulare Doppelbrechung, die durch ein zum Wellenvektor des Lichts parallel orientiertes Magnetfeld bewirkt wird. Durchsetzt ein Magnetfeld eine Substanz, die keine natürliche optische Aktivität ausweist, parallel zu einem eingestrahlten linear polarisierten Lichtstrahl, so wird dessen Polarisationsebene gemäß des empirisch ermittelten Ausdrucks

$$\beta = V d B \tag{5.1}$$

gedreht. Dabei ist β der Drehwinkel der Polarisationsebene, V die materialabhängige Verdet-Konstante, d die Dicke des vom Lichtstrahl durchdrungenen Materials und B der Betrag der parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes anliegenden Flußdichte. Eine schematische Darstellung des Faraday-Effekts ist in Abbildung 5.1 [37] gezeigt.

Im Gegensatz zur natürlichen optischen Aktivität hängt der Drehsinn des Faraday-Effekts davon ab, ob die magnetische Flußdichte parallel oder antiparallel zur Lichtausbreitungsrichtung anliegt. Die theoretische Behandlung des Faraday-Effektes bezieht die quantenmechanische Dispersionstheorie einschließlich der Auswirkungen von $\vec{B}$ auf die atomaren und molekularen Energieniveaus mit ein. Grundsätzlich handelt es sich dabei um eine Zeemann-Aufspaltung der ohne äußeres Magnetfeld unter Vernachlässigung

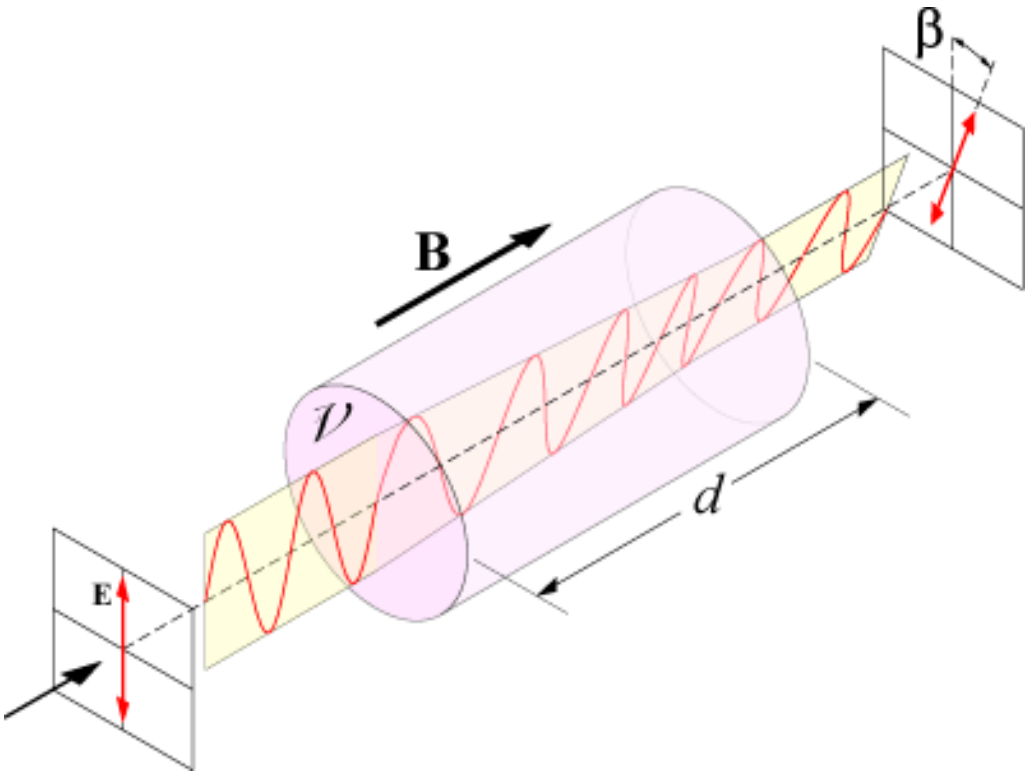


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Faraday-Effekts [37]. Ein einfallender Lichtstrahl ν mit senkrechter Polarisationsebene $\vec{E}$ durchdringt ein von einem Magnetfeld der Flußdichte $\vec{B}$ durchsetztes Material der Länge d, was zu einer Drehung der Polarisationsebene um den Winkel β führt.

der Hyperfeinwechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten μ_J der Hüllenelektronen und μ_I des Kerns entarteten Energieniveaus der Elektronen bezüglich der Quantenzahl m_J. Dies resultiert in einer Aufspaltung der Absorptionslinien für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht und damit auch in unterschiedlichen Brechungsindizes [38].

Für das hier notwendige Verständnis des Effekts reicht jedoch eine klassische Argumentation für nichtmagnetische Stoffe aus:
Einfallendes zirkular polarisiertes und monochromatisches Licht zwingt in dem Material elastisch gebundene Elektronen durch sein rotierendes elektrisches Feld auf kreisförmige Umlaufbahnen. Liegt nun ein magnetisches Feld senkrecht zur der Umlaufbahnebene an, so führt dies zu einer zusätzlichen

Radialkraft auf die Elektronen, welche zum Kreismittelpunkt hin oder von ihm weg zeigen kann. Dies hängt sowohl von der Orientierung des Magnetfeldes als auch von dem Drehsinn des Lichts ab. Damit ergeben sich für die gesamte Radialkraft und damit für die Radien der Umlaufbahnen zwei mögliche Werte. Demzufolge lassen sich einem bestimmten magnetischen Feld zwei mögliche Werte für das elektrische Dipolmoment, die Polarisation, die Dielektrizitätskonstanten und letztendlich auch die Brechungsindizes zuordnen, welche von dem Drehsinn der Zikularpolarisation des Lichts abhängen. Die damit verbundenen unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht führen analog zu der 1825 von Fresnel vorgeschlagenen Beschreibung der optischen Aktivität [39] zu einer Drehung der Polarisationsebene für linear polarisiertes Licht, welches das Medium durchläuft.

Da Licht bei einer Spiegelung seine Helizität umkehrt, d.h. seinen eigenen Drehsinn erhält, aber die Ausbreitungsrichtung umkehrt, ist es möglich, durch mehrfache Spiegelungen in einem Materialstück den Drehwinkel zu vervielfachen.

Die Verdet-Konstante V ist eine Materialkonstante, welche für Gase in der Größenordnung von 10^{-3} $\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{Tm}}$ liegt, bei Flüssigkeiten und Festkörpern um 1 $\frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{Tm}}$ [39]. Sie weist eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge auf:

$$V = V'\lambda\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \tag{5.2}$$

V' ist der nicht-wellenlängenabhängige Anteil der Verdet-Konstante, λ die Wellenlänge des Lichts und n die Brechzahl des Materials. Die Brechzahl geht jedoch nicht direkt in die Verdet-Konstante ein, sondern ihre Änderung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dies hat zur Folge, daß der Faraday-Effekt besonders stark in der Nähe von Absorptionslinien eines Materials ist, wobei hiermit Verluste in der transmittierten Intensität verbunden sind. Dort wird $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$ groß aufgrund der bei einer Absorptionslinie vorliegenden Polstelle der Dielektrizitätskonstante ϵ, die mit der Brechzahl direkt als $n^2 = \epsilon$

zusammenhängt [39–41].

Die Verdet-Konstante ist nach obigen Überlegungen, außer von den in Gleichung (5.2) gegebenen Größen, nur noch von der Ladung und der Masse des Elektrons abhängig:

$$V = \frac{e}{m} \frac{\lambda}{2c} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \tag{5.3}$$

e ist die Elementarladung, m die Masse des Elektrons und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Diese Formel gilt so in der Nachbarschaft von Spektrallinien mit normalem Zeeman-Effekt, welcher physikalisch eng mit dem Faraday-Effekt, wie oben beschrieben, verwandt ist. In der Nachbarschaft von Linien mit anormalem Zeeman-Effekt weichen die Werte etwas ab.

Bei sehr hohen Flußdichten treten neben dem Faraday-Effekt noch der Cotton-Mouton- und der Voigt-Effekt aufgrund der magnetisch induzierten Doppelbrechung auf, welche beide proportional zu B^2 sind [38]. Da bei den hier vorgestellten Messungen schnell veränderlicher Magnetfelder keine Flußdichen größer als 1 mT auftreten, können diese vernachlässigt werden.

Für genauere Ausführungen sei hier auf die Standardliteratur [38–44] verwiesen.

5.3 Meßaufbau und Detektoren

Für erste Messungen wurde der in Abbildung 5.2 gezeigte Aufbau realisiert; er sollte als Einstieg für eine sukzessive Optimierung hin zur Detektion von Magnetfeldern mit NMR-typischen Frequenzen dienen. Als Lichtquelle diente hierbei ein Innova 70 Argon-Ionenlaser der Firma Coherent (Santa Clara, CA, USA), der im Blauen bei einer Wellenlänge von 488,0 nm betrieben wurde. Über Umlenkspiegel wurde der Strahl in den eigentlichen Versuchsaufbau gelenkt bei dem er zunächst einen Graukeil, d.h. einen variablen Abschwächer, sowie einen weiteren Abschwächer durchlaufen mußte, um den sehr empfindlichen Detektor zu schützen. Im folgenden durchlief

der Laserstrahl einen Polarisationsfilter, der so eingestellt wurde, daß er den bereits teilweise polarisierten Laserstrahl vollständig linear polarisierte. Danach kam ein 15 mm langer Stab aus SF6-Bleiglas, dessen Verdet-Konstante in Abhängigkeit der eingestrahlten Wellenlänge in Figur 5.3a [45] dargestellt ist. Abschließend lief der Strahl durch einen zweiten, zum ersten um 90° verdrehten Polarisationsfilter, in eine optische Kupplung zu einer Glasfaser auf den Detektor. In dem gesamten Strahlengang waren mehrere Blenden angebracht, um reflektierte Strahlen zu blockieren.

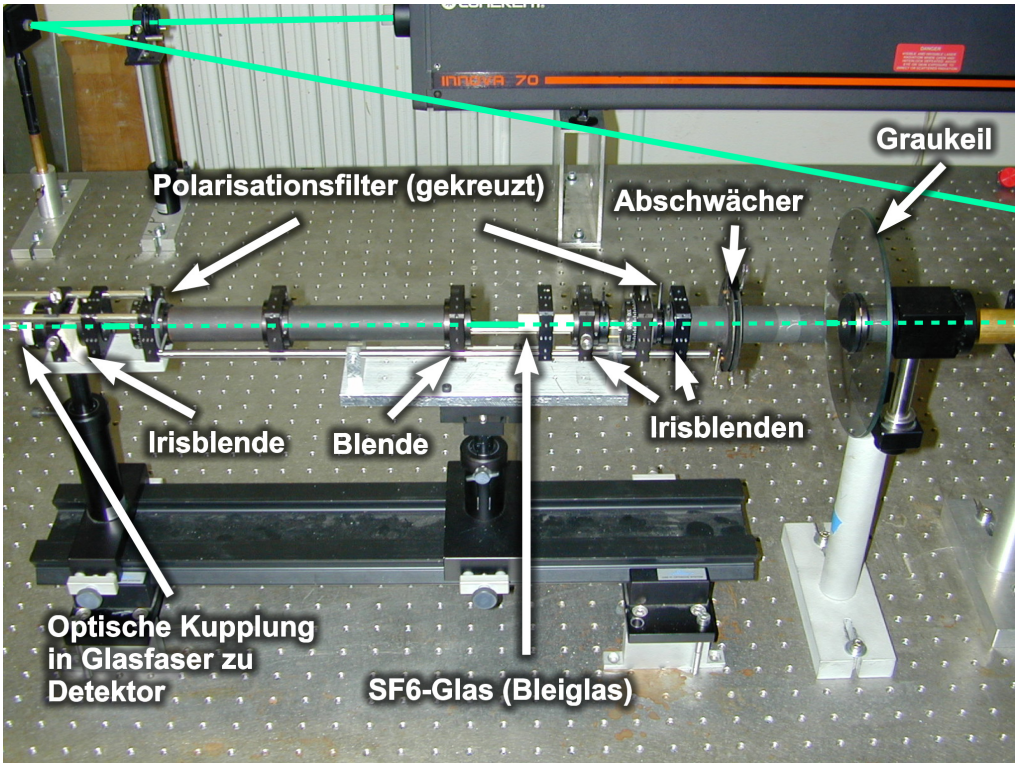
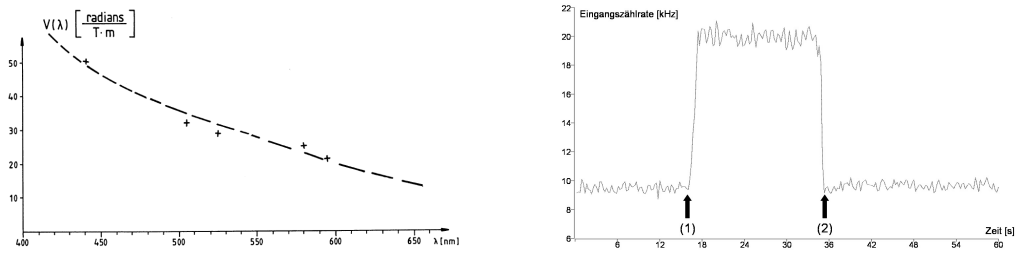


Abbildung 5.2: Grundlegender Aufbau zum Faraday-Effekt: der Strahl eines Argon-Ionenlasers (grünblau) wird über zwei Umlenkspiegel in den eigentlichen Versuchsaufbau (im Vordergrund) gelenkt. Dort durchläuft er von rechts nach links zunächst zwei Abschwächer und einen Polarisator. Dahinter folgen ein 15 mm langer SF6-Bleiglasstab, der magnetisch induziert optisch doppelbrechend ist und ein Analysator, der senkrecht zum Polarisator steht und ohne Magnetfeld den Laserstrahl vollständig blockiert. Links außerhalb des Bildes befindet sich ein Einzelphotonendetektor, der über eine optische Kupplung angeschlossen ist.

Der Detektor in den ersten Experimenten war ein SO-SIPD Einzelphotonendetektor (*Small Outline SIngle Photon Detector*) der Firma ALV-Laser Vertriebsgesellschaft (Langen, Deutschland); die Datenakquisition wurde über eine zugehörige Meßwandlerkarte und Software mittels eines PCs durchgeführt. Die Funktionalität des Aufbaus wurde mit einem Permanentmagneten geprüft, der zu einem definierten Zeitpunkt in die Nähe des SF6-Bleiglasstabes gebracht und wieder entfernt wurde. Das Meßergebnis ist in Figur 5.3b gezeigt und es ist klar zu erkennen, daß, sobald der Magnet in die Nähe des SF6-Glasstabes gebracht wurde, die Photonenzählrate sprunghaft anstieg, d.h. die Polarisationsebene des Lasers zwischen den Polarisatoren gedreht wurde.



(a) Verdet-Konstante von SF6-Bleiglas **(b)** Meßsignal mit Permanentmagnet

Abbildung 5.3: (a) Messung der Verdet-Konstante von SF6-Bleiglas in Abhängigkeit der Wellenlänge λ [45]. Der Schritt von Rot nach Blau kann mit mehr als einem Faktor 2 zum Drehwinkel beitragen. (b) Erstes Meßsignal mit einem Permanentmagneten, der bei Markierung (1) in die Nähe des SF6-Bleiglasstabes gebracht wurde und bei Markierung (2) wieder entfernt wurde. Das Signal hebt sich deutlich aus dem Rauschen ab.

Da ein Ziel der Anwendung ist, einen Einsatz an einem NMR-Tomographen zu ermöglichen, bestand der Schritt nach der ersten Validierung des Aufbaus in der Entwicklung einer mobilen Variante: hierzu wurden zum einen der Argon-Ionenlaser durch einen Laserpointer der Laserklasse 3B ($\geq 25\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$) ersetzt, der im grünen Spektralbereich arbeitete. Im weiteren Verlauf wurde dieser dann gegen einen Laserpointer der Laserklasse 2 ($\leq 1\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}$) ausgetauscht. Hiermit ist es möglich ohne aufwendige Sicherheitsmaßnahmen den Aufbau in Betrieb zu nehmen - bei Laserklasse 3B wäre der Lidschlußre-

flex des Menschen nicht mehr ausreichend, um das Auge bei einem Blick in den Laserstrahl zu schützen. Da in dem bisherigen Aufbau eine zweistufige Abschwächung verwendet wurde, waren hierdurch keine Probleme zu erwarten. Zum anderen sollte der Detektor durch eine mobilere Variante ersetzt werden, die sich auch ohne die speziellen Wandlerkarten und Software von ALV betreiben ließ. Desweiteren sollte die Zeitauflösung verbessert werden, da die relevanten Frequenzen für die NMR an klinischen Geräten zwischen 10 und 100 MHz liegen. Der restliche Aufbau wurde zunächst unverändert beibehalten.

