

$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat zur  
Kopplung ultrakalter Atome und  
supraleitender Strukturen:  
Konzeption und Herstellung des  
supraleitenden Spulensystems

**Dissertation**

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Eberhard Karls Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Petra Simone Vergien  
aus Reutlingen

Tübingen  
2014

Tag der mündlichen Qualifikation: 17.11.2014

Dekan: Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Reinhold Kleiner

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Dieter Kölle



Für meine geliebte Mutter!



# Kurzfassung

Ein vielversprechender Weg zur Realisierung von Prozessoren der Quanteninformationsverarbeitung besteht in der Verwendung von supraleitenden Qubits. Durch deren kurze Schaltzeiten wird die effiziente Durchführung von Quantenalgorithmien ermöglicht. Der gravierendste Nachteil solcher Strukturen liegt allerdings in ihrer kurzen Kohärenzeit im  $\mu\text{s}$ -Bereich. Für die Speicherung der Informationen muss somit nach alternativen Strategien gesucht werden. Eine Möglichkeit hierfür besteht in der Verwendung der Quantenzustände ultrakalter Atome, deren Kohärenzzeit mehrere Sekunden beträgt. Durch die Kopplung der supraleitenden Qubits mit den ultrakalten Atomen entsteht ein hybrides Quantensystem, das die Stärken der jeweiligen Teilsysteme ausnutzt.

Zur Realisierung dieses hybriden Quantensystems wird eine Versuchsumgebung benötigt, die den Anforderungen beider Teilsysteme gerecht wird. Dies ermöglicht der im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommene trockene  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat mit multiplem optischem Zugang.

Zur Kopplung der ultrakalten Atome mit den supraleitenden Strukturen ist es notwendig, die Atome zu fangen, zu kühlen und zum Ort der supraleitenden Qubits zu transportieren. In der vorliegenden Arbeit konnte zu diesem Zweck der Prototyp eines supraleitenden Spulensystems implementiert und getestet werden. Die hierfür notwendigen Konzeptionen und Simulationen werden vorgestellt. Erste Experimente der Team-Kollegen konnten das Laden der magneto-optischen Falle (MOT) des Spulensystems mit Atomwolken von bis zu  $1 \cdot 10^9$  Rubidium-Atomen erfolgreich demonstrieren. Durch Umladen der Atome in die rein magnetische Falle der MOT-Spulen und Molassekühlen konnte eine Temperatur der Atomwolke von  $90 \mu\text{K}$  erreicht werden. Die Lebensdauer der Atomwolke in dieser Falle wurde zu 70 s gemessen. Auch die Funktionsfähigkeit des magnetischen Transfers konnte erwiesen werden.

Um die Beschränkung des bisherigen Systems durch reduzierte kritische Ströme zu überwinden, wurde ein Konzept für ein Spulensystem basierend auf NbTi-Draht mit deutlich größerem Durchmesser entwickelt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Supraleitung</b>	<b>11</b>
3.1	Grundlegende Eigenschaften . . . . .	11
3.2	Supraleiter im Magnetfeld . . . . .	11
3.3	Supraleitende Magnete und deren thermodynamisches Verhalten . . . . .	13
3.3.1	Degradierung und Training . . . . .	13
3.3.2	Abschätzung der Auswirkungen einer punktförmigen Störquelle . . . . .	13
3.3.3	Minimal Propagation Zone eines Verbundleiters . . . . .	15
3.3.4	Flux-Jumping . . . . .	16
3.3.5	Schaltvorgänge . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Ultrakalte Atome</b>	<b>20</b>
4.1	Einführung . . . . .	20
4.2	Magnetfallen . . . . .	20
4.3	Der Zeeman-Slower . . . . .	21
4.4	Die magneto-optische Falle . . . . .	23
4.5	Der magnetische Transfer . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>26</b>
5.1	Der trockene $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat mit multiplem optischen Zugang . . . . .	26
5.1.1	Das Basissystem - der trockene $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat . . . . .	28
5.1.2	Die Experimentierebenen . . . . .	30
5.1.3	Funktionsprinzipien Kühlmechanismen . . . . .	33
5.2	Charakterisierung des trockenen Mischkryostaten . . . . .	34
5.2.1	Verifikation der Basistemperatur . . . . .	34
5.2.2	Druckbestimmung . . . . .	35
5.2.3	Vibrationen der zusätzlichen 6K-Platte . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Resultate</b>	<b>37</b>
6.1	Konzeption und Charakterisierung des Spulensystems zum Fangen und Kühlen der Atome . . . . .	37
6.1.1	Vorüberlegungen . . . . .	37
6.1.2	Thermische Analyse des 0,1 mm NbTi-Drahtes . . . . .	38
6.1.3	Konzept des Transportes der Atome zur Millikelvin-Umgebung . . . . .	43
6.1.4	Der Zeeman-Slower . . . . .	43
6.1.5	Die magneto-optische Falle . . . . .	52
6.1.6	Konzeption der MOT und des magnetischen Transfer-Systems . . . . .	55
6.1.7	Mechanisches Design MOT und Transfer . . . . .	62

## *Inhaltsverzeichnis*

6.2	Charakterisierung des Spulensystems im kryogenen Umfeld . . . . .	66
6.3	Analyse des reduzierten $I_c$ der Spulen . . . . .	67
6.4	Optimierung der thermischen Ankopplung des Spulensystems und dessen Zuleitungen . . . . .	68
6.4.1	Klemmvorrichtungen aus Saphir . . . . .	70
6.4.2	Die Indium-Anker . . . . .	71
6.4.3	Thermoanker mit strukturierten Leiterbahnen . . . . .	73
6.4.4	Koax-Klemmvorrichtung . . . . .	76
6.4.5	Charakterisierung des Spulensystems nach durchgeführten Anker- maßnahmen . . . . .	76
6.4.6	Ursache der thermischen Belastung im Kryostaten . . . . .	80
6.5	Erste Experimente zum Laden der magneto-optischen Falle . . . . .	80
6.5.1	Charakterisierung des Spulensystems mit reduzierten Parametern . . . . .	81
6.5.2	Charakterisierung der Rb-Atomwolke in der magneto-optischen Falle . . . . .	81
6.6	Erste Experimente zum magnetischen Transfer . . . . .	84
6.6.1	Umladen in eine rein magnetische Falle . . . . .	84
6.6.2	Der magnetische Transfer . . . . .	85
6.7	Alternatives Design der magneto-optischen Komponenten . . . . .	86
6.7.1	Thermische Analyse der 0,3 mm NbTi-Drähte . . . . .	89
6.7.2	Spulenparameter und magnetisches Design . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>96</b>
	<b>Danksagungen</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# 1 Motivation

Die Atom- und die Festkörperphysik haben sich derart entwickelt, dass eine Kombination der Expertisen beider Felder enorme Synergieeffekte ermöglicht und das Tor zu gänzlich neuer Physik öffnen wird. Im Blickpunkt der Forschung ist dabei als Fernziel die Realisierung eines Quantencomputers zu nennen [Div00, Ben00, Lad10].

Statt Nullen und Einsen sequenziell zu verarbeiten, kann ein Quantencomputer zusätzlich die quantenmechanischen Effekte der Superposition (Überlagerung mehrerer Zustände) und der Verschränkung (Kopplung mehrere Zustände) nutzen, um seine Qubits, die kleinste Recheneinheit des Quantencomputers, effektiver einzusetzen als es bisherige klassische Computer können. Dies würde bei einigen Problemstellungen, wie der Faktorisierung großer Zahlen, zu einer starken Geschwindigkeitszunahme im Vergleich zu herkömmlichen Computern führen. Ein besonderer Vorteil ist außerdem, dass es auf diesen neuen Computern aufgrund ihrer Verwandtschaft möglich sein wird größere quantenmechanische Systeme zu simulieren.

Es ist bereits auf verschiedenste Weise gelungen, Qubits herzustellen und grundlegende Operationen mit ihnen auszuführen. Im Zusammenhang mit der Supraleitung gibt es beispielsweise sogenannte Cooper-Paar-Boxen, in denen verschiedene Ladungszustände einer winzigen supraleitenden Insel entsprechend der Null bzw. der Eins im klassischen Computer verwendet werden [Nak97, Nak99, Nak00]. Auch gegenläufige Ströme in supraleitenden Ringen oder die Phase in Josephson-Kontakten (zwei über eine isolierende Schwachstelle gekoppelte Supraleiter) sind bereits erfolgreich als Grundelement für Qubits herangezogen worden [Chi03, Cla03, Yu02].

Die Kombination solcher Festkörper-Qubits mit ultrakalten Atomen läßt ein Interface zwischen on-chip Strukturen mit Atomen und Licht entstehen, welches für die Quanteninformationsverarbeitung genutzt werden kann [Jes13, Wal09, Rab06, Pet08, Ver09, Pet09, Hen10].

Dabei bringen die verschiedenen Verwirklichungen der Qubits allerdings auch unterschiedliche Vor- und Nachteile mit sich. Qubits auf der Basis von Supraleitern zum Beispiel können zwar zu großen Anordnungen zusammengeschlossen werden (Skalierbarkeit), man kann also aus mehreren Bits größere Einheiten bauen, allerdings sind diese sehr empfindlich gegenüber vielerlei Störquellen, so dass die Zeit, in denen man mit ihnen rechnen kann, sehr klein ist. Man spricht davon, dass die Kohärenzzeit kurz ist [Mar09, Pai11]. Sie liegt im Bereich von einigen zehn Mikrosekunden. Qubits aus Atomen leben zwar länger, aber es ist sehr schwierig, mehrere davon zu größeren Elementen zusammenzuschließen, sie sind nicht skalierbar [Dav95-1, Tre04, Deu10].

Was liegt also näher als zu untersuchen, ob es möglich ist, die beiden Systeme zu koppeln und so die Vorteile beider Elemente zu nutzen?

Durch die Kombination zweier Systeme, z.B. eines Chips mit supraleitenden Bauelementen einerseits und eines Ensembles (oder einzelner) ultrakalter Atome andererseits, können die jeweiligen Vorteile und Stärken beider Objekte optimal ausgenutzt werden, um bisherige Grenzen zu überwinden.

Zudem kann man über ein System, das Festkörper und Atome in sich vereint, ein hohes Maß an Kontrolle ausüben. Man kann es über die Techniken der Festkörperphysik wie

## 1 Motivation

Strom und Spannung manipulieren, sowie über die Techniken der Quantenoptik, also Laser und elektromagnetische Felder. Umgekehrt erhält man über die Mannigfaltigkeit der Kanäle auch reichhaltige Informationen über das System.

Kombiniert könnten skalierbare, supraleitende Qubits für die Ausführung der Rechenoperationen genutzt werden und die erhaltene Information dann in dem Zustand der Atomwolke gespeichert werden, welche besonders lange Kohärenzzeiten aufweist. So wird der Weg geebnet für die Herstellung neuartiger Bauteile, die auf quantenmechanischen Prinzipien beruhen [Wal09, Rab06, Pet08, Ver09, Pet09].



## 2 Einleitung

Im Sochathe-Experiment (Solid State - Cold Atom Hybrid Quantum Devices) soll die kohärente Kopplung eines Systems untersucht werden, das aus einem makroskopischen Objekt wie einem Supraleiter-Qubit und einem wirklich mikroskopischen Objekt wie einem Atom besteht. Viele Fragen sind in diesem Zusammenhang noch ungeklärt: Kann man mit einem Atom den Quantenzustand eines Festkörper-Qubits auslesen und diese Information sogar zu einem anderen Festkörper-Qubit übertragen? Und umgekehrt: Kann ein Ensemble von kalten Atomen oder ein Bose-Einstein-Kondensat auf Quantenebene von Festkörperbauteilen manipuliert werden, anstatt wie bisher vor allem von magnetischen Feldern und Lasern? Wie lässt sich die Quantennatur des entstehenden gekoppelten Systems beschreiben?

In der Festkörperphysik ist es inzwischen Standard, Objekte, genauer gesagt Dünnschichten, bis hinunter auf sub- $\mu\text{m}$ -Skala Größe zu strukturieren und zu kontrollieren. So können leicht die für ein Qubit nötigen 2-Niveau-Systeme erzeugt werden. Obwohl an einem solchen Qubit eine große Anzahl von Atomen beteiligt sind ( $10^{10}$  Atome oder mehr), kommt deren Quantennatur bei sehr niedrigen Temperaturen zum Tragen und kann auch bereits kontrolliert werden [Nak99, Mak01, Vio02, Chi03, Cla08]. Niedrig bedeutet hier Temperaturen im Millikelvin-Bereich. Dies ist durch die Energieskala, die zum Rechnen mit Quantenzuständen benötigt wird, vorgegeben. Im Quanten-Regime muss die thermische Energie den Energieabstand der einzelnen zum Rechnen verwendeten Niveaus deutlich unterschreiten.

Mit der Hilfe der Methoden der Quantenoptik können einzelne Atome und Moleküle hochpräzise kontrolliert werden, und es ist inzwischen möglich, selbst eine ganze Wolke aus mehr als  $10^6$  Atomen zu manipulieren [For07, Str06]. Dies geschieht nur wenige Nanokelvin über dem absoluten Temperatur-Nullpunkt im Ultrahochvakuum ( $\sim 10^{-11}$  mbar).

Im Gegensatz zur Festkörperphysik werden die Atome hierbei vor allem durch Laser in Kombination mit Magnetfeldern gekühlt. 1995 wurde das erste Bose-Einstein-Kondensat (BEC) realisiert, bei dem die Atome gemeinsam einen neuen Zustand der Materie formen [Ket99, Ket02]. Die die Atome beschreibenden, einzelnen Wellenfunktionen kommen sich so nahe, dass sich durch ihren Überlapp eine einzige Wellenfunktion für das ganze Ensemble bildet, in der die einzelnen Teilchen ununterscheidbar werden und einheitlich schwingen. Es entsteht ein makroskopischer Quantenzustand.

Durch die innere Struktur der Atome, die nicht nur das Fangen und Kühlen ermöglicht, sondern auch die kohärente Kontrolle durch elektromagnetische Felder, sind Experimente an kalten Gasen von interdisziplinärem Interesse [Blo08]. Dabei können sogar Analogien zu Effekten in Supraleitern beobachtet werden, z.B. die Josephson-Oszillationen zwischen zwei Kondensaten [Alb05] oder die Cooper-Paarung von fermionischen Atomen [Chi04].

Heute ist es Routine, BECs und entartete Fermi-Gase in Fallen in mikro- und nanofabrierte Elementen auf der Oberfläche von Chips herzustellen [Gün03]. Fundamentale Wechselwirkungen der ultrakalten Atome und Oberflächen, wie die Casimir-Polder-Wechselwirkung und Mechanismen der Spin-Dekohärenz in der Nähe von Oberflächen, sind bereits untersucht worden [Nir06]. Es wurden große Fortschritte darin gemacht, einzelne Atome kohärent zu manipulieren, zustandsselektiv zu messen und Potential-

## 2 Einleitung

strukturen für Quantengase nach den eigenen Wünschen zu designen. Allerdings kann das volle Potential, die kohärente Kopplung der Atome an Festkörper-Strukturen in beobachtbaren Zeitskalen, erst ausgenutzt werden, wenn die Oberflächen bis auf Millikelvin heruntergekühlt und die störenden Dekohärenzmechanismen minimiert wurden. Dies soll im vorliegenden Socathes-Experiment geschehen.

Derzeit werden mehrere Experimente und theoretische Arbeiten in direkter Vorbereitung des Socathes Millikelvin-Versuchs ausgeführt:

Die Entwicklung von mikrofabrizierten Fallenstrukturen für Atome aus supraleitendem Material konnte bereits erreicht werden [For07]. Diese werden durch Leiterbahnen auf einem Trägerchip realisiert.

Der entsprechende Messaufbau an der Universität Tübingen, eine Ultrahochvakuumkammer mit optischem Zugang und einem Kaltfinger, gekühlt durch einen Helium-Durchfluss-Kryostaten, kann als direktes Vorläuferexperiment zum Socathes-Experiment gesehen werden [Can11, Ber13, Wei14]. Hier konnten die supraleitenden On-Chip-Fallen bereits erfolgreich eingesetzt werden. Insbesondere konnte hierbei die Reduktion der Fallentiefe einer Magnetfalle aus supraleitenden Strukturen durch den Meißner-Effekt im Supraleiter (Verdrängung des Magnetfeldes aus dem Inneren, siehe auch Abschnitt 3) nachgewiesen werden [Can08, Can08-1].

Experimente zur Lebensdauer der Atome in der Nähe von supraleitenden Oberflächen konnten ebenfalls in diesem Aufbau erfolgreich durchgeführt werden [Kas10]. Es wurde demonstriert, dass die Spin-Kohärenz nahe eines supraleitenden Drahtes jenseits des Johnson-Rausch-Limits liegt, dass also im Supraleiter die auf die Atome wirkenden magnetischen Störungen unterdrückt sind.

Ebenfalls ist es gelungen, in dieser Messapparatur Rubidium-Atome zu BECs zu kondensieren. Dies ist inzwischen Routine [Hat13].

Das bisher eindrucksvollste Resultat der Wechselwirkung zwischen Supraleitern und ultrakalten Atomwolken stellt der Nachweis der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring mit Hilfe der ultrakalten Atome dar. Durch das Vorhandensein von magnetischen Wirbeln in der Nähe der Fallenstruktur der Atome werden die entsprechenden Fallenparameter der magnetischen Falle beeinflusst - diese wirkt sich wiederum auf die Form der Atomwolke in der Falle aus. Durch Abbildungen der Wolke lassen sich so direkt die vorhandenen Flusswirbel im nahegelegenen supraleitenden Ring auslesen [Hat13, Knu13, Wei14].

Das Socathes-Hybrid-System aus Supraleiter und Atomen führt nun diese Bemühungen weiter, indem es möglich wird, die supraleitenden Bauelemente dank der Millikelvin-Umgebung im Quanten-Regime zu betreiben. Das heißt, thermische Effekte treten in den Hintergrund und die Effekte der Quantenphysik kommen voll zum Tragen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Konzeption und der Realisierung eines supraleitenden Spulensystems mit dem die Atome gefangen, gekühlt und zum Ort des supraleitenden Qubits transportiert werden können.

Die weitere Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden in Kapitel 3 und 4 die Grundlagen im Bezug auf die Supraleiter und die ultrakalten Atome dargelegt. In Kapitel 5 wird der experimentelle Aufbau des trockenen Mischkryostaten inklusive der ersten Charakterisierungsmessungen vorgestellt. Im Anschluss werden in Kapitel 6 die Resultate der Konzeption der magneto-optischen Komponenten zum Fangen, Kühlen und Positionieren der ultrakalten Atomwolken innerhalb des trockenen Mischkryostaten erörtert. Kapitel 7 fasst die Ergebnisse zusammen.

## 2 Einleitung

**Kooperationen** Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Implementierung des trockenen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat in Zusammenarbeit mit Martin Knufinke, Florian Jessen sowie Tobias Gaber.

Das Entstehen des Konzepts für das supraleitende Spulensystem geschah in Zusammenarbeit mit den Kollegen der Atomoptik, Daniel Cano und Florian Jessen.

Die Herstellung der raumtemperaturseitigen Komponente des Zeeman-Slowers geht auf Florian Jessen zurück.

Die thermischen Ankermaßnahmen des Spulensystems wurden im Team mit Martin Knufinke, Florian Jessen und Simon Bernon entwickelt.

Die Experimente zum Fangen und Kühlen der Atome im Mischkryostaten gehen auf die Bemühungen von Florian Jessen, Simon Bernon sowie Simon Bell zurück, ebenso der Nachweis des magnetischen Transfers [Jes13].

# 3 Supraleitung

## 3.1 Grundlegende Eigenschaften

Seit der Entdeckung der Supraleitung 1911 durch Kammerlingh-Onnes ist dieses Phänomen aus der modernen Physik und Technik nicht mehr wegzudenken.

Dabei ist der verschwindende elektrische Widerstand unterhalb einer materialspezifischen kritischen Temperatur  $T_c$  nur eine von vielen ungewöhnlichen Eigenschaften des supraleitenden Quantenzustandes. Eine weitere, zentrale Eigenschaft ist der perfekte Diamagnetismus unterhalb eines materialspezifischen kritischen Feldes. Bei dem als Meißner-Ochsenfeld-Effekt bekannten Verhalten verdrängt der Supraleiter magnetische Felder fast völlig aus seinem Inneren. In einer dünnen Grenzschicht an der Oberfläche des Supraleiters, der sogenannten London-Eindringtiefe  $\lambda_L$ , fließen die hierfür notwendigen Induktionsströme, die das Innere des Supraleiters feldfrei halten. Da diese widerstandsfrei fließen können, handelt es sich hierbei um Dauerströme (für eine Einführung siehe z.B. [Buc13, Kit99]).

Erst 1957 gelang die Erklärung des ungewöhnlichen Verhaltens der Supraleiter im Rahmen der nach den Forschern John Bardeen, Leon Neil Cooper und John Robert Schrieffer benannten BCS-Theorie [Bar57]. Diese erklärt den supraleitenden Zustand als eine kohärente Materiewelle aus gepaarten Elektronen, den sogenannten Cooper-Paaren. Ein Cooper-Paar besteht hierbei aus zwei Elektronen entgegengesetzten Impulses, die durch ihre Wechselwirkung mit dem umgebenden Gitter miteinander koppeln. Das Besondere ist, dass die Cooper-Paare zu einer kollektiven, makroskopischen Wellenfunktion kondensieren.

Gitterschwingungen der umgebenden Atome, die bei der Bewegung einzelner Elektronen für einen endlichen Widerstand sorgen, können im Temperaturregime der Supraleitung dieses kollektive Verhalten nicht aufbrechen. Erst oberhalb einer Energieschwelle  $\Delta$ , die Energielücke des Supraleiters genannt wird, können Gitterschwingungen wieder mit den Cooper-Paaren in Wechselwirkung treten und diese aufbrechen, die Supraleitung wird zerstört. Unterhalb dieser Grenzenergie ist die Bewegung der Cooper-Paare durch den Festkörper demzufolge widerstandsfrei.

Die Temperatur, die dem vollständigen Aufbrechen der Cooper-Paare, also dem Absenken der Cooper-Paar-Dichte auf Null, entspricht, ist die kritische Temperatur des Supraleiters  $T_c$ . Eine ausführliche Darstellung dieser Phänomene findet sich z.B. in [Buc13, Kit99].

## 3.2 Supraleiter im Magnetfeld

Aufgrund des verschwindenden Widerstandes wurde früh angestrebt, Kabel und Drähte aus supraleitendem Material herzustellen, um so die Energieverluste in herkömmlichen Leitern zu umgehen. Technisch interessant sind in diesem Zusammenhang auch Elektromagnete aus diesen Materialien. Heutzutage finden diese bereits großflächige Anwendung. Bekannte Einsatzgebiete sind z.B. die Kernspintomographie und Großbeschleunigeranla-

### 3 Supraleitung

gen. Solche Magnete bilden zudem auch einen tragenden Bestandteil dieser Arbeit, indem sie es durch magnetische Potentiale ermöglichen, Atome für die geplanten Kopplungsexperimente zu fangen, zu kühlen und zu positionieren.

Aus diesem Grund sollen die grundlegenden Phänomene im Zusammenhang mit Supraleitern im Magnetfeld an dieser Stelle qualitativ vorgestellt werden. Für eine quantitative Analyse siehe z.B. [Buc13, Kit99].

Supraleiter verdrängen ein von außen angelegtes Magnetfeld bis zu einem kritischen Feldwert fast vollständig aus ihrem Inneren. Die in der Oberflächenschicht des Supraleiters fließende Induktionsströme, deren Magnetfeld das angelegte Feld im Inneren gerade kompensiert, fließen dabei unterhalb des kritischen Feldes des jeweiligen Materials nur innerhalb der sogenannten London'schen Eindringtiefe  $\lambda_L$ .

Steigt das äußere Magnetfeld  $B$  weiter an, muss das Verhalten verschiedener Typen von Supraleitern unterschieden werden. Bei Typ I Supraleitern, wie z.B. Zinn, bricht die Supraleitung oberhalb dieses kritischen Feldes gänzlich zusammen. Der Feldwert, bei dem dies geschieht, ist bei den meisten Materialien recht klein und daher sind diese für technische Anwendungen, wie den Bau von Magneten, wenig relevant.

Der zweite Typ Supraleiter besitzt ebenfalls die Meißner-Phase mit dem unteren kritischen Feld  $B_{c1}$ , allerdings schließt sich bei größeren Feldern die sogenannte Shubnikov-Phase an, in der das Magnetfeld in Form von Flussbündeln in den Supraleiter eindringt. Diese Flussbündel oder Flussschläuche besitzen dabei einen normalleitenden Kern und unterdrücken lokal die Cooper-Paar-Dichte. Für diesen Typ Supraleiter ist es energetisch günstiger, eine möglichst große Phasengrenze zwischen normal- und supraleitender Phase auszubilden, so dass die Flussbündel jeweils einen Fluss von  $\Phi_0$ , dem elementaren Flussquant, tragen. Erst oberhalb des oberen kritischen Feldes  $B_{c2}$  bricht die Supraleitung vollständig zusammen. Dieses ist in der Regel deutlich höher als  $B_{c1}$ . Das im Rahmen dieser Arbeit häufig verwendete Material Niob-Titan (NbTi) gehört zu dieser Klasse von Supraleitern.

Nachteilig bei der Verwendung von Typ II Supraleitern für die Herstellung von Leitern und Spulen ist die freie Beweglichkeit der Flusswirbel mit ihren normalleitenden Kernen (Flux-Flow). Erfolgt diese nicht vollständig adiabatisch, sondern über Nicht-Gleichgewichts-Zustände, wird bei diesem Prozess Energie dissipiert. So eine Bewegung der Flussschläuche wird bereits beim Anlegen eines geringen Transportstromes an den Supraleiter in Gang gesetzt, da hiermit eine Lorentzkraft senkrecht zum Leiter einhergeht. Erst durch das Verhindern der freien Beweglichkeit der Flusswirbel kann ein nennenswerter Strom widerstandsfrei fließen.

Die Höhe dieses kritischen Stromes ergibt sich aus der Kraft, die dafür notwendig ist, die Wirbel aus ihren Haftzentren loszureißen. Haftzentren sind z.B. normalleitende Verunreinigungen im Supraleiter II. Art. Da durch einen Flusswirbel ein normalleitender Kern ausgebildet wird, ist es energetisch günstig die Wirbel an einer Stelle mit bereits reduzierter Cooper-Paar-Dichte zu positionieren. Es wird dann eine zusätzliche Energie erforderlich, um den Flusswirbel von dieser günstigen Position zu entfernen. Supraleiter mit entsprechenden Haftzentren werden harte Supraleiter genannt und eignen sich besonders für technische Anwendungen.

Durch seine Eigenschaft den Fluss zu pinnen, hängt die Magnetisierung des harten Supraleiters stark von dessen Vorgeschichte ab. Da dies für den Spulenbau, vor allem für die möglichen Verluste und Heizmechanismen relevant ist, wird dieses Thema innerhalb des Unterabschnitts 3.3.5 erneut aufgegriffen.

## 3.3 Supraleitende Magnete und deren thermodynamisches Verhalten

### 3.3.1 Degradierung und Training

Durch die Entwicklung harter Supraleiter wurde es erstmals möglich, Drähte und Kabel herzustellen, deren  $I_c$  im Magnetfeld die Herstellung von Elektromagneten aus supraleitendem Material erlaubte. Allerdings stellte sich in Experimenten heraus, dass das  $I_c$  einer fertiggestellten Spule bei Weitem nicht dem eines kurzen Stücks des verwendeten Drahtes entsprach [Wil99]. Die so degradierten Spulen werden bei wesentlich geringeren kritischen Strömen normalleitend und dissipieren dann ihre gesamte im Magnetfeld gespeicherte Energie  $\frac{1}{2}LI^2$ , mit der Induktivität  $L$  der Spule, in Form von Wärme in die Spule und deren Umgebung. Dieses unerwünschte und oft auch zerstörerische Phänomen wird als „Quench“ bezeichnet und muss bei der Entwicklung und dem Design von Spulen mitberücksichtigt werden.

Die Degradation der Spulen im Verhältnis zu kurzen Drahtstücken wird dabei meist von einem gewissen „Trainings-Effekt“ der Spulen begleitet, d.h. der kritische Strom einer Spule erhöht sich mit jedem Quench, bis eine gewisse Sättigung eintritt. Das schlussendliche  $I_c$  bleibt dennoch meist weit unterhalb des erwarteten Wertes. Dieser Effekt hängt stark vom verwendeten Draht, der Spulenform und der Herstellungsmethode ab.

Die Ursache von Degradations- und Trainingseffekten bei Spulen ist in Störungen des verwendeten Leitermaterials zu suchen, welche bei Stromfluss die Temperatur im Leiter lokal erhöhen und damit den temperaturabhängigen kritischen Strom an dieser Stelle senken. Ist der nun reduzierte kritische Strom geringer als der in der Spule fließende Strom, wird dieser Bereich normalleitend. Breitet sich die Erwärmung aus, können immer größere Bereiche normalleitend werden und es kommt schlussendlich zum Quench der gesamten Spule.

Die Störungen im Leiter können dabei verschiedene Ursachen haben. Permanente punktförmige Störungen sind z.B. schlechte Kontaktstellen zwischen zwei Leiterstücken, oder, die ganze Spule betreffend, Verluste durch eine mit Wechselstrom betriebene Spule. Zudem gibt es vorübergehende Störungen, z.B. durch das spontane, dissipative Umrangieren von magnetischem Fluss im Supraleiter (Fluss-Sprünge) oder das gänzliche Umarrangieren der Drähte der Spule im eigenen Magnetfeld [Wil99].

Dabei sind permanente Störquellen zumeist im Vorfeld kalkulierbar. In den folgenden Unterabschnitten werden Modelle zur Abschätzung der Auswirkungen vorübergehender, punktförmiger Störquellen dargelegt. Abschnitt 3.3.4 geht konkret auf Fluss-Sprünge ein. Abschnitt 3.3.5 beschäftigt sich abschließend mit den Verlusten durch Schaltvorgänge wie Induktion und Hysterese.

### 3.3.2 Abschätzung der Auswirkungen einer punktförmigen Störquelle

Zunächst soll abgeschätzt werden, welche Größe von vorübergehenden, punktförmigen Störungen zu einem Quench der Spule führt, d.h. ab welcher betroffenen Drahtlänge die Wärmeproduktion in der gestörten Zone die Kühlung durch das umgebende Material überschreitet. Dabei sind die Ausführungen in diesem und in den nächsten beiden Abschnitten angelehnt an die Darstellung in [Wil99].

Ausgehend von einer vorübergehenden, punktförmigen Störung wird angenommen, dass die lokale Erwärmung des Drahtes ausreicht, diesen dort auf der Länge  $l$  normallei-

### 3 Supraleitung

tend werden zu lassen. Dieser Leiterbereich wird dann Joulesche Wärme mit der dissipierten Leistung  $\dot{Q}_J$  produzieren:

$$\dot{Q}_J = I^2 R = J^2 \rho A l \quad (3.1)$$

mit der Stromdichte  $J$ , dem spezifischen Widerstand des Drahtes  $\rho$  und der Leiterquerschnittsfläche  $A$ .

Zudem wird es einen Wärmetransport vom „Hot spot“ in beide Richtungen des Drahtes geben. Dieser hängt von der Temperaturdifferenz  $T - T_0$ , mit der Temperatur des umgebenden Kältebades  $T_0$  und der Wärmeleitfähigkeit entlang des Drahtes  $k$  ab<sup>1</sup>. Für die erreichte Temperatur  $T$  des erwärmten Leiterstücks wird hierbei die kritische Temperatur  $T_c$  des verwendeten Supraleiters angesetzt, da diese gerade ausreicht, um eine normalleitende Zone zu erzeugen.

Der Temperaturgradient zwischen der Temperatur des erhitzten Stückes und des Kältebades wird zunächst ebenfalls linear auf der Länge  $l$  angenommen. Damit ergibt sich für die Wärmeleitung:

$$\dot{Q}_L = 2kA \frac{(T_c - T_0)}{l} \quad (3.2)$$

Durch Gleichsetzen erhält man die Gleichgewichtsbedingung:

$$2kA \frac{(T_c - T_0)}{l} = J^2 \rho A l \quad (3.3)$$

und somit für die Länge der gestörten Zone:

$$l = \left\{ \frac{2k(T_c - T_0)}{J^2 \rho} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

bzw. in experimentell zugänglichen Größen:

$$l = \left\{ \frac{2kA^2(T_c - T_0)}{I^2 \rho} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

Dieser Grenzfall wird „Minimal Propagation Zone“ (MPZ) genannt, da eine Störung größer als diese Länge zu einem Quench anwachsen wird. Störungen mit einer geringeren Länge allerdings werden durch die Kühlung des umgebenden Materials schrumpfen und verschwinden.

Mit der Länge der MPZ lässt sich über die spezifische Wärme des Materials errechnen, welche Menge an Energie durch eine Störung aufgebracht werden muss, um für einen Quench ausreichend zu sein. Hiermit lässt sich die Wahrscheinlichkeit eines Quenches durch verschiedene Störquellen abschätzen.

Um genauere Aussagen über reale MPZs des zu Spulen verarbeiteten Drahtes zu erhalten, ist allerdings ein Modell erforderlich, das nicht nur die Wärmeleitung entlang des Leiters berücksichtigt, sondern zusätzlich auch den transversalen Transport. Der Aufbau des Drahtes als Verbundleiter muss mit einbezogen werden. Darauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

---

<sup>1</sup>Die Wärmeabfuhr radial zum Draht wird in diesem vereinfachten Modell vernachlässigt.

### 3.3.3 Minimal Propagation Zone eines Verbundleiters

Um einen optimalen Schutz gegen das Quenchen zu erreichen, sind heutzutage die Leiter für Spulen nicht mehr aus reinem Supraleiter gefertigt. Die Leiter sind stattdessen als Verbundmaterialien konzipiert, d.h. der Supraleiter ist in eine Matrix eines Materials hoher Leitfähigkeit eingebettet, zumeist Kupfer. Dieses Material kann im normalleitenden Fall den Strom tragen und sorgt somit für erhöhte Stabilität. Kommt es zu einer normalleitenden Störstelle, kann der Strom über die Kupfermatrix fließen und es entsteht nur geringe Joulesche Wärme. Die Wahrscheinlichkeit eines Quenches ist deutlich reduziert.

Um zu einem realistischen Modell der MPZ in einem Verbundleiter zu gelangen, wird die Wärmeerzeugung unterhalb der kritischen Temperatur als Funktion der Temperatur betrachtet. Wird die kritische Stromdichte des Supraleiters bei einem gegebenen Wertepaar von Magnetfeld und Temperatur überschritten, tritt der Supraleiter II. Art in den Flux-Flow-Bereich ein und erzeugt, abhängig vom Strom, der durch ihn fließt, einen Widerstand. Dieser Flux-Flow-Widerstand ist kleiner als der normalleitende Widerstand des Supraleiters, allerdings wesentlich größer als der von Kupfer bei den entsprechenden Werten von Temperatur und Magnetfeld. Folglich wird sich der Strom im Verbundleiter so zwischen Supraleiter und Kupfer aufteilen, dass Ersterer weiterhin seinen kritischen Strom trägt und der restliche Betrag im Kupfer fließt. So baut sich ein longitudinales elektrisches Feld  $E$  auf, welches wiederum Veränderungen im Flux-Flow-Widerstand mit sich bringt. Durch den Flux-Flow-Widerstand entsteht sowohl im Kupfer, als auch im Supraleiter Wärme.

Um die gesamte Wärmeproduktion zu errechnen, wird die über das gesamte Volumen des Drahtes gemittelte dissipierte Leistung pro Volumen  $G$  aufgestellt:

$$G = \lambda J_m E = \lambda^2 J_m \rho_{Cu} \frac{[J_m - J_c(T)]}{(1 - \lambda)} \quad (3.6)$$

diese stellt die dissipierte Leistung pro Volumeneinheit dar, mit dem Anteil  $\lambda$  des Supraleiters im Verbundleiter und der Stromdichte  $J_m$ , die sich aus dem Transportstrom  $I_m$  des Drahtes geteilt durch die Querschnittsfläche des supraleitenden Anteils des Drahtes ergibt.

Die Annahme einer linearen Abhängigkeit von  $J_c$  von der Temperatur ergibt folgende Näherung:

$$J_c(T) = J_{c0} \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (3.7)$$

Eingesetzt erhält man:

$$G(T) = \frac{\lambda^2 J_m \rho_{Cu}}{(1 - \lambda)} \left\{ J_m - J_{c0} \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \right\} \quad (3.8)$$

Mit  $T_g$ , der Temperatur, für die gilt  $T_g = T_c(J_m) = T_c - \frac{(T_c - T_0)J_m}{J_{c0}}$ , kommt man zu:

$$G(T) = \frac{\lambda^2 J_m^2 \rho_{Cu}}{(1 - \lambda)} \cdot \frac{T - T_g}{T_c - T_g} = G_c \frac{T - T_g}{T_c - T_g} \quad (3.9)$$

Hierbei ist zu erkennen, dass die Wärmeproduktion oberhalb von  $T_g$  beginnt und linear mit der Temperatur anwächst, bis bei  $T_c$  der gesamte Strom im Kupfer fließt. Dann wird konstant die kritische Wärme  $G_c = \frac{\lambda^2 J_m^2 \rho_{Cu}}{(1 - \lambda)}$  produziert.



### 3 Supraleitung

Mit Hilfe der Funktion  $G(T)$  lässt sich jetzt der dreidimensionale Fall der MPZ berechnen, d.h. die Wärmeleitung wird in alle Raumrichtungen der Spule berücksichtigt. Hierbei wird die Approximation des anisotropen Kontinuums verwendet, d.h. es wird über jegliche Variation von  $k$  transversal zum Draht gemittelt. Mit diesem Vorgehen erreicht dieser Formalismus erst Gültigkeit, sobald die MPZ in radialer Richtung mehrere Spulenlagen umfasst, da sonst von einem falschen  $k$ -Wert ausgegangen wird. Ebenso wird die Veränderung von  $k$  mit der Temperatur vernachlässigt.

Setzt man auch hier entsprechend dem vereinfachten Modell Wärmeproduktion und Wärmeleitung gleich, so erhält man nach mehrfacher Koordinatentransformation die Bedingungen für das Ellipsoid der MPZ in drei Dimensionen (Details siehe [Wil99]).

Der Radius der MPZ im anisotropen Medium entlang des Drahtes der Spule ergibt sich zu:

$$R_g = \pi \left\{ \frac{k_z (T_c - T_g)}{\lambda_w G_c} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

mit  $\lambda_w$  dem Bruchteil des Volumens der Spule, das als Leiter dient (Kupfer und Supraleiter) und  $k_z$  der Leitfähigkeit entlang des Drahtes.

Der Radius der MPZ transversal zum Draht ergibt sich mit:

$$r_g = \alpha R_g \quad (3.11)$$

$$\alpha = \{k_r/k_z\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

mit  $k_r$  der Leitfähigkeit transversal zum Draht.

#### 3.3.4 Flux-Jumping

Sich bewegende Flussschläuche stellen eine mögliche Ursache für punktförmige Störquellen da. Da dabei das Eindringen von magnetischem Fluss und die Bewegungen der Flusslinien stark von der Geometrie des Leiters, d.h. vor allem dem Leiterquerschnitt abhängt. Es soll hier ein vereinfachtes Modell anhand eines stabförmigen Supraleiters aufgestellt werden, um eine Einschätzung für die Stabilität oder Anfälligkeit eines Leiters gegenüber Flussprüngen zu erhalten.

In einem Typ II-Supraleiter, in den magnetischer Fluss eingedrungen ist, werden Abschirmströme der Art fließen, dass deren Stromstärke immer  $I_c$  entspricht. Die Eindringtiefe wird sich der Stärke des äußeren Magnetfeldes anpassen (siehe auch Abschnitt 3.3.5). Durch eine Veränderung der Anordnung der Flussschläuche, z.B. durch eine mechanische Störung, werden sich die Flussschläuche bewegen und damit Wärme erzeugen. Für ein plattenförmiges Leiterstück der Breite  $2a$  lässt sich die so pro Volumeneinheit generierte Wärmemenge berechnen:

$$\frac{Q}{V} = \frac{1}{3} \mu_0 J_c \Delta J_c a^2 \quad (3.13)$$

Hierbei ist  $\mu_0$  die Vakuumpermeabilität und  $\Delta J_c$  die Abnahme der kritischen Stromdichte durch die Erwärmung. Für die Veränderung von  $J_c(T)$  wird ein lineares Gesetz angenommen. Die Erwärmung der Platte ergibt sich mit der Dichte  $\gamma$  und der spezifischen Wärme  $C$  des Materials zu:

$$\frac{Q'}{V} = \gamma C (T - T_0) \quad (3.14)$$

### 3 Supraleitung

Soll sich nun dieser Effekt nicht ausweiten, d.h. die Erwärmung soll  $J_c$  nicht so weit senken, dass ein weiteres Umarrangieren von Flusslinien möglich wird, muss  $Q < Q'$  sein und daher:

$$\frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{\gamma C (T_c - T_0)} = \beta < 3 \quad (3.15)$$

Diese Forderung wird als adiabatisches Stabilitätskriterium bezeichnet, mit dem Stabilitätsparameter  $\beta$  [Wil99].

#### 3.3.5 Schaltvorgänge

Bei Ein- und Ausschaltvorgängen von Spulen sind in erster Linie Induktionsvorgänge zu beachten, die einem raschen Ansteigen bzw. Abfallen des angelegten Stromes entgegenwirken. Für die Induktionsspannung gilt:

$$U_{ind} = -L \cdot \frac{dI}{dt} \quad (3.16)$$

mit dem Selbstinduktionskoeffizienten  $L$  der ausschließlich von den geometrischen Größen der Spule abhängt:

$$L = -\mu_0 n^2 \cdot \frac{A}{l} \quad (3.17)$$

Dabei ist  $n$  die Windungszahl,  $A$  die Querschnittsfläche und  $l$  die Länge der Spule [Sta93]. Neben der Beschränkung der Schaltgeschwindigkeit bringt die so hervorgerufene Spannung auch eine Verlustleistung und Joulesche Wärme mit sich, die an das Kältereservoir des Kryostaten abgeführt werden muss.

Zur Induktion in der Spule selbst können zudem noch Wirbelströme im umgebenden Metall angeworfen werden. Dies muss ebenfalls bei der Konstruktion Beachtung finden.

Wichtig können außerdem dissipative Energieverluste aufgrund der Hysterese bei Ein- und Ausschaltvorgängen von Spulen aus supraleitendem Material werden. Diese können zum Aufheizen der Spule und dadurch zum effektiven Herabsetzen des kritischen Stroms führen. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle das Verhalten eines Supraleiters bei sich veränderndem Magnetfeld dargestellt werden. Als Beispiel wird das hierfür verwendete Bean-Modell an einem stabförmigen Supraleiter mit Radius  $a$  besprochen. Hierbei soll das Magnetfeld parallel zur Stabachse anliegen [Buc13, Wil99].

Ausgehend von Null wird das Magnetfeld  $B$  erhöht. In einer Oberflächenschicht des Supraleiters fließen dann Ringströme, die das Magnetfeld im Inneren gerade kompensieren. Die Ströme fließen dabei unterhalb von  $B_{c1}$  nur innerhalb der sogenannten Londonschen Eindringtiefe. Steigt der Wert des äußeren Magnetfeldes  $B_a$  über das untere kritische Feld  $B_{c1}$  an, werden von außen Flussschläuche in die Probe eindringen. Bei einem harten Supraleiter werden diese zunächst an den Haftzentren in der Nähe der Oberfläche festgehalten. Nach dem Beanschen Modell fließt dabei der Abschirmstrom in der Oberflächenschicht bis zur Tiefe  $t$  immer mit der kritischen Stromdichte. Als Näherung wird hier angenommen, dass diese homogen und unabhängig vom angelegten Magnetfeld ist, was für kleine Magnetfelder eine gerechtfertigte Annahme ist. Dieser Zustand wird als „kritischer Zustand“ bezeichnet. Abb. 3.1 a) verdeutlicht den Sachverhalt. Das Magnetfeld  $B_i$  im Supraleiter wird, durch das Fließen der Abschirmströme, immer einen niederen Wert haben, als das von außen angelegte Feld  $B_a$ .

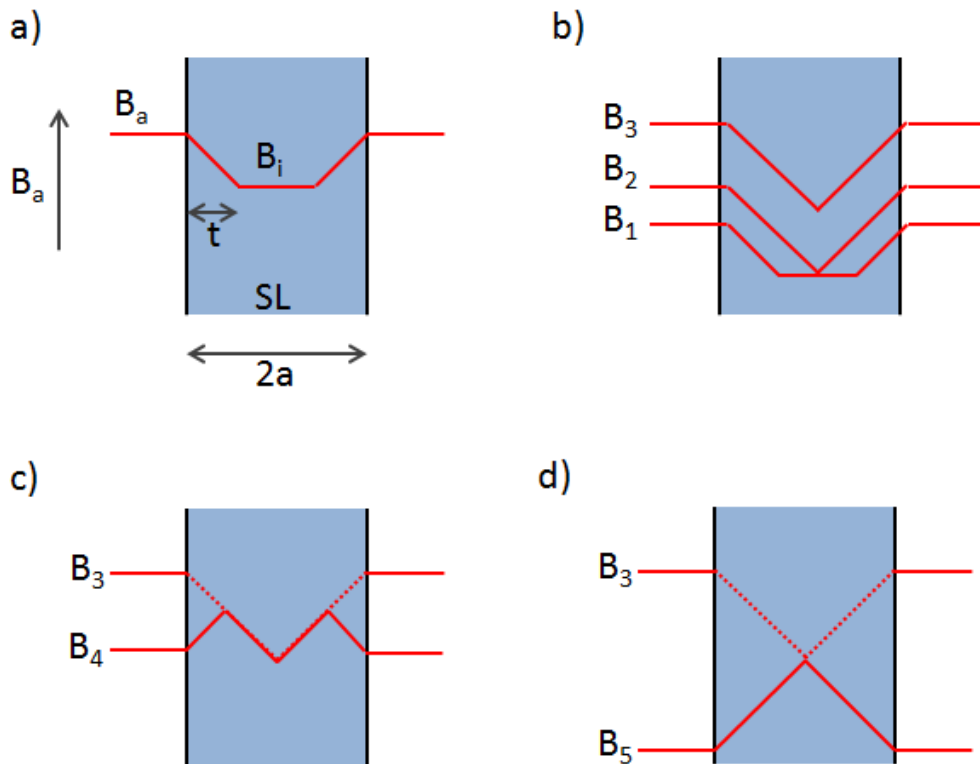


Abbildung 3.1: Flux-Flow Bereich eines stabförmigen Supraleiters im angelegten Magnetfeld  $B_a$  nach dem Bean-Modell; a) Durch das Magnetfeld  $B_a$  werden in einer Tiefe  $t$  des Supraleiters Abschirmströme mit der Stärke  $I_c$  angeworfen, die das Magnetfeld im Inneren des Supraleiters auf den Wert  $B_i$  verringern; b) Erst nachdem sich die Zone  $t$  bis ins Zentrum des Supraleiters ausgebreitet hat, verändert sich dort der Magnetfeldwert  $B_i$ ; c) Beim anschließenden Verringern von  $B_a$  entsteht die Hysterese; d) Erst ab dem Feldwert  $B_5$  senkt sich das Magnetfeld im Zentrum des Supraleiters (Adaptiert von [Wil99]).

### 3 Supraleitung

Mit weiterem Erhöhen des Magnetfeldes dringt die Zone der Flussschläuche immer weiter in die Mitte des Supraleiters vor, wobei sich die Zone des kritischen Zustandes vergrößert, Abb. 3.1 b).

Beim anschließenden Verringern des von außen angelegten Magnetfeldes, ausgehend von der eben beschriebenen Konfiguration, entsteht eine Hysterese. Siehe Abb. 3.1 c). Zunächst werden in der äußersten Schicht des Supraleiters entgegengesetzte kritische Ströme fließen, also werden auch hier zuerst die Flußschläuche aus dem Material getrieben. Das Zentrum des Supraleiters erfährt zunächst keine Feldveränderung. Dies geschieht erst ab dem Feld  $B_5$ , wie in 3.1 d) zu erkennen ist.

Aufgrund dieser Hysterese kann es bei Schaltvorgängen im Supraleiter zu Energiedissipation kommen. Eine quantitative Analyse der Prozesse während der Hysterese ergibt eine zeitunabhängige Größe der dissipativen Verluste aufgrund der starken Nichtlinearität des Mechanismus [Wil99].

Für einen stabförmigen Supraleiter, parallel zum Feld, ergibt sich ein Verlust pro Einheitsvolumen des Materials für eine Eindringtiefe des magnetischen Flusses kleiner als der Radius des Materials  $a$ :

$$\frac{Q}{V} = \frac{B_a^2}{2\mu_0} \cdot \frac{\beta}{3} \quad (3.18)$$

mit  $B_a$  dem am Supraleiter anliegenden Magnetfeld und  $\beta = \frac{B_a}{B_p} = \frac{B_a}{2\mu_0 J_c a}$  dem Verhältnis des angelegten Feldes zum Feld  $B_p$ , das nötig ist, um die Flusswirbel bis ins Zentrum des Supraleiters vordringen zu lassen [Wil99, Wip68]. Dieses Kriterium ist auch gültig, wenn zusätzlich zu den Abschirmströmen ein Transportstrom  $I_T$  über den Supraleiter fließt, sofern  $\beta < 1 - \frac{I_T}{I_c}$  erfüllt ist<sup>2</sup>.

Für die in supraleitenden Spulen meist gegebene Geometrie des zylinderförmigen Leiters mit senkrecht dazu anliegendem Feld muss ein recht aufwendiges Modell aufgestellt werden, indem die stromtragende Region z.B. als ellipsenförmig angenähert wird. Da die hierfür benötigten Eindringtiefen in Abhängigkeit des Feldes für die im Experiment vorhandenen kleinen Magnetfelder schwer abzuschätzen sind, soll für die Verlustleistung eine Worst-Case Betrachtung durchgeführt werden.

Unter der Annahme des vollständigen Eindringes der Flusslinien in den Supraleiter ergibt sich die dissipierte Energie pro Volumen zu:

$$\frac{Q}{V} = 0,623 \frac{B_a^2}{2\mu_0} \quad (3.19)$$

[Wil99]. Zudem kann im Magnetfeld gespeicherte Energie durch sogenanntes Flußkriechen dissipiert werden. Darunter versteht man das thermisch aktivierte Losreißen von Flußbündeln unter Vorhandensein eines Transportstromes. Dies führt zum effektiven Abbau der Magnetisierung des Supraleiters.

---

<sup>2</sup>Für  $\beta > 1$  bzw.  $\beta > 1 - \frac{I_T}{I_c}$  wird auf [Wil99, Wip68] verwiesen, da diese Fälle für die vorliegende Arbeit nicht relevant sind.

# 4 Ultrakalte Atome

## 4.1 Einführung

Um das angestrebte Hybridsystem aus supraleitenden Bauelementen und ultrakalten Atomen Realität werden zu lassen, müssen Atome zuverlässig präpariert und in der Nähe der supraleitenden Strukturen positioniert werden können. Dies bedeutet, die Atome müssen so weit gekühlt und gefangen werden, dass eine gezielte Interaktion der Elemente ermöglicht wird. Für neutrale Atome ist diese Manipulation und Kontrolle besonders effektiv über ihr magnetisches Moment zu erreichen. Seit 1985 geschieht dies routinemäßig in Fallen aus Elektromagneten [Mig85, Raa87]. Nur wenig später wurden die ersten Fallen für Atome mit supraleitenden Spulen betrieben [Hes87, Hij89]. Dieses Vorgehen bietet sich im vorliegenden Hybridsystem besonders an, da die Atome zur Interaktion mit Supraleitern ohnehin in einen Kryostaten eingebracht werden. So kann zudem die entstehende Wärme minimiert werden.

Auch Fallen für Atome in Form von Leiterbahnen auf Chips sind nach ersten Realisierungen [For98, Vul98, Rei99, Cas00] zwischenzeitlich Standard und eignen sich hervorragend für die Kombination mit den sich ebenfalls auf Chips befindlichen supraleitenden Bauelementen. Hierbei werden bereits vorgekühlte Atome durch die Magnetfelder stromführender Leiterstrukturen gefangen und beeinflusst. Zusätzlich bieten diese den Vorteil des besonders starken Einschlusses innerhalb dieser miniaturisierten Fallen (Überblicksartikel sind [For07, Hin99, Fol02, Rei02, Eur05]). Auch supraleitende Fallenstrukturen auf Chips sind bereits realisiert [Nir06, Muk07, Müll10].

In magnetischen Fallen lassen sich so Atome, z. B. Rubidium vergleichsweise lange speichern und in kohärenten Zuständen präparieren. Lebensdauern solcher Zustände befinden sich in der Größenordnung von mehreren zehn Sekunden [Tre04, Deu10, Bao12]. Rubidium eignet sich dabei durch sein Energie-Spektrum besonders gut für die Präparation von ultrakalten Atomwolken und BECs sowie als Quantenspeicher [Ber13, Hat08, Hat13].

Im folgenden Abschnitt sollen die Grundlagen der magneto-optischen Komponenten zum Fangen und Kühlen der Atome für das vorliegende Experiment vorgestellt werden. Diese werden im späteren Verlauf dieser Arbeit für das Design des entsprechenden Spulen- und Lasersystems inner- und außerhalb des Kryostaten benötigt.

## 4.2 Magnetfallen

Magnetische Fallen nutzen die Manipulierbarkeit neutraler Atome über ihr magnetisches Moment aus. Je nach Orientierung des magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  im Verhältnis zu einem externen Magnetfeld  $\vec{B}$  erfährt das Atom eine Energieerhöhung oder -absenkung, den sogenannten Zeeman-Shift:

$$-\vec{\mu}\vec{B} \approx g_F m_F \mu_B B \quad (4.1)$$

$$\Delta E = \pm \mu |B| \quad (4.2)$$

## 4 Ultrakalte Atome

mit  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  dem Bohrschen Magneton,  $\hbar$  dem Planckschen Wirkungsquantum,  $m_F$  der magnetischen Quantenzahl des atomaren Zustandes und  $g_F$  dem Landé-Faktor.

Somit ist es möglich, Atome in einem lokalen Minimum eines Magnetfeldes einzufangen. Dies ist für Atome in sogenannten “Lowfield-seeking”-Zuständen möglich. Eine Erhöhung des Magnetfeldes geht hier mit einer Energieerhöhung einher, was zu einer rücktreibenden Kraft in die Bereiche kleinerer Magnetfeldwerte und somit zum Einfang in der entsprechenden Raumregion führt.

Umgekehrt lassen sich “Highfield-seeking”-Zustände nicht mit statischen Magnetfeldern fangen, da es im freien Raum nicht möglich ist, ein Maximum eines Magnetfeldes zu erzeugen [Met99, For07].

Besonders leicht lässt sich eine Falle für “Lowfield-seeking”-Zustände durch ein Spulenpaar mit gegenläufigen Strömen realisieren. Diese Konfiguration erzeugt ein Feldminimum im Zentrum der Spulen und einen quadrupolförmigen Feldverlauf.

Der Anstieg des Feldes ist hierbei so zu wählen, dass die Atome dem Feldverlauf adiabatisch folgen können, da es sonst zu Spin-Flips und dem entsprechenden Verlust der Atome aus der Falle kommt (Majorana-Verluste).

Ein Kriterium für die Adiabaticität liefert hierbei die Lamor-Frequenz der Atome  $\omega_L$ :

$$\frac{d\omega_L}{dt} \ll \omega_L^2 \quad (4.3)$$

mit  $\omega_L = \frac{g_F \mu_B |B|}{\hbar}$  [Met99, For07].

Diese Art des Fangens von Atomen in Magnetfeldminima erfolgt besonders effektiv für langsame Atome. So müssen die zumeist aus heißen Quellen, wie einem Ofen oder Dispenser, stammenden Atome zunächst vorgekühlt bzw. abgebremst werden.

### 4.3 Der Zeeman-Slower

Um Atome, die z. B. durch Verdampfen gewonnen wurden, auf einfangbare Geschwindigkeiten zu bringen, bedient man sich z.B. eines Zeeman-Slowers. Hierbei werden die Atome zu einem Strahl kollimiert, der sich gegenläufig zu einem Laserstrahl bewegt. Dieser muss, um in Resonanz zu den Atomen zu kommen, eine aufgrund der Dopplerverschiebung zur Atomresonanz rotverstimmte Frequenz haben. Die sich in Resonanz befindlichen Atome können Photonen aus dem Laser absorbieren und erfahren dabei einen Rückstoß, der ihrer Bewegung entgegengerichtet ist - sie werden abgebremst. Die Reemission der Photonen erfolgt statistisch in alle Raumrichtungen gleich wahrscheinlich, so dass sich der dabei entstehende Impulsübertrag über viele Absorptions- und Emissionszyklen hinwegmittelt [Met99].

Durch das Abbremsen der Atome und die sich verändernde Dopplerverschiebung sind die Atome rasch nicht mehr in Resonanz mit dem eingestrahnten Laser. Dies kann z.B. durch die Variation der Laserfrequenz behoben werden. Einfacher zu realisieren ist allerdings die Verwendung eines zusätzlichen, räumlich inhomogenen Magnetfeldes, das über die entstehende Zeeman-Niveaushift den Dopplershift kompensiert und die Atome in Resonanz mit dem Laser hält. Dieses Prinzip macht man sich beim Zeeman-Slower zu Nutze [Met99, Bel11].

Die Anfangsfeldstärke und die Gradienten des Magnetfeldes müssen hierbei auf die Atomparameter eingestellt werden. Durch die kontinuierliche Absorption und Reemission der Photonen ist der Abbremsung der Atome eine obere Grenze durch die Sättigung des zur Kühlung verwendeten Übergangs gesetzt. Ist die eingestrahlte Laserintensität

#### 4 Ultrakalte Atome

so gewählt, dass die Sättigung des Übergang gewährleistet ist, ergibt sich die maximale Abbremsung in Abhängigkeit der Linienbreite  $\Gamma$  des Übergangs, der Atommasse  $m$  und des Wellenvektors des Lichtes  $k$  zu:

$$a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \quad (4.4)$$

Bei gegebener Anfangsgeschwindigkeit der Atome  $v_a$  ergibt sich unter Annahme einer konstanten Abbremsung die minimale Länge des Magnetfeldbereiches, um die Atome zum Stillstand zu bringen, zu:

$$L_{min} = \frac{v_a^2}{2a_{max}} \quad (4.5)$$

Dabei wird die Anfangsgeschwindigkeit durch die Temperatur der Atomquelle bestimmt. Diese hängt über

$$\frac{1}{2} m v_a^2 = k_B T \quad (4.6)$$

mit der Geschwindigkeit der Atome zusammen, hierbei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. Die Geschwindigkeiten sind hierbei nach der Maxwell-Boltzmann-Statistik verteilt,  $v_a$  bezieht sich hierbei auf die wahrscheinlichste Geschwindigkeit.

Das Magnetfeldprofil des Zeeman-Slowers muss so gewählt werden, dass der Zeeman-Shift die sich verringernde Dopplerverschiebung der Atomniveaus genau ausgleicht. Mit obigen Annahmen folgt für das Geschwindigkeitsprofil für eine Bewegung der Atome entlang der  $z$ -Achse:

$$v(z) = \sqrt{v_a^2 - 2az} \quad (4.7)$$

Die sich daraus ergebende Dopplerverschiebung

$$\Delta E_{Doppler} = \hbar k \sqrt{v_a^2 - 2az} \quad (4.8)$$

muss durch einen entsprechenden Zeeman-Shift kompensiert werden. Dieser lässt sich nach der Formel

$$\Delta E_{Zeeman} = \mu' B(z) \quad (4.9)$$

mit  $\mu' = \mu_B (g_e m_e - g_g m_g)$  berechnen. Dabei ist  $g$  der Landé-Faktor und  $m$  das magnetische Moment der Atome. Die Indizes  $e$  und  $g$  beziehen sich auf die beiden zur Kühlung verwendeten Zustände,  $e$  steht für den angeregten (excited) und  $g$  für den Grundzustand des verwendeten Übergangs. Durch Gleichsetzen erhalten wir den Magnetfeldverlauf des Zeeman-Slowers:

$$B(z) = \frac{\hbar k}{\mu'} \sqrt{v_a^2 - 2az} \quad (4.10)$$

Für den Magnetfeldgradienten gilt also folgende Anforderung:

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| \leq \frac{\hbar k}{\mu_B (g_e m_e - g_g m_g)} \cdot \frac{a_{max}}{v(z)} \quad (4.11)$$

Wird diese nicht erfüllt, ist die Dopplerverschiebung im Verlauf nicht groß genug, die Zeeman-Verschiebung auszugleichen[Met99].

Zur Realisierung des Zeeman-Slowers stehen verschiedene Varianten zur Auswahl. Bei der Decreasing-Field Konfiguration ist das benötigte Magnetfeld zu Beginn maximal und nimmt dann wurzelförmig ab. Hierbei werden Niveau-Übergänge mit  $\Delta m = +1$  und  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht verwendet. Entsprechend lässt sich ein Increasing-Field Zeeman-Slower für Übergänge mit  $\Delta m = -1$  mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht herstellen. Hier ist das Magnetfeld zu Beginn am geringsten [Met99].

Im vorliegenden Experiment wird aufgrund der Geometrie des Aufbaus die sogenannte Zero-Crossing Variante des Zeeman-Slowers gewählt. Bei dieser wird der Verlauf des Magnetfeldprofils ausgehend von dem in Gleichung (4.10) verschoben, so dass ein Nulldurchgang des Magnetfelds entsteht. Dies ist notwendig, da sich ein Teil des Zeeman-Slowers außerhalb des Kryostaten befindet und im Bereich der Kryostatenflansche und -schilder kein Magnetfeld erzeugt werden kann. Zudem hat es den Vorteil, dass der maximal notwendige Magnetfeldbetrag geringer ausfällt. Entsprechend der Verschiebung des Magnetfeldbetrags muss hier die Laserfrequenz angepasst werden, um Resonanz mit dem verwendeten Übergang zu ermöglichen. Diese Verstimmung lässt sich über

$$\delta = \frac{\mu' \Delta B}{h} \quad (4.12)$$

berechnen. Dabei ist  $\Delta B$  die Reduktion des Magnetfeldes in Vergleich zum Fall ohne Verschiebung.

Ein weiterer Vorteil des Zero-Crossing Zeeman-Slowers gegenüber der Increasing-Field Variante ist, dass die Atome nach Verlassen des Slowers nicht mehr mit dem eingestrahlten Laserlicht interagieren können. Nach Verlassen des Bereichs mit endlichem Magnetfeld am Ende des Slowers sind die atomaren Niveaus nicht länger Zeeman-verschoben und somit nicht mehr resonant mit der Laserfrequenz. So werden auch Störungen der Atome in der Falle für die Atome im Anschluss an den Slower durch den Zeeman-Laser minimiert. Bei der Zero-Crossing Variante des Zeeman-Slowers hingegen muss eine zusätzliche Spule zum Kompensieren der endlichen Magnetfelder des Slowers am Ort der Atomfalle eingebaut werden.

Als einzige realisierbare Alternative zum Zeeman-Slower ist im vorliegenden Aufbau die 2D-MOT (magneto-optische Falle in zwei Raumdimensionen) außerhalb des Kryostaten zu nennen. Diese kollimiert die thermischen Atome in transversaler Richtung und sorgt durch den entsprechenden Impulsübertrag und anschließende Thermalisierung ebenso für eine Reduktion der Geschwindigkeit der Atome in der dritten Raumdimension. Betrieben bei Raumtemperatur, d.h. außerhalb des Kryostaten, bringt sie zum Platzargument den Vorteil der leichteren Manipulierbarkeit. Der gravierendste Nachteil dieses Ansatzes ist die große Distanz dieser Apparatur vom Zentrum der ersten Atomfalle aufgrund der Geometrie des Kryostaten.

## 4.4 Die magneto-optische Falle

Um im Anschluss an den Zeeman-Slower die langsamen Atome zu fangen, hat sich eine sogenannte magneto-optische Falle (MOT), eine Kombination aus einer Magnetfalle und Lasern, bewährt [Raa87, Wil95, Met99, Wei10]. Zu der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Quadrupol-Magnetfalle werden paarweise angeordnete Laser aus den drei Raumrichtungen eingestrahlt. Abb. 4.1 verdeutlicht den Strahlengang. In schwarz sind die gegenläufig betriebenen Spulen dargestellt, in rot die benötigten Laser. Diese sind so verstimmt, dass immer eine rücktreibende Kraft in Richtung der Fallenmitte auf die Atome wirkt. Die



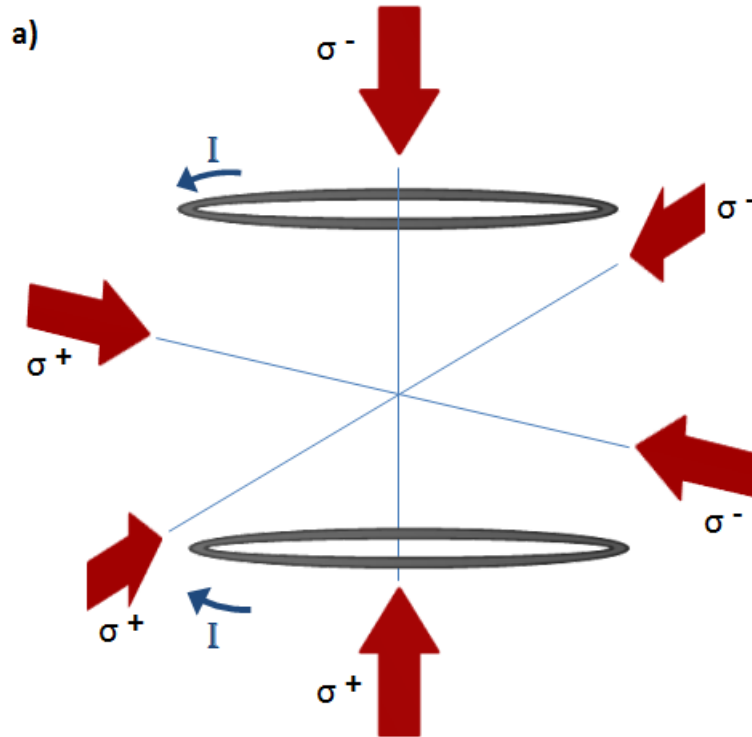


Abbildung 4.1: Schema der Laserstrahlen einer MOT.

Kombination von Magnetfeld und Lasern bewirkt eine orts- und richtungsabhängige Kraft und führt zum Einschluss der Atome.

Entsprechend der Geschwindigkeit der Atome benötigt die Falle eine gewisse Tiefe des Magnetfeldminimums, um die Atome darin halten zu können. Aufgrund der Rückstoss-Energie ist ein Erreichen einer Temperatur von einigen 100  $\mu\text{K}$  mit diesem Kühlmechanismus realistisch. Die benötigte Fallentiefe berechnet sich durch Gleichsetzen der thermischen und magnetischen Energie. Um die Atome sicher während des ganzen Prozesses fangen zu können, wird ein Faktor 10 als Sicherheitsmarge berücksichtigt [Wei10]:

$$U_{\text{mag}} = \mu|B| = 10k_B T \quad (4.13)$$

## 4.5 Der magnetische Transfer

Nach dem Fangen der kalten Atomwolke in der MOT muss diese zum eigentlichen Experimentierort unterhalb der Millikelvin-Platte transportiert werden. Dies geschieht zunächst horizontal mit einer Reihe überlappender Spulenpaare und dann vertikal durch eine Reihe übereinanderliegender Spulen [Gre01, Min13, Wei10].

In diesen rein magnetischen Fallen ist zusätzlich zur Fallentiefe zu beachten, dass durch den Einfluss der Gravitation in  $-z$ -Richtung eine beschleunigende Kraft auf die Atome wirkt. Dies verändert die potentielle Energie in dieser Richtung zu

$$U = \mu|B| + mgz \quad (4.14)$$

Um die Atome dennoch erfolgreich in der Falle halten zu können, muss diese Beschleunigung kompensiert werden. Dies entspricht der Wahl eines Magnetfeldgradienten von

#### 4 Ultrakalte Atome

mindestens

$$\frac{dB}{dz} = a_z = -\frac{mg}{\mu} \quad (4.15)$$

Für den adiabatischen Transfer der Atomwolke mit Hilfe der magnetischen Fallen muss die Beschleunigung der Atome während der Startphase der Bewegung deutlich kleiner sein als die Beschleunigungen der Atome innerhalb des Fallenpotentials. Damit läßt sich folgendes Kriterium aufstellen:

$$a \ll \frac{\mu \nabla \vec{B}}{m} \quad (4.16)$$

mit  $\nabla B$  dem Magnetfeldgradienten in der Falle.