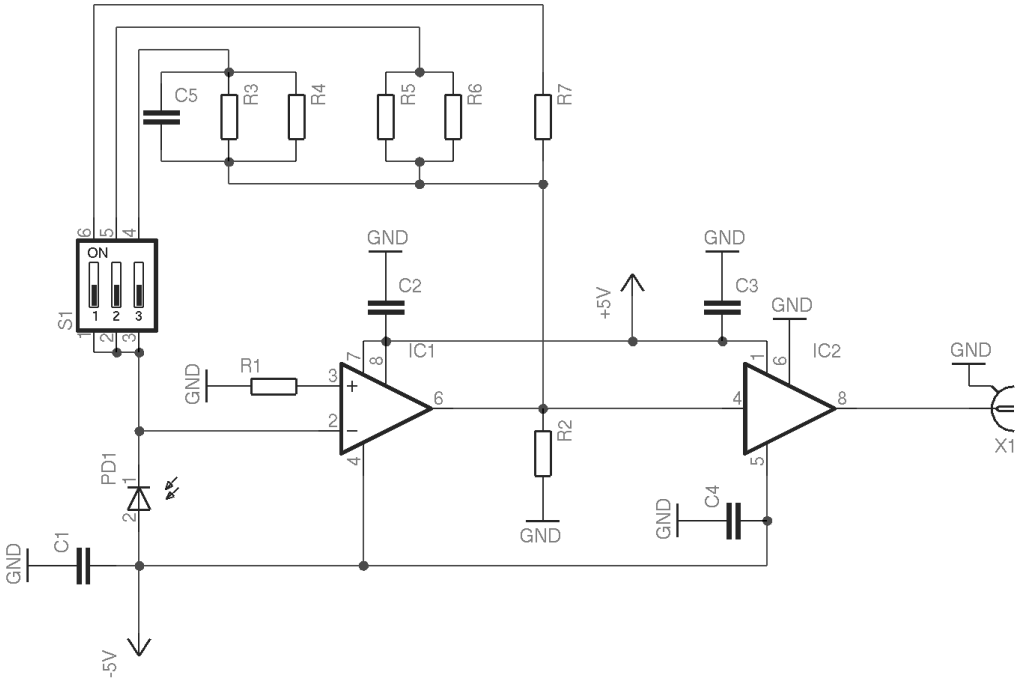


Abbildung 5.4: Schaltplan eines Photodiodenverstärkers für die Detektion des durch den Faraday-Effekt modulierten Laserstrahls. Die Photodiode PD1 detektiert das Signal, welches dann durch den Operationsverstärker IC1 abhängig von der Meßbereichwahl S1 vorverstärkt wird. Der Puffertreiber IC2 stellt dann das Ausgangssignal an der BNC-Buchse X1 mit einer Impedanz von 50 Ω zur Verfügung. Die genauen Werte der Bauteile können Tabelle 5.1 entnommen werden.

Das Schaltbild des ersten entworfenen und getesteten Detektors kann Abbildung 5.4 entnommen werden. Zur Detektion des Laserstrahls dient eine

Silizium-PIN-Photodiode vom Typ BPW 34 B der Firma Siemens (Berlin und München, Deutschland) mit erhöhter Blauempfindlichkeit [46].

Das von der Photodiode PD1 gemessene Signal wird im weiteren durch einen als invertierenden Verstärker geschalteten Rückkopplungs-Operationsverstärker vom Typ OPA680 von Burr-Brown (Tucson, AZ, USA) geschickt [47]. Die gewünschte Verstärkung kann über einen dreistufigen Regler S1 gewählt werden. Danach sorgt ein schneller Puffer-Verstärker vom Typ OPA633 ebenfalls von Burr-Brown für einen Signalabgriff an der BNC-Buchse X1 mit einer Impedanz von 50 Ω [48]. In Tabelle 5.1 findet sich eine komplette Stückliste der in dem Photodiodenverstärker verwendeten Bauteile.

Bauteil	Wert/Typ	Funktion
R1,R2	470 Ω	Widerstand
R3,R4	1 MΩ	Widerstand
R5,R6	100 kΩ	Widerstand
R7	10 kΩ	Widerstand
C1,C2,C3,C4	0,1 μF	Kondensator
C5	1 nF	Kondensator
PD1	BPW 34 B	Silizium-PIN-Photodiode
IC1	OPA680	Breitband-Operationsverstärker
IC2	OPA633	Schneller Puffer-Verstärker
S1	3 Stufen	Drehschalter

Tabelle 5.1: Stückliste des Photodiodenverstärkers. Die Photodiode stammt von Siemens, die beiden Verstärker von Burr-Brown.

Die Photodiode sowie die verwendeten Verstärker sind laut ihren Datenblättern in der aufgebauten Schaltung in der Lage, Frequenzen bis zu der Größenordnung von 1 MHz zu verarbeiten. Im folgenden Kapitel 5.4 wird der Aufbau bei Audiofrequenzen bis zu 20 kHz getestet. Dabei wird zur Erzeugung des Wechselfeldes ein Solenoid mit 12 Windungen auf 30 mm Länge

verwendet, der über einen 50 W-Stereoaudioverstärker betrieben wurde. Zur Anpassung an die optimale Ausgangslast am Verstärker waren zu dem Solenoiden noch zwei 2 Ω-Widerstände in Serie geschaltet.

Für die abschließenden Messungen der ortsabhängig von einer Spule erzeugten Flußdichten und auch im Hinblick auf noch höhere Frequenzen, wurde ein weiterer Detektor aufgebaut. Bei diesem wurde, im Vergleich zu dem in Abbildung 5.4 gezeigten, als Ausgangstreiber statt des Burr-Brown OPA633 ein schneller Texas Instruments (Dallas, TX, USA) THS3095 [49] eingesetzt, der Frequenzen bis zu über 100 MHz an 50 Ω weiterreichen kann. Desweiteren wurde die Siemens-Photodiode durch eine Silizium-Lawinenentladungsphotodiode des Typs SARP500S3 [50] von Laser Components (Olching, Deutschland) ersetzt, die nicht nur deutlich schneller, sondern auch empfindlicher ist. Allerdings ist für den Betrieb eine Vorspannung der Photodiode mit 200 V nötig.

5.4 Diskussion der Messungen

Die Datenakquisition erfolgte über den Audioeingang eines Laptops mittels Matlab, das auch direkt via Fourier-Transformation eine Frequenzanalyse der akquirierten Daten erlaubte. Da der Laptop über seinen Audioeingang nur bis in etwa 20 kHz linear arbeitet, wurde eine Frequenz von 15 kHz gewählt. Als Sender kam ebenfalls der Laptop zum Einsatz, auf dem mit Matlab eine 15 kHz-Sinusschwingung erzeugt wurde. Dieses Ausgangssignal wurde mit dem Audioverstärker als Endstufe verstärkt und auf den Solenoiden gegeben, was einen Strom $I \approx 3$ A fließen ließ. Damit läßt sich die auf der Achse im Inneren des Solenoiden erzeugte Flußdichte berechnen zu:

$$B_{Solenoid} = \mu_0 \frac{NI}{l} \approx 1,5 \text{ mT} \tag{5.4}$$

Die mit einer Bandbreite von 22 kHz akquirierten Daten sind in Abbil-

dung 5.5 gezeigt, wobei links oben in dem gesamte aufgenommenen Frequenzspektrum eine Ausschnittsvergrößerung um die Frequenz 15 kHz dargestellt ist.

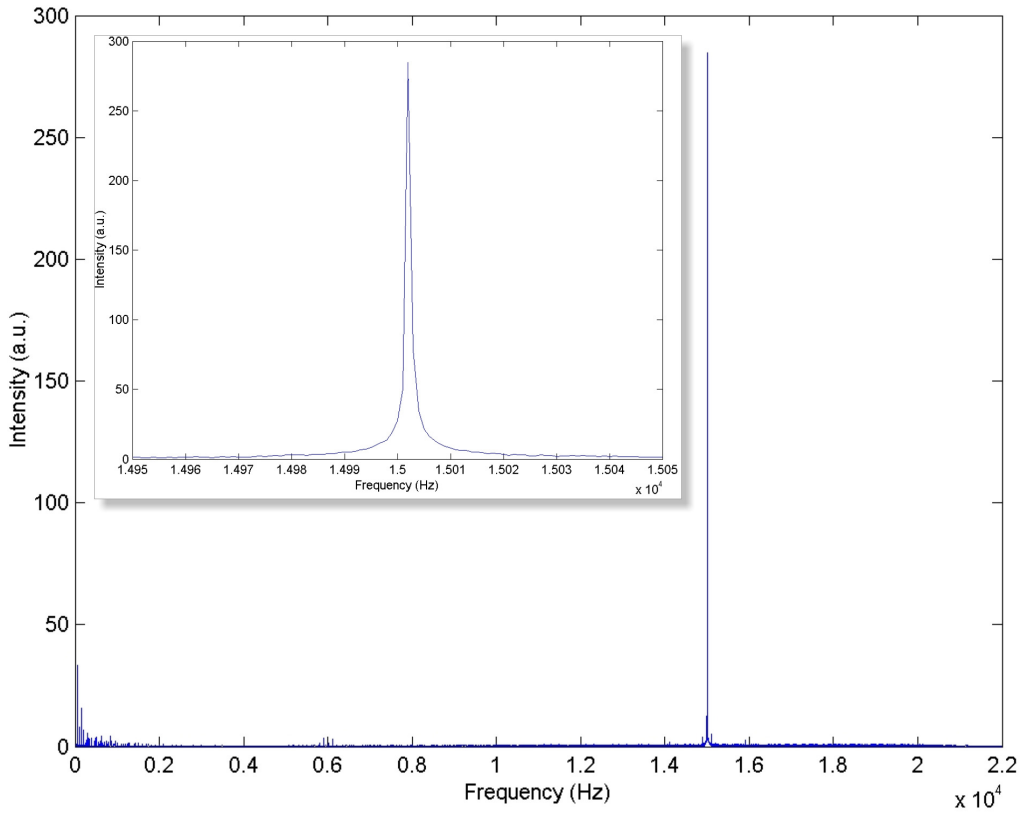


Abbildung 5.5: Akquiriertes Signal des optischen Detektors über das gesamte Frequenzspektrum und in einer Ausschnittsvergrößerung um 15 kHz (Kasten links oben). Gesendet wurde mit einem magnetischen Wechselfeld der Flußdichte 1,5 mT bei 15 kHz und für 1 s wurde mit einer Bandbreite von 22 kHz akquiriert. Das gemessene SNR beträgt 1500.

In einer Akquisitionszeit von 1 s konnte mit dem SF6-Bleiglasstab, der eine Verdet-Konstante $V \approx 15 \frac{\text{rad}}{\text{Tm}}$ aufweist, ein SNR von ungefähr 1500 erzielt werden. Für die SNR-Bestimmung wurden die Signalspitze und die Standardabweichung im Rauschen zwischen 16 kHz und 18 kHz herangezogen. Der Anstieg des Rauschens bei sehr kleinen Frequenzen ist hauptsächlich auf das Netzrauschen der Spannungsversorgung des Detektors und des La-

serpointers zurückzuführen.

Daraus entsteht die Frage, bis zu welchen Flußdichten man auf diese Art und Weise detektieren könnte - auch unter realen NMR-experimentellen Bedingungen. Üblicherweise liegen die Akquisitionszeiten eher in der Größenordnung von 10 ms statt wie oben verwendet 1 s, was im SNR einen Faktor $\sqrt{\frac{10}{1000}} = 0,1$ ausmacht. Dem steht gegenüber, daß sich durch die Wahl eines besseren Faraday-Rotators über die Verdet-Konstante wieder eine Größenordnung zurückgewinnen ließe. Setzt man das minimal in einem einzelnen Experiment benötigte SNR mit 1 an, so kann die minimale Flußdichte einen Faktor 1500 unter der bisherigen, also bei circa 1 µT, liegen.

Diese Flußdichte ist immer noch rund drei Größenordnungen zu groß, um direkt NMR-Signale detektieren zu können; für reines Wasser beträgt die Gleichgewichtsmagnetisierung bei einer äußeren Flußdichte von 1 T gemäß Gleichung 2.7 ca. 4 nT. Die Sensitivität ist aber ausreichend, um z.B. eine $\vec{B}_1$-Flußdichtekarte eines Resonators zu erstellen, ohne dazu diesen in einem Tomographen betreiben zu müssen (vgl. die gemessenen Werte in Flußdichtekarten in Anhang A).

In den abschließenden Experimenten wurden B_1-Profile einer Ringspule mit drei Windungen und einem Durchmesser von 66 mm erstellt. Bei den Messungen an der Spule diente weiterhin der Laptop als Akquisitionsrechner, für die Signalerzeugung wurde jedoch ein Fluke 6060B Synthesizer von Fluke and Philips (Everett, WA, USA) und der oben verwendete Audioverstärker samt Vorwiderständen eingesetzt. Damit erzeugte die Ringspule in ihrem Zentrum eine Flußdichte von ca. 170 µT. Die Detektion erfolgte mit dem am Ende von Kapitel 5.3 beschriebenen Detektor, der Laserpointer sowie der SF6-Bleiglasstab wurden unverändert beibehalten.

Abbildung 5.6 zeigt die gemessenen Flußdichten senkrecht zur Spulenebene entlang der Spulenachse. Hierbei wurden Meßpunkte im Abstand von je einem Zentimeter aufgenommen (blaue Punkte) mit einer Abtastrate von 44,1 kHz und einer Akquisitionszeit von einer Sekunde. Das SNR lag für den Meßpunkt im Zentrum der Spule bei knapp über 20. Aufgrund der Länge

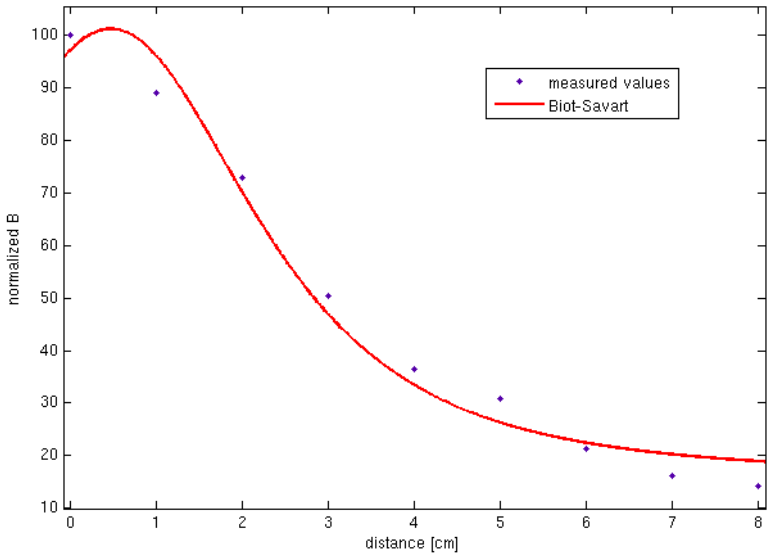


Abbildung 5.6: Verlauf der Flußdichte einer Ringspule als Funktion des axialen Abstands vom Zentrum der Spule. Die blauen Punkte sind die gemessenen Werte, die rote Kurve ein Fit nach Biot-Savart durch die Meßpunkte.

des SF6-Bleiglasstabs entspricht der gemessene Wert der Flußdichte einer Mittelung über diese Strecke. Um die Messungen zur verifizieren, wurden die Meßpunkte nach Biot-Savarts Gesetz mit folgender Funktion angefittet:

$$B(x) = a \cdot \frac{1}{\left(R^2 + (x+b)^2\right)^{3/2}} + c \tag{5.5}$$

Hierbei faßt $a = {}^3/_2 \mu_0 I R^2$ die Vakuumpermeabilität μ_0, den Strom I in den drei Windungen und deren Radius R zusammen. x gibt die axiale Distanz vom Zentrum der Spule an, b korrigiert einen systematischen Positionierungsfehler des Detektors. c letztlich berücksichtigt eine Abweichung der Basislinie des Detektors vom Nullpegel.

In Abbildung 5.7 ist ein dreidimensionaler Plot der Flußdichteverteilung der Spule in ihrer Ebene als Funktion des radialen Abstands zu sehen. Hierfür

wurden vom Zentrum ausgehend in Schritten von 5 mm die Flußdichtewerte in axialer Richtung wie oben beschrieben detektiert. Über Flußdichtewerte, die bei gleichem Abstand vom Zentrum auf verschiedenen radialen Trajektorien detektiert wurden, wurde gemittelt. Aus den resultierenden Werten für verschiedene Radien wurde dann der gezeigte Graph generiert. Zu sehen ist vom Zentrum hin ein Anstieg der Flußdichte bis zum Rand der Spule, dann außerhalb eine Umkehr der Orientierung und bei größeren Entfernungen ein Abfall gegen Null.

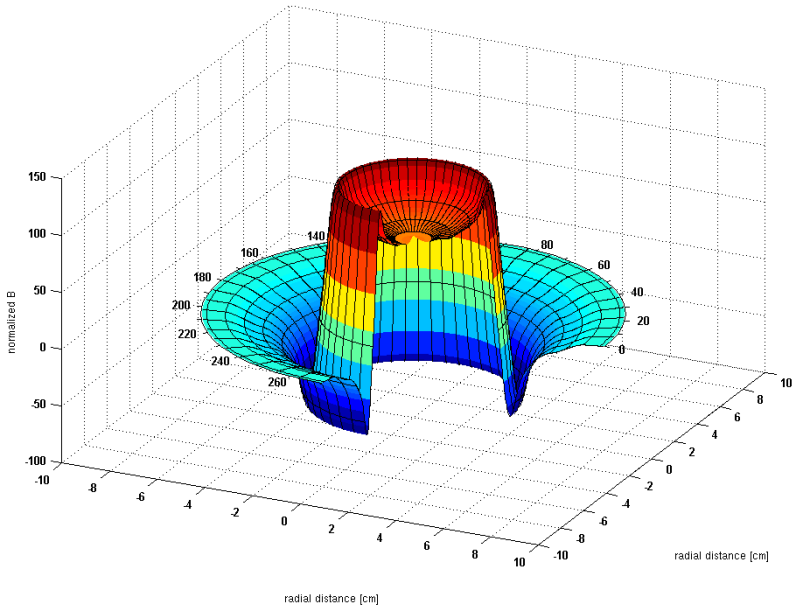


Abbildung 5.7: Interpolierter Verlauf der Flußdichte einer Ringspule als Funktion des radialen Abstands vom Zentrum der Spule in der Spulenebene. Die Darstellung zeigt in der Ebene die Position und auf der z-Achse die zugehörige gemessene Flußdichte. Die Ringspule lag auf dem Kreis zwischen dem gelben und grünen Bereich.