Also muss die relative Änderung des Feldgradienten beim Transfer kleiner sein als die Frequenz der Atome in der Falle:

$$f > \frac{\dot{\nabla \vec{B}}}{\nabla \vec{B}} \quad (4.17)$$

Dies ergibt unter der Annahme eines linearen Quadrupolfeldes:

$$f > \frac{m_J g_J \mu_B \nabla \vec{B}}{4\sqrt{2mk_B T}} \quad (4.18)$$

## 5 Experimenteller Aufbau

Der Wunsch, die Kopplung ultrakalter Atome mit supraleitenden Strukturen im Quantenregime zu untersuchen, kann nur unter ganz speziellen Bedingungen gelingen, welche auch einige technische Notwendigkeiten nach sich ziehen. Zum einen müssen entsprechende Experimente im Ultrahochvakuum, d.h. bei einem Druck von  $< 10^{-11}$  mbar stattfinden, um Atome in Form von kalten Wolken ungestört präparieren zu können. Zum anderen muss das Experiment wegen der supraleitenden Bauelemente im kryogenen Umfeld stattfinden. Zudem sind die Anforderungen für eine Kopplung dieser Teilsysteme noch weiter verschärft, da hierfür störende thermische Effekte in den supraleitenden Proben so weit unterdrückt werden müssen, dass die interessierende Physik der Quantenphänomene zu Tage tritt, d.h. Millikelvin-Temperaturen werden benötigt (siehe auch Abschnitt 2).

Der hierfür notwendige Prototyp  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat mit optischen Zugängen wird im Folgenden genauer beschrieben und erste Charakterisierungsmessungen der experimentellen Umgebung vorgestellt. Weitere Informationen finden sich zudem in [Oxf09, Oxf13, Knu13, Jes13, Jes14].

### 5.1 Der trockene $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat mit multiplem optischen Zugang

Zunächst soll auf die Anforderungen der kalten Atome innerhalb des vorliegenden Experiments eingegangen werden.

Um innerhalb des Kryostaten ultrakalte Atomwolken bereitstellen zu können, ist es im vorliegenden Fall erforderlich, den Ofen der heißen Atome außerhalb des Kryostaten zu positionieren und die Atome mit Hilfe eines Zeeman-Slows auf dem Weg zur ersten Magnetfalle, der MOT, abzukühlen (Details siehe Abschnitte 4.3 und 6.1.4). Dies erfordert Durchlässe für die Atome von Raumtemperatur in den Kryostaten und ebenso optische Zugänge für das Betreiben der MOT und die Abbildung der kalten Atome (Details zur Realisation der MOT befinden sich in Abschnitt 6.1.5). Aufgrund der Einstrahlung von Lasern und der schnellen Atome ist es von Vorteil, den Komplex für das Einfangen der Atome thermisch vom Millikelvin-Bereich abzuschotten. Hierfür werden die durch thermische Schilde voneinander getrennten Temperaturstufen innerhalb des Kryostaten genutzt (Details hierzu siehe 5.1.1). Die Präparation und der Transport der Atomwolken werden hierbei im 6 K kalten Bereich durch eine komplexe Anordnung supraleitender Spulen realisiert (Abschnitt 6.1.6). Im Anschluss werden die Atomwolken durch ein Loch im 1 K kalten Schild zum eigentlichen Experimentierort transportiert. Für die supraleitenden Bauelemente ist die Millikelvin-Experimentierebene vorgesehen. Abb. 5.1 zeigt die Temperaturstufen des Kryostaten bei entfernten thermischen Schilden.

Zudem ist es von Nöten, die Vibrationen des Gesamtsystems so gering wie möglich zu halten, um ein Zusammenspiel der einzelnen, präzise justierten Komponenten zu ermöglichen (für die Verifikation siehe Abschnitt 5.2.3).

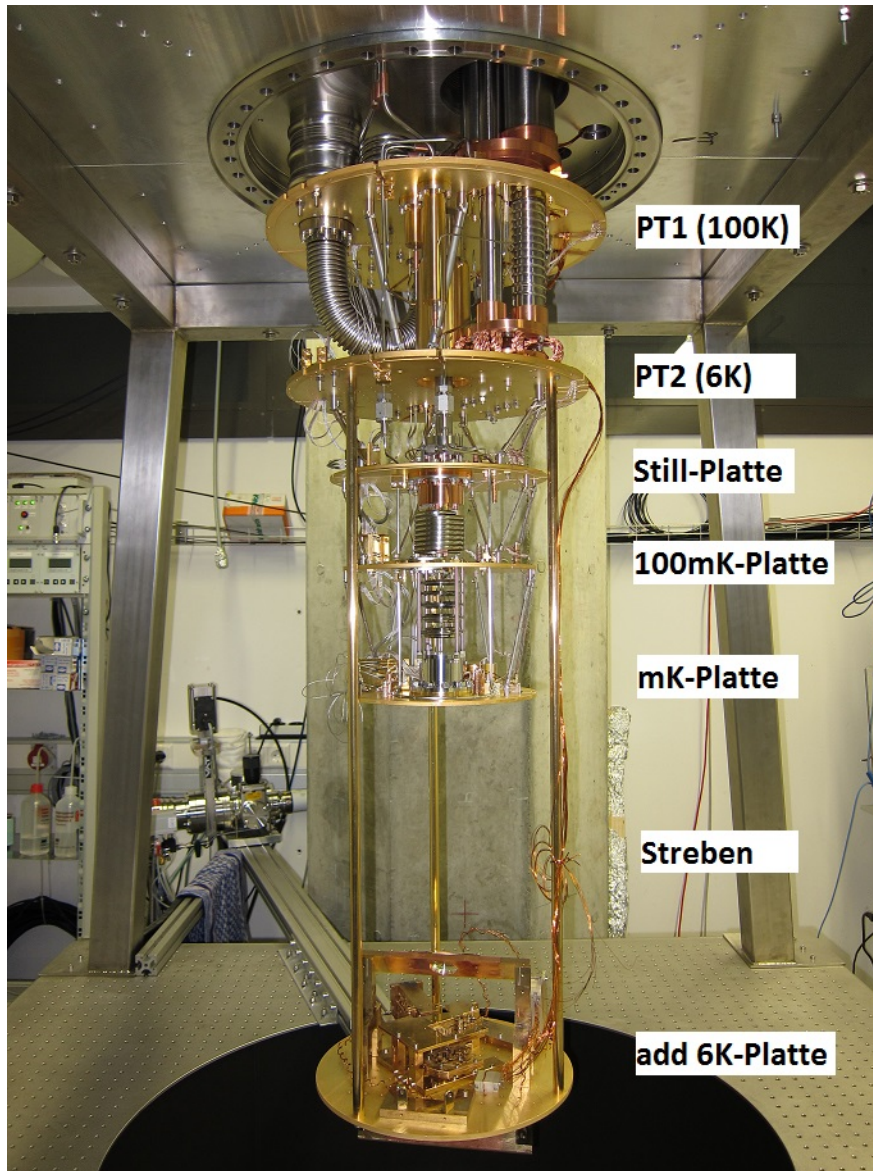


Abbildung 5.1: Der Innenaufbau des Kryostaten mit seinen verschiedenen Platten, die jeweils an verschiedene Kühlstufen des Systems angeschlossen sind.

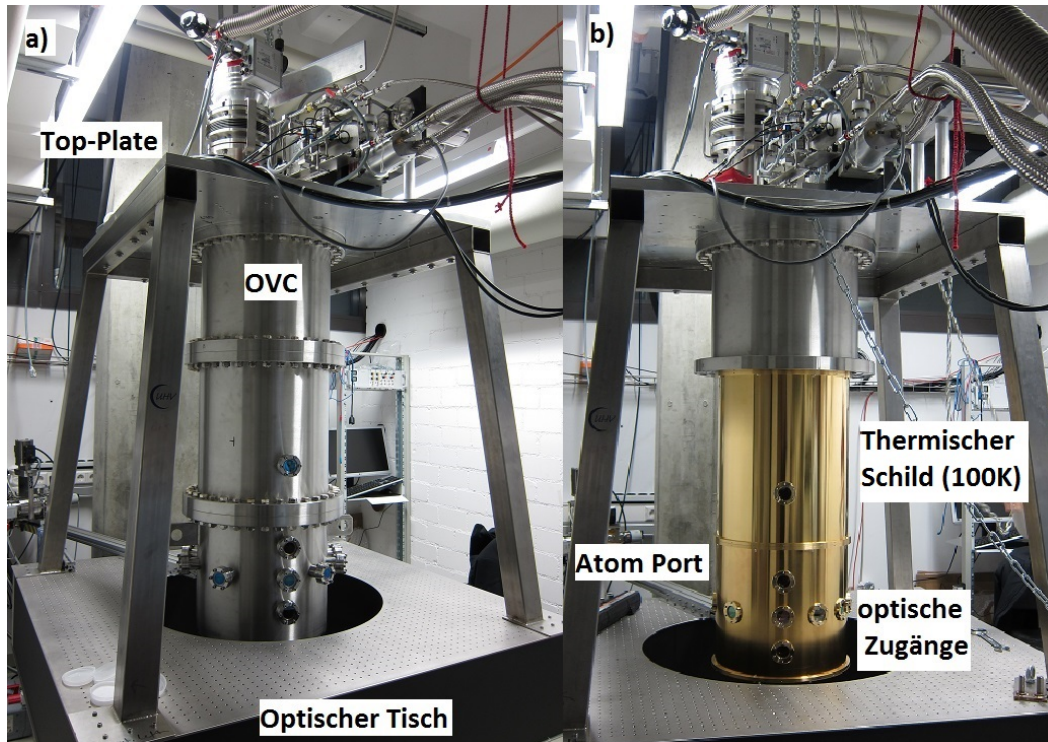


Abbildung 5.2: a) Kryostat mit optischem Tisch; b) Durch Entfernen zweier Segmente der OVC ist der äußere thermische Schild mit dessen optischen Zugängen sichtbar (Details siehe Text).

### 5.1.1 Das Basissystem - der trockene $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat

Als Basissystem wurde ein trockener  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat der Firma Oxford Instruments gewählt. Dieser wurde ausgehend vom Modell Triton 200 im Hinblick auf die speziellen Anforderungen des Hybrid-Experiments als Prototyp gefertigt.

Dieser Prototyp ist speziell für Ultrahochvakuumanwendungen optimiert und verfügt über optische Zugänge auf mehreren Ebenen sowie zwei Durchführungen für die Atome (Atom Ports). Außerdem gibt es innerhalb des Kryostaten eine zusätzliche Ebene, die dem Einfangen und ersten Kühlen der Atome dient. Diese liegt unterhalb des üblichen Kryostatenaufbaus und befindet sich in der Höhe der Atom-Durchlässe (siehe auch Abb. 5.1).

Die Wahl fiel auf einen trockenen Mischkryostat, da dieser neben der Möglichkeit des Ultrahochvakuums in der Nähe der Kühlflächen auch den Vorteil des theoretisch unbegrenzt langen Betriebes bietet. Zudem ist er, im Gegensatz zu einem „nassen“ Mischkryostaten, wesentlich leichter in der Handhabung.

Abb.5.2 a) zeigt die Apparatur von außen. Die zylinderförmige Vakuumkammer des Kryostaten ist am oberen Ende durch eine Stützkonstruktion aus Stahl aufgehängt. Diese steht auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch, auf dem später die Optik für die Manipulation der Atome ihren Platz findet. Sämtliche für die Experimente im Kalten notwendigen Zuleitungen befinden sich auf der Oberseite des Kryostaten (Top-Plate). Auch das Kühlsystem wird gänzlich von dieser Ebene aus versorgt. Hier befinden sich die äußeren Teile des Pulsröhren-Kühlers, die Gasleitungen für den Kühlzyklus, sowie eine hierfür notwendige Turbopumpe. (Auf die Funktionsprinzipien wird in Abschnitt

5.1.3 näher eingegangen, die Details der hierfür verwendeten technischen Geräte finden sich in [Oxf09] und [Knu13]).

An der Unterseite der Vakuumkammer (nicht dargestellt) befindet sich die Turbopumpe zur Evakuierung der Kammer. Diese ist mit einem Schieberventil versehen, mit dem die Pumpe vom Vakuumsystem abgetrennt werden kann. Im kalten Zustand wird diese Pumpe nicht benötigt, da der Kryostat durch die erheblichen Kaltflächen selbst eine gute Kryopumpe darstellt<sup>1</sup>.

Soll das System geöffnet werden, müssen alle Teile unterhalb der Top-Plate (also bis zur Höhe der Stützplatte) nach unten hin entfernt werden. Deutlich ist die hierfür notwendige Unterteilung in Segmente zu erkennen. Beginnend mit der Vakuumkammer (Outer Vacuum Chamber, OVC) werden die einzelnen, bis ca. 80 kg schweren Teilstücke, mit Hilfe eines Flaschenzugs an der Labordecke, abgelassen.

Innerhalb der OVC folgen drei Lagen thermischer Schilde zum Entkoppeln der einzelnen Temperaturstufen (siehe Abb. 5.2 b)). Die Schilde sind aus goldbeschichtetem Kupfer gefertigt und sollen die thermische Strahlung abschirmen. Kupfer wird wegen seiner hohen thermischen Leitfähigkeit verwendet. Die Goldschicht hat eine hohe Reflektivität und soll zudem die Oberfläche gegen Oxidationen schützen, die zu einer verminderten Leitfähigkeit an Kontaktstellen führen würden. Die Schilde sind analog zur OVC in Segmente unterteilt und haben jeweils optische Fenster mit Antireflexbeschichtung für optimale Transmission bei den benötigten Wellenlängen der MOT und Abbildungslaser. Die bereits in Abb.5.1 gezeigten verschiedenen Temperaturstufen des Kryostaten. Diese sind als untereinanderliegende, kreisförmige Platten ausgeführt. Von oben nach unten folgen die PT1 mit einer erreichbaren Temperatur von 100K, PT2 mit ca. 6K, die Still-Platte mit 1K, die 100 mK und der eigentliche Experimentierort mit Millikelvin-Temperaturen, die mK-Platte.

Dabei werden die beiden PT-Platten vom Pulsröhren-Vorkühlsystem (Pulse-Tube-Cooler) auf eine Temperatur von 100 bzw. 6 K gebracht, Still-Platte und mK-Platte erreichen erst durch ein vollständiges Abkühlen des Systems mit Hilfe des Entmischungskühlens die angegebenen Temperaturen. Die inneren Schilde sind jeweils von unten an die entsprechenden Platten montiert. Die Temperatur dieser Platten wird dabei mit Hilfe der Temperatursensoren ausgelesen. Dabei befinden sich jeweils ein Cernox-Sensor der Firma Lakeshore auf dem Kaltkopf und der Kupferplatte der Ebenen PT1 und PT2, sowie der mK-Platte. Da diese Sensoren nur bis zu einem Temperaturbereich von einigen 100 mK sinnvolle Werte liefern, befindet sich auf der mK-Platte, der 100mK-Platte sowie der Still-Platte jeweils zusätzlich eine RuO<sub>2</sub>-Diode zur Temperaturmessung (mehr Details finden sich in [Oxf09, Knu13]).

In Abb.5.1 ist des Weiteren die zusätzliche Platte für das Einfangen und Kühlen der Atome, die add 6K-Platte (additional 6K-Plate), zu sehen, hier bereits mit einigen Aufbauten für diesen Zweck versehen. Die Platte ist durch vergoldete Kupferstäbe mit der PT2-Ebene verbunden, so dass diese sich ebenfalls auf der Temperatur von 6 K befindet.

Um den eigentlichen Experimentierort unterhalb der mK-Platte zu erreichen, muss die add 6K abmontiert werden, weil sich der, im Bild nicht angebrachte, 1K-Schild innerhalb der Stützstreben befindet. Aus dieser Tatsache resultiert, dass sämtliche Aufbauten auf der 6K-Platte für jedes Öffnen des Kryostaten mit der Platte entfernt werden müssen.

Der 1K-Schild ist auch als Montageort und Kaltfläche für die inneren Aufbauten zum Transport der Atome notwendig, demzufolge wird dieser ebenfalls beschrieben.

---

<sup>1</sup>Durch die Kälte der Innenseiten des Kryostaten frieren Partikel an diesen Flächen aus. So wird der Restgasdruck im Kryostaten erniedrigt.

### 5.1.2 Die Experimentierebenen

**Zusätzliche 6K-Platte (add 6K)** Die zusätzliche 6K kalte Platte (im Weiteren kurz add 6K) ist als  $\varnothing 320$  mm große und 6 mm hohe Kupferplatte an drei 840 mm langen, je  $\varnothing 13$  mm starken Kupferstangen realisiert. Verbunden ist sie mit der PT2-Platte, also direkt mit dem Pulse-Tube gekühlten den Teilen des Kryostaten, und befindet sich nominell auf 4K. Versuche zeigen allerdings, dass sich durch die thermische Last aufgrund der Zuleitungen in den Kryostaten eine reale Temperatur von 6 K ergibt. Der Sensor auf der PT2 Platte ermöglicht die Temperaturkontrolle.

Die add 6K wurde eingefügt, um die Atome thermisch entkoppelt vom eigentlichen Versuchsort in den Kryostaten leiten und vorkühlen zu können. Für den auf dieser Höhe montierten Zeeman-Slower werden ein Durchlass für die Atome und ein gegenüberliegender optischer Zugang für den Laserstrahl benötigt. Für das Betreiben der MOT werden Laserstrahlen von allen 3 Raumrichtungen durch das Zentrum derselben benötigt, um so einen Einschluss zu einer kompakten Atomwolke zu gewährleisten. Für die Abbildung und Diagnose der Atomwolke sind zwei weitere Fenster erforderlich. Von diesen 10 optischen Durchlässen befinden sich 8 auf gleicher Höhe, 21 mm oberhalb der add 6K. Diese werden für die MOT-Strahlen und die Abbildung verwendet und legen somit das Zentrum der MOT fest. Jeweils ein weiterer optischer Durchgang befindet sich 10 cm oberhalb und unterhalb der add 6K, in Reihe mit einem der bereits erwähnten 8 Fenster (deutlich in Abb. 5.2 a) an der Vorderseite der OVC zu erkennen). Diese dienen (über Spiegel) der Erzeugung des vertikalen Einschlusses der Atome in der Falle. Für diesen Zweck befindet sich außerdem eine 30 mm große, runde Bohrung in der Mitte der add 6K. Somit ist das Zentrum der MOT festgelegt.

Abb. 5.3 zeigt schematisch die relative Lage der Fenster zueinander. Dabei stellt die Abbildung den Kryostaten mit dem optischen Tisch als Draufsicht dar. Der Einlass der Atome, d.h. der Atom Port, befindet sich in der Achse des bereits eingezeichneten Zeeman-Slowers. Im Bild rot dargestellt sind die Laser für die horizontalen MOT-Strahlen. Unten im Bild ist der optische Aufbau zur Teilung der Laserstrahlen für den vertikalen Strahlengang der MOT angedeutet. Somit befindet sich hier die Reihe übereinander angeordneter Fenster. In blau ist die Abbildungsachse zu erkennen. In gelb ist die Achse des zweiten, bisher nicht realisierten Zeeman-Slowers eingezeichnet. Hier kann später eine zweite Atomsorte, z.B. Erbium, eingespeist werden.

Die Durchlässe für die Atome werden durch CF 40 Flansche in der OVC sowie  $\varnothing 15$  mm große Bohrungen in den inneren Schilden realisiert. Der Weg für die Atome durch die Hülle des Kryostaten beträgt hierbei 133 mm. Dies ist relevant für das Design des Abbremsmechanismus der Atome, da in diesem Bereich keine Spulen zur Erzeugung von Magnetfeldern angebracht werden können.

Die Fenster im Kryostaten sind durch antireflexbeschichtete Gläser von 40 mm Durchmesser realisiert. Diese befinden sich in der OVC und in allen inneren Schilden. Somit muss die Strahlung vom Raumtemperaturbereich bis in Innere des Kryostaten auf Höhe der add 6K jeweils drei Fenster passieren<sup>2</sup>. Durch die gewählte Beschichtung wird sichergestellt, dass thermische Strahlung so gut wie möglich unterdrückt wird und die gewünschten Frequenzen ungehindert passieren können (siehe auch [Oxf13]). Herstellerbedingt sind die zu einem Durchlass gehörenden Fenster teilweise leicht gegeneinander verschoben. Da die Verschiebung den Betrieb der magneto-optischen Komponenten nicht beeinträchtigt, wird für Details auf [Knu13] verwiesen.

<sup>2</sup>Unterhalb der Millikelvin-Ebene befindet sich ein weiterer Schild, so dass die Strahlung hier jeweils vier Fenster passiert.



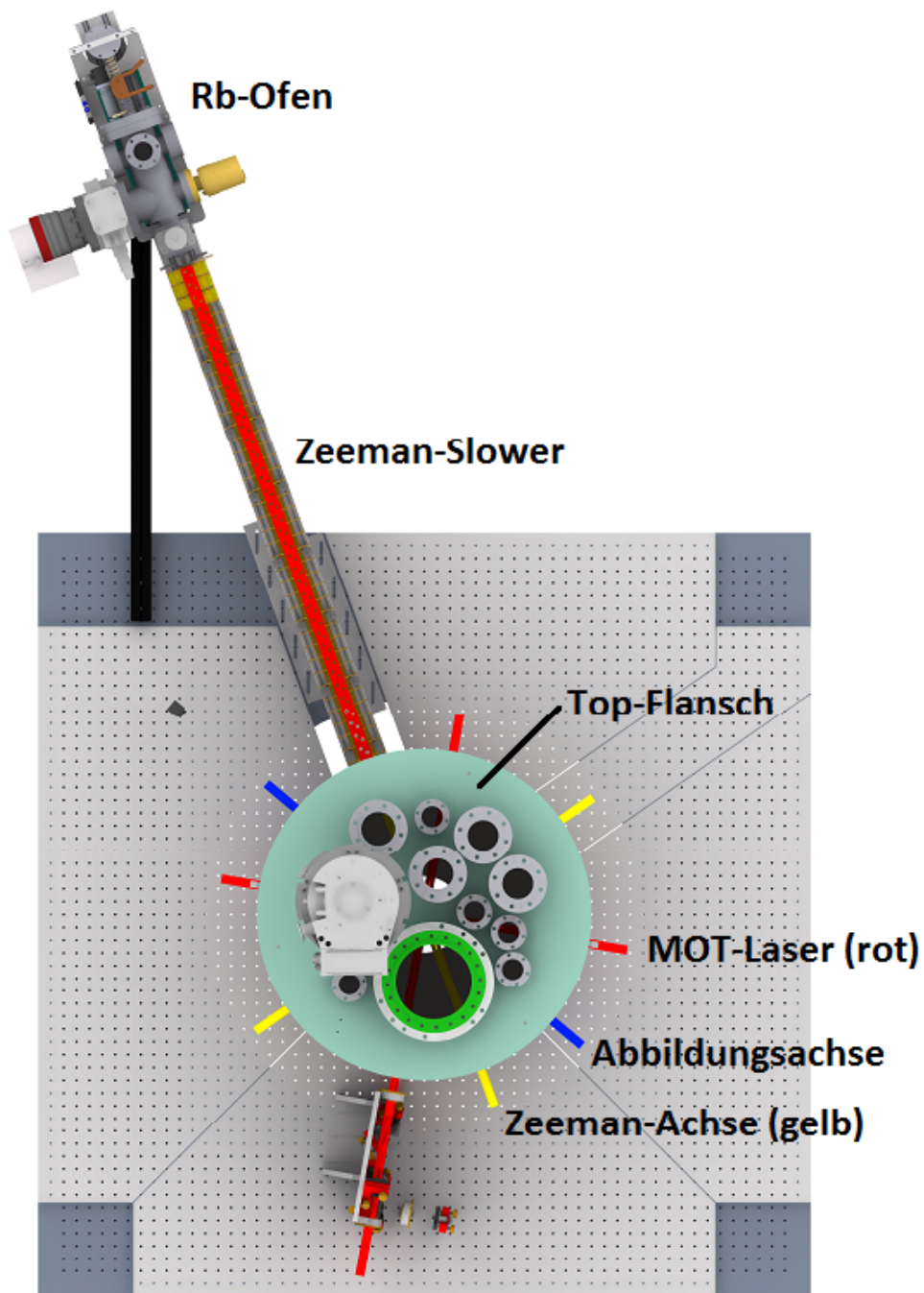


Abbildung 5.3: Schemazeichnung des Kryostaten mit optischem Tisch in Aufsicht, zusammen mit dem Strahlengang auf der Ebene der add 6 K-Platte. Zusätzlich sind die zwei möglichen Zeeman-Slower-Achsen eingezeichnet [Jes14]. Für weitere Details siehe Text.



## 5 Experimenteller Aufbau

Unterhalb bzw. oberhalb der Platte steht für die Montage der Spiegel und des Transfermechanismus der Atome eine Höhe von 128 mm bis zum 6K-Schild bzw. 220 mm zum 1K-Schild zur Verfügung. Die Platte selbst ist hierfür mit einem Montageraster an M4-Bohrungen im Abstand von jeweils 20 mm versehen.

Die Kühlleistung der Platte erreicht während des Betriebs des Kryostaten (unabh. vom Entmischungszyklus) durch den PT bei realen 6 K ungefähr 0,5 W. Eventuelle Erwärmungen durch die Laserstrahlen und dissipative Wärme der für die MOT und den Zeeman-Slower benötigten Ströme müssen unterhalb dieses Wertes liegen. Die Wärme wird hierbei über die drei bereits erwähnten Kupferstangen abtransportiert. Der Wärmeeintrag durch die thermische Strahlung durch die Fenster kann hierbei vernachlässigt werden, wie ein Test mit Blindflanschen statt Fenstern an der OVC verglichen mit dem Betreiben des Mischers mit Fenstern zeigt (siehe auch [Oxf09, Knu13]).

Für die experimentelle Verkabelung sind 30 elektrische Anschlüsse auf der add 6K vorgesehen. Diese werden mit Hilfe eines Aero-Connectors an der Top-Platte in den Kryostaten geführt und auf PT1 und PT2 thermisch verankert.

Geliefert wurde der Kryostat mit einer Verkabelung bestehend aus 22 AWG26 Kupferleitungen ( $\varnothing 0,409$  mm blank) und 8 sogenannten Supercon-Drähten. Diese sind 0,5 mm starke Multifilament-NbTi-Drähte (Blankdurchmesser) der Firma Oxford Instruments mit einem Verhältnis von NbTi zu Kupfer von 1:1,35. Die Zuleitungen sind kryostaten-seitig jeweils auf 1 A begrenzt [Oxf09].

Nach der letzten Verankerung werden die Drähte entlang eines der Verbindungsstäbe zur add 6K herabgeführt. Herstellerseitig geschieht die Befestigung der 30 Kabel durch PEEK-Fäden. Hierbei ist PEEK, Polyetherketon, ein ultrahochvakuumtaugliches Isolationsmaterial mit hoher Temperaturbeständigkeit. Diese Art der Anbringung bietet keine nennenswerte thermische Ankopplung der Drähte an die Stäbe und wurde im späteren Verlauf durch Kupfergeflecht und Klemmen ersetzt (siehe auch Abschnitt 6.4). Den Abschluss der Leitungen auf der add 6K bildet ein 39-poliger sub-D-Stecker aus PEEK.

**Der 1K-Schild** Relevant ist der 1 K-Schild für die geplanten Experimente, da er als Aufhängepunkt der Transport-Vorrichtung für die Atome dient. Die Bodenplatte des Schildes ist hierfür dezentral mit einer Bohrung von 30 mm Durchmesser versehen. Diese kann bei Nicht-Gebrauch mit einer Kupferplatte verschlossen werden. Zudem ist die 6 mm starke Bodenplatte des Schildes, ebenso wie die add 6K, mit einem quadratischen M4-Bohrungsraster von jeweils 20 mm Abstand ausgestattet.

Die Distanz der Bohrung vom Zentrum von 50 mm ist bedingt durch das Bestreben, die Millikelvin-Umgebung, trotz der Lücke im Schild, möglichst gut von der thermischen Strahlung der 6K-Umgebung zu entkoppeln. Durch die Lage können weder schnelle Atome noch direktes Laserlicht vom Betreiben der atom-optischen Komponenten auf die Millikelvin-Platte fallen.

Der Schild wird über einen Temperatursensor auf der entsprechenden Platte im oberen Teil des Kryostaten überwacht und ist im Regelbetrieb 1K statt der anvisierten 700 mK kalt.

**Millikelvin-Platte (mK-Platte)** Der kälteste experimentell zugängliche Punkt des Kryostaten befindet sich direkt unterhalb der Destille (Still) des Entmischungskreislaufs. Hier befindet sich die Millikelvin-Experimentierebene (mK-Platte oder MC-Plate, MC -Mixing Chamber). Diese ist 240 mm oberhalb des 1 K-Schildes und 90 mm oberhalb der oberen beiden optischen Durchlässe. Um die Experimente durch diese Durchlässe abzubilden,

wird ein Kaltfinger an der eigentlichen mK-Platte befestigt. Dieser wird später den Chip mit den supraleitenden Strukturen tragen.

Der Durchmesser der mK-Platte beträgt 85 mm. Hier werden sämtliche kryogenen Elemente zum Betreiben und Auslesen des supraleitenden Chips montiert. Dafür verfügt die Platte über ein entsprechendes Bohrungsraster.

Die Kühlleistung der Platte ist werksseitig mit 200  $\mu$ W bei 100 mK angegeben. Dies wurde experimentell im Anschluss an den Aufbau an der Universität Tübingen mit Hilfe des eingebauten Heizers der MC überprüft<sup>3</sup>. Hierfür wurden bei „geöffneten“ Fenstern verschiedene Heizleistungen in das System eingebracht. Durch die sich, nach Thermalisieren, einstellende Temperatur lässt sich die Kühlleistung an der entsprechenden Stelle bestimmen. Diese ergibt sich bei 100 mK zu 236  $\mu$ W (Details hierzu siehe [Oxf09, Knu13]).

Für die Verkabelung der mK-Platte werden über einen weiteren Aero-Connector auf der Top-Plate 30 0,5 A Stromzuführungen und je 8 SMA- und SMB-Kabel auf die MC-Ebene geführt. Diese wurden zuvor auf den Ebenen PT1 und PT2 thermisch abgefangen. Dabei enden die Kabel in Steckverbindern, die in die Platte eingelassen sind und von der Unterseite der Platte bestückt werden können.

### 5.1.3 Funktionsprinzipien Kühlmechanismen

Um die Basistemperatur von einigen Millikelvin zu erreichen, muss der Kryostat zunächst mit Hilfe eines Vorkühlmechanismus bis auf etwa 6 K herabgekühlt werden. Dies geschieht mit Hilfe des sogenannten Pulse-Tube-Kühlers (Pulsröhren-Kühler). Hierbei wird reinem <sup>4</sup>He-Gas durch eine Reihe von Kompressions- und Expansions-Zyklen nach dem Prinzip des Stirling-Motors Wärme entzogen und die Kühlleistung an entsprechenden Kaltköpfen innerhalb des Kryostaten bereitgestellt. Dabei wird das System im vorliegenden Fall zweistufig geführt und verfügt über Nenn-Kühlleistungen von 35 W an der PT1-Platte und 1 W an der PT2-Platte.

Im Anschluss an diese Prozedur kann mit der Zirkulation des <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He-Gemischs begonnen werden. Dieses wird in der Mischkammer (Mixing Chamber, MC) einkondensiert, bevor der eigentliche Entmischungszyklus begonnen werden kann. Ist die kritische Temperatur von 0,9 K unterschritten, teilt sich das kondensierte <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He-Gemisch in zwei Phasen. Dabei „schwimmt“ die hauptsächlich aus den leichteren <sup>3</sup>He-Atomen bestehende Phase auf der <sup>4</sup>He-reichen Phase. In letztgenannter sind dabei, auch bei niedrigsten Temperaturen, mindestens 6,3 % <sup>3</sup>He-Atome vorhanden. Entfernt man diese mit Hilfe von Destillation (d.h. Heizen und Abpumpen des Dampfes in einer separaten Still-Kammer), entspricht das dem Kühlen durch Entmischen. Dem System wird Wärme entzogen, wenn <sup>3</sup>He-Atome von der <sup>3</sup>He-reichen Phase in die <sup>4</sup>He-reiche Phase diffundieren, um die abgepumpten zu ersetzen. Ein fortwährender Kühlkreislauf wird möglich, wenn man das entzogene <sup>3</sup>He in der oberen Phase ersetzt. So kann bis in den Millikelvin-Bereich gekühlt werden [Ros73, Lou74].

Der Kryostat arbeitet hierbei im trockenen Betrieb, d.h. mit geschlossenen Kreisläufen für die He-Versorgung, so dass keine Zuführung kryogener Flüssigkeiten für den Betrieb notwendig ist. Die Basistemperatur von einigen wenigen Millikelvin kann so beliebig lange aufrecht erhalten werden. Sind die Experimente erst eingerichtet, können diese also kontinuierlich betrieben werden und das System muss nur für den Austausch der zu untersuchenden Bauelemente geöffnet werden

---

<sup>3</sup>Dieser Vortest wurde durch die Teamkollegen unter Leitung von Martin Knufinke durchgeführt.

Für mehr Details zur apparativen Umsetzung der Kühlmechanismen siehe [Oxf09, Knu13].

### 5.2 Charakterisierung des trockenen Mischkryostaten

Für das Gelingen der angestrebten Experimente sind vor allem die Basistemperatur und der Druck innerhalb des Kryostaten in der Nähe der Millikelvin-Versuchsumgebung entscheidend. Beide Größen sind nicht absolut durch die im Kryostaten verbauten Sensoren zugänglich. Im Fall der Temperatursensoren müssen diese zunächst durch eine absolute Temperaturmessung kalibriert werden, im Fall der Druckmessung ist der Bereich unterhalb der Experimentierplatte nicht direkt für solche Messsensoren zugänglich. Hier geben Lebensdauern von Atomwolken in der magnetischen Falle den gewünschten Aufschluss. Zusätzlich wird die mechanische Stabilität der magneto-optischen Komponenten gegen die Vibrationen des Kryostaten mit Hilfe einer Interferenzmessung überprüft.

#### 5.2.1 Verifikation der Basistemperatur

Zu den ersten Tests des betriebsbereiten Basisgerätes gehörten die erfolgreiche Demonstration des Erreichens der notwendigen Basistemperatur von einigen wenigen zehn Millikelvin bei „geöffneten“ Fenstern.

Optische Durchlässe sind für Mischkryostaten nicht üblich und es muss explizit verifiziert werden, dass die für die Hybridexperimente notwendige Temperatur bereitgestellt werden kann. Zu diesem Zweck wurde in einem der ersten Versuchsdurchläufe eine Temperaturmessung mithilfe der Nuclear Orientation Thermometry durchgeführt. Dies ist eine primäre Temperaturmessung, die speziell für sehr tiefe Temperaturen geeignet ist. Hierbei nutzt man die Temperaturabhängigkeit der räumlichen Verteilung des Zerfalls radioaktiver Kerne mit einem permanenten magnetischen Moment in dem Magnetfeld eines Ferromagneten. Die magnetischen Momente richten sich bei sinkender Temperatur entsprechend des Magnetfeldes aus. Da der radioaktive Zerfall, z.B. von  $^{60}\text{Co}$ , vorzugsweise in die Richtung der Spinachse stattfindet, wird dieser zunehmend in dieser Raumrichtung stattfinden, die emittierte Strahlung wird also räumlich anisotrop. Stellt man nun außerhalb des Kryostaten einen Szintillationsdetektor auf, kann so die Ausrichtung der Strahlung gemessen werden [Ros73].

Zu diesem Zweck wurde eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle der Firma Oxford Instruments installiert und der entsprechende Szintillationsdetektor in gleicher Höhe außerhalb des Kryostaten in Richtung der größten zu erwartenden Signaländerung montiert [Knu13]<sup>4</sup>. Diese Detektionsmethode ist für den zu erwartenden Temperaturbereich geeignet und weist einen Fehler von unter 1% auf [Knu13, Oxf13]. Ausgewertet wird durch Vergleich mit theoretisch erwarteten Zählraten. Durch dieses Verfahren lässt sich die Basistemperatur des Mischkryostaten auf 22,35 mK bestimmen und liegt nur leicht über dem Wert von 10 mK eines herkömmlichen Mischkryostaten ohne optische Durchlässe. Aus diesen Daten war es möglich, eine Kalibration der internen Temperatur-Sensoren des Basisgerätes zu erarbeiten [Knu13].

Im Folgenden wurde die Temperaturstabilität der mK-Ebene bei Inbetriebnahme der für das Manipulieren und Abbilden der ultrakalten Atome notwendigen Laser untersucht. Durchgeführt wurden diese Messungen hauptsächlich von Martin Knufinke und sollen an dieser Stelle zusammengefasst werden.

---

<sup>4</sup>Die Durchführung erfolgte durch Martin Knufinke.

Optische Zugänge sind auf der add 6K-Ebene für die Laser und wenige Zentimeter unterhalb der Mixing Chamber für die Absorptionsabbildung der Atomwolke im Anschluss an die Hybridexperimente vorhanden. Für den Test auf der Höhe vor add 6K wurde ein Laser der Leistung 31 mW eingestrahlt. Durch die Strahlung ergibt sich nach 20 min Thermalisierungszeit eine minimale Erhöhung der Temperatur der Millikelvin-Umgebung von 22,35 auf 22,7 mK. Entsprechende Untersuchungen mit dem Absorptionslaser von 130 mW Leistung direkt unterhalb der mK-Platte ergeben eine Erwärmung auf 40,75 mK.

Um den Effekt einer Bestrahlung des Schildes der 6K-Umgebung zu erproben, wurde dieser in einem weiteren Test mit 61 mW Laserleistung des MOT-Lasers bestrahlt. Als Ergebnis zeigte sich eine Temperaturerhöhung auf 28 mK am Ort des Millikelvin-Experimentes.

Für Details der Temperaturverläufe unter Bestrahlung mit verschiedenen Laserleistungen bzw. den Vergleich zum Verhalten bei eingebrachtem Heizwiderstand siehe [Knu13].

Insgesamt konnte sichergestellt werden, dass die Temperatur am Ort der Hybridexperimente durch die Lasereinstrahlung 50 mK nicht überschreitet. Bei diesen Temperaturen dominieren die quantenphysikalischen Phänomene die zu erwartenden thermischen Effekte, wodurch erstgenannte in den geplanten Experimenten deutlich messbar sein sollten.

### 5.2.2 Druckbestimmung

Die OVC besitzt als Drucksensor ein Kaltkathoden-Vakuummeter, das sich in der Nähe der Raumtemperatur-Bereiche befindet. Dieses zeigt beim Betrieb des Systems einen Druck von  $10^{-9}$  mbar an. Da es sich bei dem Inneren des Kryostaten mit seinen erheblichen kalten Flächen um eine hervorragende Kryopumpe handelt, sind für die Umgebung des Experimentes bei Millikelvin-Temperaturen und auf der add 6K deutlich bessere Vakuumbedingungen zu erwarten. Diese können mit Hilfe der Lebensdauern von Atomen in einer rein magnetischen Falle bestimmt werden.

Die Verlustrate von Atomen aus der Falle gibt direkten Aufschluss über die herrschenden Vakuumbedingungen. Vorgreifend sei hier erwähnt, dass durch die Experimente zu den Lebensdauern der Atome in der Magnetfalle der MOT-Spulen keine Einschränkung der geplanten Experimente durch den Gasdruck im Kryostaten an diesem Ort zu erwarten ist. Der Druck lässt sich durch die gemessenen Lebensdauern von etwa 70 s auf  $10^{-10}$  mbar oder besser abschätzen [Met99]. Mit einer weiteren Verbesserung der Druckbedingungen in der Millikelvin-Umgebung ist zu rechnen, da diese von weiteren Flächen auf einer Temperatur von 1K umgeben ist. Details zu diesem Experiment siehe Abschnitt 6.6.1 und [Jes13].

Für die Kombination der Atome mit den supraleitenden Strukturen müssen notwendigerweise auch spezielle Komponenten wie z.B. Mikrowellenkabel, Filterstrukturen, Steckverbindungen, elektrische Durchführungen und Ähnliches eingebaut werden, die in herkömmlichen atom-optischen Aufbauten nicht vorhanden sind. Um sicherzustellen, dass diese sich auch für Ultrahochvakuumbedingungen eignen, wurden Ausgastests in einer eigens konzipierten Vakuumkammer mit der Möglichkeit des Abkühlens der Elemente auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff (77K) durchgeführt. Hierbei ist es nicht zu erwarten, dass sich die so gewonnenen Ausgaswerte von den Werten im Millikelvin-Bereich stark unterscheiden. Für die detaillierte Beschreibung der getesteten Komponenten und deren Ausgasverhalten siehe [Knu13]. Die supraleitenden Bauelemente waren zum Zeitpunkt der Lebensdauermessungen noch nicht im Kryostaten eingebaut.

### 5.2.3 Vibrationen der zusätzlichen 6K-Platte

Im Vorfeld sollte die Stärke der Vibrationen der zusätzlichen 6K-Platte (add 6K) überprüft werden, da diese über drei 84 cm lange, 13 mm dicke Kupferstangen befestigt ist. Dieses System ermöglicht ohne weitere Verankerung Auslenkungen im cm-Bereich und wurde aus diesem Grund zusätzlich durch drei Stabilisatoren gegen das 1K-Schild verschraubt<sup>5</sup>. Während des Betriebes des Entmischungskryostaten entstehen Vibrationen, vor allem durch das Pulse-Tube-Kühlsystem auf dem Top-Flansch des Kryostaten. Dieses erfordert bewegliche Teile wie z.B. das motorbetriebene Ventil des Gassystems. Auch das ein- und ausströmende Gas selbst sowie die am Kryostaten montierte Turbopumpe verursachen Störungen vom Top-Flansch aus. Hierdurch könnte das Zusammenspiel der verschiedenen Komponenten des magneto-optischen Systems und das Betreiben des Fallensystems beeinträchtigt werden. Es sollten Heizeffekte durch Bewegungen der Atomwolken in der Falle sollen ausgeschlossen werden.

Für einen quantitativen Test der Auslenkungen während des Betriebs des Kryostaten wurde ein Interferenzversuch mit Umlenkung eines Lasers über Spiegel auf der add 6K durchgeführt<sup>6</sup>. Durch diese Interferenzmessungen konnte gezeigt werden, dass die Auslenkungen der 6K-Platte sich im  $\mu\text{m}$ -Bereich abspielen.

---

<sup>5</sup>Die Stabilisatoren verfügen über ein PEEK-Mittelteil, um die thermische Trennung der verschiedenen Temperaturstufen voneinander zu gewährleisten.

<sup>6</sup>Dieser geht hauptsächlich auf die Arbeit von Florian Jessen zurück.

# 6 Resultate

## 6.1 Konzeption und Charakterisierung des Spulensystems zum Fangen und Kühlen der Atome

### 6.1.1 Vorüberlegungen

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln dargelegt, ergeben sich durch das Betreiben des Experiments im Kryostaten und unter Ultrahochvakuumbedingungen erhebliche Restriktionen auf die einzelnen Komponenten des Aufbaus. So muss auch auf der Seite der Erzeugung und Manipulation der ultrakalten Atome von den vorhandenen Standardverfahren abgewichen werden, um die entsprechenden Komponenten an das kryogene Umfeld und dessen Erfordernisse anzupassen.

Die größte Einschränkung in diesem Zusammenhang ist die Limitierung der zuführbaren Ströme auf ein Ampere. So werden in einer typischen Magnetfalle Kupferspulen bei Raumtemperatur im mehrstelligen Ampere-Bereich betrieben. Um die benötigten Gradienten und Felder mit einem Ampere dennoch erzeugen zu können, muss auf ein möglichst kompaktes Design Wert gelegt werden. Durch die Wahl eines möglichst dünnen Drahtes können, trotz hoher Windungszahlen, die Lagen nahe am Zentrum der Spule angebracht werden, wo das Magnetfeld des Stroms, nach dem Gesetz von Biot-Savart, einen größeren Beitrag zum benötigten Gesamtfeld in der Nähe des Zentrums leistet [Sta93].

Durch das kryogene Umfeld besteht die Möglichkeit und Notwendigkeit der Verwendung von supraleitendem Draht, der unterhalb der Sprungtemperatur wesentlich höhere Ströme tragen kann als ein normalleitender Draht gleichen Durchmessers. Die Wahl fiel hierbei auf NbTi-Draht<sup>1</sup>, welches ein Standard-Material für supraleitende Spulen darstellt. Durch die Anforderungen an die Kompaktheit des Designs wurde der unüblich kleine Gesamtdurchmesser von 0,102 mm gewählt. Um sicher zu stellen, dass dieser Draht die Anforderungen des vorliegenden Experimentes erfüllt, wurde eine ausführliche thermische Analyse aufgestellt und entsprechende Vortests des Drahtes und daraus gewickelter Spulen durchgeführt. Diese Analyse findet sich im Abschnitt 6.1.2.

Für die Spulenhalterungen wurde das Material Kupfer gewählt, das sich durch seine hohe thermische Leitfähigkeit und gute Bearbeitbarkeit auszeichnet. Speziell Oxygen-Free-High-Conductivity-Kupfer ist aufgrund des geringen Sauerstoffgehaltes für Vakuum-Anwendungen und im kryogenen Bereich geeignet. Der essentielle thermische Kontakt der Spulenelemente mit dem Kältereservoir des Mischers wird durch Vergolden der Bauteile erhalten (siehe auch Abschnitt 5.1).

Für die Verschraubung wurden, trotz des leicht unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten, Edelstahlschrauben verwendet, da Kupfer als Material hierfür zu weich ist.

Für die mechanische Fixierung der Drähte an ihren Spulenkörpern wurde der Klebstoff H77 von Epotek verwendet, da dieser für Ultrahochvakuumanwendungen geeignet ist und kryogenen Temperaturen standhält. Dieser Klebstoff ist dabei elektrisch isolierend. Auch

---

<sup>1</sup>Nb - Niob, Ti - Titan.

die notwendige Ausbacktemperatur dieses Zweikomponentenklebstoffs von 150° C ruft keine Schädigung des Isoliermaterials Kapton hervor<sup>23</sup>.

An einigen Stellen ist es zudem notwendig, ein isolierendes Material zur Verfügung zu haben, z.B. zur Fixierung von Metallteilen verschiedener Temperaturen gegeneinander. Hierfür wurde PEEK als hoch temperaturstabil und zudem ultrahochvakuumtaugliches Material ausgewählt<sup>4</sup>. Entsprechende Vortests mit wiederholter Abkühlung in flüssigem Stickstoff demonstrierten auch die, bis dahin nicht spezifizierte, Anwendbarkeit im kryogenen Umfeld.

### 6.1.2 Thermische Analyse des 0,1 mm NbTi-Drahtes

Die Verwendung supraleitenden Drahtes bringt unterhalb der kritischen Temperatur den Vorteil, die thermische Last innerhalb des kryogenen Umfelds möglichst gering zu halten, da ein konstanter Strom widerstandsfrei, d.h. ohne Wärme zu dissipieren, fließt. Allerdings können Störstellen im Drahtverlauf, wie normalleitende Verbindungsstellen, erheblichen Einfluss auf das maximal mögliche  $I_c$  und damit die Durchführbarkeit der Experimente haben (vergleiche hierzu auch Abschnitt 3.3). Bei Ein- und Ausschaltvorgängen ist zu beachten, dass die zeitlichen Veränderungen der Ströme so zu wählen sind, dass die dabei entstehende Abwärme die zur Verfügung stehende Kühlleistung nicht überschreitet. Hierbei sind auch entstehende Wirbelströme im umgebenden Material zu berücksichtigen.

Im folgenden Abschnitt wird das thermische Verhalten des verwendeten NbTi-Drahtes und daraus gefertigter Spulen ausführlich dargelegt. Bei dem verwendeten NbTi-Draht handelt es sich um einen sogenannten Single-Filament-Leiter, d.h. der Draht ist aus einem einzigen supraleitenden Kern von 0,048 mm Durchmesser hergestellt. Der Kern ist umgeben von einer Kupfermatrix. Diese hat einen Außendurchmesser von 0,079 mm und stabilisiert zum einen den Draht, zum anderen kann der Strom im normalleitenden Fall, d.h. oberhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  des Supraleiters, über diese Kupferschicht fließen. Das Flächenverhältnis von NbTi zu Kupfer ist im vorliegenden Fall 1:1,7. Isoliert ist der Draht mit Kapton<sup>5</sup>, womit sich der Gesamtdurchmesser von 0,102 mm ergibt. Die Herstellerfirma SCB Budzylek gibt den kritischen Strom im Nullfeld und 4,2 K mit mehr als 10 A an, dies entspricht einer kritischen Stromdichte von  $J_c(4K) \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ . In der Literatur findet sich eine zu erwartende kritische Stromdichte von  $J_c(6K) \approx 9 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ . Die zu erwartenden Magnetfeld von ca. 200 G ergibt sich  $J_c(200G, 6K) \approx 8 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$  [Wil99].

NbTi hat eine kritische Temperatur von 9,2 K, was ausreichend für das Betreiben der felderzeugenden Spulen auf der add 6K-Platte und am 1K-Schild ist. Im Vorfeld durchgeführte Messungen an aus supraleitendem NbTi-Draht gefertigten Spulen bestätigen diesen Wert für  $T_c$ . Die zu erwarteten Magnetfelder von maximal 200 Gauss führen hierbei zu keiner nennenswerten Absenkung der kritischen Temperatur des Supraleiters. Um

<sup>2</sup>Ein langsames Ausbacken mit einer Temperatur von 120° C ist ebenfalls möglich, wurde allerdings nicht angewendet. Schnelles Backen kann Blasenbildung im Klebstoff hervorrufen. Dies ist für UHV-Anwendungen wegen der eingeschlossenen Gase nachteilhaft. Da in der vorliegenden Anwendung nur kleine Klebstoffmengen verwendet wurden, bestand keine Notwendigkeit für das langsamere Vorgehen.

<sup>3</sup>Testspulen aus Probedrähten mit dem Isoliermaterial Formvar mussten allerdings mit dem verwandten Klebstoff H 72 verarbeitet werden, da Formvar schon bei 105° C Schädigungen davonträgt und so vermehrt Kurzschlüsse festzustellen sind.

<sup>4</sup>Beim vorbereitenden Reinigen des Materials PEEK sollte dieses möglichst kurz im Aceton-Bad belassen werden, da dieses porös ist, sich mit der Flüssigkeit vollsaugen kann und sich so deformiert.

<sup>5</sup>Von der Firma DuPont entwickeltes Polyimid.

konservative Abschätzungen zu erhalten, wird dennoch in den folgenden Rechnungen mit einer kritischen Temperatur von 9 K gerechnet.

Zunächst soll der Effekt der Degradation des  $I_c$  der Spulen im Vergleich zum unverarbeiteten Draht abgeschätzt werden (vgl. Abschnitte 3.3.2 und 3.3.3). Tests des kritischen Stroms an gewickelten Probespulen im Bad von flüssigem Helium, d.h. mit optimaler Wärmeankopplung bei  $T = 4,2$  K, ergeben kritische Ströme von mehr als 5 A. Dabei lag die Begrenzung in der zur Verfügung stehenden Stromquelle.

Im Folgenden sollen Berechnungen, basierend auf dem Modell der Minimal Propagation Zone (MPZ), eine Abschätzung für das Verhalten des Drahtes bei punktförmigen Störungen liefern, da die Spulen im Kryostaten, im Gegensatz zum Vortest, im Ultrahochvakuum betrieben werden. Zunächst wird für eine Abschätzung der Größenordnungen ausschließlich die Wärmeleitung entlang des Spulenmaterials angenommen (Modell Abschnitt 3.3.2).

Betrachtet werden verschiedene Szenarien: Reiner NbTi-Draht des Durchmessers 0,048 mm, NbTi-Draht gleichen Durchmessers mit umhüllender Kupfermatrix und Gesamtdurchmesser 0,079 mm bei den Qualitäten des Kupfers von RRR 100, 50 und 10. RRR ist hierbei kurz für das Restwiderstandsverhältnis des Materials (Residual Resistance Ratio) und ergibt sich als Quotient des Widerstandes bei Raumtemperatur und bei tiefen Temperaturen. Zudem beispielhaft NbTi-Cu-Draht, mit Kupfer RRR 100 inklusive Kapton-Isolierung.

Für die Berechnungen mit Hilfe der Formel (3.4) sind die spezifischen elektrischen Widerstandswerte von NbTi (im normalleitenden Zustand) und Kupfer, sowie die Wärmeleitfähigkeitswerte aller beteiligten Materialien notwendig. In der Literatur findet sich ein spezifischer elektrischer Widerstand von NbTi zu  $\rho_{NbTi}(4,2\text{ K})=6,5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$  und von herkömmlichem Kupfer für Drähte von  $\rho_{Cu}(4,2\text{ K})=1,5 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$  [Wil99, Ekin06]. Letzteres entspricht einem Restwiderstandsverhältnis (RRR) von 100, d.h. sehr guter Materialqualität. Um die Qualität des Kupfers nicht zu überschätzen, werden auch Vergleichsrechnungen mit RRR = 50 und  $\rho_{Cu}^{50}(4,2\text{ K})=3,6 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$ , sowie schlechtem Material mit RRR = 10 und  $\rho_{Cu}^{10}(4,2\text{ K})=1,8 \cdot 10^{-9} \Omega\text{m}$  durchgeführt [Ekin06]. Da für das Betreiben der Spulen im supraleitenden Zustand von NbTi im vorliegenden Experiment lediglich der Temperaturbereich bis 9 K wesentlich ist, können diese Werte als näherungsweise konstant angenommen werden.

Für die thermische Leitfähigkeit finden sich folgende Werte:  $k_{NbTi}(6\text{ K}) \sim 0,2\text{ W/mK}$ ,  $k_{Cu}^{100}(6\text{ K}) \sim 10^3\text{ W/mK}$ ,  $k_{Cu}^{50}(6\text{ K}) \sim 300\text{ W/mK}$ ,  $k_{Cu}^{10}(6\text{ K}) \sim 100\text{ W/mK}$  sowie  $k_{Kap}(6\text{ K}) \sim 2 \cdot 10^{-2}\text{ W/mK}$  [Sch79, Ekin06]. Da die Werte im Bereich von 6 K bis 9 K ansteigen, werden diese Werte für eine konservative Abschätzung verwendet.

Tabelle 6.1 stellt die Auswertungen der Formel (3.4) für die verschiedenen Szenarien zusammen.

Es wird mit dem maximal im Kryostaten möglichen Strom von 1 A gerechnet. Im Fall des Verbundleiters NbTi-Cu fließt der Strom nach Überschreiten der kritischen Temperatur ausschließlich im Kupfermantel, da dieser den wesentlich kleineren spezifischen Widerstand aufweist. D.h. hier wird die Querschnittsfläche des Kupfermantels als Leiterfläche für die Berechnung herangezogen. Für die Wärmeleitung wird jeweils die gesamte zur Verfügung stehende Fläche berücksichtigt.

In der zweiten Spalte finden sich die aus 1 A Strom und der entsprechenden Leiterfläche errechneten MPZ-Längen. Deutlich ist zu erkennen, dass ein Draht ohne Kupfermatrix inakzeptabel kleine Werte für die MPZ liefert. Die MPZ des NbTi-Drahtes in der üblichen Kupfer-Qualität errechnet sich zu nahezu 2 cm. Der Wert der MPZ des gleichen Drahtes



## 6 Resultate

	MPZ [mm]	$\Delta E$ [J]
NbTi	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-10}$
NbTi-Cu <sup>100</sup>	19,48	$1,2 \cdot 10^{-6}$
NbTi-Cu <sup>50</sup>	6,89	$4,3 \cdot 10^{-7}$
NbTi-Cu <sup>10</sup>	1,78	$1,1 \cdot 10^{-7}$
NbTi-Cu <sup>100</sup> -Kap.	15,50	$1,5 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 6.1: Länge der MPZ und die für die Erzeugung der MPZ benötigte Energie für verschiedene Drahtvarianten, Details siehe Text.

mit Kapton-Isolierung ist hierzu leicht abgesenkt, da in der vereinfachten Formel die Wärmeleitfähigkeit nur als Flächenmittel berücksichtigt werden kann. Es ist aber dennoch ersichtlich, dass das Material Kapton aufgrund seiner geringen Wärmeleitfähigkeit keinen großen Einfluss auf die Länge der MPZ hat.

Mit schlechter werdender Drahtqualität rücken die Größen in realistischere Bereiche für mögliche Störquellen. Um dies quantitativ einschätzen zu können, wird im Folgenden die Energie berechnet, die in Form einer Störung aufgebracht werden muss, um eine Zone der Größe der errechneten MPZ zu bilden.

In der dritten Spalte der Tabelle 6.1 ist die Energie aufgelistet, die benötigt wird, um ein entsprechendes Leiterstück mit der Länge der MPZ von 6 K auf 9 K zu erwärmen, d.h. in den normalleitenden Bereich zu bringen. Um zu diesem Wert zu gelangen, werden die spezifischen Wärmekapazitäten von NbTi, Kupfer und Kapton im entsprechenden Temperaturbereich benötigt. Da diese stark temperaturabhängig sind, werden hierfür die integrierten, volumenbezogenen spezifischen Wärmekapazitäten analog zu Wilson ermittelt [Wi99].

Zunächst erfolgt eine Abschätzung der Veränderung der spezifischen Wärme bei einem Feld von 200 G in Vergleich zum Nullfeld am Beispiel von NbTi nach Elrod et al [Elr82]. Es gilt für die spezifische Wärme  $c_s$  von NbTi in Abhängigkeit des Feldes  $H$ :

$$c_s = \left[ \beta' + \frac{3\gamma}{T_c^2} \right] T^3 + \left[ \frac{\gamma TH}{H_{c2}} \right] \quad (6.1)$$

Dabei ist  $\gamma$  die Sommerfeldkonstante mit  $\gamma = 0,16 \text{ mJ/gK}^2$  und  $\beta'$  die Proportionalitätskonstante des Debye-Gesetzes mit  $\beta' = 2,45 \cdot 10^{-3} \text{ mJ/gK}^4$ . Der zweite Term der rechten Seite gibt dabei die Magnetfeldabhängigkeit der spezifischen Wärme an. Für einen Wert von 200 G ergibt sich eine Erhöhung von nur  $\Delta c_s/c_s \sim 7 \cdot 10^{-4}$ , was vernachlässigbar klein ist. Es kann also mit den Nullfeldwerten gerechnet werden.

Es werden folgende Werte für die volumenbezogene spezifische Enthalpie, die sich als Integral der volumenbezogenen spezifische Wärme von 6 K bis 9 K ergibt, verwendet: NbTi:  $\int c'_s(T)dT = 5,3 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ , Kupfer:  $\int c'_s(T)dT = 1,2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  [Wil99, Ekin06]. Da zu Kapton keine entsprechenden Werte für benötigte Temperaturen zur Verfügung stehen, wurden diese durch die Werte für Epoxy-Harz, das für nicht-ultrahochvakuum Anwendungen als Isoliermaterial dient, angenähert. Diese liegen im Temperaturbereich von 6 bis 9 K knapp unterhalb denen von NbTi. Die gesamte volumenbezogene spezifische Enthalpie des Spulendrahtes wird als im Flächenverhältnis gewichtetes Mittel der oben ermittelten Werte bestimmt. Im Temperaturbereich von 6 bis 9 K gilt also für den gesamten Draht:  $\int c'_s(T)dT = 2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ .

Eine entsprechende Auswertung der MPZ mit dem Verbundleitermodell berücksichtigt

	MPZ- $R_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [Drahtlagen]	$\Delta E$ [J]
NbTi-Cu <sup>100</sup>	31,0	1	10	$7,8 \cdot 10^{-5}$
NbTi-Cu <sup>50</sup>	10,9	0,6	6	$1,1 \cdot 10^{-5}$
NbTi-Cu <sup>10</sup>	2,8	0,3	3	$1,4 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 6.2: MPZ mit Verbundleitermodell.

zudem die Wärmeausbreitung transversal zum Drahtverlauf in den Spulenkörper hinein. Für die Bestimmung der MPZ nach Formel (3.10) ist die dem Spulenstrom von 1 A (bzw.  $J_m = 5,6 \cdot 10^8 \text{A/m}^2$ ) entsprechende kritische Temperatur  $T_g$  von Nöten. Diese ergibt sich mit dem Ausgangswert  $J_c(200\text{G}, 6\text{K}) \approx 8 \cdot 10^9 \text{A/m}^2$  und der Annahme einer linearen Abnahme der kritischen Stromdichte bis zur kritischen Temperatur von 9 K zu  $T_g = 8,8 \text{K}$ . Mit dem Verhältnis des Leiters am Gesamtvolumen der Spule von 1:1,67 ergeben sich die Werte für die Ausdehnung der MPZ entlang des Drahtes  $R_g$  mit den verschiedenen Kupferqualitäten entsprechend der Tabelle 6.2. Für die Ausdehnung der MPZ radial zum Draht  $r_g$  muss die Wärmeleitfähigkeit in dieser Richtung abgeschätzt werden. Da sich hier verschiedene Materialien abwechseln wird ein gewichtetes Mittel der Werte der einzelnen Materialien verwendet:  $k_r(6\text{K}) \sim 1 \text{W/mK}$ . Die so ermittelten Werte und die entsprechende Anzahl Drahtlagen finden sich ebenfalls in Tabelle 6.2. Dort finden sich auch die Energien, die notwendig sind eine solche MPZ zu erzeugen<sup>6</sup>.

Deutlich zeigt die Tabelle den Einfluss der radialen Wärmeleitung auf die Größen der MPZs. Die Werte für Kupfer mit RRR 100 und 50 sind um ca. ein Drittel größer, als die des Modells mit ausschließlich longitudinaler Wärmeleitung. Der Wert der MPZ für Kupfer mit RRR 10 kann nur als Abschätzung dienen, da hier eine Bedingung des Modells, die des anisotropen Mediums, durch die geringe Ausdehnung der MPZ in radialer Richtung nur näherungsweise erreicht wird. Die benötigten Energien sind deutlich höher, da sich die Erwärmung auf mehrere Drahtlagen der Spule erstreckt.

### Verschiedene Ursachen für punktförmige Störquellen

Zunächst soll auf die permanenten Störquellen eingegangen werden: Hier sind die notwendigerweise vorkommenden normalleitenden Verbindungen an Steckern zu nennen. Da in den meisten Fällen Crimp-Kontakte eingesetzt werden, sollen diese als Erstes auf ihre dissipierte Leistung bei einem Ampere Strom abgeschätzt werden:

Der Crimp-Zylinder ist 1 mm tief und verbindet die abisolierten Drähte durch Quetschen. Mit einer geschätzten Kontaktfläche  $A = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{m}^2$  entsteht mit dem spezifischen Widerstand von Kupfer schlechter Qualität<sup>7</sup> ein Widerstand im  $\mu\Omega$ -Bereich<sup>8</sup>. Mit 1 A Strom ergibt sich somit eine Verlustleistung in der Größenordnung von  $\mu\text{W}$ . Mit der „lagged pipe“-Näherung<sup>9</sup> für den Temperaturanstieg einer Drahtverbindungsstelle nach [Wil99] ergibt sich eine daraus resultierende Temperaturerhöhung von  $\Delta T = 7 \cdot 10^{-6} \text{K}$ . Was vernachlässigbar klein ist.

<sup>6</sup> Abschätzung der Größenordnung durch Verwenden eines rechteckigen Bereiches als MPZ.

<sup>7</sup> Eventuell schlechtere Leitfähigkeit durch oxidierte Oberflächen oder Unebenheiten des Abisolierens.

<sup>8</sup> Die Kontaktfläche entspricht einer Annahme des Drahtdurchmessers von  $\Delta d = 1/3 d_{Blank} = 2 \cdot 10^{-5} \text{m}$  beim Zusammendrücken.

<sup>9</sup> „Ummantelter Leiter“, es wird von zwei Leitern in Koaxialkonfiguration ausgegangen. Für die Temperaturerhöhung gilt:  $\Delta T = I^2 R_J / (2\pi L k_t) \cdot \ln\{e/c\}$ , mit dem Strom  $I$ , dem Widerstand zwischen den Leitern  $R_J$ , der Länge der Kontaktstelle  $L$  (hier zu 1 cm angenommen), der transversalen Wärmeleitfähigkeit  $k_t$  und dem Verhältnis der Radien  $e/c$ , welches zu  $\sim 10^2$  abgeschätzt wird.

Analog berechnen sich die Temperaturänderungen für gelötete Verbindungen. Der Widerstand einer Lötstelle ergibt sich für zwei auf der Länge von 1 cm parallel aneinander gelöteter Drähte, die sich im Abstand des Drahtdurchmessers voneinander entfernt befinden (dazwischen Lötzinn), zu  $R \sim 10^{-9} \Omega$  [Wil99]. Somit ergibt sich eine Heizleistung und eine entsprechende Erwärmung, die noch deutlich geringerer ausfällt als bei einem Crimp ohne zusätzliches Löten.

Um Aussagen darüber zu treffen, wie realistisch die Entstehung einer vorübergehenden, punktförmigen Störstelle in der Größenordnung der im vorigen Abschnitt berechneten MPZ ist, müssen mögliche Ursachen untersucht werden.

Eine Quelle solcher Störungen können sich bewegende Leiterteile im Magnetfeld sein. Durch die Lorentzkraft in Gang gesetzt, können diese durch die entstehende Reibung Wärme erzeugen oder im Inneren des Leiters für ein dissipatives Umarrangieren von Flusswirbeln sorgen. Die Lorentz-Kraft  $F = l \cdot I \times B$  ergibt sich mit der Länge des sich bewegenden Drahtstückes  $l$  und einem maximalen Magnetfeld der Spulen von 200 Gauss zu  $\frac{F}{l} = 0,2 \text{ mN/m}$ . Daraus resultiert eine Energie bei einer Verschiebung um geschätzte 0,5 mm eines freien Leiterstückes im Magnetfeld von  $W = 1 \cdot 10^{-9} \text{ J}$ , was deutlich kleiner ist als die Energiemenge zur Erzeugung einer MPZ im Verbundleiter NbTi-Cu.

Des weiteren sind Fluss-Sprünge durch ein sich veränderndes Magnetfeld eine mögliche Ursache vorübergehender Störungen. Das Kriterium für die Stabilität eines Drahtes gegen Fluss-Sprünge aus Gleichung (3.15) wird von dem 0,102 mm starken Draht und dem Radius  $a = 24 \mu\text{m}$  des supraleitenden Filamentes, unter der Worst-case-Annahme, die verwendete Stromdichte bei 1 A sei die Kritische, mit  $\beta = 1 \cdot 10^{-2}$  erfüllt.

### Schaltvorgänge

Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Störquellen sind auch dissipative Energien aufgrund der zeitlich veränderlichen Ströme in den Spulen zu beachten. Zunächst soll die in Formel (3.17) beschriebene Selbstinduktion für die geplanten Spulen berechnet werden, um eine Abschätzung des Schaltverhaltens zu erlangen. Hierfür wird auf die in Abschnitt 6.1.6 ausführlich erläuterten Spulengeometrien zurückgegriffen. Tab. 6.3 fasst die so erzielten Werte der Selbstinduktionskoeffizienten zusammen. Vor allem bei den MOT-Spulen kommt es auf ein möglichst schnelles Schalten an, da zwischen diesem Spulenpaar nach der MOT-Phase eine rein magnetische Falle erzeugt werden soll (siehe Abschnitt 6.6.1). Hierfür müssen die Ströme umgepolt werden, so dass die Atome in dieser Zeit nicht gefangen sind. Wünschenswert sind Schaltzeiten im Bereich von hundert Millisekunden. Allerdings können die möglichen Schaltzeiten nicht exakt im Voraus berechnet werden, da sich zu der Selbstinduktion noch Wirbelströme im umgebenden Material hemmend auf das Schaltverhalten auswirken können. Um diesen vorzubeugen, werden die Metallhalter mit Schlitz zur Minimierung der Kreisströme versehen. Zudem können die Magnetfelder der Wirbelströme durch die komplexe Geometrie des Versuchsaufbaus einen nicht exakt zu berechnenden Einfluss auf die Magnetfelder der Falle haben. Für den experimentell nachgewiesenen Effekt der Wirbelströme auf die Verwendbarkeit der magneto-optischen Komponenten siehe 6.6.1 und [Jes13].

An dieser Stelle soll zudem der Einfluss von Hysterese-Verlusten im Supraleiter in einem sich ändernden Magnetfeld abgeschätzt werden, zunächst nach dem vereinfachten Modell eines stabförmigen Supraleiters im parallelen Magnetfeld (siehe Abschnitt 3.3.5). Hierfür wird das Verhältnis  $\beta = \frac{B_m}{B_p} = \frac{B_m}{2\mu_0 J_{ca}}$  benötigt. Für  $B_m$  wird das im Experiment maximal vorkommende Magnetfeld von 200 G eingesetzt. Hiermit ergibt sich  $\beta = 4,14 \cdot 10^{-2}$ , was einem nur schwach eingedrungenen Magnetfeld entspricht und mit Formel

## 6 Resultate

Spule	$r$ /[mm]	$n$	$L$ /[mH]
MOT	10,5	130	75
TR1-oben	23	250	130
TR1-unten	23	260	141
TR2	11	200	20
TR3	6	100	1,4
Conveyor	6	120	2,0

Tabelle 6.3: Geometrische Größen (Radius  $r$ , Windungzahl  $n$ ) und Selbstinduktionskoeffizienten  $L$  der geplanten Spulen mit der einer Höhe von  $l = 1 \text{ mm}$  der magneto-optischen Falle und des magnetischen Transfers.

(3.18) eine Verlustleistung pro Ramp-Zyklus und Meter des 0,1 mm-Drahtes von  $Q = 4 \cdot 10^{-9} \text{ W}$  ergibt.

Mit dem Modell des zylinderförmigen Supraleiters im senkrecht stehenden Magnetfeld ergibt sich mit  $Q = 0,623 \frac{B_m^2}{2\mu_0}$  eine Verlustleistung von  $Q = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ W}$  als Worst-case-Abschätzung pro Zyklus und Meter Draht. Für die geplanten Spulen mit Radien im mm-Bereich und Windungszahlen von 100 bis 260 stellt somit dieser Verlustmechanismus keine Einschränkung dar.