Es zeigt sich, daß mit Hilfe des Faraday-Effekts Flußdichtekarten von Spulen aufgenommen werden können ohne die Notwendigkeit, die Spule in einem Tomographen zu betreiben. Die detektierbaren Flußdichten bis hinab zu 1 µT decken hierbei den von in der NMR verwendeten Spulen und Resonatoren erzeugten Bereich ab. Da der Faraday-Effekt orientierungsabhängig

ist, ist es hiermit sogar möglich die einzelnen räumlichen Komponenten der Flußdichten getrennt zu vermessen.

5.5 Ausblick

In den bisherigen Experimenten konnte der Faraday-Effekt bereits ausgenutzt werden, um im Audiofrequenzbereich modulierte magnetische Wechselfelder nachzuweisen und mit deren Hilfe eine Flußdichtekarte einer Ringspule zu erstellen.

Der nächste Schritt ist jetzt hin zu den in der NMR üblichen Frequenzen im Bereich von MHz. Der für die Flußdichtekarten eingesetzte Detektor ist in der Lage, bei bis zu 100 MHz zu arbeiten, jedoch muß dann der Laptop als Akquisitionsrechner durch ein System mit einem schnellen Analog-Digital-Wandler ersetzt werden, also z.B. die Empfangskette eines NMR-Spektrometers. Da der Detektor im Hinblick darauf bereits ein 50 Ω-Signal ausgibt, ist dies direkt möglich. Als Sender können dann ebenfalls die Sender eines NMR-Spektrometers herangezogen werden.

Für das langfristige Ziel, auch NMR-Signal direkt detektieren zu können, gilt es, das System weiter zu optimieren.

Die statische Rotation durch $\vec{B}_0$ in einem Spektrometer stellt bei diesen Messungen kein Problem dar, da dieser Effekt durch geeignete Winkeleinstellung des Analysators zum Polarisator permanent ausgeglichen werden kann und somit wieder nur der modulierte Anteil die Polfilter passiert.

Desweiteren muß die Meßempfindlichkeit weiter gesteigert werden. Wie in der Diskussion der Messungen in Kapitel 5.4 ausgeführt, reicht diese bereits aus, um die von NMR-Resonatoren erzeugte Flußdichte zu detektieren, erreicht aber noch nicht die Flußdichte eines typischen NMR-Signals. Alle Wege, hierbei eine Verbesserung zu erreichen, zielen letztendlich darauf ab, bei gegebener Geometrie und Flußdichte einen größeren Drehwinkel zu erreichen.

Der einfachste Weg wäre es, Materialien mit größeren Verdet-Konstanten

zu verwenden, jedoch sind diese kaum verfügbar und zum Teil nicht NMR-kompatibel, d.h. teilweise magnetisch.

Alternativ läßt sich der Drehwinkel auch dadurch vergrößern, daß man sich mit der Wellenlänge des verwendeten Lasers in die Nähe einer Absorptionslinie des Faraday-aktiven Materials begibt, wie in den Grundlagen in Kapitel 5.2 beschrieben ist. Da die Verdet-Konstante $V \sim \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$ ist, d.h. an Orten einer starken Änderung der Brechzahl mit der Wellenlänge sehr groß wird, sind hier große Drehwinkel auch bei kleinen Flußdichten möglich. Allerdings wird dieser Vorteil mit der benötigten Laserleistung erkauft, da die Verluste im Material ebenfalls ansteigen. Während hier definitiv noch Potential zur Steigerung der Empfindlichkeit vorhanden ist, kann nicht einfach ein beliebig starker Laser eingesetzt werden, da es sonst zu einer übermäßigen Erwärmung des Faraday-Rotators käme.

Letztlich besteht noch die Möglichkeit, die beiden Enden eines Faraday-Rotators dielektrisch zu verspiegeln und dann durch vielfache Reflektion des Laserstrahles in seinem Inneren den Drehwinkel, wie in den Grundlagen in Kapitel 5.2 erläutert, zu vervielfachen. Dies erfordert einen sehr präziesen Aufbau, ist aber technisch realisierbar.

Mit all den oben genannten Optimierungsvarianten bieten Faradaydetektoren reichlich Potential für den Einsatz in der NMR. Erst unlängst haben Bock et al. [51] einen Sensor zur Positionierungsbestimmung bei interventioneller MRI in einem klinischen Tomographen vorgestellt. Weitere Einsatzfelder können die Erstellung von $\vec{B}_1$-Flußdichtekarten von Resonatoren außerhalb eines Tomographen oder gar die direkte Detektion von NMR-Signal sein. Hierbei können optische Detektoren davon profitieren, daß sie nicht mit benachbarten Detektoren koppeln, wie es bei Schwingkreisen der Fall ist. Daher sind auf diese Art auch Detektorarrays mit extrem vielen Elementen realisierbar.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ein Ziel dieser Dissertation war es, Resonatordesigns für den Einsatz bei sehr hohen Flußdichten zu konstruieren und zu adaptieren und geeignete Probenköpfe zu entwickeln. Dies wurde mit einer Vielzahl von Resonatoren sowie zwei Probenkopfvarianten erfolgreich umgesetzt. Desweiteren sollten neue Detektionstechniken und -verfahren entwickelt und erprobt werden, welche alternative Zugänge zu dem NMR-Signal ermöglichen. Hierfür wurden sowohl in der NMR bisher unübliche magnetische Flußleiter erstmals in einer kombinierten Sende- und Empfangsanordnung zum Einsatz gebracht als auch mit einer optischen, auf dem Faraday-Effekt basierenden Detektionstechnik experimentiert und ein Meßaufbau realisiert.

Resonatoren und Probenköpfe

Die in Kapitel 3.3 vorgestellten Resonatoren erlauben, ein breites Feld an Experimenten auch bei höchsten Flußdichten durchzuführen. Hierbei sind zum einen Lösungen für das knappe Raumangebot in 11,7 T- oder sogar 17,6 T-Systemen mit vertikalen Bohrungen entstanden, wie die 27 mm-Birdcage-Resonatoren zum Einsatz in 40 mm-Gradientensystemen oder die Oberflächenspule zur Verwendung mit einem zugehörigen neuen Probenkopf. Ferner ermöglichen die gebauten Mehrkanalresonatoren wie der 10 mm-^{1}H-^{23}Na-Birdcage-Resonator oder die 37,9 mm-^{1}H-^{23}Na-Sattelspule Studien, die sich

Kernen außer dem des Wasserstoff widmen. Gleichzeitig erlauben sie auch die Nutzung eines ^{1}H-Kanals zur Vorbereitung der Experimente. Eine Auswahl an Routineresonatoren, die auf die Anforderungen bei sehr hohen Frequenzen optimiert wurden, wie der lineare 37,9 mm-^{1}H-Birdcage-Resonator vervollständigen das Resonatorportfolio. Mit allen vorgestellten Resonatoren konnten erfolgreich Experimente in ihrem jeweiligen Einsatzgebiet durchgeführt werden und es stehen damit jetzt auch bei höchsten Flußdichten qualitativ hochwertige Meßaufbauten für ein breites Anwendungsspektrum zur Verfügung.

Kapitel 3.4 widmet sich neuen Probenköpfen. Als erstes wurde ein neuer *in vivo*-Aufbau konstruiert, um Untersuchungen an Ratten bis zu einem Gewicht von ca. 150 g in einem 57 mm-Gradientensystem durchführen zu können. Durch das erweiterte Platzangebot werden Studien des Rückenmarks und innerer Organe ermöglicht, die mit den bisher verfügbaren Anordnungen bei 17,6 T nicht möglich waren. Desweiteren ermöglichen Optimierungen an den Signalleitern im Probenkopf Mehrkanal- und Quadraturanordnungen. Da bei dem Design auf Kompatibilität zu bestehenden Systemen zur *in vivo*-Untersuchung geachtet wurde, können Schienen zwischen den kommerziellen Probenköpfen und dem selbst gebauten Probenkopf ausgetauscht werden. Der Probenkopf stellte seine Funktionalität bereits in diversen Studien an Kleintieren, sowie in Experimenten mit Mehrkanalresonatoren unter Beweis. Der zweite, modulare Probenkopf erlaubt eine universelle Anwendbarkeit des Probenkopfes in der NMR und bietet insbesondere eine einfache Modifizierbarkeit durch den Anwender für verschiedene Einsatzgebiete. Bei der gleichzeitigen Messung an verschiedenen Kernen ist es möglich, die benötigten Kanalmodule zu kombinieren, anstatt für jede Anwendung und Kombination einen eigenen Probenkopf vorzuhalten. Das modulare Konzept resultiert somit in geringeren Kosten für die Meßapparatur, da bereits ein einzelner Probenkopf mit einem Set von 8 Kanalmodulen ca. 70 verschiedene Konfigurationen erlaubt. Experimente mit dem Prototyp des Vierkanalprobenkopfs zeigten, daß zu nicht-modularen Probenköpfen vergleichbare Ergebnisse er-

zielt werden können. Das Konzept und die Realisierung dieses modularen Probenkopfes wurden zur Patentierung angemeldet.

Magnetische Flußleiter

Eine neue Möglichkeit in NMR-Experimenten Signal zu transportieren wird in Kapitel 4 aufgezeigt. Die gebauten Hochfrequenzflußleiter erlauben in NMR-Experimenten, sowohl die Anregung von den Sendespulen als auch das empfangene Signal zu entfernten Detektoren zu transportieren. Nach der Einkopplung in den Flußleiter kann das Signal mit minimalen Verlusten vergleichsweise lange Entfernungen zurücklegen. Da Resonator und Probe durch den Flußleiter räumlich getrennt werden, werden durch die Probengeometrie der Optimierung des Resonators keinerlei Beschränkungen mehr auferlegt. In dieser Arbeit wurde ein auf die Larmorfrequenz von ^{31}P bei 2 T (34,52 MHz) abgestimmter Flußleiter eingesetzt, um mögliche Einsatzgebiete zu bestimmen. Dabei wurden erfolgreich sowohl spektroskopische als auch bildgebende Experimente erfolgreich durchgeführt, bei denen der Flußleiter sowohl bei der Anregung als auch bei der Detektion zum Einsatz kam.

Optische Detektion

Im Gegensatz zu den typischen aktuell verwendeten NMR-Detektoren, die auf Hochfrequenzschwingkreisen basieren, nutzt der Ansatz in Kapitel 5 den Faraday-Effekt, der in bestimmten Materialien eine Drehung der Polarisationsebene von Licht in Gegenwart eines Magnetfeldes bewirkt. Diese optischen Detektoren können extrem dicht gepackt werden, ohne wechselzuwirken. In ersten Experimenten wurden im Audiofrequenzbereich modulierte magnetische Wechselfelder nachgewiesen. So wurde erfolgreich eine Flußdichtekarte einer Ringspule erstellt. Für den Schritt zu höheren Frequenzen ist neben einem schnellen Detektor, welcher bereits entwickelt und aufgebaut wurde, auch ein entsprechend schneller Analog-Digital-Wandler notwendig; hierfür kann z.B. die Empfangskette eines NMR-Spektrometers dienen. Die bereits gewonnenen Ergebnisse bieten die Basis für weitere Optimierungen in der

Nachweisempfindlichkeit durch eine Verstärkung des beobachteten Effektes. Um den Drehwinkel weiter zu vergrößern werden verschiedene Ansätze verfolgt, so unter anderem die Suche nach optimalen Materialien. Hierbei kann zum einen der globale Wert der Verdet-Konstante eine Rolle spielen, aber auch die Möglichkeit, mit der Frequenz des Lasers in der Nähe einer Absorptionslinie des Materials zu operieren und damit die lokale Verdet-Konstante stark zu erhöhen. Bei letzterem muss jedoch die Erwärmung des Faraday-Rotators durch die absorbierte Laserleistung berücksichtig werden. Alternativ ließen sich auch die Enden des Faraday-Rotators dielektrisch verspiegeln, um durch Reflektionen, die effektiv Mittelungen entsprechen, den Effekt zu verstärken.

Mit den oben beschriebenen Ergebnissen konnten die angestrebten Ziele der Dissertation erreicht werden. Es wurden sowohl optimierte NMR-Resonatoren geschaffen, die Experimente auch bei höchsten Flußdichten ermöglichen als auch neue Probenköpfe, die den Experimentator im Routinebetrieb unterstützen. Desweiteren wurden neuartige Detektionsverfahren implementiert und evaluiert, die großes Potential für weitere Entwicklungen bieten.

Kapitel 7

Summary

Aims of this dissertation were to construct resonators for very high flux densities and to develop appropriate probe bases. These were successfully realized with numerous resonators as well as two kinds of probe bases. Furthermore, new techniques and methods of signal detection were developed and evaluated. Magnetic flux guides, which were unknown in NMR up until now were used for the first time for both transmission and reception. Moreover, an optical acquisition technique based on the Faraday effect was realized and evaluated.

Resonators and probe bases

The resonators presented in Chapter 3.3 allow one to conduct a wide array of experiments at high flux densities. Several designs make particularly efficient use of the limited space within 11.7 T or 17.6 T vertical bore magnets. These are 27 mm birdcage resonators that fit within 40 mm gradient units or a surface coil along with a dedicated probe base for 57 mm gradient units. Another set of multi-channel resonators, like the 10 mm ^{1}H-^{23}Na birdcage resonator or the 37.9 mm ^{1}H-^{23}Na saddle coil resonator enable studies of both sodium and hydrogen. The ^{1}H channel is particularly useful for setting up experiments. A variety of routine resonators that were optimized for applications at very high frequencies, such as the linear 37.9 mm ^{1}H birdcage

resonator, complete the portfolio. For all the resonators presented here, successful experiments were carried out in their respective fields of application. They now constitute a set of some of the world's finest resonators for a wide rage of applications at very high flux densities.

Chapter 3.4 is dedicated to new probe bases. First, a new *in vivo* setup was constructed to be able to study rats up to a weight of 150 g in a 57 mm gradient unit. The ample sample space offers the possibility to study the spinal cord and internal organs that were not previously accessible in 17.6 T magnets. Moreover, the optimized electrical feeds in the probe base support multi-channel and quadrature resonators. Compatibility with existing setups for *in vivo* studies was maintained so that all the sample holders and slides that could be used with the commercial probe bases can also be used with the new home-built ones. The probe base is currently being used in several routine studies on rodents, including those requiring multi-channel resonators.

The second probe base, a modular setup, allows universal applicability of the probe base to NMR studies while also providing the end user the option of making simple modifications to accommodate new applications. For experiments accessing multiple nuclei simultaneously, it is now possible to combine the required channel modules, as desired, instead of providing an individual dedicated probe base for each application and combination of nuclei. The modular concept therefore results in reduced expenses for hardware since a single probe base with a set of eight channel modules can accommodate a total of about 70 different configurations. Experiments with the prototype of the four-channel probe base demonstrate results comparable to those acquired with non-modular probe bases. A patent has been filed for the modular probe base.

Magnetic flux guides

A new way of transducing signal in NMR experiments is shown in Chapter 4. Flux guides operating at radio frequencies are employed in NMR experiments

to transduce both the excitation signal from transmit coils to the sample and the received signal from the sample to remote detectors. After coupling into the flux guide the signal can travel long distances with minimal losses. Since resonator and sample are spatially separated by the flux guide, the sample's geometry does not impose constraints on the optimization of the resonator. In this work a flux guide tuned to the Larmor frequency of ^{31}P at 2 T (34.52 MHz) was used to determine feasibility. Both spectroscopic and imaging experiments were successfully performed using a flux guide for both excitation and reception.

Optical detection

In contrast to common NMR detectors that are based on resonant circuits at radio frequency, the approach introduced in Chapter 5 makes use of the Faraday effect which causes a rotation of the plane of polarization of light in certain materials in the presence of a magnetic field. These optical detectors can be placed very close to each other without interaction. In the first experiments magnetic fields modulated in the audio range were detected. Using this setup, a flux density map of a loop coil was acquired. Work at higher frequencies required both a fast detector, which has been developed and built, and a fast analog-to-digital converter, which is inherent in the receiver chain of an NMR spectrometer.

The results obtained lead towards new approaches for optimization, e.g. the evaluation of alternative materials for enlarging the angle of rotation. This approach depends on the global value of the Verdet constant. On the other hand, one could operate a laser at a frequency close to an absorption line of the material and thereby strongly increase the local Verdet constant. In the latter case, the heating of the Faraday rotator by the absorbed laser power could be a complication. However, dielectric coatings could be applied to the front and back plane of the Faraday rotator, as mirrors, in order to enhance the effect by multiple reflections, which statistically behave like signal averaging.

The aims of the dissertation were achieved. Optimized NMR resonators were constructed that allow experiments even at very high flux densities. New probe bases enable a wide variety of studies and improve the handling in routine laboratory work. Furthermore, novel acquisition techniques were implemented and evaluated and they offer great potential for future developments.

Literaturverzeichnis

[1] I.I. Rabi: *On the Process of Space Quantization.* Phys Rev, 49(4):324–328, 1936.

[2] I.I. Rabi: *Space Quantization in a Gyrating Magnetic Field.* Phys Rev, 51(8):652–654, 1937.