### 6.1.3 Konzept des Transportes der Atome zur Millikelvin-Umgebung

Abb. 6.1 verdeutlicht den geplanten Transfer der ultrakalten Atome von der MOT zur Millikelvin-Experimentierumgebung. Gezeigt ist der Kryostat mit seinen verschiedenen Temperaturstufen. Zentral ist die add 6K mit der MOT-Spulenkonstruktion (schwarz) mit dem Kreis als angedeutete Atomwolke zu erkennen. Um in den Millikelvin-Bereich zu gelangen, führt eine Reihe aufeinanderfolgender Spulenpaare (grau) die Atome durch den 1K-Schild, bis diese unterhalb der Millikelvin-Platte ankommen (siehe auch Abschnitt 4.5).

Die Schnittzeichnung des Kryostaten in Abb. 6.2 zeigt den konkreten Verlauf des Transfers innerhalb des Kryostaten. Links unten ist das Ende des Zeeman-Slows zu erkennen, die kreuzenden Laser in der Kryostatenmitte kennzeichnen das Zentrum der MOT. Der horizontale Transfer verläuft in dieser Abbildung nach schräg hinten und ist somit nicht dargestellt. Die beiden gebogenen Spulenordnungen des Interstage Conveyor sind oberhalb der Laseranordnung zu erkennen, sie führen die Atome bis zum Kaltfinger unterhalb der Millikelvin-Platte.

In Abb. 6.3 ist vergrößert den Abschnitt des Transfers auf Höhe der add 6K-Platte (vgl. Abb. 6.2) zu sehen. Die Atome werden über den Zeeman-Slower links im Bild in den Kryostaten eingebracht. In der Bildmitte ist ein Schema der Spulenordnung der MOT (grau) dargestellt, dies ist der Ort der ersten Atomfalle und der Beginn des magnetischen Transfers. Der rote Kreis deutet die Atomwolke, der eingezeichnete Pfeil den Verlauf der Bewegung an.

### 6.1.4 Der Zeeman-Slower

Wie in Abb. 6.2 zu erkennen, muss der Zeeman-Slower im vorliegenden Experiment aufgrund der Geometrie des Aufbaus als Zero-Crossing Zeeman-Slower realisiert werden. Hierbei erfordern die Schilde des Kryostaten die komplette Trennung der Ausführungen

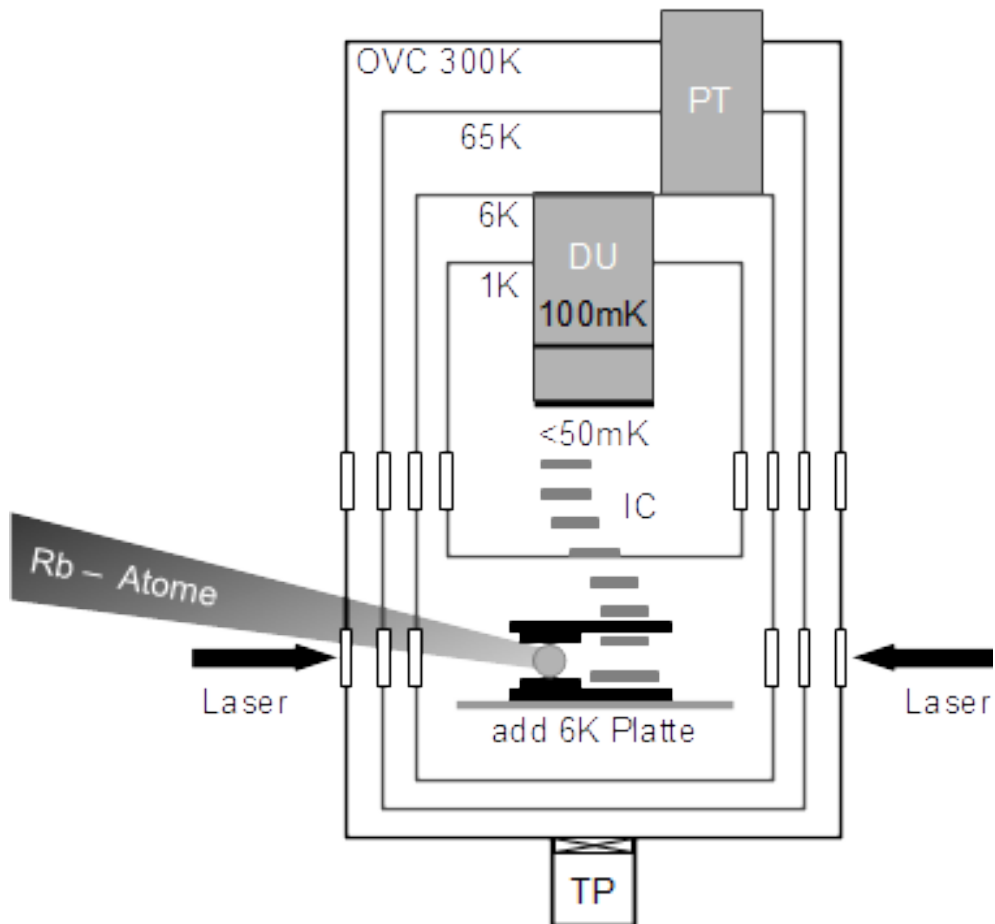


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des geplanten Transfers der Atomwolke (Kreis in der Mitte) von der MOT zur Millikelvin-Experimentierumgebung. Zu erkennen sind die verschiedenen thermischen Schilde des Kryostaten, sowie die add 6K-Platte. In schwarz sind die Spulen der MOT, in grau die des Transfers gezeichnet (DU-Dilution Unit, PT-Pulse Tube, TP- Turbo Pumpe) [Jes13].

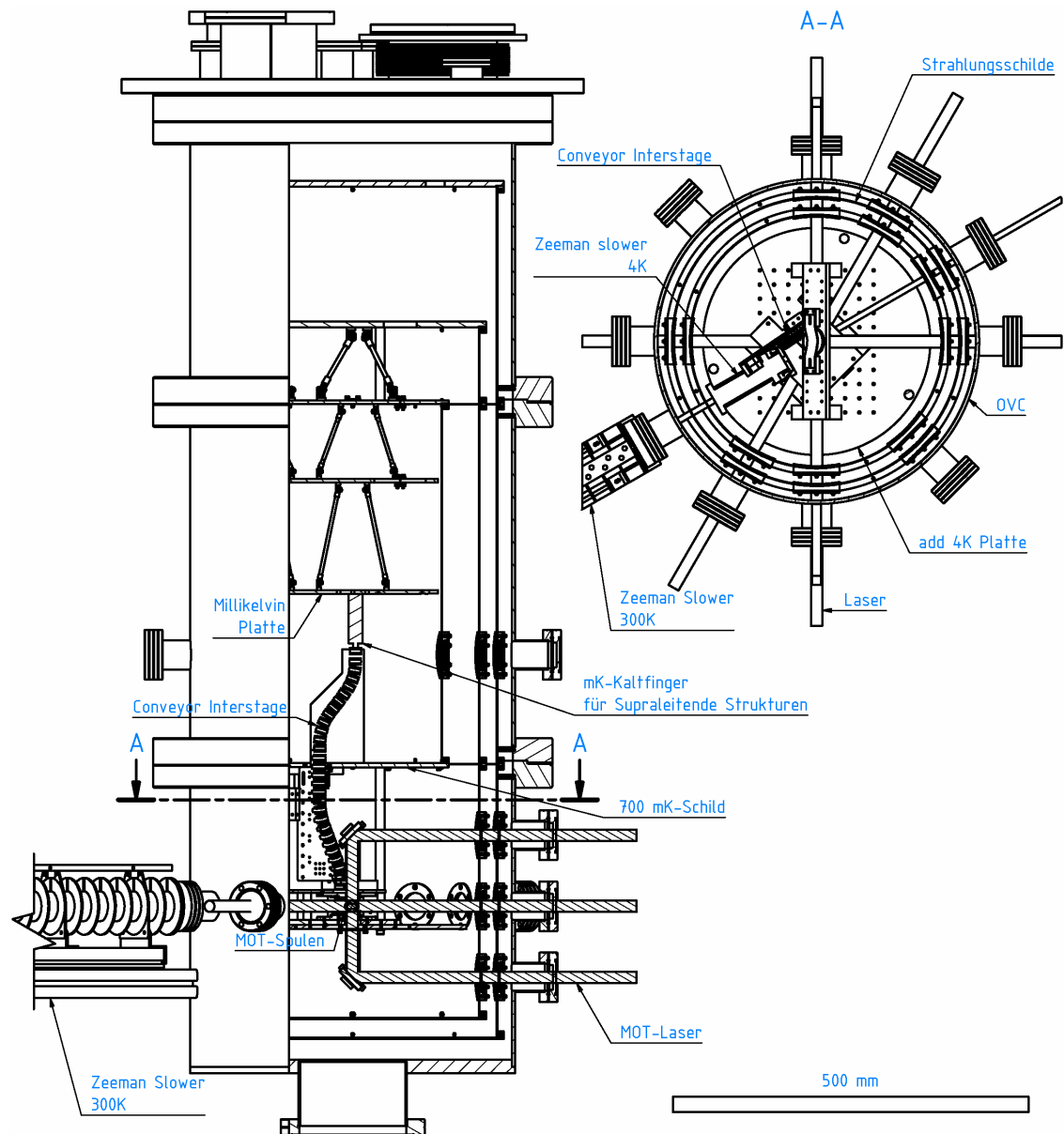


Abbildung 6.2: Im Querschnitt des Kryostaten ist der Verlauf des magnetischen Transfers vom Einbringen der Atome über den Zeeman-Slower (links unten) bis zum Kaltfinger auf der Millikelvin-Platte (Bildmitte) dargestellt. In der Draufsicht ist die Aufsicht der add 6K zu sehen, in deren Zentrum der magnetische Transfer der Atome beginnt [Jes13].

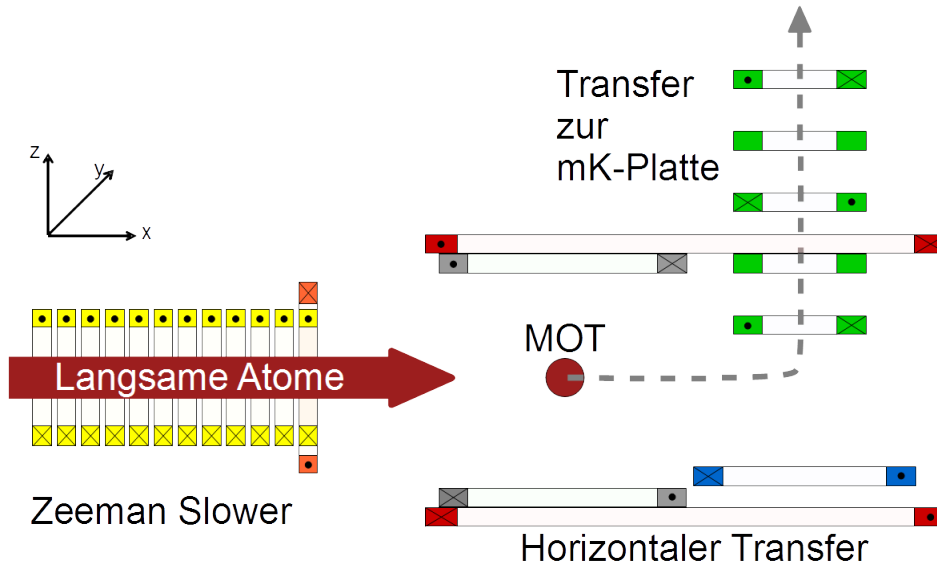


Abbildung 6.3: Schema der MOT- und Transfer-Spulen, zusätzlich ist der Zeeman-Slower eingezeichnet [Jes13].

des raumseitigen Bereichs des Zeeman-Slowers und des Abschnitts innerhalb des Kryostaten und legen gleichzeitig den Ort des Nulldurchgangs des Magnetfeldes fest (vgl. auch Abschnitt 4.3).

Für die Experimente werden Rubidium-Atome, genauer  $^{87}\text{Rb}$ , verwendet. Diese werden aus einem  $80^\circ$  heißen Ofen gewonnen (Details hierzu siehe [Jes13, Jes14]). Im Mittel ergibt sich aus Gl. (4.6) und mit einer Masse von  $1,443 \cdot 10^{-25}$  kg der Atome eine Geschwindigkeit  $v_a = 260$  m/s für die Atome. Für die weiteren Rechnungen wird eine Ausgangsgeschwindigkeit der Atome von  $376$  m/s zu Grunde gelegt. So können bei dem  $80^\circ$  heißen Ofen 76 % der Atome im entsprechenden Zeeman-Slower auf fangbare Geschwindigkeiten für die MOT abgebremst werden.

Um  $^{87}\text{Rb}$  zu kühlen, wird der Hyperfeinstrukturübergang  $|5 S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5 P_{3/2}, F = 3\rangle$  mit einer Linienbreite von  $\Gamma = 38,118$  MHz verwendet (siehe z.B. [Ste10]). Es ergibt sich mit Gl. (4.4) somit eine maximale Abbremsung von  $a_{max} = 1,115 \cdot 10^5$  m/s<sup>2</sup> und damit aus Gleichung (4.5) eine Mindestlänge für den Zeeman-Slower bei vollständiger Abbremsung von  $0,30$  m. Diese Länge bezieht weder die realen Bedingungen des experimentellen Aufbaus, wie die Länge des feldfreien Bereichs der Kryostatenschilder oder die Unperfektheiten der Herstellung der Spulen, noch die Einfanggeschwindigkeiten für die MOT von  $10 - 40$  m/s mit ein. Entsprechend muss die Länge des Slowers angepasst werden.

Der feldfreie Bereich der Schilder hat eine Länge von  $133$  mm, der Abstand innerhalb der Schilder zum Zentrum der MOT beläuft sich auf  $165$  mm. Die MOT benötigt zudem einen Platz von  $55$  mm, inklusive Halterungen, der nicht für den Slower zur Verfügung steht. Aus diesen Bedingungen ergibt sich das in Abb. 6.4 dargestellte Magnetfeldprofil. Die in blau dargestellten Kurven sind die nach Gl. (4.10) errechneten Magnetfeldverläufe für den inneren (gestrichelte Linie) bzw. den äußeren Teil des Zeeman-Slowers. In rot ist das Profil des Slowers dargestellt, wie es aus einzelnen magnetfelderzeugenden Spulen

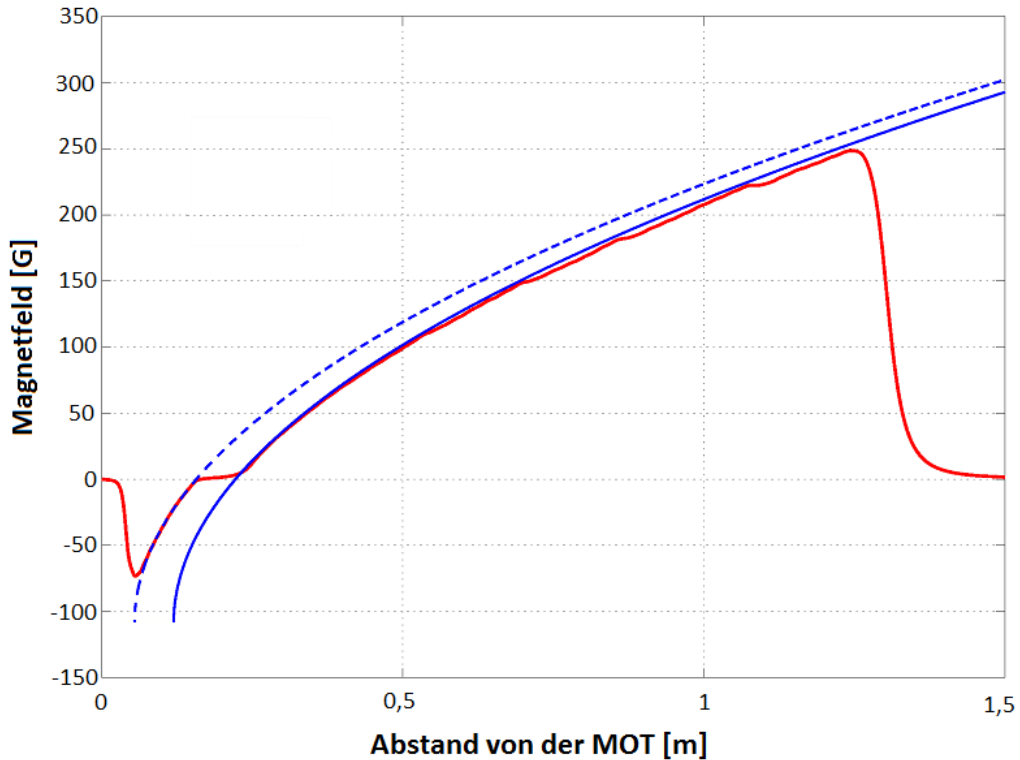


Abbildung 6.4: Simuliertes Magnetfeldprofil<sup>10</sup> des Zero-Crossing Zeeman-Slowers mit  $v_{max} = 376 \text{ m/s}$  und  $v_{end} = 24 \text{ m/s}$ . In blau sind die Magnetfeldverläufe nach Gl. 4.10 für den inneren (gestrichelt) und äußeren Teil des Slowers dargestellt. In rot die Simulationen des Magnetfeldes einzelner Spulen. Der Nullpunkt der x-Achse befindet sich im Zentrum der MOT [Can10, Jes14].

optimiert wurde (siehe folgende Unterabschnitte und [Can10, Jes14]<sup>10</sup>). Dabei wurde die Konstruktion aus separaten Spulenkörpern ebenso wie die notwendigen Halterungen mit berücksichtigt. Die Simulationen der Felder und Gradienten wurden mit einem eigens zur Konstruktion von Magnetfallen erweiterten und optimierten Programm basierend aus der Berechnung von elliptischen Integralen zur Auswertung des Biot-Savart'schen Gesetzes in Mathematica 4 und in Matlab durchgeführt [Sil90].

Die reale Slowerlänge beläuft sich so auf 1,30 m. 1,06 m für den äußeren Teil, 0,11 m für den Inneren.

Mit einer Verschiebung des Magnetfeldprofils aufgrund des Zero-Crossings von  $\Delta B = 110 \text{ Gauss}$  (0,011 Tesla) ergibt sich mit Gl. (4.12) eine Laserverstimmung von  $\delta = 154 \text{ MHz}$ . Für die Realisierung der Optik des Zeeman-Slowers siehe [Jes13, Jes14].

Für den Entwurf einer Alternative zum Zeeman-Slower, einer möglichen Realisierung der 2D-MOT im Socathes-Experiment, siehe [Jes14].

<sup>10</sup>Das hier dargestellte Magnetfeldprofil wurde analog zu Rechnungen von D. Cano erzeugt.



### Raumtemperaturseitiger Teil des Zeeman-Slowers

Die mechanischen Realisierungen des raumtemperaturseitigen Zeeman-Slower erfolgte durch Florian Jessen. Aus diesem Grund findet sich an dieser Stelle nur eine kurze Zusammenfassung des Aufbaus (Details siehe [Jes14]).

Abb. 6.5 zeigt die Realisierung dieses Teils des Zeeman-Slowers. In Abbildung 6.5 a) ist das Spulensystem bei der Fertigung zu erkennen. Abbildung 6.5 b) zeigt den bereits fertiggestellten und am Kryostaten montierten Slower. Dieser ist zur Verhinderung von Kondenswasser an den gekühlten Spulen von Armaflex-Isoliermaterial umhüllt.

Der Slower besteht aus 39 gleichgroßen Spulen mit abfallender Wicklungszahl. Diese sind aus Kupferdraht des Durchmessers 1,7 mm gewickelt und werden mit 5 A Strom betrieben. Die einzelnen Spulen haben einen Innenradius von 21 mm und einen Außenradius von 25 mm. Die Halterungen erzwingen dabei einen Abstand von 2 mm zwischen den Wicklungen. Das berechnete Magnetfeld entspricht dem in Abb. 6.4 [Can10].

Die Spulenanordnung des Zeeman-Slowers ist auf einem fortlaufenden Messingrohr mit angebrachten Trennscheiben für die einzelnen Spulen gefertigt. Innerhalb dieses Rohres befindet sich ein 1,1 m langes Vakuumrohr für die Führung des Atomstrahls. Dieses hat einen Innendurchmesser von 8 mm. Der Abstand zwischen den beiden Rohren ist für die Wasserkühlung der Spulen vorgesehen. Das Vakuumrohr kann über drehbare CF-Flansche mit dem Atomofen und dem Kryostaten verbunden werden. Zum Ofen hin ist der Vakuumteil des Slowers mit Hilfe eines Schieberventils abtrennbar. Dieser Teil ist mit Hilfe einer Turbopumpe evakuierbar. Für eine leichtere Montage wird der Slower mit Hilfe von Schienen auf dem optischen Tisch geführt<sup>11</sup>.

### Supraleitender Teil des Zeeman-Slowers

Der besondere Vorteil der kryogenen Umgebung ist die Möglichkeit, die benötigten Magnetfelder mit Hilfe von supraleitenden Spulen zu erzeugen; so ist ein besonders kompaktes Spulendesign möglich. Vergleiche hierzu Abschnitt 6.1.1.

In Abb. 6.6 a) ist ein Schema des gesamten Zeeman-Slowers außer- und innerhalb des Kryostaten dargestellt. Abb. 6.6 b) zeigt die realisierte Spulenanordnung des geöffneten inneren Zeeman-Slowers. In c) ist er in geschossenem Zustand, montiert auf der add 6K, zu sehen. In der Draufsicht sind die 11 gleichgroßen Spulen zu erkennen. Am rechten Ende schließt die Kompensations-Spule den Slower ab. Mit einer Länge von 110 mm überbrücken die 11 Spulen die Distanz vom Atom-Durchlass bis zur MOT. Die letzte Spule befindet sich dabei aufgrund der Haltekonstruktion der MOT-Spulen 55 mm von deren Zentrum entfernt. Für die Spulen wurde durch Simulationen eine Höhe von 8 mm bestimmt. Hierbei wurde die minimale Wandstärke für die Halterung aus OFHC-Kupfer von 1 mm je Spule berücksichtigt. Der Innendurchmesser der Spulen wird durch den Durchmesser des Zeeman-Slower-Lasers festgelegt. Für diesen wird ein Durchmesser von 16 mm veranschlagt, da die Größe des Atom ports in den Kryostaten 15 mm beträgt. So ergibt sich ein Innenradius der Spulen von 9 mm. Diese Parameter sowie die Wicklungszahlen der Spulen wurden dabei mit Hilfe von Simulationen auf die Erfüllung der in Abschnitt 4.4 diskutierten Vorgaben und den Platzverbrauch optimiert [Sil90, Can10]. Tabelle 6.4 zeigt die Windungszahlen der jeweils äquidistant gewickelten Spulen sowie der Kompensations-Spule<sup>12</sup>. Diese wird dabei konzentrisch mit der MOT-nächsten Slower-

<sup>11</sup>Durch den Aufbau des Kryostaten muss der raumseitige Teil des Slowers für jede Montage im Inneren entfernt werden.

<sup>12</sup>Für das äquidistante Wickeln der Zeeman-Spulen hat sich das Verwenden der Wickelmaschine der

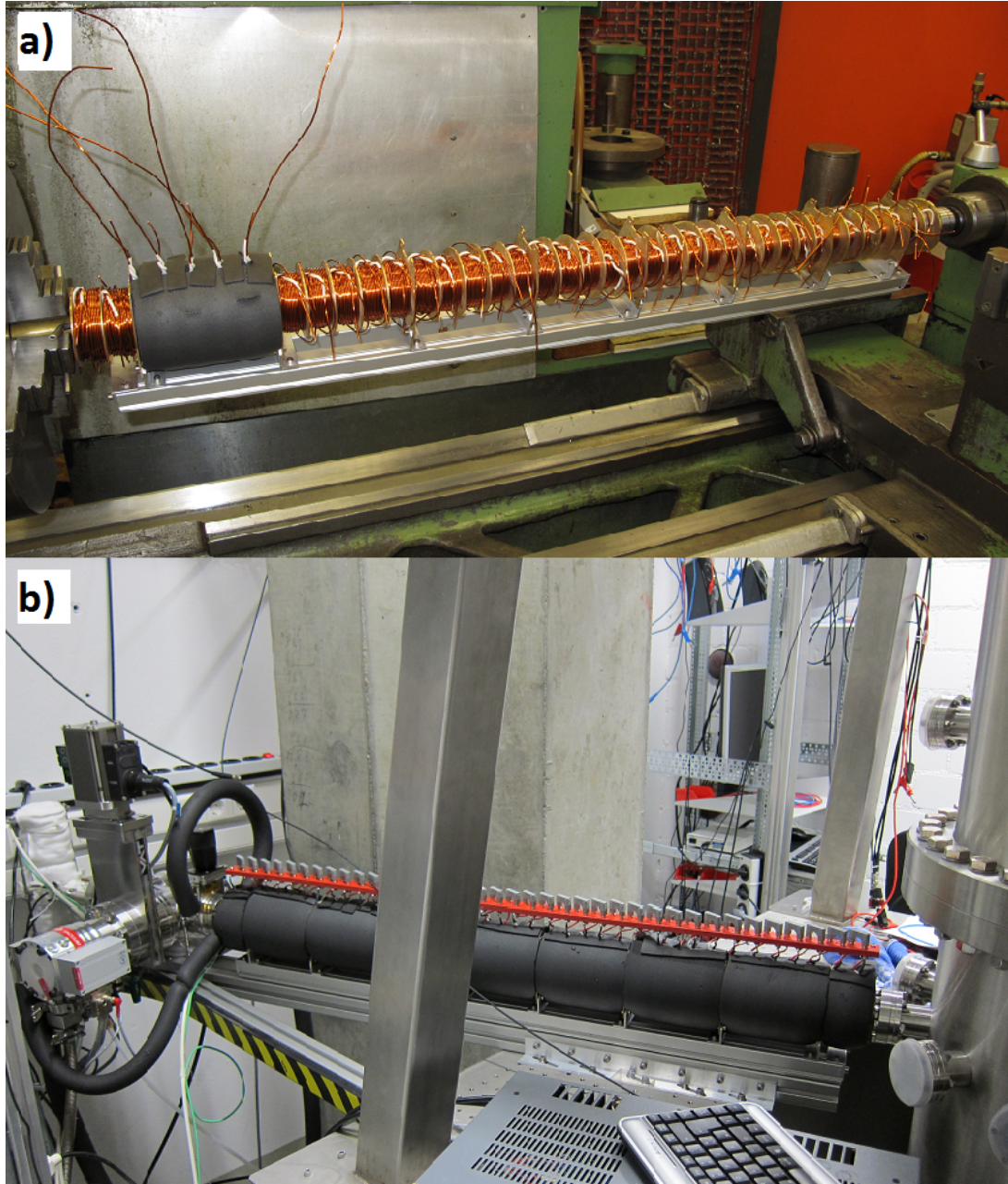


Abbildung 6.5: a) Spulenanordnung des raumtemperaturseitigen Teil des Zeeman-Slowers während der Fertigung auf der Drehbank, b) Isolierter Slower montiert am Kryostaten. Realisierung durch F. Jessen [Jes14].

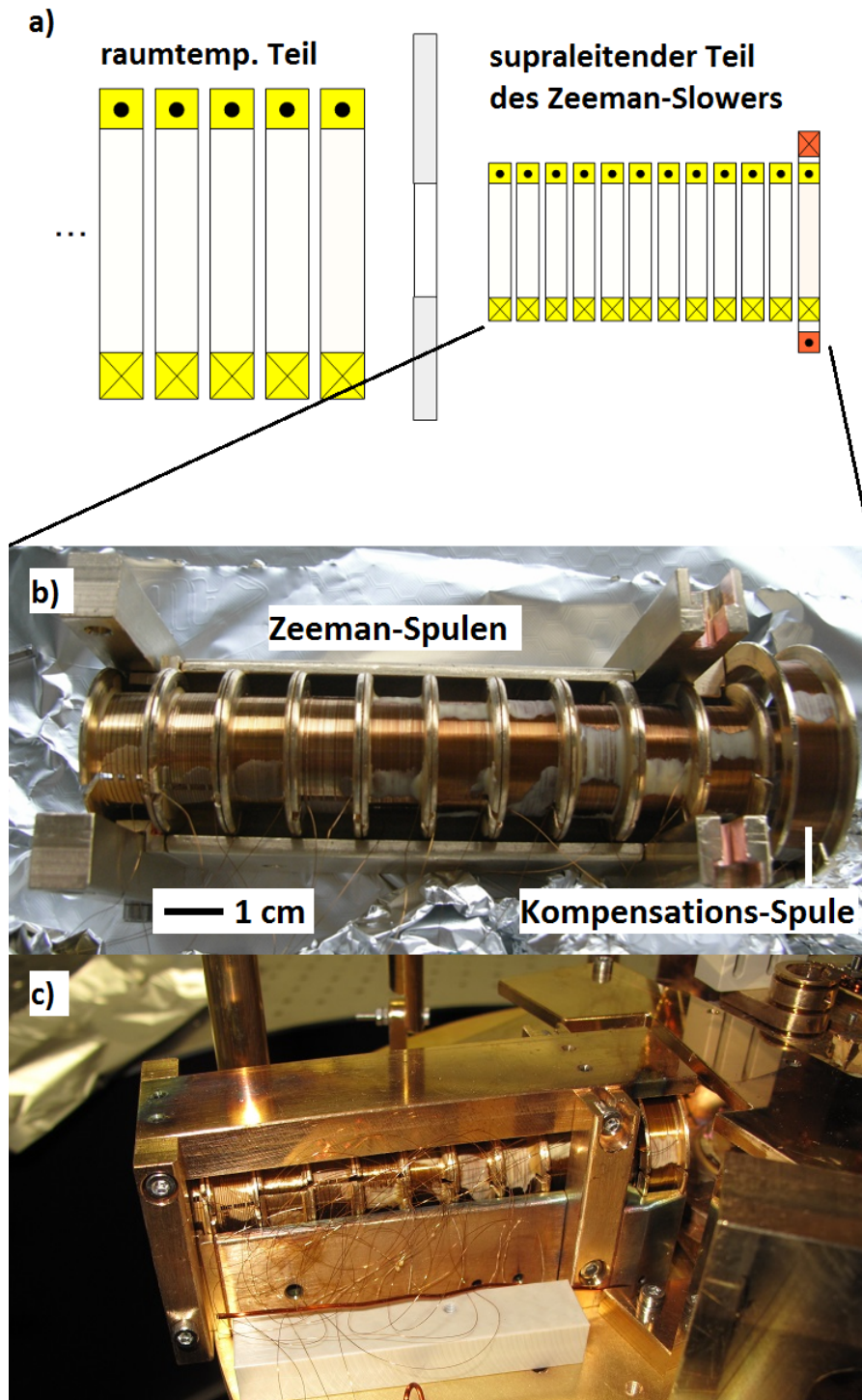


Abbildung 6.6: a) Schema des gesamten Zeeman-Slowers außer- und innerhalb des Kryostaten; b) Draufsicht des geöffneten Zeeman-Slowers inklusive Kompensations-Spule (rechts, in a) orange dargestellt); c) Auf der add 6K montierter Zeeman-Slower.

Spule	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Komp.
Windungsanzahl	135	122	102	82	68	56	45	34	25	17	10	40

Tabelle 6.4: Windungszahlen der Spulen des supraleitenden Teils des Zeeman-Slowers. Nummerierung vom Kryostatenfester hin zur MOT. Die Zentren sind jeweils 10 mm voneinander entfernt, die Kompensations-Spule sitzt konzentrisch zur Spule 11.

Spule montiert und mit gegenläufigem Strom betrieben. Die Simulationen ergeben ein Optimum für einen Innendurchmesser dieser Spule von 16 mm bei einer Höhe von 8 mm (vgl. auch Abschnitt 4.3).

Um das in Abb. 6.4 dargestellte Magnetfeldprofil zu erhalten, müssen die Spulen des Slowers mit 600 mA betrieben werden, die Kompensationsspulen mit 900 mA.

### Konzept der mechanischen und elektrischen Realisierung

Für die Halterungen der Spulen wurde auf ein platzsparendes Design bei gleichzeitig möglichst guter Wärmeankopplung Wert gelegt<sup>13</sup>. So wurden die einzelnen Spulen ohne Verschrauben untereinander in einer zylinderförmigen Aussparung untergebracht. Sie werden durch schraubbare Abdeckungen am Ende und oberhalb der Aussparung aneinandergespresst, um den festen Sitz gegeneinander und im Gesamten zu gewährleisten, (siehe Abb. 6.6 b). Für die Montage nimmt die Kompensationsspule eine Sonderstellung ein, da diese konzentrisch mit der innersten Zeeman-Slower Spule sein muss. Hierfür ist ein tiefere Einkerbung um das innerste Spulenelement vorgesehen<sup>14</sup>.

Durch die Verschraubung der Deckel entsteht eine kompakte Einheit aus OFHC-Kupfer, die das Manipulieren des inneren Zeeman-Slowers als Ganzes ermöglicht.

Die thermische Verankerung der einzelnen Spulen ist durch das Zusammenpressen der gegenseitigen Auflageflächen an die Halterung gewährleistet. Der Wärmeaustausch über die Auflageflächen der Spulen zur zylinderförmigen Aussparung oder zum Deckel der vertikalen Fixierung ist deutlich geringer.

Für die elektrische Kontaktierung stehen im Kryostaten nur wenige Zuleitungen zur Verfügung. Aus diesem Grund werden die Spulen des Slowers als Reihenschaltung realisiert. Die einzelnen Spulen sind dabei jeweils durch Crimp-Kontakte miteinander verbunden<sup>15</sup>. Diese müssen, auch während des Betriebes mit Temperaturschwankungen und Vibrationen, elektrisch isoliert voneinander gehalten werden. Hierfür sind die Metallstäbchen in Bohrungen eines isolierenden PEEK-Block verklebt, welcher wiederum an der Außenseite der Zeeman-Konstruktion verschraubt ist. Diese ist in Abb. 6.6 b) im Vordergrund zu sehen.

Die Zuleitungen des Zeeman-Slowers, inklusive der Kompensations-Spule, sind zu-

---

Firma Meteor AG mit eingebautem Zähler bewährt, allerdings ist bei der Fertigung darauf zu achten, dass das eingebaute Gangmaß erhebliche Schwankungen aufweist.

<sup>13</sup>Auf die Möglichkeit, den Slower als eine fortlaufende Spule auf einem Metallkern mit veränderlicher Wicklungsdichte zu entwerfen (siehe z.B. [Bel11]), wurde wegen der Empfindlichkeit des gewählten Drahtes gegen mechanische Beanspruchung verzichtet.

<sup>14</sup>Die beiden innersten Slower-Spulen sind zu diesem Zweck mechanisch als ein Spulenkörper ausgelegt, da sonst die Stabilität und exakte Positionierung der Elemente nicht zu gewährleisten wäre.

<sup>15</sup>Es werden hierfür UHV-taugliche Crimpröhrchen mit Goldbeschichtung und Entlüftungsbohrung von der Firma Allectra verwendet, siehe hierzu auch Abschnitt 6.1.2.

MOT 0,8 A	z-Richtung	x/y-Richtung
Fallentiefe [G]	54	18
Magnetfeldgradient [G/cm]	68	34

Tabelle 6.5: Fallentiefen und Magnetfeldgradienten für ein Betreiben des MOT-Spulenpaares mit 0,8 A.

nächst an einem 9-poligen sub-D-Stecker angeschlossen<sup>16</sup>. Dieser macht die gesamte Einheit des Slowers für die Montage unabhängig von der MOT-Konstruktion. Im Anschluss an den 9-poligen Stecker führen die Leitungen weiter zum Hauptstecker der add 6K-Platte.

Für die optischen Aufbauten des Zeeman-Slower wird auf Abschnitt 4.3 und auf [Jes13, Jes14] verwiesen. Erste Charakterisierungsmessungen des Zeeman-Slowers befinden sich in Abschnitt 6.2.

### 6.1.5 Die magneto-optische Falle

Zunächst sind die notwendigen Magnetfelder und Gradienten für das Erzeugen einer Quadrupolfalle bei den Temperaturen von ca. 1 mK der <sup>87</sup>Rb-Atome zu bestimmen, um ein sicheres Halten der Atome in der Falle zu gewährleisten. Entsprechend Gl. (4.13) und mit  $\mu = 1\mu_B$  ergibt sich, inklusive des gewählten Sicherheitsfaktors von 10, der Wert  $B_{max} = 14,8$  G für die Tiefe des magnetischen Potentials.

Für das Design des MOT-Spulenpaares werden die Parameter Radius, Höhe und Windungszahl über Simulationen optimiert. Hierfür wird von einem gewünschten Laserdurchmesser der MOT-Strahlen von 20 mm für den Abstand des Spulenpaares und dem Mindestgradient von 15 G/cm für die spätere Nutzung des Spulenpaares für den magnetischen Transfer ausgegangen [Can10, Sil90].

Es ergeben sich optimale Werte für die MOT bei einem Innenradius der Spulen von 10,5 mm, einer Höhe von 1 mm und einer Windungszahl von 130 je Spule. Die Zentren der Spulen sind dabei 24 mm voneinander entfernt. Tabelle 6.5 fasst die erreichten Magnetfelder und Gradienten für einen Spulenstrom von 0,8 A zusammen.

Abb. 6.7 zeigt die geöffnete MOT-Konstruktion in der Mitte der add 6K-Platte. Diese befindet sich in Verlängerung der Zeeman-Slower-Achse. Zu erkennen ist die untere MOT-Spule mit der Bohrung in der Platte für den vertikalen MOT-Laser. Neben der eigentlichen MOT-Spule sind zusätzlich die für den Transfer benötigten Spulen TR1 und TR2 zu erkennen, vgl. Schema Abb. 6.3. Die weiteren Spulen dienen dem Transfer der Atome, wie in Abb. 6.3 dargestellt. Der Darstellbarkeit halber ist nur die untere Hälfte der MOT-Konstruktion gezeigt.

Die Laser für das Betreiben der MOT und der Abbildungsoptik werden durch das benachbarte Labor, in dem sich das 4K-Vorgängerexperiment zum Socathes-Millikelvin-Experiment befindet, bereitgestellt [Can11, Ber13]. In diesem werden ebenfalls <sup>87</sup>Rb-Atome in einer MOT gekühlt und somit stehen bereits Laser der notwendigen Frequenz zur Verfügung. Diese können mit Hilfe von Glasfasern ins Millikelvin-Labor transferiert werden.

Das Socathes-Labor verfügt zusätzlich über optische Aufbauten, um das Licht in den Kryostaten zu leiten. Diese sind auf transportablen Aluminium-Platten um den Kryostaten arrangiert und müssen für jede Demontage des zentralen Gerätes entfernt werden.

<sup>16</sup>Dieser ist direkt auf der add 6K verschraubt.



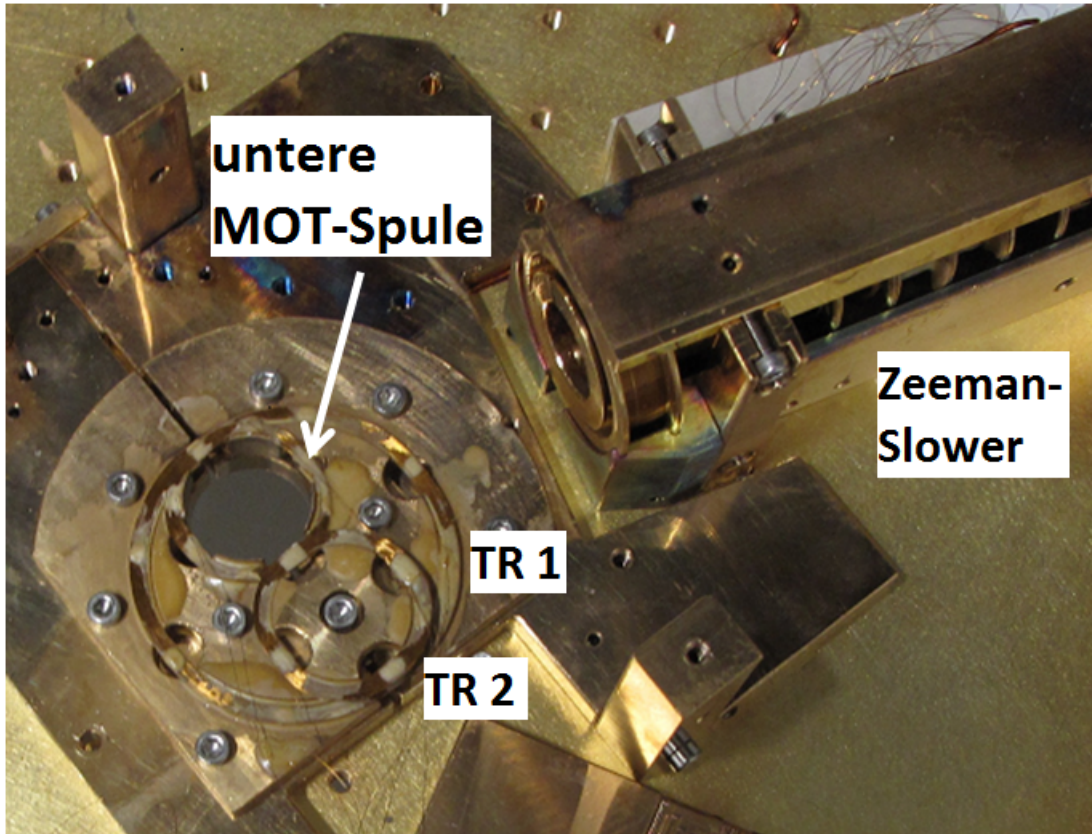


Abbildung 6.7: Die sich im Zentrum der add 6K-Platte befindliche untere MOT-Spule, zu erkennen an der Durchbohrung der Platte für die MOT-Laser. Die identische obere Spule befindet sich 24 mm oberhalb und ist nicht abgebildet. Die Spulen TR1 und TR2 werden für den Transfer der Atome benötigt.



Abbildung 6.8: Optischer Tisch des Socathes-Experimentes [Jes14].

Abb. 6.8 zeigt den optischen Tisch mit den entsprechenden optischen Elementen. Diese Aufbauten im Socathes-Labor sind Teil der Arbeit von Martin Knufinke und Florian Jessen und sollen an dieser Stelle nur so weit besprochen werden, wie dies zum weiteren Verständnis notwendig ist [Jes14, Knu13].

Der Kryostat besitzt ausschließlich horizontale optische Zugänge, so dass die vertikalen Strahlen der MOT über Spiegel im Inneren umgelenkt werden müssen. Hierfür werden die drei übereinander liegenden Fenster in Höhe der add 6K verwendet. Der Strahlengang wird analog zu dem des Vibrationsexperiments, geführt, Abb. 6.9 (vgl. auch Abb. 6.2). Zusätzlich werden Strahlen auf der Mittelebene der MOT eingespeist, wovon einer senkrecht zur Bildebene steht. Für die Aufspaltung der Strahlen ist die Konstruktion links im Bild 6.9 vorgesehen. Die Teilstrahlen werden so über Spiegel, Strahlteiler und Polarisationswürfel polarisationsrichtig in den Kryostaten eingespeist.

Die Spiegel der Firma Laseroptik sind dabei innerhalb des Kryostaten ober- und unterhalb der add 6K befestigt. Hierfür dient eine galgenartige Haltekonstruktion aus OFHC-Kupfer. Dabei liegen die Spiegel in einer Auslassung der Galgenkonstruktion und werden durch eine Edelstahlfeder fixiert, um die Materialveränderungen beim Abkühlen und Aufwärmen des Kryostaten zu berücksichtigen. Die Haltekonstruktion ist für die Realisierung des magnetischen Transfers relevant, da diese ein wesentliches Hindernis auf dem Weg zur Millikelvin-Umgebung darstellt (vgl. auch folgender Abschnitt).

Die mechanische Realisierung der MOT-Spulen sowie deren Haltekonstruktion wird aufgrund des engen Zusammenspiels mit den Konstruktionen des magnetischen Transfers im Anschluss an die Konzeption des Transfers in Abschnitt 6.1.7 gemeinsam diskutiert.

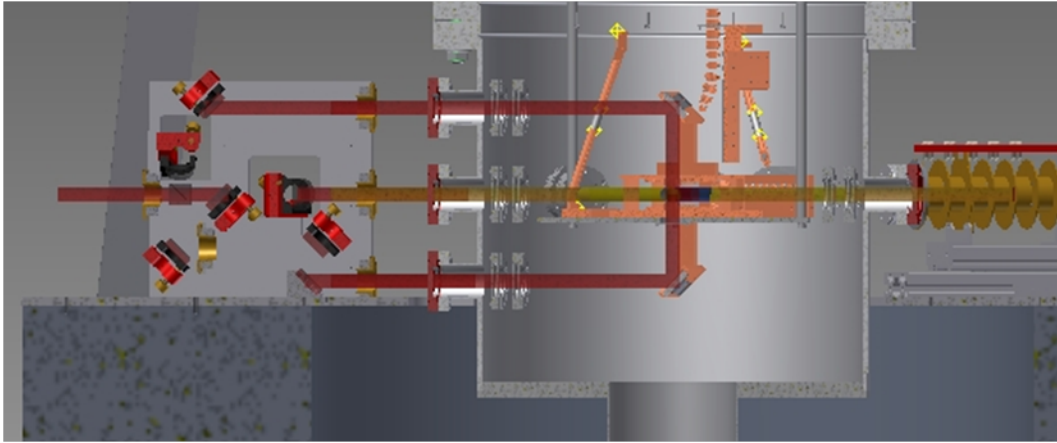


Abbildung 6.9: Schema des Strahlengangs der MOT-Laser der add 6K-Platte, im rechten Bereich ist der Strahlengang über die Spiegel innerhalb des Kryostaten dargestellt [Jes14].

Für die ersten erfolgreichen Experimente zum Laden der MOT mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen siehe Abschnitt 6.5.

### 6.1.6 Konzeption der MOT und des magnetischen Transfer-Systems

Für die Konzeption der MOT wurde zunächst für den Laserdurchmesser eine Größe von 20 mm veranschlagt, um das Aufheizen der supraleitenden Spulen durch Bestrahlung durch das Laserlicht zu vermeiden. Die genaue Position der MOT ist dabei durch die optischen Zugänge zur add 6K vorgegeben. Der vertikale Abstand der optischen Zugänge von der Platte beläuft sich dabei auf 27,2 cm. Nach der Erzeugung in der MOT muss die ultrakalte Atomwolke in die Millikelvin-Versuchsumgebung 50 cm oberhalb der add 6K transportiert werden. Dabei wird der 1K-Schild passiert, welcher hierfür dezentral eine Bohrung von 30 mm Durchmesser besitzt. Diese ist 50 mm radial vom MOT-Zentrum verschoben, um direkte Strahlung und schnelle Atome abzufangen. Dies hat allerdings zur Folge, dass der Transport der Atome in mehreren Stufen erfolgen muss - zunächst horizontal, an den Aufbauten der eigentlichen MOT vorbei, und dann in mehreren separaten „Förderbändern“ (Interstage Conveyor) vertikal bis auf die Höhe der optischen Zugänge 8,5 cm unterhalb der mK-Platte, wo die Experimente stattfinden.

#### Horizontaler Transfer

Der horizontale Transfer (vgl. Abb. 6.3) ist als Abfolge überlappender Spulen konzipiert, deren Anzahl und Größe sich nach der zu überbrückenden Distanz richtet. Die vorgesehenen drei Spulenpaare sind so gestaltet, dass das mittlere der Paare so groß ist, dass es die anderen komplett umschließt. Damit wird sichergestellt, dass durch ein kontinuierliches Verändern der Ströme in den Spulen das Magnetfeldminimum, und damit der Ort der Falle der Atome, vom Zentrum eines Spulenpaares zum nächsten wandert. Die Größe und die Windungszahlen des letzten Spulenpaares des horizontalen Transfers sind dabei maßgeblich durch den anschließenden vertikalen Transfer bestimmt.

Das erste Spulenpaar wird durch die MOT-Spulen gebildet. Für das Halten gegen die Schwerkraft ist nach Gl. (4.15) ein Mindestgradient von 15 G/cm notwendig. Wün-



## 6 Resultate

	MOT	TR1 - oben	TR1 - unten	TR2	TR3a
Innenradius [mm]	10,5	23	23	11	6
Außenradius [mm]	11,8	26	26	12	7
Höhe [mm]	1	1	1	1	1
Windungszahl	130	260	250	200	100
Zentrum Spule - oben	0;0;12	12;0;14			24;0;6
Zentrum Spule - unten	0;0;-12		12;0;-14	24;0;-10	

Tabelle 6.6: Spulenparameter der MOT- und Transfer-Spulen. Für die Koordinatenangaben der letzten beiden Zeilen befindet sich der Ort des Koordinatenursprungs im Zentrum des MOT-Spulenpaares, Angaben in mm [Can10].

schenswert ist eine Sicherheitsmarge vom Dreifachen dieses Wertes. Für die Falltiefe wird auch für den Transfer ein minimaler Wert von 15 G angestrebt.

Die Adiabazitätsbedingung aus Gl. (4.3) ist für eine reine Quadrupolfalle im Fallenzentrum nicht erfüllt, da im Fallenminimum kein Magnetfeld vorhanden ist, das die Atome ausrichtet. Hier können die magnetischen Momente in einen anderen Zustand umklappen, der nicht in der Falle gefangen wird (Majorana-Verluste). Bei den erreichbaren Temperaturen von einigen hundert  $\mu\text{K}$  sind diese Verluste allerdings vernachlässigbar.

Aus diesen Überlegungen heraus wurden Simulationen verschiedener Kombinationen von Radien, Höhen und Windungszahlen für die einzelnen Spulen durchgeführt [Can10, Sil90]. Diese müssen entsprechend dem Magnetfeldgradienten und der benötigten Fallentiefen optimiert werden (siehe dazu auch 6.1.5).

Da die MOT kontinuierlich neue Atomwolken erzeugt, darf durch den Transport keine der hierfür benötigten Achsen verdeckt werden. Auch muss die Abbildungsachse für die Laser weiterhin zur Verfügung stehen. Für den Abtransport der Atome kommt somit ausschließlich die zweite, ungenutzte Zeeman-Achse in Frage (siehe hierzu auch Abschnitt 5.1). Hieraus, aus der Größe der MOT-Spulen und deren Spiegelkonstruktion sowie dem Ort der Durchführung im 1K-Schild für den anschließenden vertikalen Transfer ergibt sich eine Länge für den horizontalen Transfer von 24 mm.

In Abb. 6.10 sind diese Spulenpaare, bereits maßstabsgetreu nach den ausgeführten Rechnungen, dargestellt. Hierbei bildet das Zentrum des MOT-Spulenpaares (grau) den Koordinatenursprung für die späteren Berechnungen. Die den horizontalen Transfer umschließende TR1-Spule (Transfer 1) ist rot dargestellt. Den Abschluss des horizontalen Transfers bildet das asymmetrische Spulenpaar TR2/TR3a (blau/grün). Letztere bilden gleichzeitig den Beginn des vertikalen Transfers. Dabei handelt es sich bei allen Spulen um eine rotationssymmetrische Spulengeometrie (vgl. Draufsicht in 6.10-b, die eingezeichneten Pfeile deuten die gewählte Stromrichtung an).

Die geometrischen Parameter der MOT-Spulen und der Spulen des horizontalen Transfers sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Abb. 6.11 zeigt die technische Realisierung (vgl. auch Abb. 6.7).

Für die Überführung der Atome von einem Spulenpaar ins nächste muss durch Variation der Ströme der jeweiligen Spulen das erzeugte Magnetfeldminimum gleichförmig verschoben werden. Für die Berechnung der notwendigen Ströme und der sich daraus ergebenden Magnetfeldverläufe wurde ebenfalls auf das bereits beschriebene Programm von C. Silber zurückgegriffen [Sil90]. Am deutlichsten lässt sich der magnetische Transfer an einer Abfolge von Potentiallinien-Plots des Magnetfeldbetrags darstellen. In Abb. 6.12 sind exemplarisch acht Teilschritte abgebildet. Die zugrundegelegten Stromwerte-

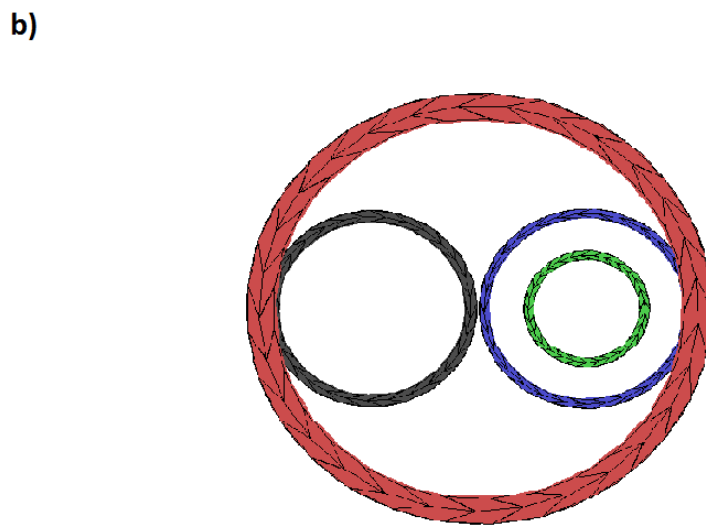
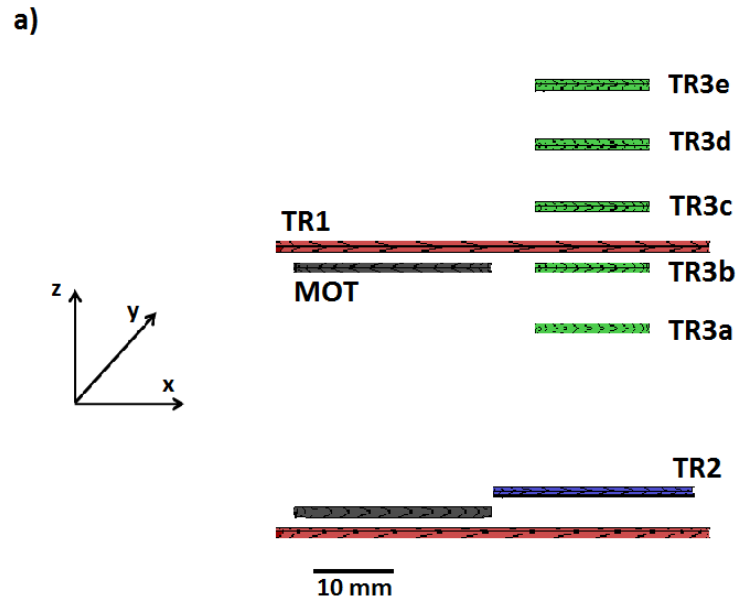


Abbildung 6.10: a) Maßstabsgetreue Seitenansicht der MOT- und Transfer-Spulen. b) Draufsicht des Spulensystems.

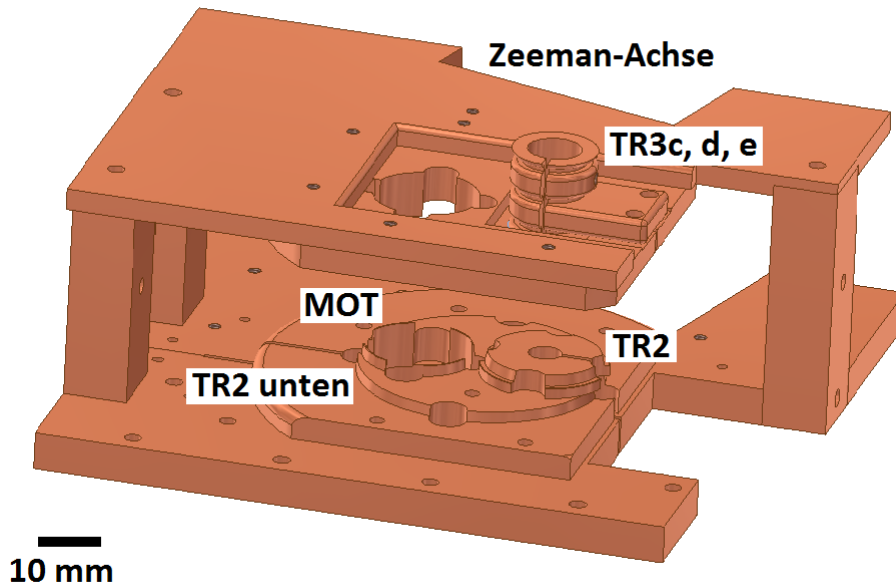


Abbildung 6.11: Technische Realisierung des Spulensystems für den horizontalen Transfer; der Beginn des vertikalen Transfers ist durch die Spulen TR3c, d und e zu erkennen.

paare finden sich dabei oberhalb der einzelnen Graphen [Can10]. Teilabb. 6.12 a) zeigt den Ausgangspunkt der Falle im Zentrum der MOT. Das aus konzentrischen Kreisen gebildete Fallenminimum befindet sich im Koordinatenursprung, alle anderen Spulen sind abgeschaltet. Die einzelnen Linien des Kontourplots haben einen Abstand von 5 G und sind für die Mittelebene durch das MOT-Zentrum in  $x/y$ -Richtung dargestellt. Von hier aus erfolgt das Verschieben der Wolke in das Spulenpaar TR1 (Abb. 6.12 b)-c)), welches dann in Abb. 6.12 d) als einziges Strom trägt.

Die geringste Falltiefe wird in Abb. 6.12 b) erreicht. Der sich asymmetrisch öffnende Potentialtopf erlaubt das Fangen der Atome in einer Falle von ca. 40 G. Das entspricht 2,5 mK. Da dies der beschränkende Faktor des horizontalen Transfers ist, ist diese Falltiefe in allen Teilabbildungen rot eingefärbt.

Abb. 6.12 e)-g) zeigen das gleichzeitige Hochfahren der Spulen TR2, TR3a und TR3b. Wobei hier die beiden letztgenannten auf Grund der gewählten Geometrie als Gegenstücke zur TR2-Spule fungieren. Die MOT-Spulen werden zusätzlich mit einem kleinen, der ursprünglichen Richtung entgegengesetzten Strom betrieben, um die Gradienten der Falle zu erhöhen. In 6.12 h) ist die Endposition des horizontalen Transfers erreicht. Die Wolke wird nun zwischen TR2 und TR3a+b gehalten.

Die den Grafiken zugrunde liegende, vollständig Simulation wurden dabei für Schritte von 100 mA Stromveränderung durchgeführt. Hierbei wurde jeweils auf die Erfüllung der Kriterien von 20 G Falltiefe aus Gl. 4.13 und Gradienten von 45 G/cm in  $z$ -Richtung aus Gl. 4.15 geachtet.

Aus Gründen der begrenzten Lebensdauer der Atome in der Falle und der Länge des Transportweges wird beim horizontalen Transfer die Vorgänger-Spule bereits heruntergefahren, während ihr Nachfolger noch nicht den Maximalstrom erreicht hat, obwohl so

## 6 Resultate

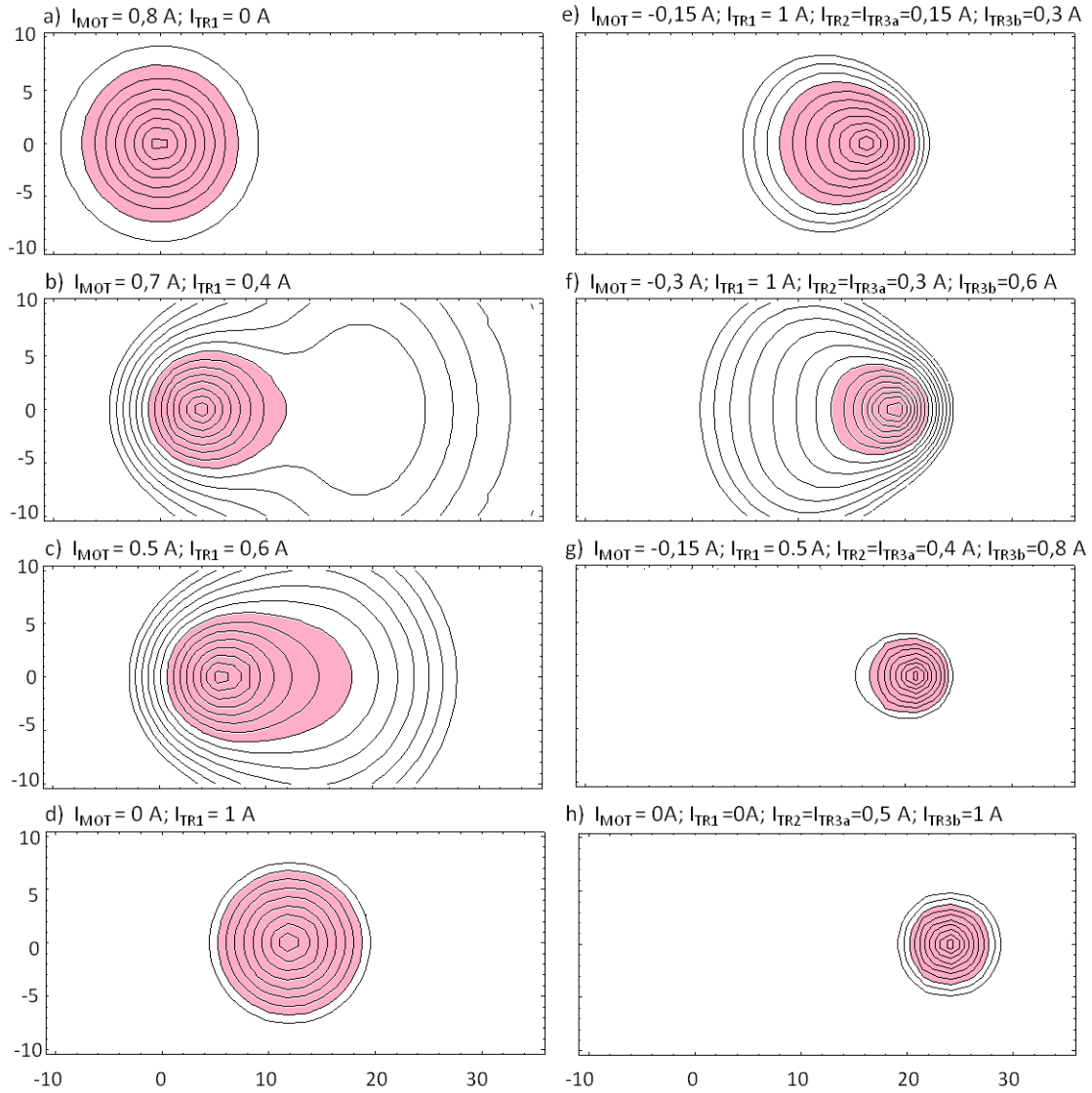


Abbildung 6.12: Die Potentiallinien des Magnetfeldbetrags für die Mittelebene durch das MOT-Zentrum in x/y-Richtung visualisieren den Verlauf des horizontalen Transfers. Die Linien haben einen Abstand von 5 G. x- und y-Achse sind jeweils in mm angegeben. Die jeweils verwendeten Spulen und deren Ströme befinden sich oberhalb des entsprechenden Konturbildes [Can10]. In Rot ist die minimale Falltiefe während des Transfers dargestellt.

kleinere Werte der Magnetfelder und Gradienten in Kauf genommen werden [Can10]. Für den gesamten horizontalen Transfer von 24 mm sind 2 sec veranschlagt. Dies ermöglicht einen adiabatischen Transfer der Wolke ohne inneres Aufheizen während der Bewegung (vgl. Abschnitt 4.5 und [Can10, Jes13, Jes14]). Für die Erprobung des magnetischen Transfers siehe auch Abschnitt 6.6.2 und [Jes13, Jes14].

### Der vertikale Transfer

Die Spulen TR2 und TR3a+b bilden den Beginn des vertikalen Transfers (siehe Abb. 6.10 und Tab. 6.6). Die Atomwolke ist nun weit genug vom Zentrum der MOT entfernt, um an den mechanischen Konstruktionen vorbei zur Durchführung im 1K-Schild geführt zu werden. Hierfür ist eine Abfolge von übereinanderliegenden Spulen erforderlich.

Um höhere Gradienten zu ermöglichen, sind die Spulen nicht, wie im horizontalen Transfer, entlang der Transportachse überlappend ausgerichtet, sondern bilden eine Kette aus identischen, äquidistant „gestapelten“ Spulen. So wirken die größtmöglichen Gradienten der Quadrupol-Anordnung gegen die Schwerkraft. Siehe dazu auch Abb. 6.3.

Für eine nahtlose Überführung vom horizontalen in den vertikalen Transfer sind die Spulen TR2 und TR3 nicht identisch. TR2 muss deutlich größer ausfallen, da an dieser Stelle eine Beschleunigung gegen die Gravitation stattfinden muss. Für die gewählte Beschleunigung zusätzlich zur Erdbeschleunigung wird ein erhöhter Gradient von 100 G/cm notwendig (vgl. Gl. (4.15) und (4.16))<sup>17</sup>.

Um die Aufwärtsbewegung zu initiieren, ist es notwendig, die Spule TR3a herunterzufahren und so die Atome in einem Quadrupol zwischen TR2 und TR3b zu fangen. Dies ist die Ausgangssituation für das magnetische „Förderband“ (Conveyor) des vertikalen Transfers. Hierbei werden stets die übernächsten Spulen, z.B. TR2 und TR3a, mit gegenläufigem Strom betrieben. Die Stromrichtungen der Spulen und der weitere Verlauf ist in Abb. 6.13 verdeutlicht. Um die Atomwolke weiter nach oben zu transportieren wird der Strom in beiden Spulen sinusförmig erniedrigt. Der Strom im darin verschachtelten Paar wird entsprechend erhöht. Dieser Ablauf wird so lange fortgesetzt, bis die Atome an ihrem Bestimmungsort unterhalb der mK-Platte angekommen sind. Diese Verschaltung ermöglicht, trotz der wenigen zur Verfügung stehenden Zuleitungen, einen kontinuierlichen Transport auch mehrerer Atomwolken, ähnlich dem Prinzip eines Förderbandes. Daher der gewählte Name „Interstage Conveyor“.

Den effizienten Start der Bewegung in vertikaler Richtung gewährleisten die ersten fünf Elemente des vertikalen Transfers (TR3a-e) mit separater Verkabelung. Dabei ist der Abstand zwischen TR2 und TR3a der größte während des vertikalen Transfers, da in der Ebene der MOT der Durchgang des Lasers berücksichtigt werden muss. Dieser beläuft sich auf 16 mm. Die weiteren Spulen des vertikalen Transfers sind in einem äquidistanten Abstand von 6 mm angeordnet. Simulationen ergeben die in Tab. 6.7 zusammengefassten Spulenparameter für den vertikalen Transfer. IC (Interstage Conveyor) sind dabei die Spulen, die den vertikalen Transfer oberhalb der, mit der MOT-Konstruktion verbundenen, TR-Spulen weiterführen. Diese werden im Folgenden besprochen.

Ab der sechsten Spule des vertikalen Transfers ist eine gebogene Spulenführung hin zur Durchführung im 1K-Schild und eine separate mechanische Halterung für den vertikalen Transfer notwendig. Diese muss bei jedem Öffnen des Kryostaten entfernt werden, um

<sup>17</sup>Für Tests der Spulen ist es sinnvoll, den Transfer Spule für Spule durchführen zu können, und die Atome anschließend zur Abbildung in die MOT-Achse zurückzubringen. Um auch die Beschleunigungen während der Umkehr der Wolke zu berücksichtigen wird in jedem Punkt des Transfers ein Gradient von 100 G/cm angestrebt.

## 6 Resultate

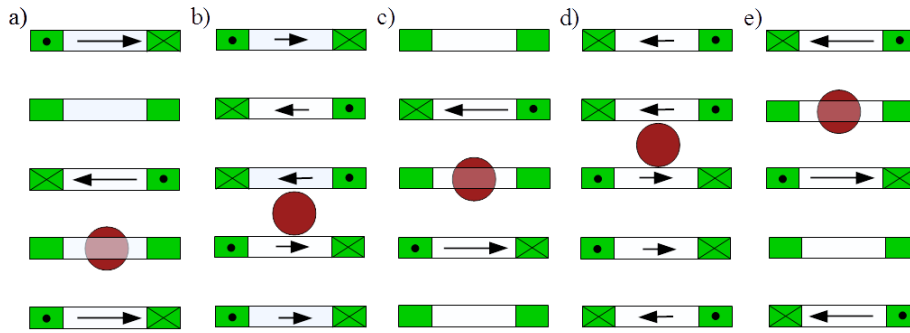


Abbildung 6.13: Schematische Abfolge des Stromverlaufs während des horizontalen Transports. Die Pfeile deuten die Stromrichtung der jeweiligen Spulen an, deren Länge den Betrag des Stroms.

	TR2 - oben	TR3a-e	IC
Innenradius [mm]	11	6	6
Außenradius [mm]	12	7	7
Höhe [mm]	1	1	1
Windungszahl	200	100	120

Tabelle 6.7: Geometrische Parameter der Spulen des vertikalen Transfers

zur Millikelvin-Umgebung gelangen zu können. Dabei sind die untereinander identischen IC-Spulen in zwei Stromkreisen zusammengefasst. Die jeweils ungeradzahigen Spulen sind dabei mit abwechselndem Wicklungssinn in Reihe geschaltet, ebenso die Reihe der geradzahigen Spulen.