[3] I.I. Rabi, J.R. Zacharias, S. Millman und P. Kusch: *A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment.* Phys Rev, 53(4):318, 1938.

[4] I.I. Rabi, S. Millman, P. Kusch und J.R. Zacharias: *The Magnetic Moments of ${}_3Li^6$, ${}_3Li^7$ and ${}_9F^{19}$.* Phys Rev, 53(6):495, 1938.

[5] I.I. Rabi, S. Millman und P. Kusch: *The Molecular Beam Resonance Method for Measuring Nuclear Magnetic Moments - The Magnetic Moments of ${}_3Li^6$, ${}_3Li^7$ and ${}_9F^{19}$.* Phys Rev, 55(6):526–535, 1939.

[6] F. Bloch, W.W. Hansen und M. Packard: *Nuclear Induction.* Phys Rev, 69(3–4):127, 1946.

[7] F. Bloch: *Nuclear Induction.* Phys Rev, 70(7–8):460–474, 1946.

[8] F. Bloch, W.W. Hansen und M. Packard: *The Nuclear Induction Experiment.* Phys Rev, 70(7–8):474–485, 1946.

[9] E.M. Purcell, H.C. Torrey und R.V. Pound: *Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid.* Phys Rev, 69(1–2):37–38, 1946.

[10] E.M. Purcell, R.V. Pound und N. Bloembergen: *Nuclear Magnetic Resonance Absorption in Hydrogen Gas.* Phys Rev, 70(11–12):986–987, 1946.

[11] E.M. Purcell, N. Bloembergen und R.V. Pound: *Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Single Crystal of CaF_2.* Phys Rev, 70(11–12):988, 1946.

[12] P.B. Roemer, W.A. Edelstein, C.E. Hayes, S.P. Souza und O.M. Mueller: *The NMR Phased Array.* Magn Reson Med, 16(2):192–225, 1990.

[13] E.M. Haacke, R.W. Brown, M.R. Thompson und R. Venkatesan: *Magnetic Resonance Imaging - Physical Principles and Sequence Design.* Wiley-Liss, New York, 1999.

[14] A. Abragam: *The Principles of Nuclear Magnetism.* Clarendon Press, Oxford, Nachdruck, 1989.

[15] D.I. Hoult: *The NMR Receiver: A Description and Analysis of Design.* Prog NMR Spect, 12(1):41–77, 1978.

[16] D.I. Hoult und R.E. Richards: *The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment.* J Magn Reson, 24(1):71–85, 1976.

[17] J.B. Johnson: *Thermal Agitation of Electricity in Conductors.* Phys Rev, 32(1):97–109, 1928.

[18] H. Nyquist: *Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors.* Phys Rev, 32(1):110–113, 1928.

[19] T. Lanz: *Bau und Charakterisierung von NMR-Meßspulen.* Doktorarbeit, Universität Würzburg, 2001.

[20] F.E. Terman: *Radio Engineer's Handbook.* McGraw-Hill, New York, 1943.

[21] D.I. Hoult und P.C. Lauterbur: *The sensitivity of the zeugmatographic experiment involving human samples.* J Magn Reson, 34(2):425–433, 1979.

[22] H.D.W. Hill und R.E. Richards: *Limits of measurement in magnetic resonance.* J Phys E: Sci Instrum, 1(10):977–983, 1968.

[23] C.N. Chen und D.I. Hoult: *Biomedical Magnetic Resonance Technology.* Adam Hilger, Bristol, New York, 1989.

[24] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hänicke und K.D. Merbold: *FLASH imaging: Rapid NMR pulse imaging using low tip angle pulses.* J Magn Reson, 67(2):258–266, 1986.

[25] E.L. Hahn: *Spin Echoes.* Phys Rev, 80(4):580–594, 1950.

[26] D.I. Hoult: *Rotating frame zeugmatography.* J Magn Reson, 33(1):183–197, 1979.

[27] J. Murphy-Boesch, G.J. So und T.L. James: *Precision mapping of the B1 field using the rotating-frame experiment.* J Magn Reson, 73(2):293–303, 1987.

[28] C.E. Hayes, W.A. Edelstein, J.F. Schenck, O.M. Mueller und M. Eash: *An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T.* J Magn Reson, 63(3):622–628, 1985.

[29] J. Tropp: *The theory of the bird-cage resonator.* J Magn Reson, 82(1):51–62, 1989.

[30] R.E. Burgess: *The screened loop aerial.* Wireless Engineer, Seiten 492–499, Oktober 1939.

[31] H.H. Meinke: *Die komplexe Berechnung von Wechselstromschaltungen.* de Gruyter, Berlin, Vierte Auflage, 1971.

[32] T. Lanz, J. Ruff, A. Weisser und A. Haase: *Double tuned ^{23}Na ^{1}H nuclear magnetic resonance birdcage for application on mice in vivo.* Rev Sci Instrum, 72(5):2508–2510, 2001.

[33] I. Kaufmann: *Funktionelle NMR-Mikroskopie an Pflanzenwurzeln.* Doktorarbeit, Universität Würzburg, 2008 (geplant).

[34] D. Gareis: *Design und Bau von linearen Resonatoren und Phased-Arrays für die NMR-Bildgebung bei 17,6 Tesla.* Diplomarbeit, Universität Würzburg, 2004.

[35] M.C.K. Wiltshire, J.B. Pendry, I.R. Young, D.J. Larkman, D.J. Gilderdale und J.V. Hajnal: *Microstructured magnetic materials for RF flux guides in magnetic resonance imaging.* Science, 291:849–851, 2001.

[36] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins und W.J. Steward: *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena.* IEEE Trans Microwave Theory Tech, 47:2075–2084, 1999.

[37] B. Mellish: *Faraday effect.* http://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_Effect, 2006.

[38] R.D. Guenther: *Modern Optics.* John Wiley & Sons, New York [u.a.], 1990.

[39] E. Hecht: *Optik.* Addison-Wesley, Bonn [u.a.], Erste Auflage, Zweiter unveränderter Nachdruck, 1992.

[40] H. Niedrig: *BERGMANN SCHAEFER Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3 - Optik. de Gruyter, Berlin, New York, Neunte Auflage, 1993.

[41] M.V. Klein und T.E. Furtak: *Optics.* John Wiley & Sons, New York [u.a.], Zweite Auflage, 1986.

[42] D. Meschede: *GERTHSEN Physik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 22. Auflage, 2004.

[43] W. Raith: *BERGMANN SCHAEFER Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 2 - Elektromagnetismus. de Gruyter, Berlin, New York, Achte Auflage, 1999.

[44] W. Zinth und H.-J. Körner: *Physik III - Optik, Quantenphänomene und Aufbau der Atome*. Oldenbourg, München, Wien, Zweite Auflage, 1996.

[45] L. von Alvensleben: *Laboratory Experiments - Physics*. 2.6.01 - Faraday Effekt. PHYWE, Göttingen, 1998.

[46] Siemens Semiconductor Group, Datenblatt BPW 34 B: *Silizium-PIN-Fotodiode mit erhöhter Blauempfindlichkeit*, 1997.

[47] Burr-Brown, Datenblatt OPA680: *SpeedPlus Wideband, Voltage Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER With Disable*, 1999.

[48] Burr-Brown, Datenblatt OPA633: *High Speed BUFFER AMPLIFIER*, 1993.

[49] Texas Instruments, Datenblatt THS3091/THS3095: *High-Voltage, Low-Distortion, Current-Feedback Operational Amplifier*, 2004.

[50] Laser Components, Datenblatt SAR-/SARP-Series (vorläufig): *Silicon Avalanche Photodiode*, 2006.

[51] M. Bock, R. Umathum, J. Sikora, S. Brenner, E.N. Aguor und W. Semmler: *A Faraday effect position sensor for interventional magnetic resonance imaging*. Phys. Med. Biol., 51(4444):999–1009, 2006.

Originalarbeiten

Patente

Ilja Kaufmann und **Volker Behr**: *Modularer Probenkopf.* Patentanmeldung DE 10 2005 025 012.2, Deutschland, 2005.

Periodika

Gerd Melkus, Philipp Mörchel, **Volker C. Behr**, Markus Kotas, Michael Flentje und Peter M. Jakob: *Sensitive J-coupled metabolite mapping using Sel-MQC with selective multi spin-echo readout.* [in Vorbereitung].

Gerd Melkus, Philipp Mörchel, **Volker C. Behr**, Markus Kotas, Michael Flentje und Peter M. Jakob: *Short Echo Spectroscopic Imaging combined with Lactate Editing in a Single Scan.* NMR Biomed., [angenommen].

Volker C. Behr, I. Kaufmann, A. Haase und P.M. Jakob: *A novel modular probe base design.* Concepts Magn. Reson., 33B(1):55–61, 2008.

T. Weber, M. Vroemen, **V. Behr**, T. Neuberger, P.M. Jakob, A. Haase, G. Schuierer, U. Bogdahn, C. Faber und N. Weidner:

In Vivo High Resolution MRI of Neuropathological Changes in the Injured Rat Spinal Cord. Am J Neuroradiol., 27(3):598–604, 2006.

Daniel Gareis, Thomas Neuberger, **Volker C. Behr**, Peter M. Jakob, Cornelius Faber und Mark A. Griswold: *Transmit-Receive Coil-Arrays at 17.6T, Configurations for 1H, 23Na and 31P MRI.* Concepts Magn. Reson., 29B(1):20–27, 2006.

Dean O. Kuethe, Tanja Pietrass und **Volker C. Behr**: *Inert fluorinated gas T1 calculator.* J Magn. Reson., 177(2):212–220, 2005.

V.C. Behr, T. Weber, T. Neuberger, M. Vroemen, N. Weidner, U. Bogdahn, A. Haase, P.M. Jakob und C. Faber: *High-resolution MR imaging of the rat spinal cord in vivo in a wide-bore magnet at 17.6 Tesla.* MAGMA, 17:353–358, 2004.

Volker C. Behr, Axel Haase und Peter M. Jakob: *Note: RF Flux Guides for Excitation and Reception in 31P Spectroscopic and Imaging Experiments at 2 Tesla.* Concepts Magn. Reson., 23B(1):44–49, 2004.

Dean O. Kuethe, **Volker C. Behr** und Stephanie Begay: *Volume of Rat Lungs Measured Throughout the Respiratory Cycle Using 19F NMR of the Inert Gas SF6.* Magn. Res. Med., 48(3):547–549, 2002.

Konferenzbeiträge

Vorträge

G. Melkus, P. Mörchel, **V.C. Behr**, M. Kotas, M. Flentje und P.M. Jakob: *Sensitive J-coupled metabolite mapping using Sel-MQC with*

selective multi spin echo readout. In: *Proc. ISMRM*, Nummer 51, Berlin, Deutschland, 2007.

G. Melkus, P. Mörchel, **V.C. Behr**, M. Kotas, P.M. Jakob und M. Flentje: *Chemical shift imaging and lactate editing in one scan.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 211, Warschau, Polen, 2006. (MAGMA 19(s), 2006).

Philipp Moerchel, Gerd Melkus, **Volker Christian Behr**, Markus Kotas, Peter Jakob und Michael Flentje: *Multi Parameter High-Resolution Magnetic Resonance Imaging and Spectroscopy of Tumors.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 472, Seattle/Washington, USA, 2006.

T. Weber, T. Neuberger, **V. Behr**, U. Bogdahn, A. Haase, A. Steinbrecher, C. Faber und P.M. Jakob: *Spinal cord MR microscopy at 17.6 T.* In: *Proc. Highfield Symposium*, Nummer O27, Würzburg, Deutschland, 2006.

D. Gareis, T. Wichmann, **V.C. Behr**, M. Griswold, T. Neuberger, C. Faber und P. Jakob: *Phased Arrays at 17.6T.* In: *Proc. Highfield Symposium*, Nummer O4, Würzburg, Deutschland, 2006.

V.C. Behr, I. Kaufmann, A. Haase und P. Jakob: *A novel modular probe base for multi-channel multi-nuclei MRI and MRS experiments.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer O10, Utsunomiya, Japan, 2005.

T. Wichmann, D. Gareis, M. Griswold, **V. Behr**, A. Webb und P. Jakob: *PPA With A Four Channel Transmit/Receive Microstrip Array For 17.6 T.* In: *Proc. 2nd Workshop Parallel MRI*, Seite 73, Zürich, Schweiz, 2004.

D. Gareis, T. Neuberger, **V.C. Behr**, C. Faber, M. Griswold, A. Haase und P. Jakob: *2-Channel Transmit Receive Phased-Array-Coils for Multi-Channel Multi-Nuclei 1H, 23Na and 31P MRI and MRS at 17.6 T.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 274, Rotterdam, Niederlande, 2004. (MAGMA 17(s):156f., 2004).

Volker C. Behr, M. Oechsner, D. Gareis, I. Wieland, T. Neuberger, A. Haase und C. Faber: *First Evaluation of Very High Field Multi-Channel Probes for Double-Resonant- and Quadrature-Detection at 17.6 T.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer C-32, Snowbird/Utah, USA, 2003.

T. Weber, T. Neuberger, **V. Behr**, I. Wieland, U. Bogdahn, A. Haase, A. Steinbrecher und C. Faber: *Central nervous system in vivo MR microscopy at 17.6 T.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer C-17, Snowbird/Utah, USA, 2003.

V.C. Behr und A. Haase: *RF Flux Guides for excitation and reception in 31P spectroscopic and imaging experiments at 2T.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 158, Honolulu/Hawai'i, USA, 2002.

D.O. Kuethe, A. Caprihan, **V.C. Behr**, S. Begay, J.A. Loeppky, E. Fukushima, H.M. Gach und I.J. Lowe: *Imaging SF6 in Lungs as an Index to Gas Exchange: Something Useful?.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer L23, Heidelberg, Deutschland, 1999.

Poster-Führungen

Volker C. Behr, I. Wieland, M. Oechsner, D. Gareis, T. Weber, T. Neuberger, A. Haase und C. Faber: *An improved probebase and coil design for in-vivo body MRI of small mammals at 17.6T.* In:

Proc. ESMRMB, Nummer 165, Rotterdam, Niederlande, 2003. (MAGMA 16(s):88f., 2003).

Volker C. Behr, I. Wieland, M. Oechsner, D. Gareis, T. Neuberger, D. Haddad, A. Haase und C. Faber: *Resonators for in-vivo and ex-vivo MRI at field strengths up to 17.6T.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 164, Rotterdam, Niederlande, 2003. (MAGMA 16(s):87f., 2003).

Volker C. Behr, M. Oechsner, D. Gareis, I. Wieland, T. Neuberger, A. Haase und C. Faber: *Multi-channel resonators for experiments at 17.6T.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 157, Rotterdam, Niederlande, 2003. (MAGMA 16(s):83, 2003).

J.C. Tsai, T. Weber, T. Neuberger, A. Purea, **V. Behr**, A. Haase und A. Webb: *High Field Magnetic Resonance Microscopy of pig cartilage.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 75, Rotterdam, Niederlande, 2003. (MAGMA 16(s):39, 2003).

Poster

D. Gareis, **V.C. Behr**, F. Breuer und P. Jakob: *Entwicklung einer 4+4 Kanal Multifunktionsspule mit kleinen Einzelelementen.* In: *Proc. DS-ISMRM*, Nummer P18, Würzburg, Deutschland, 2007.

Ulrich Köllisch, **Volker C. Behr** und Cornelius Faber: *Design of a double-resonant 19F-1H resonator for in vivo MRI detection of amyloid plaques at 17.6T.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P8, Aachen, Deutschland, 2007.

Volker C. Behr und Peter M. Jakob: *Mapping the flux density of a coil with an optical detector.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P1, Aachen, Deutschland, 2007.

G. Melkus, P. Mörchel, **V.C. Behr**, M. Kotas, P.M. Jakob und M. Flentje: *Combined lactate editing and T2 measurement for quantification in lipid rich tissues.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 839, Warschau, Polen, 2006. (MAGMA 19(s), 2006).

Gerd Melkus, Philipp Moerchel, **Volker Christian Behr**, Markus Kotas, Peter Michael Jakob und Michael Flentje: *Short Echo Spectroscopic Imaging Combined with Lactate Editing in a Single Scan.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 3053, Seattle/Washington, USA, 2006.

Daniel Gareis, **Volker Christian Behr**, Felix Breuer, Mark Griswold und Peter Jakob: *Multipurpose 4+4 Channel Array Setup for Parallel Imaging in 3D.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 2585, Seattle/Washington, USA, 2006.

Thomas Neuberger, Andrew Webb, Cornelius Faber, **Volker Christian Behr**, Stefan Neubauer und Jürgen E. Schneider: *Measurement of T1 Relaxation Times of Major Metabolites in the Mouse Brain at 11.7 and 17.6 Tesla Using Voxel-Localized Proton Magnetic Resonance Spectroscopy.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 1490, Seattle/Washington, USA, 2006.

Volker C. Behr, I. Kaufmann, I. Wieland, A. Haase, C. Faber und P. Jakob: *Modular and in-vivo probe bases for MRI and MRS experiments at highest field strengths.* In: *Proc. Highfield Symposium*, Nummer P9, Würzburg, Deutschland, 2006.

Volker C. Behr, D. Gareis, M. Oechsner, C. Heil, I. Wieland, T. Neuberger, T. Weber, D. Haddad, A. Haase, C. Faber und P. Jakob: *Resonator designs and results for microscopic in-vivo and ex-vivo MRI at highest field strengths up to 17.6 T.* In: *Proc. Highfield Symposium*, Nummer P8, Würzburg, Deutschland, 2006.