Für die gebogene Abfolge von Spulen im Interstage Conveyor muss sichergestellt sein, dass trotz der Verkippungen die Anforderungen an die Tiefe des Magnetpotentials bzw. an deren Gradienten erfüllt werden (vgl. Gl. 4.13, 4.15 und 4.16). Berechnungen ergeben, dass Verkippungen von  $8^\circ$  bei einem Zentrumsabstand von 6 mm der benachbarten Spulen optimal sind, um einerseits die gewünschten magnetischen Parameter einzuhalten und andererseits die notwendigen Distanzen zu überbrücken. Hiermit ergeben sich  $16^\circ$  Verkippung für ein Spulenpaar aus übernächsten Nachbarn, die gemeinsam die Magnetfalle bilden. In Tab. 6.8 sind die Fallentiefen und -gradienten für solch ein Spulenpaar aufgelistet.

Spulenstrom 0,5A	IC a + c	IC a + c ( $16^\circ$ )
Fallentiefe x/y [G]	110	125
Fallentiefe z [G]	210	215
Magnetfeldgradient x/y [G/cm]	48	48
Magnetfeldgradient z [G/cm]	110	83

Tabelle 6.8: Spulenparameter der magnetischen Falle im Interstage-Conveyor, in unverkippeter Geometrie und mit Verkippung von  $16^\circ$  der Spulen untereinander.

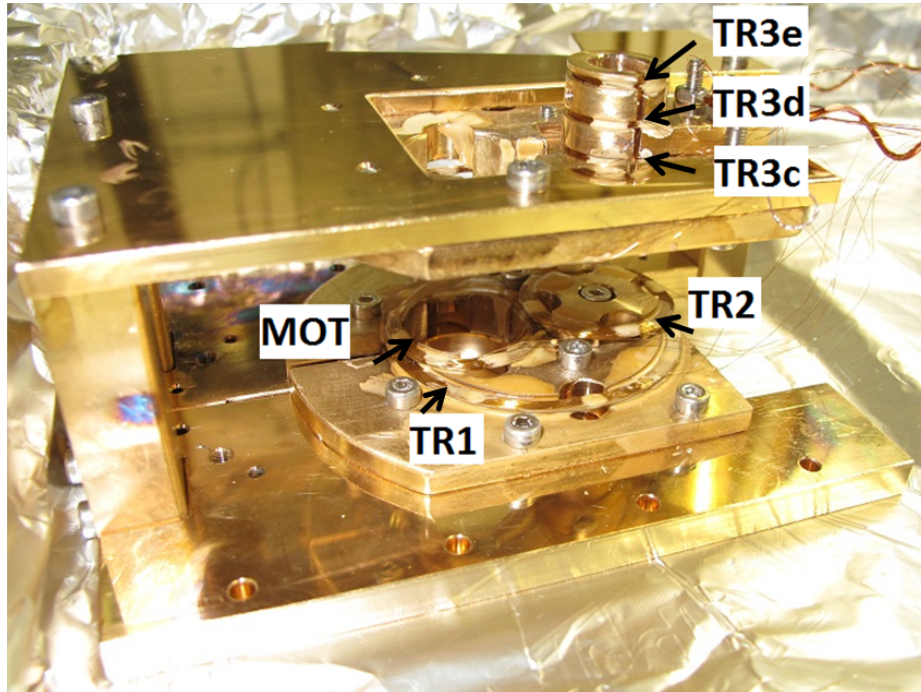


Abbildung 6.14: Seitenansicht der Spulenkonstruktion der MOT und des Transfers, inklusive der entsprechenden Halterungen.

Insgesamt werden 30 IC-Spulen für den vertikalen Transfer benötigt. Diese teilen sich zur Hälfte in eine Konstruktion unterhalb und oberhalb des 1K-Schildes auf. Auf der mK-Ebene angekommen, können die Atome in eine Ioffe-Falle und weiter in eine On-Chip-Falle umgeladen werden. Hier ist die Kondensation zu einem BEC und das Heranbringen an den supraleitenden Chip möglich.

### 6.1.7 Mechanisches Design MOT und Transfer

Abb. 6.14 zeigt die mechanische Realisierung der MOT- und der Transferspulen inklusive deren Haltekonstruktion. Zentral im Bild ist die untere MOT-Spule zu erkennen, welche mit einer Wandstärke von 1 mm die Durchführung für die vertikalen Laser umgibt. Die TR1-Spule umfasst diese auf einem gemeinsamen Kupferhalter. Rechts von der MOT, innerhalb der TR1-Spule, ist die TR2-Spule zu sehen. Diese wurde aus fabrikationstechnischen Gründen auf einem separaten Halter hergestellt und wird mit der restlichen Konstruktion verschraubt. Die hier nicht sichtbare obere Seite des Spulensystems ist bis auf die TR2-Spule identisch. An ihrer Stelle befindet sich eine Haltekonstruktion mit den zwei Spulen TR3a und b. Diese sind identisch zu der im Bild rechts oben abgebildeten Konstruktion der Spulen TR3c-e hergestellt. Sämtliche Komponenten bestehen aus vergoldetem OFHC-Kupfer. Die im Bild hellgelb erscheinenden Flecken bestehen aus Epotek H 77 UHV-Klebstoff, der für die Fixierung der Drähte untereinander und an den Spulenkörpern sorgt.

Für die thermische Ankopplung wurden die Kontaktflächen der Komponenten möglichst groß gestaltet. Befestigt sind die Spulen unten bzw. oben an jeweils einer 5 mm dicken Halteplatte. Die obere Platte ist über drei Verbindungsstreben mit der unteren verbunden. Mehr Verstrebungen sind aufgrund der Laser- und Atomstrahlengänge nicht

möglich. Die gesamte Konstruktion ist thermisch an der add 6K-Platte verankert und mit dieser verschraubt.

Für die Fertigung der gezeigten Spulen stellt die Verwendung des Drahtes mit 0,1 mm Durchmesser eine erhebliche Herausforderung dar. Die mechanische Anfälligkeit dieses Drahtes gegenüber Kurzschlüssen ist signifikant. Die Ausschussrate betrug chargenweise bis zu 50% bei der Spulenherstellung. Die Fertigung der Spulen von Hand konnte sich so nicht durchsetzen. Mit Hilfe der Wickelmaschine der Firma Meteor A.G. Maschinenfabrik konnte die Herstellung erleichtert werden. Hierbei wird gereinigter Draht Lage für Lage möglichst homogen auf den Kupferkörpern aus OFHC platziert. Im Anschluss werden die Wicklungen mit 2-3 Tropfen H77 Klebstoff fixiert und ausgebacken.

Eine Besonderheit in der Herstellung stellten die beiden Spulen MOT und TR1 dar. Diese wurden nicht, wie alle anderen Spulen, direkt auf ihrem Kupferkörper gewickelt. Dieses Vorgehen wurde notwendig, da sich im Anschluss an die Fabrikation der Spulenhalter herausstellte, dass es nicht möglich war die Spulen mit den gewünschten Parametern ohne Kurzschlüsse herzustellen. So wurden die Spulen auf separaten Teflon-Haltern gewickelt<sup>18</sup>. Im Anschluss an das Wickeln wurden diese auf einer Seite mit H77 fixiert und mit der ebenen Unterseite auf der Halte-Konstruktion geklebt. Hierbei hat die Unterseite direkten Kontakt zum Kupfer der MOT-Konstruktion.

Die beiden Spulen TR3a und -b, sowie die Spulen TR3c, -d und -f des vertikalen Transfers sind aus Gründen der besseren thermischen Ankopplung und der leichteren Montage auf einen gemeinsamen Halter gewickelt. Dieser wird an der Deckelplatte der MOT-Konstruktion befestigt und über diese gekühlt.

Alle Zuleitungen der Spulen wurden, soweit möglich, im Anschluss an die Montage mit Hilfe von zusätzlichen Kupferdrähten fixiert, um so die Beweglichkeit der Drähte zu minimieren.

Abb. 6.15 zeigt die mechanische Realisierung der MOT und des Zeeman-Slowers auf der add 6K-Platte, inklusive der Spiegelkonstruktion für die MOT-Laser.

Für die mechanische Realisierung des Transfersystems des Interstage Conveyor (IC) muss insgesamt eine Höhe von 50 cm überbrückt werden. Hierfür muss zunächst geprüft werden, ob die thermische Kontraktion der Materialien bei der Abkühlung auf die kryogenen Temperaturen bei der Fertigung berücksichtigt werden muss. Bei sinkenden Temperaturen ziehen sich Materialien gemäß  $\Delta L = L_0(1 + \alpha(T)\Delta T)$ , mit der Länge  $L$  und dem Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha(T)$ , zusammen. Als Annäherung für Temperaturen im kryogenen Bereich gilt für Kupfer  $\alpha = 16.7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$  [Ekin06]. Dabei zieht sich nicht nur die Spulenkonstruktion, sondern auch der thermische Schild an dem es befestigt ist, ebenfalls aus Kupfer, zusammen. Mit einer Länge der Aufhängung des Schildes (Unterseite bis zur PT1) von 62 cm und einer Höhe von 16 cm für den oberen Teil des ICs liegen somit die entsprechenden Verkürzungen im mm-Bereich. Für die optische Erreichbarkeit der Atomwolke, oberhalb des vertikalen Transfers mittels der 40 mm großen optischen Zugänge, wird diese Verschiebung mit berücksichtigt. Der untere Teil des IC ist fest mit der add 6K und dem 1K-Schild verbunden, so dass hier keine Lücken durch thermische Verkürzungen zu erwarten sind.

Abb. 6.16 a) zeigt den unteren der beiden Interstage Conveyor direkt nach der Fixierung der Spulen auf der Halteplatte. Deutlich zu erkennen sind die gebogen angeordneten Spulenkörper, auf denen jeweils zwei Spulen Platz finden.

Beide Interstage Conveyor-Teile sind hauptsächlich am 1K-Schild befestigt und können

<sup>18</sup>Auch getestetes Delrin eignet sich trotz größerer Stabilität nicht, da es sich beim Ausbacken des Klebstoffes verformt.



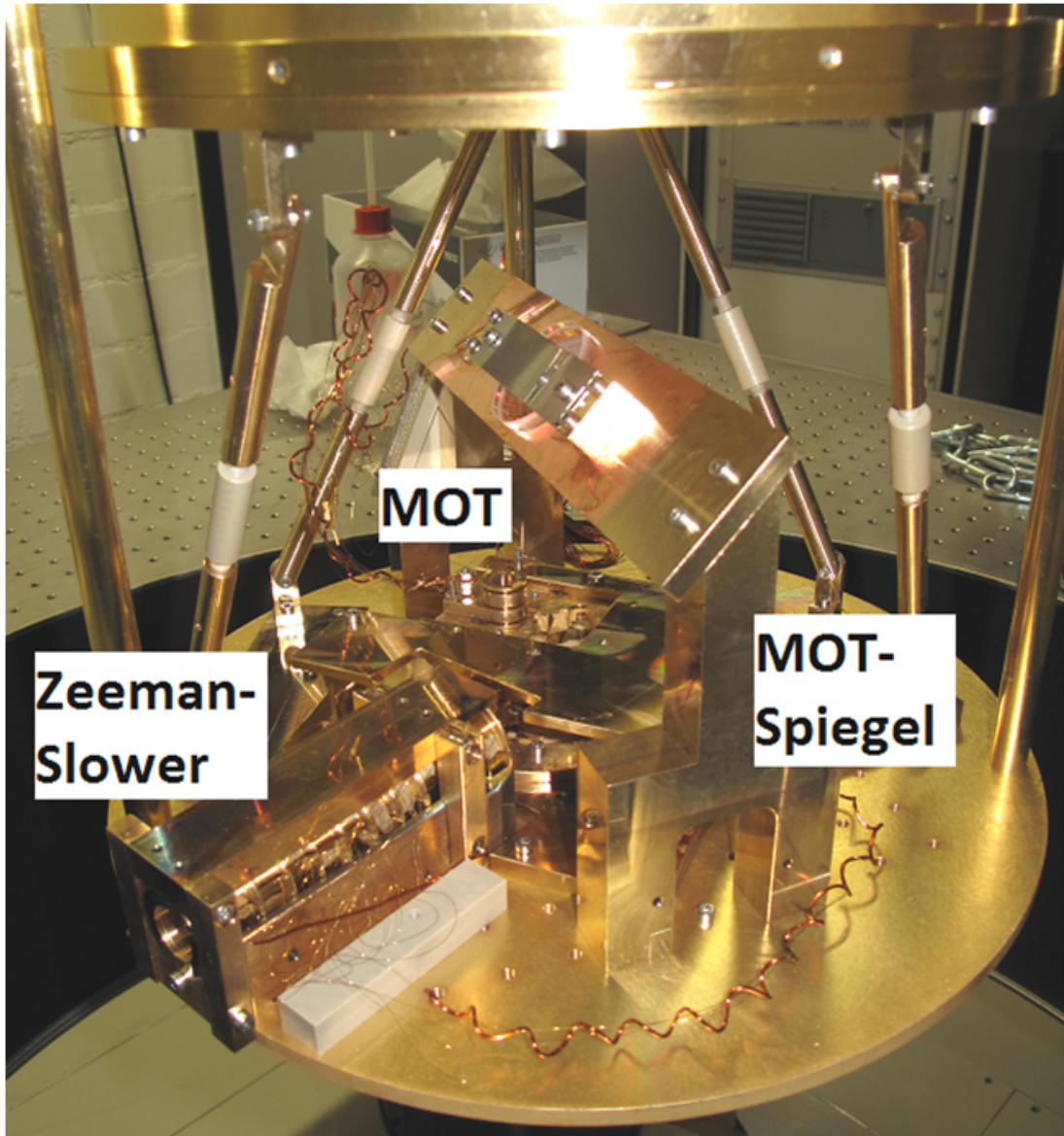


Abbildung 6.15: Mechanische Realisierung der MOT und des Zeeman-Slowers auf der add 6K-Platte, inklusive der Spiegelkonstruktion für die MOT-Laser.

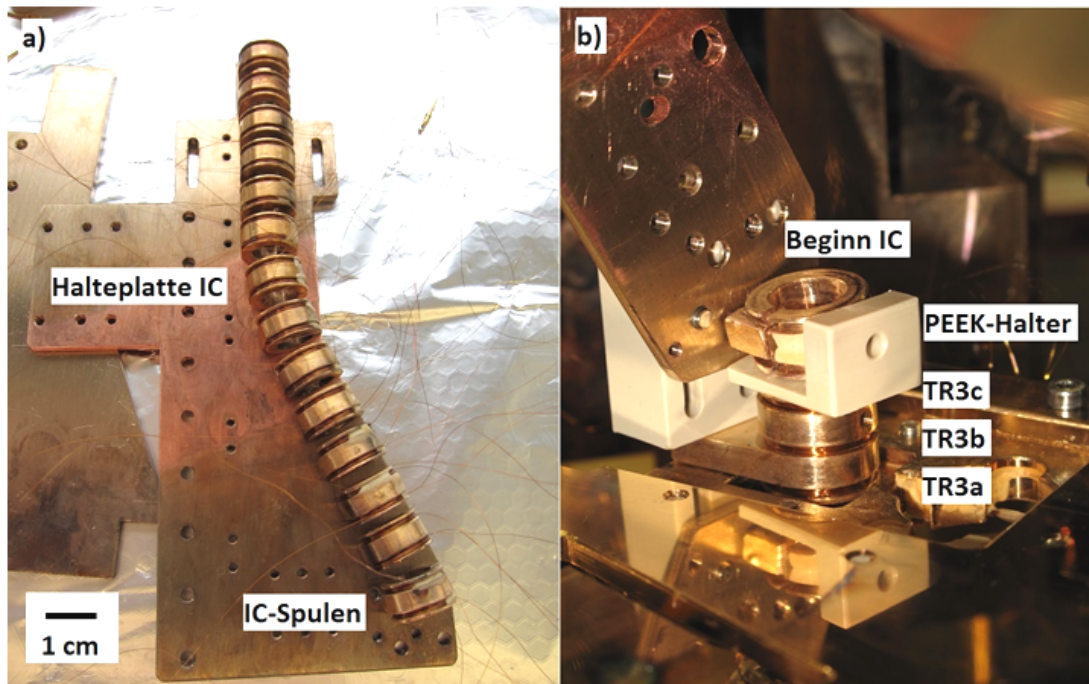


Abbildung 6.16: Unterer Teil des Interstage Conveyor; a) gebogene Spulenkonstruktion auf der Halteplatte, b) Verbindungsstelle der Interstage Conveyor am oberen Ende des vertikalen Transfers der MOT-Konstruktion (TR3a-c, Bildmitte).

dort für optimale Passung nachjustiert werden. Thermisch befindet sich der Transport im Interstage Conveyor somit auf ca. 1K. Damit muss die untere Konstruktion thermisch isoliert an den Spulenkonstruktionen der add 6K befestigt werden. Dies geschieht mit Zwischenstücken aus PEEK. Diese Fixierung ermöglicht eine gute Überleitung der Atomwolke von einem Transportabschnitt in den nächsten. In 6.16 b) ist das untere Ende des Interstage Conveyors zu sehen. Dieses wird mechanisch an der MOT-Konstruktion (unten im Bild) fixiert, um einen kontinuierlichen Atomtransport zu gewährleisten. Die beiden PEEK-Stücke (hellgrau) verbinden die beiden Teilkonstruktionen und ermöglichen eine thermische Isolation der auf verschiedenen Temperaturstufen verankerten Spulensysteme.

Der obere Teil des Interstage Conveyors ist durch eine Stützkonstruktion vom 1K-Schild aus gegen Vibrationen in allen Raumrichtungen abgestützt, um einen direkten Kontakt mit der mK-Platte mit ihrer geringen Kühlleistung zu vermeiden.

Elektrisch sind die Spulen zu zwei Reihenschaltungen verbunden. Dies geschieht durch die ultrahochvakuumtauglichen Crimp-Kontakte zwischen den jeweiligen Spulen. Jeder Conveyorteil besitzt dabei einen separaten 4-poligen Stecker aus PEEK, da die Ströme für den oberen und unteren Teil des Interstage Conveyor zwar von denselben Zuleitungen stammen, diese aber für die Montage inner- und außerhalb des Schildes getrennt werden müssen. Die Stromversorgung erfolgt vom Hauptstecker der add 6K aus.

Spule	$I_{Soll}/[\text{mA}]$	$I_c/[\text{mA}]$	$I_c/I_{Soll}$	$R(6\text{ K})/[\Omega]$	$R(300\text{K})/[\Omega]$
MOT-unten	800	350	44%	0,5	74,6
MOT-oben	800	310	39%	2,9	58,3
TR1 ges.	1000	280	28%	0,9	421,1
TR2	1000	250	25%	0,8	88,0
TR3a	500	230	46%	0,9	31,5
TR3b	500	230	46%	0,4	30,9
TR3c	500	280	56%	1,6	29,6
TR3e	500	330	66%	0,6	29,8
Zeeman	600	220	37%	0,4	244,8
Komp. Spule	900	320	35%	0,3	44,3

Tabelle 6.9: Elektrische Spulenparameter (Details siehe Text).

## 6.2 Charakterisierung des Spulensystems im kryogenen Umfeld

Für die erste Charakterisierung der Spulen im gekühlten Kryostaten wurden zunächst die Widerstände der Spulen ermittelt. Elektrisch kontaktiert wurden diese dabei über den Aero Connector auf dem Top-Flansch, welcher die Ströme thermisch abfangen zur add 6K-Platte leitet. Die Vergleichsmessung bei Raumtemperatur wurde direkt am Hauptstecker der add 6K, also ohne die Zuleitungen im Kryostaten, durchgeführt. Die Zuleitungen wurden im Warmen jeweils mit einem Ohm Widerstand bestimmt. Die Ergebnisse finden sich in den beiden letzten Spalten von Tab. 6.9.

Im selben Versuchszyklus wurde zudem die Stromtragfähigkeit der jeweiligen Spulen getestet. Hierfür wurden die konstanten Messströme mit einem eigens modifizierten LabView-Programm computergesteuert und protokolliert sowie der Verlauf der abfallenden Spannungen über den Messzeitraum aufgezeichnet. Der Strom wurde in Schritten von 100 mA bis, falls möglich, 100 mA oberhalb des berechneten Soll-Wertes der Spulen erhöht. In der Nähe des kritischen Stroms  $I_c$  der jeweiligen Spule wurde die Schrittweite auf 10 mA erniedrigt. Bei jedem Stromschritt wurde eine Messzeit von 10 min eingehalten, um eventuelle Erwärmungen des Systems durch den Strom zu detektieren. Es wurde zusätzlich zu den mischerinternen Temperatursensoren eine zusätzliche Temperaturdiode DT-670 von Lakeshore direkt unterhalb der add 6K angebracht und die Temperaturveränderungen dieser Diode und des eingebauten Sensors auf der PT2-Platte während des Versuchslauf protokolliert. Dabei reagiert die Temperaturmessung auf der PT2-Platte verzögert auf eine Erwärmung der Spulen, da sich die entstehende Wärme über die Kupferteile der add 6K und die etwa 80 cm langen Stützstreben bis zum Sensor auf der PT2-Platte ausbreiten muss.

Tab. 6.9 fasst die so gewonnenen  $I_c$ -Werte der Spulen zusammen. Der Soll-Strom ist dabei der maximal für das Betreiben der Spulen im Experiment nötige Stromwert. Der kritische Strom  $I_c$  der Spule ist der maximal mögliche Strom, bei dem die abfallende Spannung über die Messdauer hinweg konstant bleibt. Die folgende Spalte stellt das Verhältnis der beiden Werte dar.

Zu erwarten war ein reduziertes  $I_c$  im Verhältnis zur Spezifikation des unverarbeiteten Drahtes von 10 A bei 4K aufgrund des Degradierungseffektes (vgl. Abschnitt 3.3). Die effektiven Werte von 230 bis 350 mA sind allerdings unerwartet klein. Die Berechnungen in

Abschnitt 6.1.2 ließen im Vorfeld keinen nennenswerten Degradierungs-Effekt vermuten. Doch keine der Spulen des Experimentes erreichte den vorgesehenen Soll-Wert auch nur annähernd. Zudem ist dieses Ergebnis unabhängig von den Spulencharakteristika, wie Radien, Art der Halterung oder Anzahl der zusammengeschalteten Spulen. Die direkt an die Kupferhalterung geklebten MOT- und TR1-Spulen zeigen keine nennenswert anderen  $I_c$ -Werte als die kleinen TR3-Spulen auf Metallhaltern (TR3d fiel aufgrund eines gerissenen Drahtes vor dem eigentlichen Experiment aus). Auch die Zeeman-Reihenschaltung mit ihren zahlreichen Einzelspulen verhält sich wie die einzelne, baugleiche Kompensations-Spule. Die identisch fabrizierten TR3-Spulen zeigen eine Differenz des  $I_c$  der einzelnen Spulen von bis zu 30% .

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die für den Betrieb der magneto-optischen Falle und des magnetischen Transports notwendigen Stromwerte innerhalb des Kryostaten bei weitem nicht erreicht werden konnten, ohne das  $I_c$  des Drahtes zu übersteigen. Dies würde zum Quench der Spulen und voraussichtlich zur Zerstörung des lediglich 0,1 mm starken Drahtes führen<sup>19</sup>. Dies ist während des experimentellen Betriebes inakzeptabel.

### 6.3 Analyse des reduzierten $I_c$ der Spulen

Als Ursache der Erwärmung kommen im Wesentlichen alle normalleitenden Bereiche im Stromkreislauf der Spulen in Frage. Zunächst ist die herstellerbedingte Verkabelung, die den Strom von den Stromquellen zur 6 K kalten Versuchsumgebung leitet, zu nennen. Diese Zuleitungen bestehen beinahe ausnahmslos aus normalleitendem Kupfer<sup>20</sup>.

Des weiteren sind die Crimps an den Trennstellen in den Stromzuführungsleitungen zu nennen. Diese befinden sich an Steckern und bei der Verbindung von Spulen zu einer Reihenschaltung. Diese normalleitenden Bereiche könnten eventuell durch die Herstellung oder das mehrfache Abkühlen wesentlich höhere Widerstandswerte besitzen als zunächst abgeschätzt. Dies kann zu einer starken lokalen Erwärmung und einer Reduktion der kritischen Ströme führen.

Auch sollen die Auswirkungen von Fehlstellen im 0,1 mm starken NbTi-Draht selbst, der bisher als intakt angenommen worden ist und daher abschnittsweise ungeankert im Kryostaten verläuft, abgeschätzt werden. Im Anschluss an die Analyse im Unterabschnitt 6.3 werden im Abschnitt 6.4 Konzepte zur Verbesserung der thermischen Ankopplung für die separaten Teilbereiche im Einzelnen vorgestellt.

Zunächst soll abgeschätzt werden, ab welchem Widerstand einer Störstelle eine Erwärmung über  $T_c$  stattfindet, wenn sich diese an der ungünstigsten Stelle des Aufbaus, an einer ungeankerten Stelle des 0,1 mm-Drahtes, befindet. Solche Strecken befinden sich in den Stromzuleitungen zwischen den Steckverbindungen des Hauptsteckers und der Spulen selbst. Diese sind dabei nur gegen Verschieben gesichert, nicht aber thermisch abgefangen. Für eine konservative Abschätzung wird die Länge einer solchen Steckverbindung zu  $L = 40$  cm angenommen. Für dieses Szenario kann, entsprechend des vereinfachten Modells aus Abschnitt 3.3, für die Wärmeabfuhr von der Störstelle  $Q = 2kA\frac{(T_c - T_0)}{L}$  angesetzt werden. Dabei soll die Störstelle in der Mitte einer ungeankerten Strecke auftreten, d.h. zu beiden Seiten der wärmeproduzierenden Stelle wird die Strecke  $L' = 20$  cm bis zum nächsten Ankerpunkt mit der Badtemperatur von  $T_0 = 6$  K angesetzt.

<sup>19</sup>Im Vorversuch wurde dieses mit Hilfe von Zener-Dioden parallel zu den Spulen verhindert.

<sup>20</sup>Für Berechnungen der thermischen Last durch die experimentelle Verkabelung zur PT1- und PT2-Platte siehe [Oxf13, Knu13].

	$R_{Stör} [\mu\Omega]$	$L^* [cm]$
NbTi-Cu <sup>100</sup>	93	1,9
NbTi-Cu <sup>50</sup>	28	0,6
NbTi-Cu <sup>10</sup>	0,9	0,02

Tabelle 6.10: Tolerierbare Widerstände  $R_{Stör}$  in der Mitte einer ungeankerten Leiterstrecke von  $L = 40$  cm und mögliche Länge einer ungeankerten Leiterstrecke  $L^*$  bei  $P_{Stör} = 1$  mW.

Nimmt man für die Wärmeleitung die Querschnittsfläche der Drahtbereiche von NbTi und Kupfer an, ergibt sich daraus:

$$2(k_{NbTi}A_{NbTi} + k_{Cu}A_{Cu})\frac{(T - T_0)}{L'} = P_{Stör} \quad (6.2)$$

und mit der Jouleschen Wärme  $P = I^2 \cdot R$  errechnet sich der entsprechende Widerstand für die Erwärmung bis  $T_c$  zu

$$2(k_{NbTi}A_{NbTi} + k_{Cu}A_{Cu})\frac{(T_c - T_0)}{L'I^2} = R_{Stör} \quad (6.3)$$

Da auch hier die verschiedenen Kupferqualitäten berücksichtigt werden sollen, fasst Tabelle 6.10 die Ergebnisse zusammen.

Bei guter Drahtqualität können bei der angenommenen Länge der ungeankerten Strecken Widerstände von fast  $100 \mu\Omega$  gekühlt werden. Diese Größe ist wesentlich höher als die im Vorfeld berechneten Werte für Crimp und Lötstellen. Nimmt man allerdings unerwartet große Problemstellen von  $1$  m $\Omega$  an, kann selbst bei bester Kupferqualität die Temperatur an der Störstelle  $T_c$  bei Weitem überschreiten. Ungeankerte Strecken wären in diesem Fall nur bis zu einer Länge von ca.  $2$  cm tolerierbar. Da dies aufgrund der im Experiment vorliegenden Geometrie nicht realisierbar ist, sollten entsprechende Optimierungsmaßnahmen für eine Reduktion möglicher Störquellen (Austausch von Kupfer-Zuleitungen, zusätzliches Lötten der gecrimpten Stellen) und die bestmögliche Ankopplung dieser Stellen an das Kältebad des Mischers sorgen.

Sollte die Kupferqualität in großen Teilen des Drahtes schlechter als erwartet ausfallen, so verschärft sich dieses Problem noch. Die Beispielrechnung mit Kupfer RRR 10 zeigt, dass hier als einzige Lösung der Austausch des Drahtmaterials gegen Geeigneteres möglich ist.

## 6.4 Optimierung der thermischen Ankopplung des Spulensystems und dessen Zuleitungen

Um die Erwärmung der supraleitenden Strukturen durch die normalleitenden Bereiche in den Stromkreisläufen in den Griff zu bekommen, müssen diese so weit wie möglich reduziert werden oder, wo dies nicht möglich ist, direkt am Ort der Wärmeentstehung thermisch an das Kältereservoir angekoppelt werden. Die beiden hauptsächlichen Wärmequellen, die Kupferzuleitungen und die Trennstellen des supraleitenden Drahtes an Steckern und bei Reihenschaltungen, werden hierfür auf Optimierungsmöglichkeiten geprüft. Da derartige Probleme weder in herkömmlichen atom-optischen Aufbauten noch in üblichen Experimenten mit supraleitenden Strukturen auftauchen, müssen hier neue Strategien entwickelt werden.

Zunächst soll auf die Reduzierung der Wärmeentstehung durch die Zuleitungen eingegangen werden: Verwandte Experimente mit supraleitenden Strukturen finden zumeist in „nassen“ Kryostaten statt, d.h. das Problem der Wärme der Zuleitungen kann durch einen direkten Kontakt der Zuleitungen mit dem flüssigem oder gasförmigem Helium beseitigt werden. Durch diesen optimalen Wärmeaustausch kann die entstehende Wärme ohne weiteres abgeführt werden. Im Fall eines trockenen Mischkryostaten unter UHV-Bedingungen ist dies allerdings nicht möglich. Um die Wärmeabfuhr dennoch zu gewährleisten, muss die Kontaktfläche des zuleitenden Drahtes an die kalten Oberflächen möglichst groß gestaltet werden.

Die erste Verbesserungsmöglichkeit ergibt sich bei den Zuleitungen der add 6K-Platte. Diese sind im Anschluss an die thermische Verankerung auf der PT2-Platte im wesentlichen nur durch Anbinden mit PEEK-Band an die kalten Stützstreben gekoppelt. Um die Drähte auf voller Länge thermisch zu verankern, werden diese in ein Kupfergeflecht gefädelt, welches in Abständen von ca. 5 cm mit Edelstahl-Klemmen an die kalten Stützstangen fixiert wird.

Um zusätzlich die Wärmeentstehung zu minimieren, wurden Tests zum Austausch der Kupferleitungen durch Drähte aus supraleitendem Material durchgeführt. Hierfür wurden in einem separaten Test-Lauf identische Spulen<sup>21</sup> auf der add 6K mit verschiedenen Zuleitungen versehen und der kritische Strom der einzelnen Spulen ermittelt. Zum Vergleich wurden Spulen ohne die zur add 6K-Platte führenden Zuleitungen direkt auf der PT2-Platte verschraubt und gemessen. Der Test ergab, dass der „Supercon“-Draht der Firma Oxford Instruments<sup>22</sup> das gewünschte Ergebnis erbrachte. Die so angeschlossene Spule konnte mit dem maximal möglichen Strom von einem Ampere betrieben werden. „Supercon“ steht dabei für einen supraleitenden Multifilamentdraht der Firma Oxford Instruments, bestehend aus 54 supraleitenden Fasern in einer Kupfermatrix. Blankdurchmesser ist 0,5 mm mit einem Verhältnis von NbTi zu Kupfer von 1:1,35. Isoliert ist der Draht mit 19  $\mu\text{m}$  Formvar<sup>23</sup>. Somit ergibt sich mit einem Filamentradius von 30  $\mu\text{m}$  und einem  $\beta = 1,6 \cdot 10^{-6}$  Stabilität gegenüber Fluss-Sprüngen im Draht.

Aufgrund der Anzahl verschiedener getesteter Drahtvarianten und der begrenzten Anzahl der Zuleitungen konnte im Test keine Statistik über verschiedene Spulen mit jeweils dem gleichen Draht durchgeführt werden. Dennoch wurden im Anschluss an diesen Test die mischerinternen Zuleitungen zwischen der PT2-Platte und der add 6K-Platte auf „Supercon“-Draht umgestellt<sup>24</sup>.

Die direkt auf der PT2-Platte angeschlossenen Spulen konnten hingegen nicht den erwarteten Strom von 1 A tragen, so dass sich hier eine weitere, statistisch auftretende, Problemursache vermuten lässt, die weitere Maßnahmen nötig macht.

Wenden wir uns nun den notwendigen Trennstellen im Stromkreis zu: Die verwendeten Crimps an den normaleitenden Trennstellen (Stecker) oder im Verlauf der Verdrahtung mit 0,1 mm-NbTi-Draht (Reihenschaltung) sind dabei weniger als einen Zentimeter groß und zumeist sehr nah an weiteren Komponenten des Stromkreislaufs verbaut, was ein direktes Ankoppeln dieser Edelstahlröhrchen an die kalten Oberflächen des Mischers erschwert. Es muss deshalb die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, den Draht selbst in unmittelbarer Nähe dieser Stellen an den Kryostaten anzukoppeln. Oder dieser wird,

<sup>21</sup>Hierbei handelte es sich um Spulen vom Conveyor-Typ.

<sup>22</sup>siehe Verkabelung der add 6K-Platte in Abschnitt 5.1.

<sup>23</sup>Isolierharz auf Polyvinyl-Basis der Firma Monsanto Chemical Company. Für Ultrahochvakuumanwendungen nur in geringen Mengen geeignet.

<sup>24</sup>Oberhalb der PT2-Platte rechtfertigt die Temperatur des Mischers nicht den Einbau supraleitender Drähte.

auf kurzer Strecke, durch eine optimal thermisch verankerte Struktur ersetzt. Dabei fallen die „Klemmvorrichtung aus Saphir“ und der „Indium-Anker“ in die erste Kategorie, hierbei werden die Drähte selbst an das Kältebad angekoppelt. Der „Gold-Saphir-Anker“ soll mit Hilfe von strukturierten Goldleiterbahnen den direkten Kontakt der stromführenden Elemente mit dem Kryostaten ermöglichen. Der „Koax-Anker“ führt aufgrund der beengten Platzverhältnisse an der Zeeman-Reihenschaltung zusätzliche klemm- und ankoppelbare Strukturen ein.