T. Weber, **V.C. Behr**, T. Neuberger, S. Aussenhofer, C. Faber und P.M. Jakob: *Quantification of in vivo T1 relaxation times in rat spinal cord at 17.6 Tesla.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 2538, Miami/Florida, USA, 2005.

T. Weber, T. Neuberger, M. Vroemen, N. Weidner, **V.C. Behr**, I. Wieland, U. Bogdahn, A. Haase, P. Jakob und C. Faber: *In vivo and In vitro High Field Imaging of Rat Spinal Cord Injury.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 1529, Kyōto, Japan, 2004.

J.C. Tsai, T. Weber, T. Neuberger, A. Purea, **V. Behr**, A. Haase und A. Webb: *High Field Magnetic Resonance Microscopy of Pig Cartilage.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P-69, Snowbird/Utah, USA, 2003.

Volker C. Behr, I. Wieland, M. Oechsner, D. Gareis, T. Neuberger, D. Haddad, A. Haase und C. Faber: *Resonator Designs and Results for Microscopic in-vivo and ex-vivo MRI at Highest Field Strengths up to 17.6 T.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P-68, Snowbird/Utah, USA, 2003.

Volker C. Behr, I. Wieland, M. Oechsner, D. Gareis, T. Weber, T. Neuberger, A. Haase und C. Faber: *An improved Probebase and Resonator Setup for in-vivo body MR Imaging of small mammals at 17.6 T.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P-67, Snowbird/Utah, USA, 2003.

T. Weber, T. Neuberger, N. Weidner, M. Vroemen, **V. Behr**, I. Wieland, U. Bogdahn, A. Haase und C. Faber: *In vivo MR imaging of spinal cord injury at 17.6 Tesla.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 410, Rotterdam, Niederlande, 2003. (MAGMA 16(s):216, 2003).

V.C. Behr, D. Gareis, M. Oechsner, T. Neuberger, D. Haddad, C. Faber und A. Haase: *Resonator Designs for Very High Field 1H and X-Nuclei in-vivo and ex-vivo Microscopic MRI Experiments.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 2360, Toronto, Kanada, 2003.

D. Haddad, M. Haas-Roith, L.S. Kossatz, S. Huggenberger, **V. Behr**, H.H.A. Oelschläger und A. Haase: *High-Field NMR-Microscopy of Prenatal Dolphins.* In: *Proc. ECS*, Nummer NT05, Las Palmas de Gran Canaria, Spanien, 2003.

D. Haddad, **V. Behr**, H.H.A. Oelschläger und A. Haase: *High-Field NMR Microscopy of Dolphin Embryos and Fetuses.* In: *Proc. ESMRMB*, Nummer 430, Cannes, Frankreich, 2002. (MAGMA 15(s):206, 2002).

D. Haddad, **V. Behr**, H.H.A. Oelschläger und A. Haase: *High Field 3D-NMR Imaging of Dolphin Embryos and Fetuses.* In: *Proc. ISMRM*, Nummer 2533, Honolulu/Hawai'i, USA, 2002.

D. Haddad, **V. Behr**, H.H.A. Oelschläger und A. Haase: *3D-NMR Imaging of Dolphin Embryos and Fetuses.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P11, Nottingham, U.K., 2001.

V.C. Behr und D.O. Kuethe: *Relaxation of fluorinated gases for lung imaging.* In: *Proc. ICMRM*, Nummer P83, Heidelberg, Deutschland, 1999.

Arbeiten

Volker Christian Behr: *Magnetic Resonance Imaging and Biomedical Applications using Fluorinated Gases.* Master's thesis, University of New Mexico, Albuquerque/New Mexico, USA, 1999.

Volker Christian Behr: *Optimierung von NMR-Meßsonden II: Bau und Optimierung einer Hochfrequenzspule und eines Quadraturhybriden zur 23Na-NMR-Bildgebung im Bereich des menschlichen Hinterkopfes.* Praktikumsarbeit, Universität Würzburg, Würzburg, Deutschland, 1997.

Periodika außerhalb der NMR

V. Behr: *PDF-Erzeugung mit CUPS und Ghostscript.* iX - Magazin für professionelle Informationstechnik, 7/2003:136–138, 2003.

Anhang A

Datenblätter der Resonatoren

Auf den folgenden Seiten finden sich die Datenblätter zu vier Resonatoren, die im Rahmen dieser Promotion entstanden sind. Diese Datenblätter sind als Charakterisierung der jeweiligen Resonatoren gedacht, so daß Anwender mit deren Hilfe die für ihre Experimente passenden Resonatoren auswählen können. Die Datenblätter sind folgendermaßen aufgebaut:

Auf der Vorderseite:

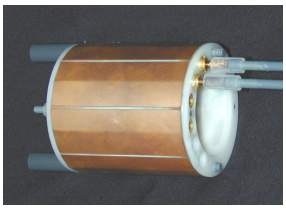
- Bezeichnung, Typ und Bild des Resonators
- Geometrische Abmessungen
- Vorgesehene Einsatzgebiete und optionales Zubehör
- Hinweise zur Handhabung und Anmerkungen

Auf der Rückseite:

- Güte-(Q-)Messungen beladen und unbeladen
- Angabe des Meßphantoms und der Qualität der Impedanzanpassung
- typischer Reference Gain am Spektrometer für obiges Phantom
- absolute $\vec{B}_1$-Karten mit Angabe der Meßparameter (sofern vorhanden)
- Ansprechpartner und Datum des Datenblatts

A.1 Birdcage-Resonator, 37,9 mm, 750 MHz

Resonatordatenblatt



^{1}H linearer Birdcage-Resonator (750 MHz)

Maße:	innerer Durchmesser	:	37,9 mm
	äußerer Durchmesser	:	56,5 mm
	Länge	:	65 mm
	Resonatorlänge	:	40 mm

Gradientensystem	:	Mini 0.5
Probenkopf	:	Eigenbau/^{1}H (Balun)

Anwendungen und Sonderzubehör:

- Alle Standardanwendungen für das Mini-System, reguläres Bruker-Zubehör/Animal-Handling-System

Besonderheiten bei der Handhabung:

- keine Zugbelastung auf Trimmerwellen geben

Bemerkungen:

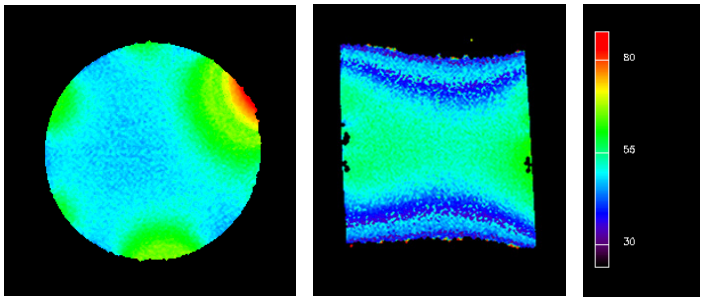
Q(unbeladen) : 151 (in Reflektion)
Q(beladen, Mausphantom) : 59 (in Reflektion)

Phantom für Messungen: Sonnenblumenöl in 28,5 mm Röhrchen

Match : < -50 dB (bei 80 MHz Sweepwidth)

typischer *Reference Gain* : ca. 26dB

B_1 Karten, Werte in µT (Blockpuls, 0dB, 300W)



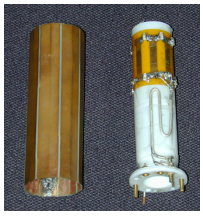
axial sagittal

Ansprechpartner : Volker Behr

16.08.2004

A.2 Birdcage-Resonator, 27 mm, 750 MHz

Resonatordatenblatt



^{1}H linearer Birdcage-Resonator (750 MHz)

Maße:	innerer Durchmesser	:	27 mm
	äußerer Durchmesser	:	40 mm
	Länge	:	120 mm
	Resonatorlänge	:	35 mm

Gradientensystem	:	Mikro 2.5
Probenkopf	:	Bruker Mikro

Anwendungen und Sonderzubehör:

- Mäuse (innere Organe einschließlich Hirn), dafür vorhanden: Mäuseschiene mit 25 mm

Besonderheiten bei der Handhabung:

- Matchqualität von Position in Gradientensystem abhängig, d.h. ggf. „verdrehen“
- Tune und Matchkondensatoren müssen normalerweise nur geringfügig (2-3 Umdrehungen maximal) nachjustiert werden; möglichst nie an einen Anschlag drehen
- Schirm vor Messung mit einem Streifen Tesafilm an Probenkopf befestigen

Bemerkungen:

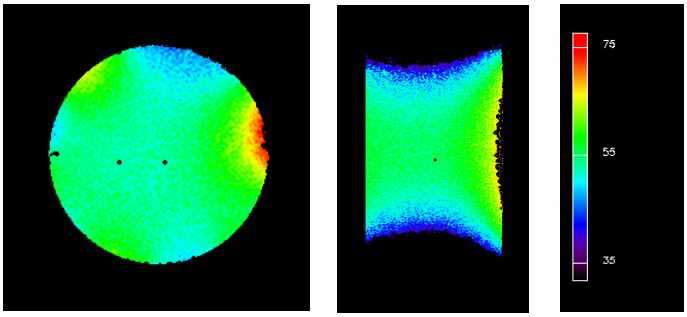
Q(unbeladen) : 45 (in Transmission)
Q(beladen, Maus) : 32 (in Transmission)

Phantom für Messungen: Sonnenblumenöl in 20 mm Röhrchen

Match : < -40 dB (bei 80 MHz Sweepwidth)

typischer *Reference Gain* : ca. 26dB

B_1 Karten, Werte in µT (Blockpuls, 0dB, 300W)



axial coronal

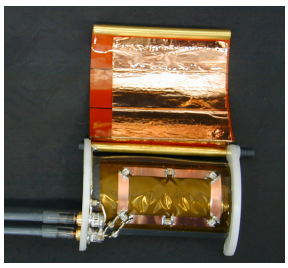
Ansprechpartner : Volker Behr

18.11.2003

A.3 Oberflächenspule, 160° Winkel, 750 MHz

Resonatordatenblatt

^{1}H lineare Oberflächenspule (750 MHz)



Maße:	Höhe	:	50 mm
	Breite	:	30 mm
	äußerer Durchmesser	:	56,5 mm
	Winkelsegment	:	160 Grad

Gradientensystem : Mini 0.5
Probenkopf : Eigenbau/^{1}H (Balun)

Anwendungen und Sonderzubehör:

- Ratten (Rückenmark, Herz, ggf. Hirn), vorhanden sind verschiedene Tierschienen, Bruker-Animal-Handling-System paßt

Besonderheiten bei der Handhabung:

- beim Einführen und Entnehmen der Tierschiene darauf achten, daß sie nicht an Kanten des Resonators hängen bleibt
- Resonatorgehäuse keiner starken mechanischen Belastung aussetzen

Bemerkungen:

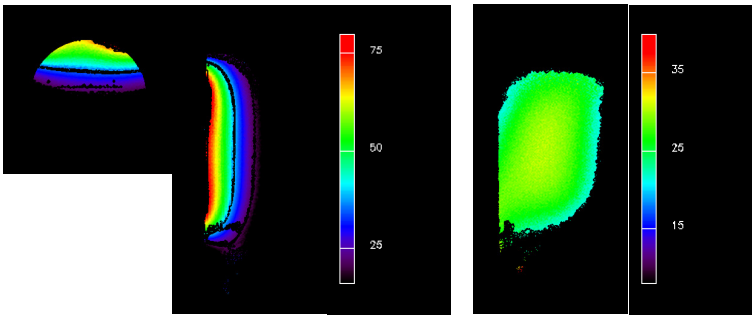
Q(unbeladen) : 65 (in Transmission)
Q(beladen, Ratte) : 40 (in Transmission)

Phantom für Messungen: Sonnenblumenöl in 28,5 mm Röhrchen

Match : < -40 dB (bei 80 MHz Sweepwidth)

typischer *Reference Gain* : ca. 23dB

B_1 Karten, Werte in µT (Blockpuls, 0dB, 300W)



axial senkrecht zur Spule parallel zur Spule

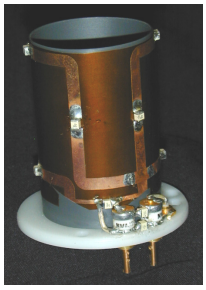
Ansprechpartner : Volker Behr

25.11.2003

A.4 Sattelspule, 37,9 mm, 705,6 MHz

Resonatordatenblatt

^{19}F lineare Sattelspule
(705,6 MHz)



Maße:	innerer Durchmesser	:	37,9 mm
	äußerer Durchmesser	:	56,5 mm
	Höhe	:	40 mm

Gradientensystem	:	Mini 0.5
Probenkopf	:	Bruker Mini

Anwendungen und Sonderzubehör:

- Mäuse, Ratten (Hirn), vorhanden sind das Bruker-Animal-Handling-System und eigene Erweiterungen

Besonderheiten bei der Handhabung:

- daran denken, Routing sowohl hard- als auch softwareseitig auf Fluor zu stellen (High-Power ^{1}H-^{19}F Kanal)

Bemerkungen:

Q(unbeladen) : 97 (in Transmission)
Q(beladen, Maus) : 24 (in Transmission)

Phantom für Messungen: FC-43 in 27 mm Röhrchen
(ausgewählte Linie: -45 ppm
von stärkster Linie)

Match : < -40 dB (bei 80 MHz Sweepwidth)

90° Puls: sinc3, 1,5ms, 11dB
(oben genanntes Phantom erlaubte keinen perfekten
Match, da Spule für Mäuse abgestimmt ist!)

Ansprechpartner : Volker Behr

05.01.2004

Anhang B

Baupläne der Probenköpfe

In diesem Anhang finden sich Auszüge aus den Konstruktionszeichnungen für den *in vivo*-Probenkopf, der in Kapitel 3.4.1 vorgestellt wurde, sowie für den modularen Probenkopf aus Kapitel 3.4.2. Sie sollen einen detaillierten Einblick in den inneren Aufbau der Probenköpfe ermöglichen und zugleich der Wartung, dem Nachbau oder auch der Weiterentwicklung selbiger dienen. Hinweis: wie in technischen Zeichnungen üblich sind sämtliche Abstände in Millimetern angegeben.

B.1 *In vivo*-Probenkopf

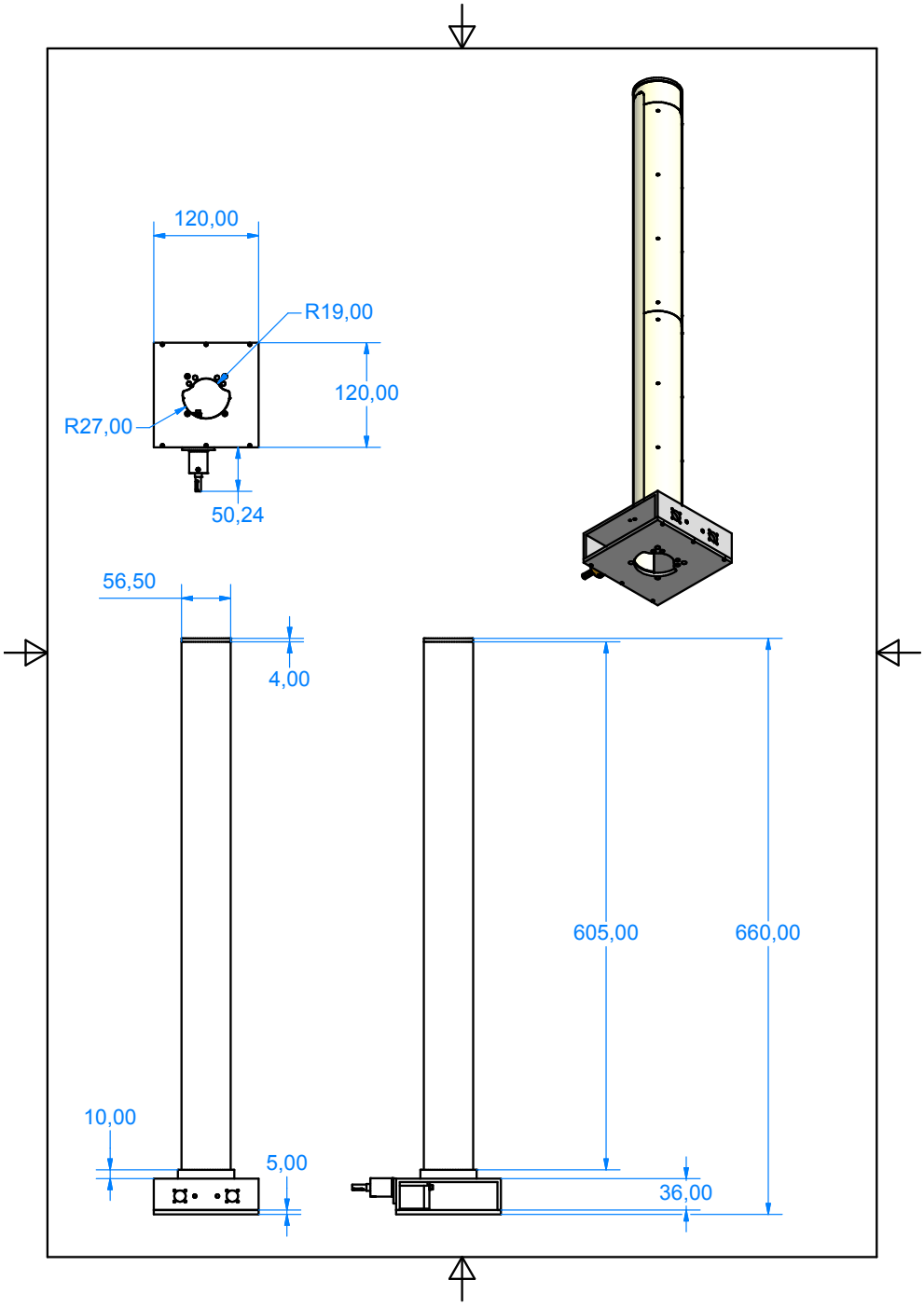
Die Konstuktionszeichnungen des *in vivo*-Probenkopfes wurden mit dem 3D-CAD (*Computer Aided Design*)-Programm INVENTOR des Herstellers AUTODESK (San Rafael, CA, USA) erstellt. Aus diesem exportierte 3D-Modelle sowie 2D-Schnittbilder sind auf den folgenden Seiten gezeigt.

Es finden sich im einzelnen folgende Abbildungen:

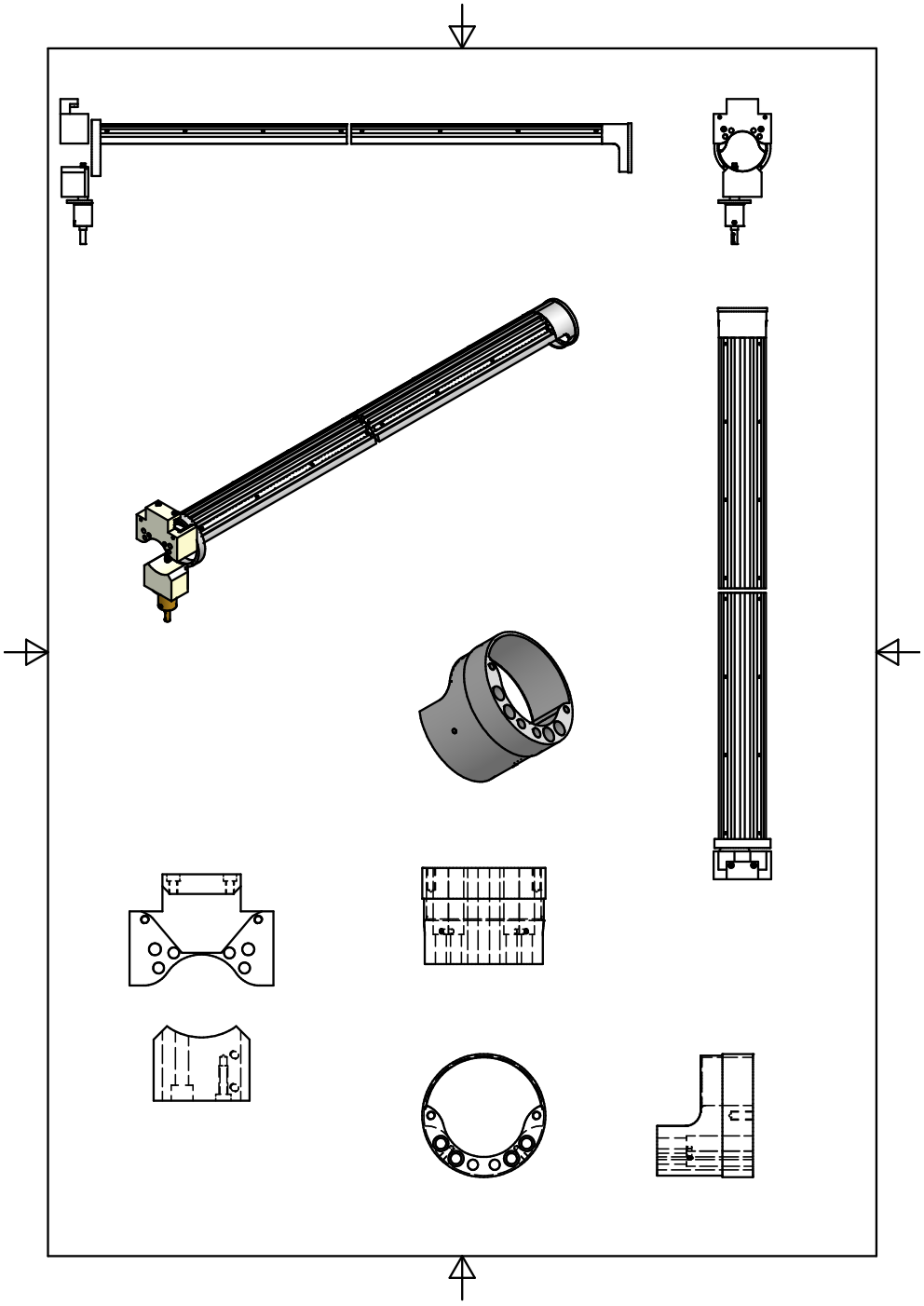
- schematische Übersicht über den *in vivo*-Probenkopf
- Standardtierschiene und Standardresonatorträger
- Resonatorträger für unilaterale Meßanordnungen
- Tierschiene für den unilateralen Aufbau

Das 3D-Modell des Probenkopfes in INVENTOR wurde mit Unterstützung von Herrn Brauner aus der Mechanikwerkstatt der wissenschaftlichen Werkstätten des Physikalischen Instituts der Univerität Würzburg erstellt.

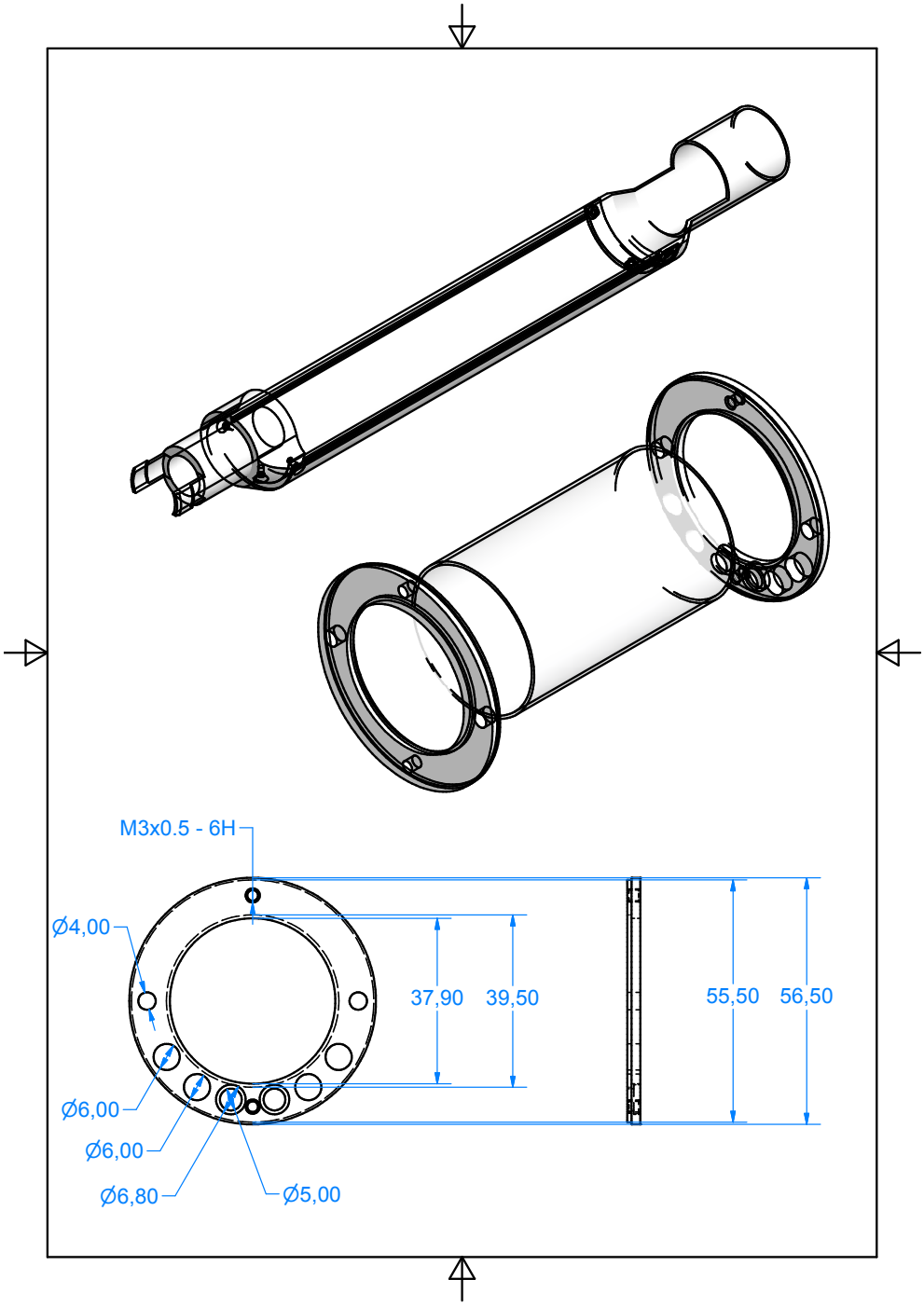
Übersicht: Probenkopf



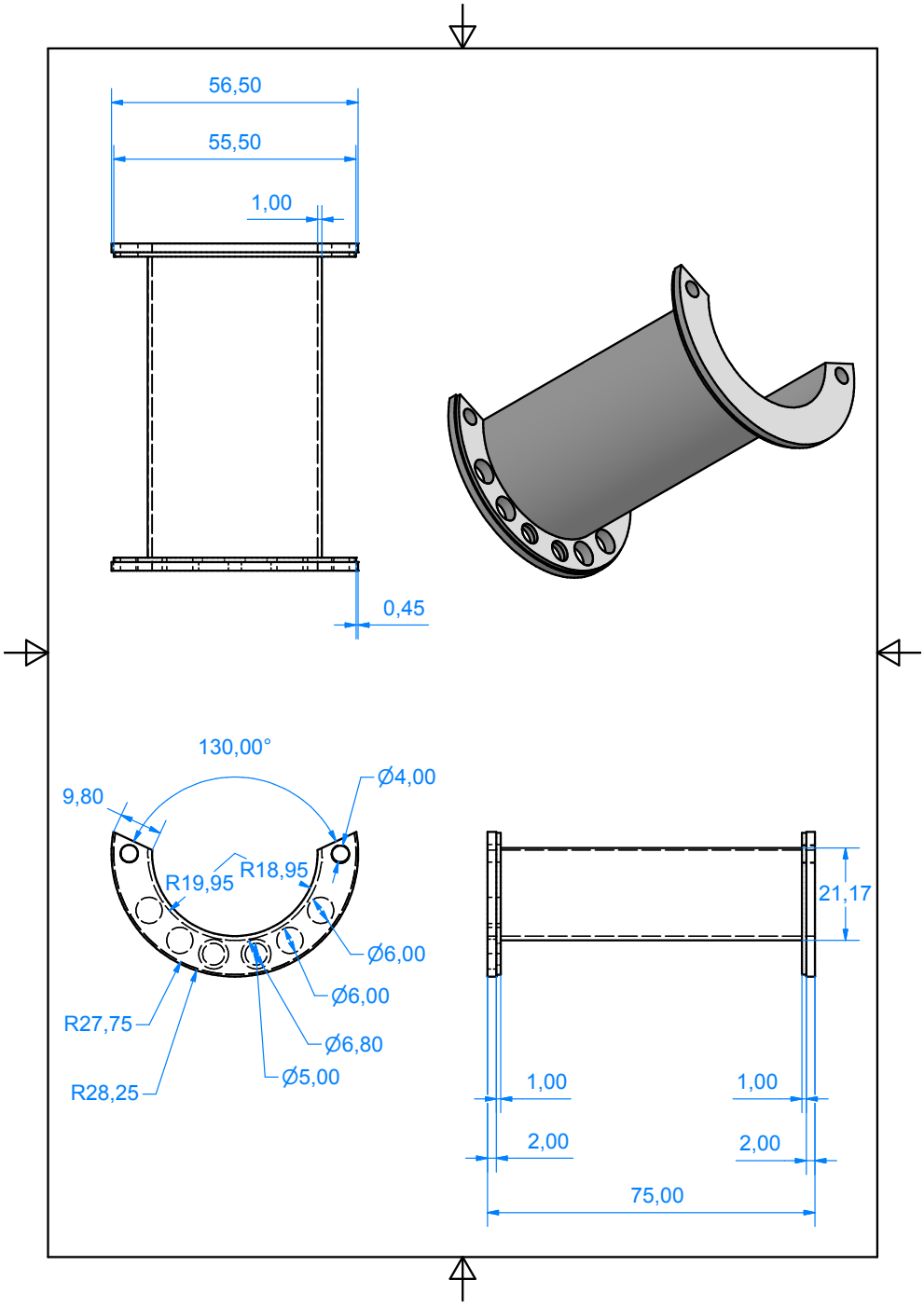
Übersicht: Probenkopf ohne Hülle



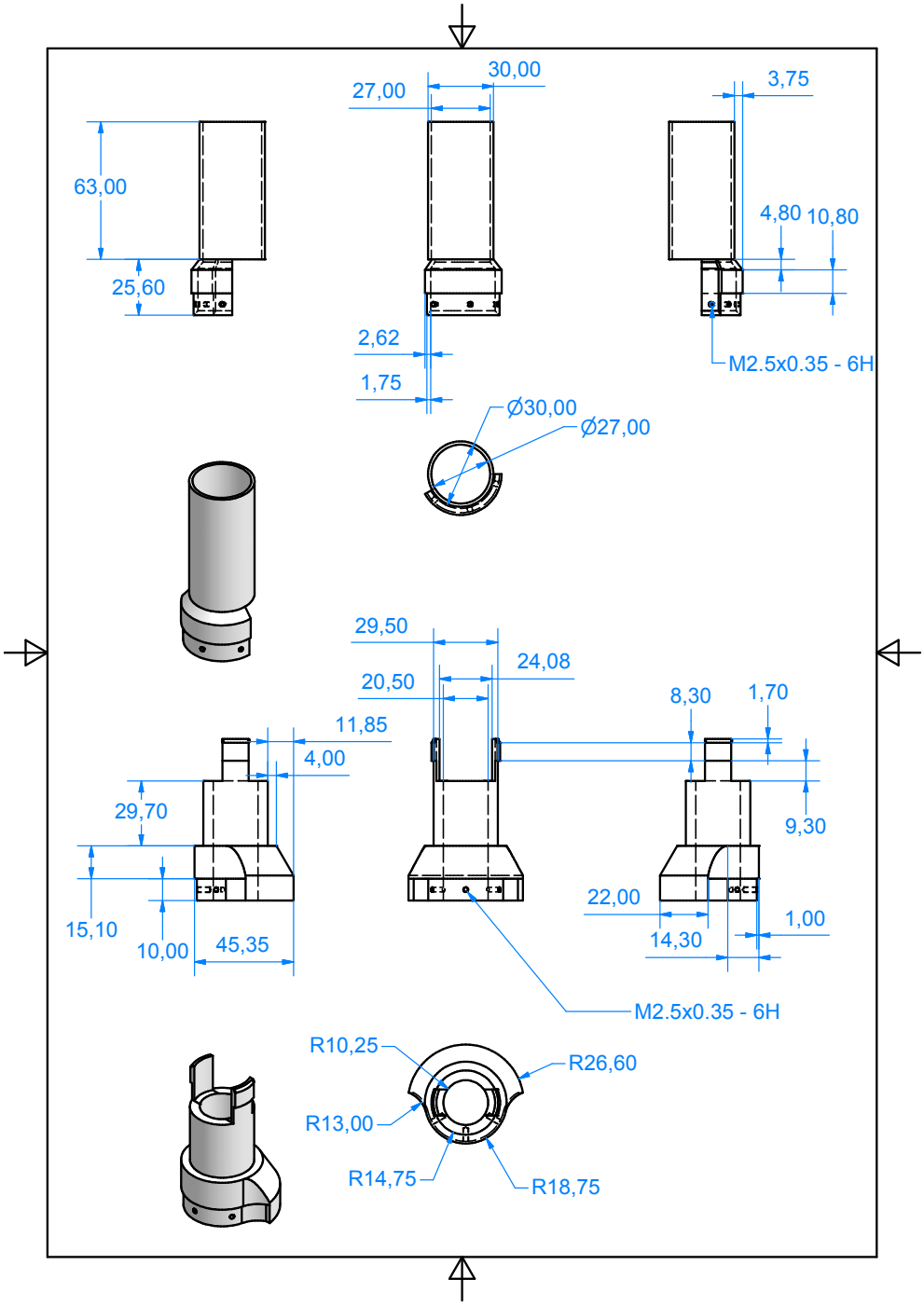
Übersicht: Standardschiene und Resonatorträger



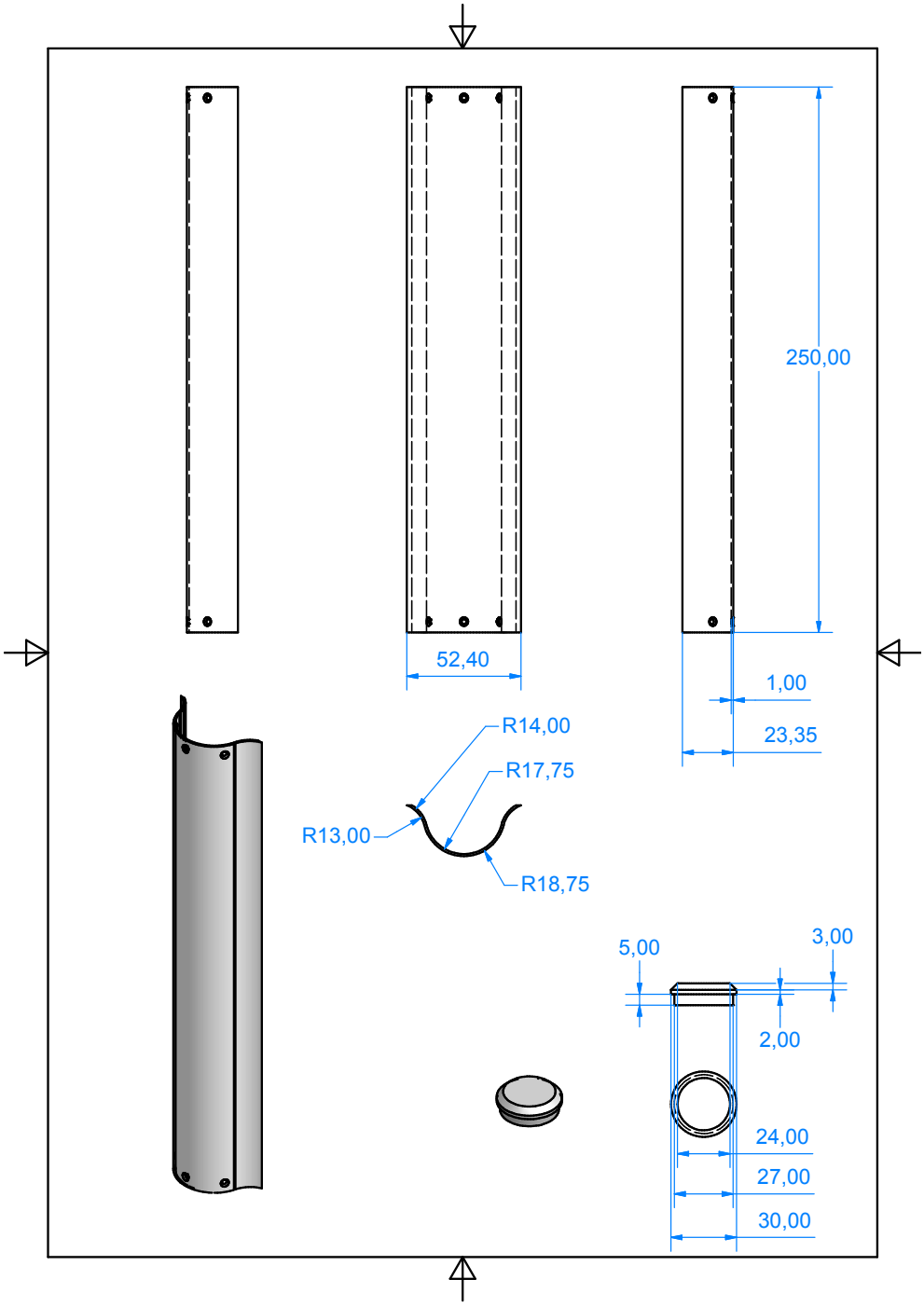
Träger für unilateralen Resonator



Invertierte Schienenendstücke des unilateralen Aufbaus



Invertierte Mittelschiene und Deckel für den unilateralen Aufbau



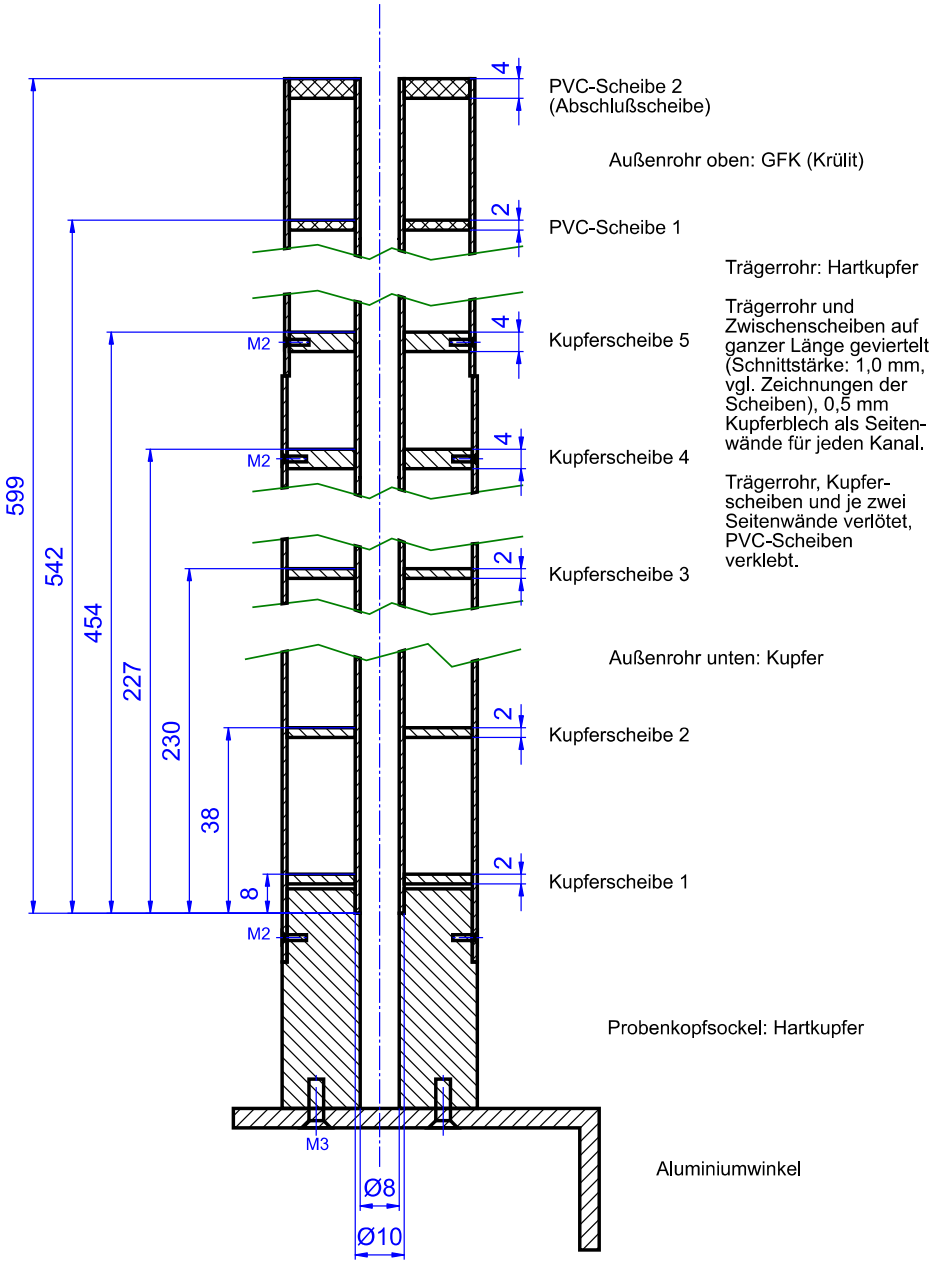
B.2 Modularer Probenkopf

Der modulare Probenkopf wurde gemeinsam mit Ilja Kaufmann entwickelt, von dem auch die den hier gezeigten Konstruktionszeichnungen zugrundeliegenden Originalbaupläne stammen. Sie wurden mit MALZ++KASSNER CAD 5 der MALZ++KASSNER GMBH (Braunschweig, Deutschland) als 2D-Schnittzeichnungen erstellt.

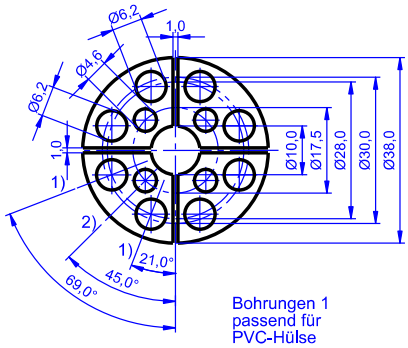
Die einzelnen dargestellten Elemente des Probenkopfes sind:

- Übersichtszeichnung
- Trenn- und Stützscheiben
- Seitenwände und Außenrohr
- Übergang vom Sockel zu den Kanälen
- Sockel
- Abschlußwinkel mit Anschlüssen

Übersichtszeichnung: modularer Probenkopf Modell EP5-750-90



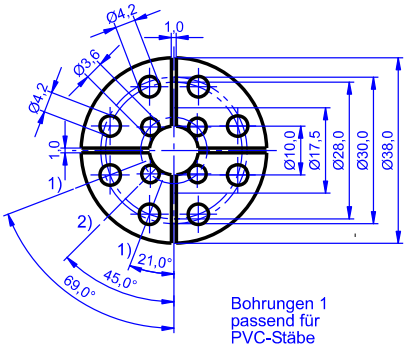
Kupferscheibe 1



Bohrungen 1
passend für
PVC-Hülse

Bohrungen 2
passend für
MCX-Koaxial-Buchse

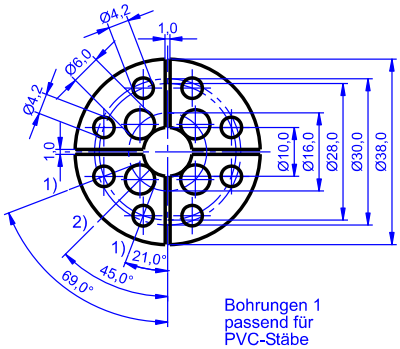
Kupferscheibe 2



Bohrungen 1
passend für
PVC-Stäbe

Bohrungen 2
passend für
"Semi-Rigid"-Kabel

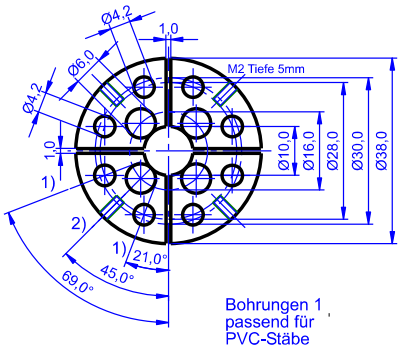
Kupferscheibe 3



Bohrungen 1
passend für
PVC-Stäbe

Bohrungen 2
passend für
vorh. Kupferrohr

Kupferscheibe 4



Bohrungen 1
passend für
PVC-Stäbe

Bohrungen 2
passend für
vorh. Kupferrohr

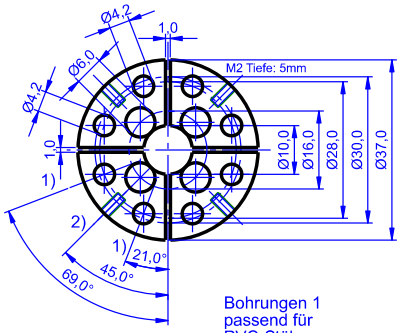
Scheiben geviertelt mit Schnittstärke 1,0 mm.
Mit viertel Trägerrohr und 0,5 mm Kupferblech-Seitenwänden hart verlötet.

Kupferscheiben 1-3: Material: 2,0 mm Kupfer

Kupferscheibe 4: Material: 4,0 mm Kupfer

Bohrungen identisch zu Kupferscheibe 3 zusätzlich seitliches Gewinde für M2 bei 45° materialstärkenmittig.

Kupferscheibe 5



Bohrungen 1
passend für
PVC-Stäbe

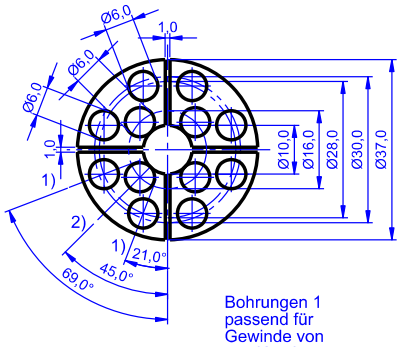
Bohrungen 2
passend für
vorh. Kupferrohr

Kupferscheibe 5: Material: 4mm Kupfer

Außendurchmesser um 1mm kleiner als
bei Kupferscheibe 4, ansonsten identisch.

Scheibe geviertelt mit Schnittstärke 1,0 mm.
Mit viertel Trägerrohr und 0,5 mm Kupferblech-
Seitenwänden hart verlötet.

PVC-Scheibe 1

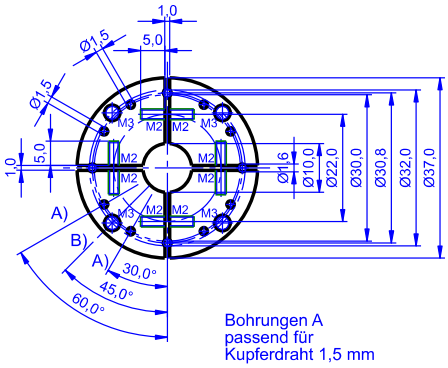


Bohrungen 1
passend für
Gewinde von
var. Kondensator

Bohrungen 2
passend für
vorh. Kupferrohr

Scheibe geviertelt mit Schnittstärke 1,0 mm.
Mit viertel Trägerrohr und 0,5 mm Kupferblech-
Seitenwänden verklebt.

PVC-Scheibe 2 (Abschlußscheibe)



Bohrungen A
passend für
Kupferdraht 1,5 mm

Gewindelöcher B
M3, durchgehend

PVC-Scheibe 1: Material: 2,0 mm PVC

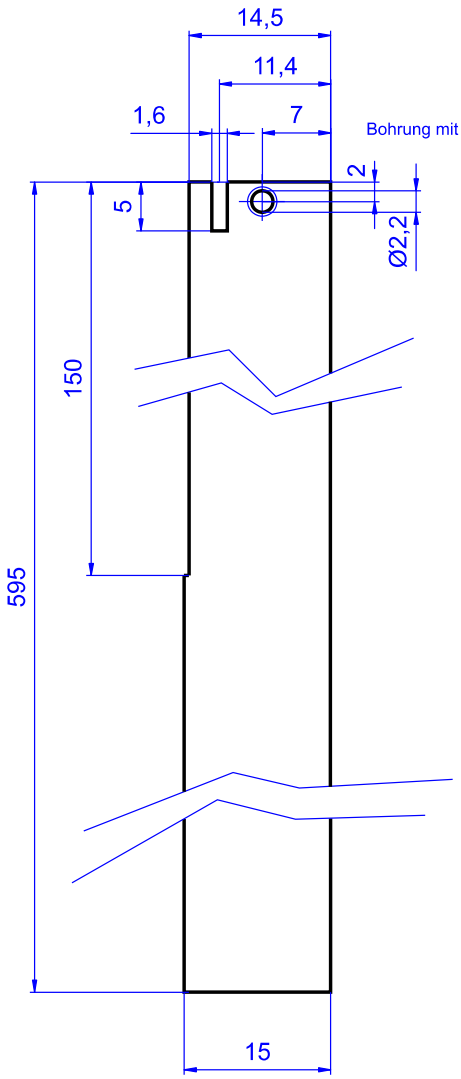
PVC-Scheibe 2: Material: 4,0 mm PVC

zusätzlich mit Seitenwänden verschraubt

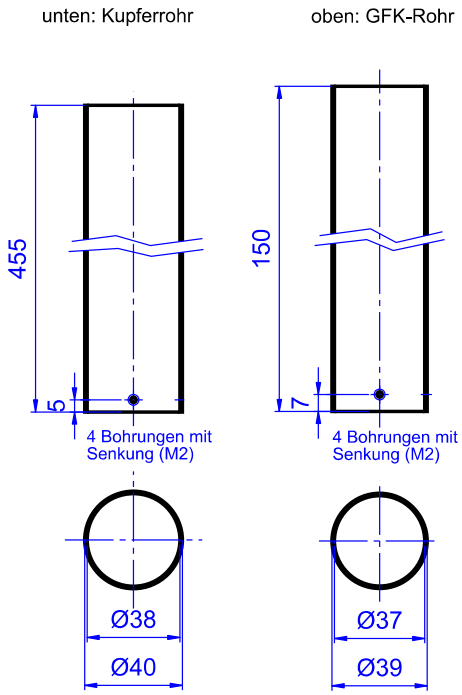
Kanalseitenwände

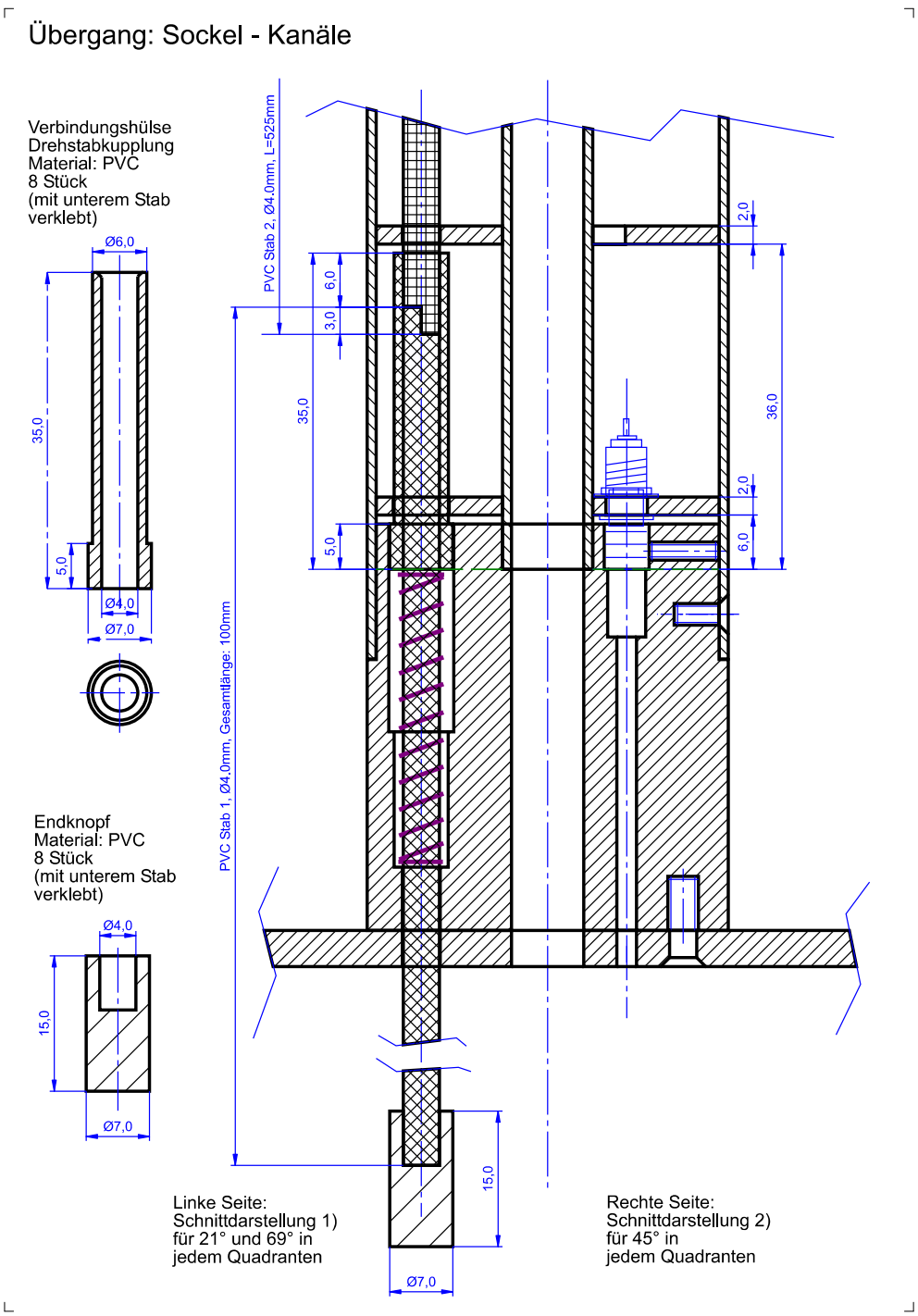
2 Seitenwände je Kanal
Material: Kupferblech, Stärke 0,5mm

Mit Trägerrohr und Kupferscheiben verlötet, mit PVC-Scheiben verklebt und mit oberer PVC-Scheibe verschraubt.

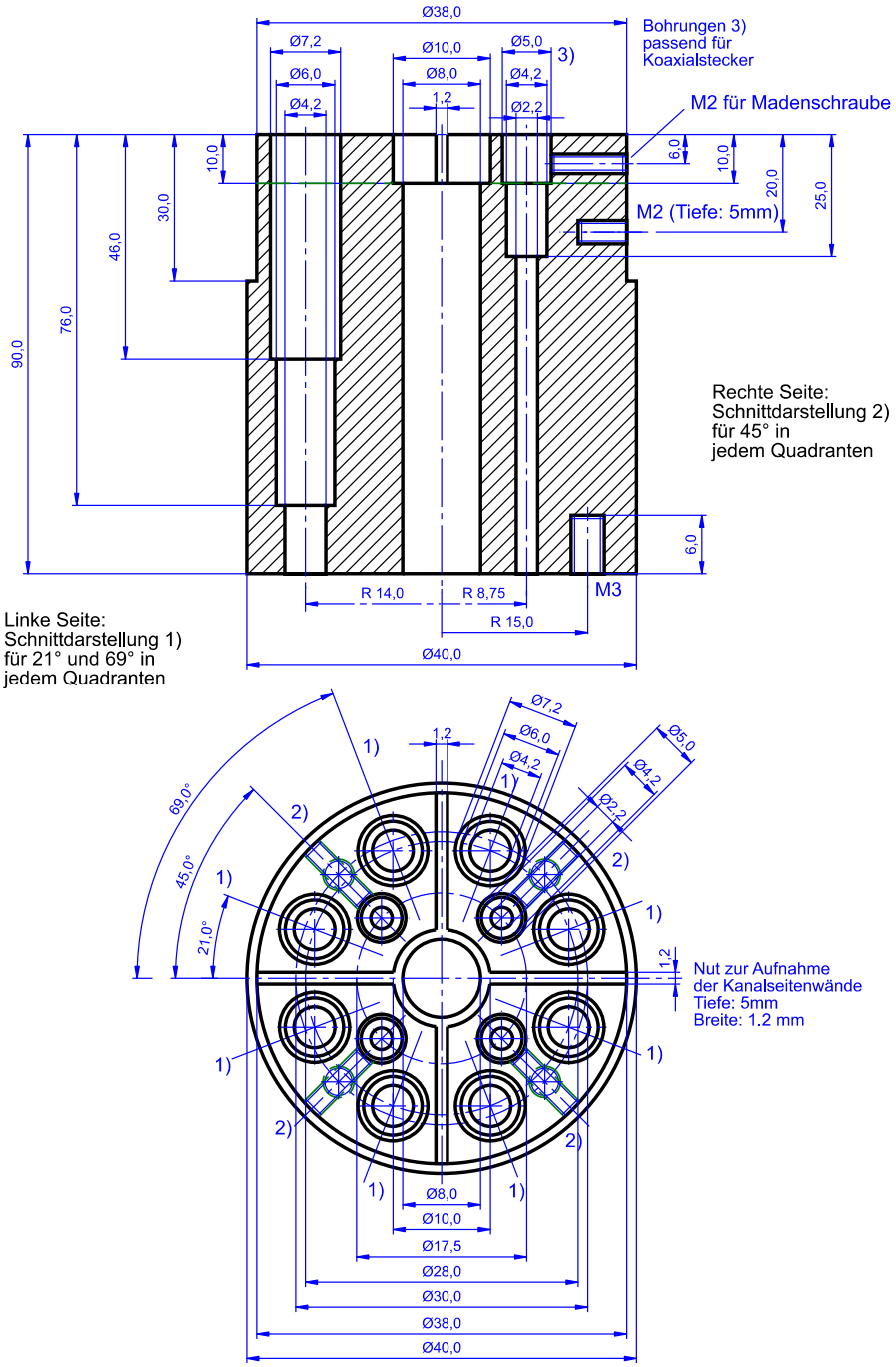


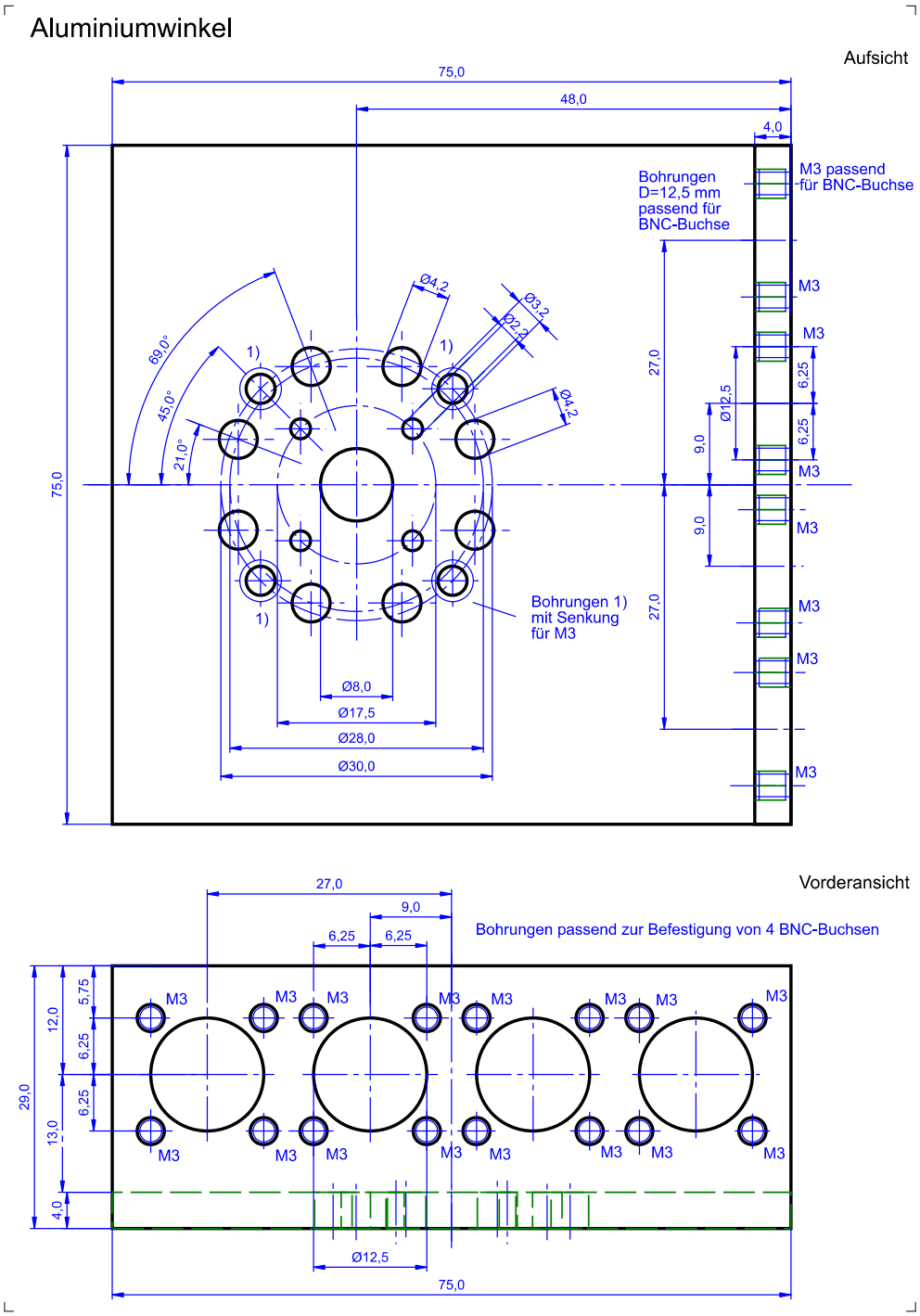
Probenkopfaußenrohr




Übergang: Sockel - Kanäle
Verbindungshülse
Drehstabkupplung
Material: PVC
8 Stück
(mit unterem Stab
verklebt)
Ø6,0
35,0
5,0
Ø4,0
Ø7,0
Endknopf
Material: PVC
8 Stück
(mit unterem Stab
verklebt)
Ø4,0
15,0
Ø7,0
PVC Stab 2, Ø4.0mm, L=525mm
PVC Stab 1, Ø4.0mm, Gesamtlänge: 100mm
6,0
3,0
35,0
5,0
2,0
36,0
2,0
6,0
15,0
Ø7,0
Linke Seite:
Schnittdarstellung 1)
für 21° und 69° in
jedem Quadranten
Rechte Seite:
Schnittdarstellung 2)
für 45° in
jedem Quadranten

Probenkopfsockel (Hartkupfer)




Aluminiumwinkel
Aufsicht
75,0
48,0
4,0
Bohrungen
D=12,5 mm
passend für
BNC-Buchse
M3 passend
für BNC-Buchse
M3
69,0°
45,0°
21,0°
Ø4,2
Ø3,2
Ø2,2
1)
Ø12,5
6,25
9,0
27,0
Bohrungen 1)
mit Senkung
für M3
Ø8,0
Ø17,5
Ø28,0
Ø30,0
Vorderansicht
Bohrungen passend zur Befestigung von 4 BNC-Buchsen
27,0
9,0
6,25
5,75
12,0
29,0
13,0
4,0
Ø12,5
75,0

Danksagung

Mein Dank gilt Allen, die in den vergangen Jahren durch ihre Unterstützung in den verschiedensten Bereichen die Vollendung dieser Doktorarbeit ermöglichten. Auch wenn jeder Einzelne einen wertvollen Beitrag zu dieser Arbeit geliefert hat, möchte ich einigen Personen im Besonderen danken:

Zunächst **Prof. Dr. Axel Haase**, an dessen Lehrstuhl ich diese interessante Themenstellung bearbeiten durfte und **Prof. Dr. Peter M. Jakob**, der seit 2003 den Lehrstuhl leitet und es mir ermöglicht hat, mein Thema vollständig weiterzuführen und um mehrere sehr interessante Aspekte zu erweitern.

Desweiteren danke ich **Ilja Kaufmann**, mit dem zusammen der modulare Probenkopf entwickelt, aufgebaut und zum Patent angemeldet wurde. Sowohl hierbei als auch seine Hilfe bei vielen kleineren Projekten war immer sehr wertvoll.

Nicht zu vergessen sind auch die Praktikanten und Diplomanden **Daniel Gareis**, **Markus Oechsner**, **Ines Wieland**, **Carolin Heil**, **Sai Ramesh Raghuraman** und **Martin Rückert**, die ich während meiner Doktorarbeit betreuen durfte, sowie diejenigen Diplomanden, die bei kombinierten Diplomarbeiten von mir während der Entwicklung und des Aufbaus ihrer Meßanordnungen betreut wurden. All diese wissenschaftliche Arbeit kam natürlich auch dieser Dissertation zugute.

Zwei sehr wichtige Ansprechpartner am Lehrstuhl für alle Fragen der Elektrotechnik und NMR waren **Dr. Eberhard Rommel** und **Dr. Mark Griswold**, die immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Stellvertretend für die wissenschaftlichen Werkstatt des Physikalischen Instituts möchte ich **Carsten Bergmann**, **Rainer Brauner** und **Thomas Grünebaum** für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung danken.

Da eine Dissertation sowohl fachlich als auch sprachlich ihre Richtigkeit haben muß, wurde sie natürlich von verschiedenen Personen korrekturgelesen. Besonders erwähnen möchte ich hierbei **Sabine Voll**, **Dr. Daniel Haddad**, **Dr. Markus Rokitta**, **Dr. Markus Hildenbrand**, **Dr. Dean O. Kuethe**, **Prof. Dr. Peter M. Jakob** und **meine Mutter**, die sich durch viele Seiten gekämpft haben und mich mit Korrekturen versorgten.

Bei verschiedenen Abbildungen in dieser Arbeit waren **Kai Schwedhelm** und **Olga Tymofiyeva** eine grosse Hilfe auf dem Weg zu einer wirklich guten Präsentation.

Abschließend nochmals ein großer Dank an Alle: an mein Zimmer **F-069a** mit seinen „Bewohnern“ in den vergangenen Jahren, an ganz **EP5** und an **meine Eltern**.

Lebenslauf

Volker Christian Behr
Am Happach 46, Wohnung 408
97218 Gerbrunn

Geburtsdatum:	11. September 1975
Geburtsort:	Höchstädt an der Donau
Nationalität:	deutsch
Familienstand:	ledig
Sprachen:	Deutsch (Muttersprache), Englisch (fließend in Wort und Schrift), Japanisch, Latein
Programmiersprachen:	C, C++, Turbo Pascal, Basic, LPC, Perl, IDL, Matlab, Mathematica, PVM, HTML, verschiedene Skriptsprachen (bash, tcsh, tf, ...)

Schulbildung

Sept. 1982 – Aug. 1986	Gebr.-Röls-Grundschule Riedlingen
Sept. 1986 – Mai 1995	Gymnasium Donauwörth
	(mathematisch-naturwissenschaftlicher Zweig)
Mai 1995	Abitur

Studium

Physik	*Grund- und Hauptstudium*
Okt. 1995 – Aug. 1998	Bay. Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Aug. 1997	Vordiplom
Aug. 1998 – Okt. 1999	University of New Mexico,
	Albuquerque, NM, U.S.A.
Okt. 1999	Master of Science
Okt. 1999 – Mai 2000	Bay. Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Mai 2000	Diplom

Japanologie	
Okt. 2000 – März 2004	Bay. Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Juli 2002	Japonicum

Biophysik	*Promotionsstudium*
seit Mai 2000	Bay. Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Forschung

Sept. 1997 – Juli 1998	Praktikant und studentische Hilfskraft Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Haase Exp. Physik 5, Universität Würzburg *Optimierung von NMR-Meßsonden II: Bau und Optimierung einer Hochfrequenzspule und eines Quadraturhybriden zur ^{23}Na-Bildgebung im Bereich des menschlichen Hinterkopfes*
Jan. 1999 – Okt. 1999	Master-Arbeit Arbeitsgruppe von Prof. Dr. E. Fukushima mit Dr. D.O. Kuethe, New Mexico Resonance, Albuquerque, NM, U.S.A. *Magnetic Resonance Imaging and Biomedical Applications using Fluorinated Gases*
seit Mai 2000	Doktorarbeit Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Haase und Prof. Dr. P.M. Jakob Exp. Physik 5, Universität Würzburg *Entwicklung und Optimierung von Resonatoren und Detektionsverfahren in der magnetischen Kernspinresonanz*

Lehre

seit Oktober 2006	Übungsleiter in der Experimentalphysik, Bay. Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Würzburg, den 29. April 2008 Volker Christian Behr

Ehrenwörtliche Erklärung

Ehrenwörtliche Erklärung gemäß §5 Absatz 2 Ziffern 2 und 5 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg vom 22. September 2003.

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, daß ich die Dissertation eigenständig, d.h. insbesondere selbstständig und ohne Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters angefertigt habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation hat weder in gleicher noch anderer Form bereits in einem anderen Prüfungsfach vorgelegen.

Am 18. Dezember 1999 wurde mir von der University of New Mexico in Albuquerque, New Mexico, USA der akademische Grad „Master of Science“ in Physik verliehen und am 10. Mai 2000 von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Physiker (Univ.)“. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch zu erwerben versucht.

Würzburg, den 29. April 2008

(Volker Christian Behr)