Im Folgenden werden verschiedene Realisierungsmöglichkeiten dieser Strategien vorgestellt, deren grundlegende Ideen im Team mit Martin Knufinke, Florian Jessen und Simon Bernon entstanden sind. Insbesondere geht die Realisierung des „Gold-Saphir-Ankers“ hauptsächlich auf die Arbeit von Martin Knufinke und Florian Jessen zurück. Die Ideen und Simulationen zum „Koax-Anker“ stammen von Martin Knufinke und Simon Bernon [Knu13].

### 6.4.1 Klemmvorrichtungen aus Saphir

Da die zu ankernden Drähte mit Kapton als Isolierschicht von einem sehr schlechten Wärmeleiter ( $k_{Kap}(6\text{ K}) \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ W/mK}$  [Ekin06]) umgeben sind, wurde zunächst auf Strategien zum Klemmen der abisolierten Drähte gesetzt. Für die Klemmvorrichtung fiel die Wahl mit Saphir auf ein elektrisch isolierendes und dennoch sehr gut thermisch leitendes Material ( $k_{Sap}(6\text{ K}) \sim 1,5 \cdot 10^3 \text{ W/mK}$ )<sup>25</sup>. Saphir erfüllt zudem die Bedingungen der Ultrahochvakuumtauglichkeit und ist für kryogene Temperaturen geeignet. Der thermische Ausdehnungskoeffizient ist vergleichbar zu dem von Kupfer.

Der Umgang mit den abisolierten Drähten stellt aufgrund der Feinheit des Drahtes eine Herausforderung dar. Folgende Abschätzung zeigt dennoch die Vorteile dieses Vorgehens:

Die Isolierschicht des 0,1 mm-NbTi-Drahtes hat eine Dicke von 11,5  $\mu\text{m}$ . Um eine Abschätzung der Kontaktfläche zwischen den Drähten und den Saphirplatten zu erhalten, wird ein Eindringen des Drahtes um 10  $\mu\text{m}$  von den beiden gequetschten Seiten angenommen. Rauigkeiten aufgrund des mechanischen Abisolierens wurden vernachlässigt. Die Kontaktfläche zum Saphir ergibt sich somit pro Meter des Drahtes zu  $A = 9,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ . Die Länge der geplanten Saphir-Platten beträgt 3 cm. Entscheidend für die Tauglichkeit einer solchen Ankerstruktur ist die Frage, ob diese bei Auftreten von Dissipationswärme den Supraleiter unter der kritischen Temperatur halten kann, da eine bereits entstandene normalleitende Zone im vorliegenden Experiment nicht mehr abgefangen werden kann. Als Grenzfall betrachten wir also die Erwärmung des Supraleiters auf  $T_c = 9\text{ K}$ . Dabei bestimmt die restliche Kupferdicke den Abstand des NbTi zu dem als Kältebad angenommenen Saphir. Mit  $\Delta Q = kA \cdot \frac{(T_c - T_0)}{d}$  (entsprechend Gl. (3.4)) und einer Kupferdicke von  $d = 30\text{ }\mu\text{m}$  ergibt sich bei bester Kupferqualität eine übertragbare Wärmeleistung für den Kontakt zwischen dem supraleitenden NbTi-Kern und den Saphir-Platten von 465 W. Dies kann kaum als Limitierung der Wärmeübertragung betrachtet werden. Auch die Kupferqualitäten RRR 50 bzw. 10 ergeben mit 140 W bzw. 47 W immer noch eine für unsere Zwecke mehr als ausreichende Kühlleistung.

Zusätzlich soll noch der Wärmekontakt der Saphir-Platten zum Kältebad des Mischers abgeschätzt werden. Unter erneuter Verwendung von Gl. (3.4) und mit einer Temperaturdifferenz von  $\Delta T = T_c - T_0 = 3\text{ K}$  und einer Dicke des Saphir-Substrats von 1 mm wird eine übertragbare Wärmeleistung von mehreren tausend Watt ermittelt. Dabei ist dies sicher eine zu optimistische Abschätzung, da es sich bei diesem Kontakt um einen

<sup>25</sup> Lineare Interpolation der Werte  $k_{Sap}(4\text{ K}) \sim 230 \text{ W/mK}$  und  $k_{Sap}(10\text{ K}) \sim 2,9 \cdot 10^3 \text{ W/mK}$  [Ekin06].

Presskontakt handelt. Dennoch ergibt sich keine Beschränkung durch diesen Kontakt.

Für die experimentelle Realisierung wurden Saphir-Substrate zum Klemmen von  $10 \times 3 \times 0,1 \text{ cm}^3$  gewählt. Dies ermöglicht eine lockere Aufreihung der Drähte Seite an Seite, wobei auf Kerben oder Rillen wegen der Feinheit des Drahtes verzichtet wurde. Abb. 6.17 zeigt die Realisierung des Saphir-Klemmankers. Die Drähte werden hierbei direkt hinter dem Hauptverbindungsstecker der add 6K durch je zwei planparallele Saphir-Substrate geführt, diese wurden dabei durch Schrauben aneinander und an die kalten Kupferflächen des Kryostaten gedrückt. Durch den breitflächigen und somit guten Kontakt wird die Wärmeleitung von den Drähten hin zu den 6 K kalten Komponenten des Mischkryostaten hergestellt.

Erste Testläufe zeigten allerdings bereits, dass eine Abisolierung den Draht anfällig für mechanische Defekte macht. Insbesondere konnte dieser beim Quetschen mit den Saphir-Platten leicht durchtrennt werden. Dies führte schließlich zum Ausschluss dieses Ankerverfahrens zu Gunsten des Klemmens isolierter Drähte. Hierfür ergibt sich folgende thermische Analyse:

Die Kontaktfläche zwischen Saphir und dem Draht entsteht durch Quetschen der isolierenden Kapton-Schicht von zwei Seiten - diese Quetschlänge wird zu insgesamt  $10 \mu\text{m}$  gewählt - dies entspricht jeweils der halben Kapton-Schichtdicke. So entsteht eine Kontaktfläche pro Meter des Drahtes von  $A \sim 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ . Die Ankerstrukturen sind  $3 \text{ cm}$  lang. Da  $k_{Kap}(6 \text{ K}) \ll k_{Sap}(6 \text{ K}) \sim k_{Cu}(6 \text{ K})$  und außerdem die Kontaktflächen des Saphirs zum Kältebad deutlich größer sind, soll angenommen werden, dass die Grenzfläche des Kapton im direkten Kontakt mit dem Kältebad des Mischers von  $6 \text{ K}$  steht.

Mit  $P = k_{Kap} A \cdot \frac{(T_c - T_0)}{d_{Kap}}$  errechnet sich die abführbare Leistung von  $0,16 \text{ W}$ , was bei  $I = 1 \text{ A}$  einem kühlbaren Widerstand bzw. einer Störstelle im Leiterverlauf von  $160 \text{ m}\Omega$  entspricht.

Für die normalleitenden Crimps, nach denen jeweils eine Ankerstruktur angebracht werden soll, wird im schlechtesten Fall ein Widerstand von  $1 \text{ m}\Omega$  angenommen, so dass die obige Abschätzung noch Toleranzen bietet für einen eventuell schlechteren Kontakt zwischen Draht und Saphir oder die hier nicht berücksichtigte endliche Wärmeleitfähigkeit von Saphir und Kupfer.

Beim experimentellen Test der Stromtragefähigkeit der so verankerten Spulen konnte eine Verbesserung um durchschnittlich  $40\%$  auf maximal den  $3,5$  fachen Wert ohne Ankerstruktur erzielt werden. Leider stellte sich im Dauereinsatz heraus, dass die mechanische Beanspruchung auch der isolierten Drähte durch dieses Klemmverfahren zu deren Zerstörung führte, so dass sich dieses als unbrauchbar herausstellte. Durch die erzielten Erfolge wurde an diesem Verfahren festgehalten und statt des harten Klemm-Materials auf ein weiches, formbares Material zurückgegriffen. Da Indium als weiches Material mit hoher thermischer Leitfähigkeit in kryogenen Anwendungen bewährt ist, wurden das Klemm-Verfahren auf Indium-gefüllte Nuten umgestellt.

#### 6.4.2 Die Indium-Anker

Da die Hauptschwierigkeit mit den Klemmvorrichtungen aus Saphir in der Empfindlichkeit der haarfeinen Drähte gegen mechanische Belastung lag, sollte das neue Verfahren den Draht weitestgehend schonen und gleichzeitig für optimale Wärmeabfuhr sorgen. Statt der starren Klemmflächen des Saphir-Ankers soll hier eine Ummantelung der su-





Abbildung 6.17: Saphir-Klemmstrukturen im Anschluss an den Hauptstecker der add 6K-Platte.

praleitenden Drähte aus Indium entstehen, welches im reinen Zustand<sup>26</sup> eine Wärmeleitfähigkeit von  $k_{In}(6\text{ K}) \sim 2,5 \cdot 10^3 \text{ W/mK}$  besitzt<sup>27</sup> [Jon60]. Dies ist nahezu identisch mit Saphir. Dabei ist im Besonderen auf die Unversehrtheit der Drahtisolierung zu achten, da der Vorteil der elektrischen Isolation des Saphirs aufgegeben werden musste. Folgende thermische Einschätzung ergibt sich für den optimalen Fall beim Ankern der isolierten Drähte in Indium:

Der Draht soll auf vollem Umfang idealen Kontakt mit dem Indium haben. So entsteht eine Kontaktfläche pro Meter des Drahtes von  $A \sim 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ , dies ist das 5-fache des Wertes der Saphir-Klemmen mit Isolation. Aus Platzgründen können für die Ankerstrukturen 3 bzw. 5 cm Länge vorgesehen werden. Analog zum Saphir-Anker soll zunächst angenommen werden, dass die Außenfläche des Kaptons im direkten Kontakt mit dem Kältebad des Mischers von 6 K steht.

Für die Erwärmung des Inneren des Leiters auf  $T_c = 9\text{ K}$  ergibt sich mit  $P = k_{Kap} A \cdot \frac{(T_c - T_0)}{d_{Kap}}$  und einer ungequetschten Kaptonschicht eine abführbare Leistung von 1,0 W für eine Ankerlänge von 3 cm und 1,7 W für eine Ankerlänge von 5 cm, welches bei  $I = 1\text{ A}$  einem kühlbaren Widerstand bzw. einer Störstelle im Leiterverlauf von  $1\ \Omega$  bzw.  $1,7\ \Omega$  entspricht. Der thermische Kontakt des Indiums zum Kältebad des Mischers ist vergleichbar gut wie der des Saphirs und stellt daher keine Beschränkung der Kühlung dar.

Im Experiment hat sich als optimale Art des Verarbeitens des Indiums das Verwenden von  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  tiefen Rillen in einem Kupferkörper herausgestellt. Diese wurden zunächst mit dem haftenden Indium gefüllt. In der Mitte der Rille wird anschließend eine Kerbe für den Draht gezogen. Nach Einlegen desselben wird dieser mit Indium bedeckt und unter Druck verstrichen. So wird der benötigte thermische Kontakt hergestellt<sup>28</sup>. Abb. 6.18 zeigt Beispiele der eingebauten Indium-Anker. Die Länge des zunächst getesteten Ankers belief sich auf 3 cm.

Durch diese Technologie wurde eine Verbesserung von durchschnittlich über 100 % der maximalen Stromwerte in Vergleich zur Messung ohne thermische Optimierungsmaßnahmen, erreicht.

### 6.4.3 Thermoanker mit strukturierten Leiterbahnen

Als Alternativkonzept zur Klemmstrategie wurde eine Ankerstruktur entwickelt, die die benötigten Ströme auf einer kurzen Strecke direkt über strukturierte Goldleiterbahnen auf einem Saphir-Substrat führt. Hierbei kann auf die den Wärmetransport einschränkende Isolierschicht, verzichtet werden. Dies ermöglicht eine optimale Abfuhr der vorhandenen Wärme hin zum Kühlkreislauf analog zum Saphir-Klemmanker. Das aufgedampfte Gold hat dabei eine Wärmeleitfähigkeit von  $k_{Au}(6\text{ K}) \sim 800 \text{ W/mK}$  und eine Leitfähigkeit im reinen Zustand, von welchem beim Aufdampfen ausgegangen werden kann, von  $\rho_{Au}(4,2\text{ K}) = 6 \cdot 10^{-12} \ \Omega\text{m}$  [Ekin06]. Somit überschreiten die Werte der Wärmeübertragung die des Saphir-Klemmens abisolierter Drähte und sind demzufolge ebenfalls geeignet für die Anwendung im vorliegenden Experiment.

<sup>26</sup>Indium liegt im Experiment in Form von Draht, zur besseren Verarbeitbarkeit, in einer Reinheit von 99,999 % vor.

<sup>27</sup>Dabei werden die Indium-Anker bei 6 bzw. 1K betrieben und liegen somit oberhalb der kritischen Temperatur von Indium.

<sup>28</sup>Das weiche Indium sollte dabei jeweils an den Enden über die Ecken der Kupferteile hinausragen, um ein Scheuern des Drahtes an den Kanten der Kupfers zu verhindern.

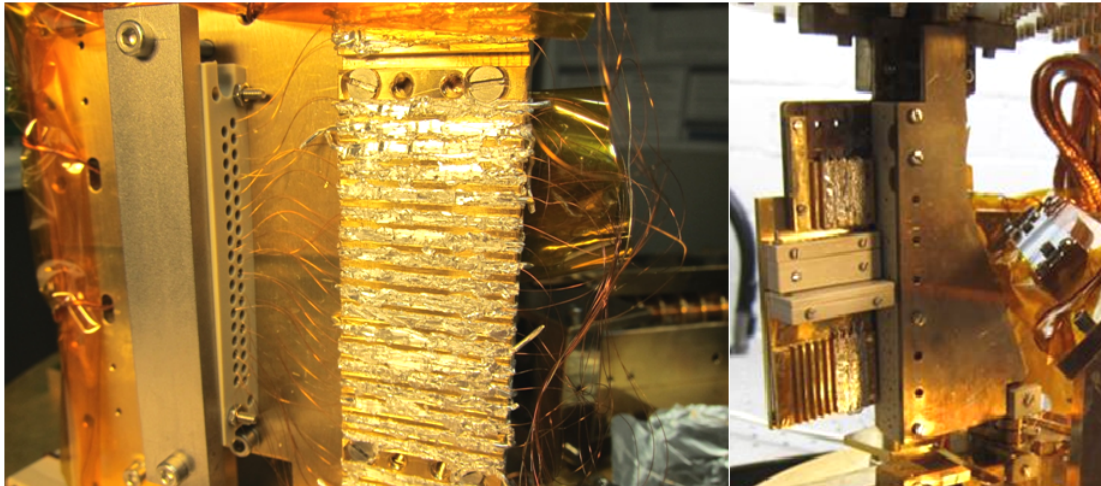


Abbildung 6.18: Beispiele der Indium-Anker-Konstruktion: Links: Nach dem Hauptstecker; Rechts: Vor und Nach der Trennstelle zum Transportförderband zur Millikelvin-Platte.

Aus der Notwendigkeit des Kontaktierens der Leiterbahnen und der NbTi-Drähte ergab sich die Breite der Leiterbahnen von 2 mm. Durch den geringen elektrischen Widerstand der Bahnen selbst ist die Effektivität dieser Ankerstruktur vor allem durch diese Kontaktstellen und deren zusätzlich eingeführten normaleitenden Widerstand begrenzt. Zum Überleiten des Stromes vom zuleitenden Draht auf die Goldleiterbahnen werden auch hier die ultrahochvakuumtauglichen Crimps verwendet. Diese werden durch Ultraschall-Löten an den Goldleiterbahnen befestigt. So erhält die Gesamtstruktur mehr Stabilität als durch das direkte Anlöten der feinen Drähte. Die Crimps sind anschließend mit Hilfe eines Steckers mit den Zuleitungen verbunden. Geht man von einer vergleichbaren Qualität des Lötkontaktes aus wie in Abschnitt 6.1.2, kann die durch diese Kontaktstellen entstehende Wärme hinreichend gut über die Saphir-Elemente an das Kältebad abgeführt werden. Der Presskontakt der Saphir-Substrate läßt sich dabei analog zu Abschnitt 6.4.1 abschätzen.

Abb. 6.19 zeigt die Ausführung des Gold-Saphir-Ankers. Die Realisierung im Experiment gelang mit lithographisch aufgedampften und galvanisch gewachsenen Leiterbahnen<sup>29</sup>. Dieses Verfahren sollte eine Stromtragefähigkeit von 1 A Maximalstrom sicherstellen. Die Schichtdicken der Leiterbahnen belaufen sich dabei auf ca. 20  $\mu\text{m}$ . Mittig ist das Saphir-Substrat mit den Goldleiterbahnen zu erkennen. Ober- und unterhalb befinden sich die UHV-tauglich angelöteten Crimps<sup>30</sup>, welche in festgeschraubten, 39-poligen PEEK-Steckern enden, um so ein modulares Einbauen der gesamten Struktur zu ermöglichen.

Die Hauptschwierigkeit der Herstellung des Ankers lag bei den Lötstellen, die die Goldbahnen mit den zuführenden Drähten verbinden. Das im Lötmedium vorhandene Zinn kann dabei durch Grenzschichtreaktionen mit dem Gold die aufgedampften Leiterbahnen schwächen und sogar teilweise auflösen. Eine gleichbleibend gute Qualität bei diesem, an sich schon anspruchsvollen, Verfahren herzustellen war nur schwer möglich.

Gleichzeitig wird in Abb. 6.19 auch der Grund für den Ausschluss dieser Technologie

<sup>29</sup>Firma Cicor Microelectronics.

<sup>30</sup>Dabei wurde Ultraschalllöten ohne Flussmittel verwendet.



Abbildung 6.19: Gold-Saphir-Anker; In der Bildmitte sind die aufgedampften Goldleiterbahnen zu erkennen, die jeweils zur Kontaktierung an Crimp-Zylinder gelötet sind. Rechts im Bild sind die Effekte der thermischen Beanspruchung zu sehen.

vom Dauereinsatz offensichtlich. Durch die thermischen Belastungen beim Lötprozess und dem anschließenden Betreiben bei 6 K bilden sich Risse im Saphir und verhindern so eine zuverlässige Verwendung. Außerdem ergaben die Test im Kryostaten lediglich eine geringfügige Verbesserung der Stromtragefähigkeit mit Hilfe dieses Ankerverfahrens, was keine weitere Optimierungsmaßnahmen dieses Ansatzes rechtfertigte.

#### 6.4.4 Koax-Klemmvorrichtung

Für den Zeeman-Slower und seine in Reihe geschalteten Spulen musste eine alternative Ankopplungsstrategie entwickelt werden. Die zur Verfügung stehende Drahtlänge zwischen den einzelnen Spulen war hier nicht ausreichend für das Einfügen eines Indium-Moduls.

Es wurde ein neues Konzept basierend auf zusätzlich eingeführten Koaxialkabeln erarbeitet [Knu13]. Um genügend Fläche für die Ankopplung der normalleitenden Stellen an das Kältereservoir des Mischers zu schaffen, soll jeweils ein Koaxialkabel<sup>31</sup> an jeden Crimp angelötet werden. Dabei wird ausschließlich der Innenleiter elektrisch mit den stromtragenden Elementen verbunden. Zunutze macht man sich die dünne Trennschicht von 35  $\mu\text{m}$  zwischen Innen- und Außenleiter des entsprechenden Koaxialkabels für die Wärmeabfuhr nach außen. Über den in Kupfer geklemmten Außenleiter wird die Ankopplung an die kalten Flächen des Kryostaten gewährleistet. Dieser konnte auf einer gewählten Länge des Koaxialkabels anstatt nur weniger Millimeter des Crimps erfolgen.

Für die Abschätzung der Wirksamkeit wurden Simulationen durchgeführt, da die bisher getätigten Näherungen für eine punktförmig erwärmte Stelle (Crimp) an einem langen thermischen Leiter nicht zutreffend sind. Hier wird sich der Temperaturgradient über die Länge des angelöteten Leiterstückes ändern und somit kann eine einfache Näherung konstanter Wärmeleitung nicht verwendet werden.

Die Simulationen des Koax-Ankers wurden mit Hilfe des Programmes COMSOL von Martin Knufinke durchgeführt [Knu13]. Diese ergaben für eine Länge des geklemmten Koaxialkabels von 4 cm, entsprechend der späteren Realisierung, und Heizleistungen von bis zu 10 mW am abisolierten Ende des Koaxialkabels Temperatur-Werte für das warme Ende des Kabels von unter 8K, was knapp unterhalb der Sprungtemperatur von NbTi liegt. Dabei ist eine Störung mit 10 mW Leistung nicht zu erwarten. Realistische Szenarien belaufen sich auf dissipative Leistungen unter 1 mW. Hierbei resultiert eine Temperatur von 6,2K am warmen Ende des Kabels (siehe Abschnitt 6.1.2).

Abb. 6.20 zeigt die im oberen Bereich geöffnete Gesamtkonstruktion, im Bereich des Kupfers (vergoldet) sieht man den Außenleiter, überstehend den abisolierten Innenleiter. Dieser wird mit den Steckverbindungen verlötet und im nicht abgebildeten Teil aus isolierendem Material untergebracht (Bild 6.20 rechts)

Nach erfolgreichem Einbau dieser Struktur zeigte sich kaum eine Verbesserung der Stromtragefähigkeit, so dass diese Stellen offensichtlich nicht den limitierenden Faktor darstellten.

#### 6.4.5 Charakterisierung des Spulensystems nach durchgeführten Ankermaßnahmen

Tab. 6.11 zeigt die Stromtragefähigkeit der Spulen mit eingebauten Indium-Verankerungen und dem Koax-Anker an der Zeeman-Reihenschaltung. Zudem wurden die Zuleitungen

<sup>31</sup> Allectra 331-KAPM-060-COAX.



## 6 Resultate

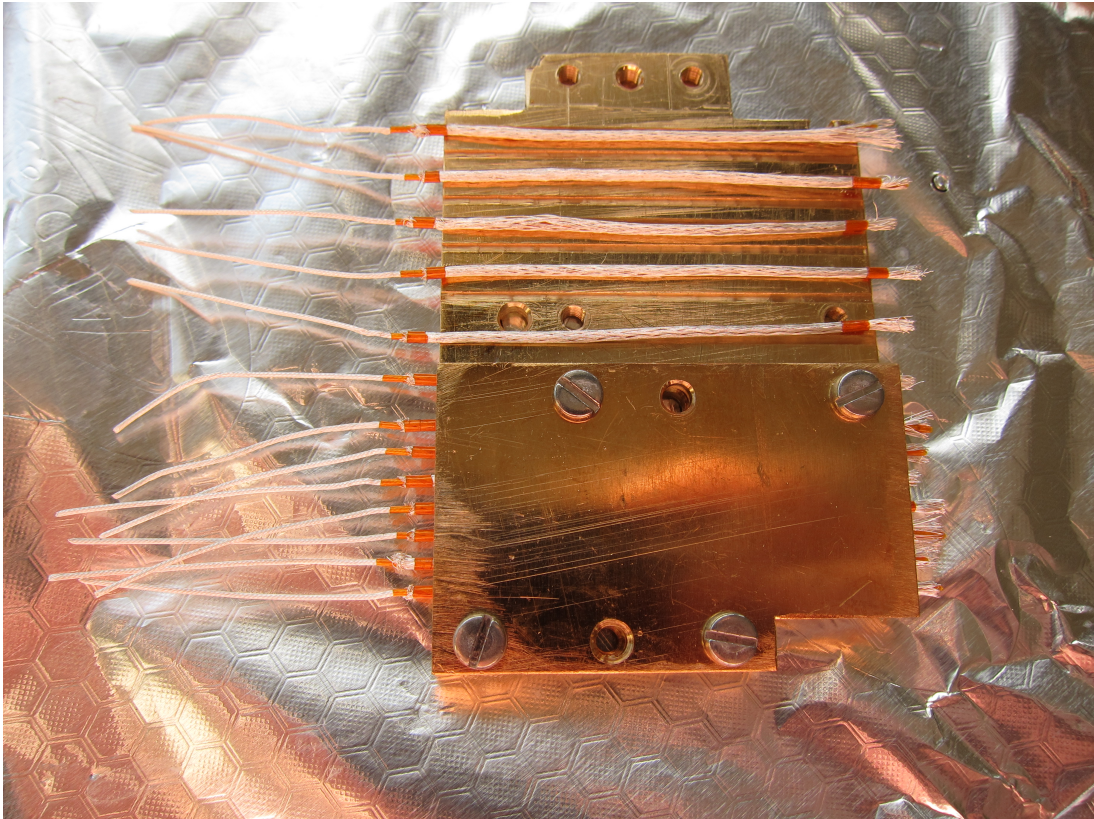


Abbildung 6.20: Koax-Klemmkonstruktion: In der oberen Bildhälfte sind die noch nicht angelöteten Koaxialkabel in ihren Nuten zu erkennen.

Spule	$I_{Soll}/[\text{mA}]$	$I_{c,alt}/[\text{mA}]$	$I_{c,alt}/I_{Soll}$	$I_{c,neu}/[\text{mA}]$	$I_{c,neu}/I_{Soll}$
MOT-unten	800	350	44%	500	63%
MOT-oben	800	310	39%	700	88%
TR1 ges.	1000	280	28%	600	60%
TR2	1000	250	25%	500	60%
TR3a	500	230	46%	500	100%
TR3b	500	230	46%	500	100%
TR3c	500	280	56%	600	120%
TR3e	500	330	66%	600	120%
Zeeman	600	220	37%	400	67%
Comp. Spule	900	320	35%	1000	111%

Tabelle 6.11: Verbesserte Stromtragfähigkeit nach Einbau der Indium-Ankerstrukturen und des Koax-Ankers im Vergleich zu den davor erzielten Werten.

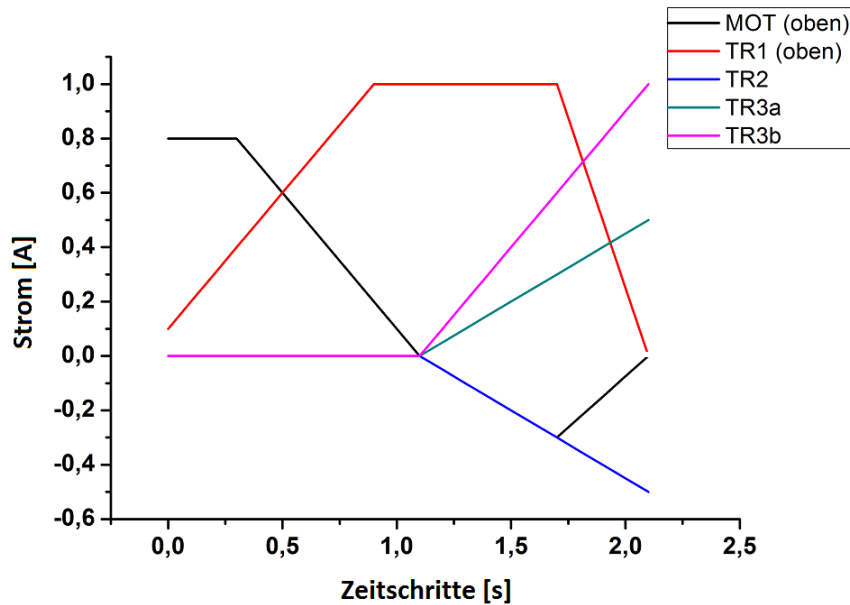


Abbildung 6.21: Stromprofil der Spulen des horizontalen Transfers nach Daniel Cano; MOT (unten) bzw. TR1 (unten) werden mit dem negativen Strom ihres Gegenübers betrieben [Can10].

allesamt durch in Kupfergeflecht verankerten „Supercon“-Draht ersetzt. Zum Vergleich sind auch die zuvor erzielten Werte mit der Bezeichnung „alt“ aufgelistet.

Festzustellen ist eine durchgehende Verbesserung der kritischen Ströme der so verankerten Spulen um 60-120 %. Allerdings waren, trotz der ergriffenen Maßnahmen, nur drei Spulen (TR3c, TR3e sowie die Kompensations-Spule) nicht von einer Spannungserhöhung im getesteten Strombereich betroffen. Diese konnten 10 min den Maximalstrom tragen, ohne eine Erwärmung des Systems zu bewirken<sup>32</sup>. Bei diesen Spulen wurde bis 100 mA über den benötigten Stromwert gemessen und keine Spannungserhöhung detektiert. Auf eine weitere Erhöhung des Stromes wurde verzichtet, um die Spulen vor einer eventuellen Schädigung zu bewahren.

Bei allen anderen Spulen. Reihenschaltungen von Spulen konnte zwar durch die ergriffenen Maßnahmen eine Verbesserung erzielt werden, allerdings liegt der kritische Strom dennoch weit unter dem für den Draht spezifizierten Wert. Die Transferspulen TR3a und TR3b können jeweils den benötigten Maximalstrom tragen, bieten aber keinerlei Sicherheitsmargen. Die anderen Spulen bleiben weit hinter den Erwartungen zurück.

Für das Betreiben des Systems werden allerdings die wenigsten Spulen mit konstantem Strom versorgt. Nur der Zeeman-Slower ist ständig in Betrieb und hat somit keine Schaltzeiten. Alle anderen Spulen werden anhand eines von Daniel Cano ermittelten Ramp-Musters betrieben [Can10]. Abb. 6.21 zeigt diese Stromprofile der verschiedenen Spulen. Für die Zeitschritte sind 0,1 s vorgesehen, so dass der horizontale Transfer nach ca. 2 s abgeschlossen ist.

Dabei konkurrieren zwei Effekte: Zum einen sind die Zeiten, in denen die jeweilige Spule ihren Maximalstrom tragen muss, deutlich unterhalb der 10 min der soeben besprochenen Konstantstrom-Messung, was den Wärmeeintrag reduziert, andererseits fällt

<sup>32</sup>Zum Vorgehen bei der Messung siehe Abschnitt 6.2.

## 6 Resultate

Spule	$I_{Soll}$ [mA]	$I_{c,Puls}$ [mA]	$I_{c,Puls}/I_{Soll}$	$I_c$ [mA]
MOT-unten	800	600	75%	500
MOT-oben	800	500	63%	700
TR1 ges.	1000	1000	100%	600
TR2	1000	1000	100%	500
TR3a	500	600	120%	500
TR3b	500	600	120%	500
TR3c	500	600	120%	600
TR3e	500	700	140%	600

Tabelle 6.12: Stromtragfähigkeit der Spulen in gepulster Strommessung.  $I_{Soll}$  ist der maximale Strom des vorgesehenen Ramp-Musters,  $I_{c,Puls}$  der im Experiment erreichte maximale Strom,  $I_c$  ist zum Vergleich das Ergebnis der Konstant-Strommessung.

im Supraleiter aufgrund des veränderlichen Stromes eine Spannung ab, die zu einer Erwärmung führen kann. Wie sich das Schalten der einzelnen Spulen auf die Erwärmung des Systems auswirkt, wurde deshalb in Puls-Strommessungen erprobt. Für jede Spule wurde das vorgesehene Stromprofil (Ramp-Muster) des späteren Experimentierzyklus mit Hilfe eines LabView-Programms<sup>33</sup> durchfahren. Dieses wurde für 10 min ständig wiederholt, um das Spulenverhalten auf Spannungsdrift und etwaige Temperaturanstiege hin zu überprüfen. Dabei wurde das Ramp-Muster zunächst mit niedrigen Strömen gefahren und dann, analog den Konstant-Strommessungen, der Strom in 100 mA-Schritten bis 100 mA oberhalb des jeweiligen Soll-Werts des Stroms erhöht.

In Tab. 6.12 sind die entsprechenden Resultate dargestellt.  $I_{Soll}$  ist dabei der maximale Strom des Ramp-Musters,  $I_{c,Puls}$  der maximale Stromwert im vorgegebenen Ramp-Muster, bei dem kein Spannungsabfall auftritt.  $I_c$  ist zum Vergleich das Ergebnis der Konstant-Strommessung.

Dabei erreichen alle Spulen bis auf die beiden MOT-Spulen ihre angestrebten Soll-Werte. Diese bleiben dahinter zurück, was am schnellen Rampen zwischen MOT- und Repumper-Phase im Ramp-Muster liegen kann (zur Beschreibung des Ablaufs beim Schalten der MOT-Spulen siehe Abschnitt 6.5).

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die für den Betrieb der magneto-optischen Falle und des Zeeman-Slowers notwendigen Stromwerte innerhalb des Kryostaten im bisherigen Aufbau nicht erreicht werden konnten. Da nun sämtliche Wärmequellen im Bereich der Zuleitungen der Spulen optimal verankert worden sind, muss die Ursache der Erwärmung in Defekten der supraleitenden Drähte der Spulen selbst zu finden sein. Auf diese Annahme wird im folgenden Abschnitt genauer eingegangen.

Für den Zeeman-Slower, die MOT und die ersten Transferspulen soll, trotz der nicht erreichten Spezifikationen, ein erster Funktionstest mit Atomen durchgeführt werden. Das Sammeln der Atome wird zwar aufgrund der entsprechend kleineren Magnetfelder und Gradienten eine niedrigere Effizienz als vorgesehen aufweisen, dennoch ist es essentiell,

<sup>33</sup>Im LabView-Programm lassen sich hierbei das Minimum des Stromes (low), das Maximum (high), die jeweiligen Haltezeiten sowie die Anstiegsdauer/Rampzeit einstellen (ramp). Dies ermöglicht allerdings nur lineare Stromverläufe. Im späteren Experiment sollen die Veränderungen cosinus-förmig gefahren werden, was einem Aufheizen der Atomwolke durch kleine Beschleunigungen entgegenwirkt. Später werden die Spulen mit Hilfe einer Adwin-Software angesteuert, was eine genaue Pulskontrolle ermöglicht. Diese Programme wurden von Martin Knufinke bzw. Florian Jessen programmiert.



Aufschluss über die grundsätzliche Funktionsfähigkeit der Apparatur zu erlangen.

#### 6.4.6 Ursache der thermischen Belastung im Kryostaten

Durch das systematische Verankern sämtlicher Wärmequellen im Bereich der Zuleitungen blieb nach den Berechnungen in Abschnitt 3.3 und 6.3 als einzig verbleibende Erklärung der Wärmeproduktion die Untauglichkeit des supraleitenden Drahtes selbst. Dieser muss Fehlstellen enthalten, die durch ihre Eigenschaften den maximalen Suprastrom des Draht reduzieren. Entweder sind diese herstellerbedingt oder durch die Fertigung der Spulen entstanden.

Auffällig war beim Herstellen der Spulen eine chargenweise extrem erhöhte Kurzschlussanfälligkeit, die im Vorfeld bereits auf wechselnde Qualität der Isolierschicht hindeutete. Eine Beschädigung des supraleitenden Filamentes ohne Beschädigung des gesamten Drahtes während der Herstellung der Spulen scheint unwahrscheinlich. Dieser wurde keinen Biegungen unterhalb des von der Herstellerfirma angegebenen maximalen Biegeradius unterzogen. Dieser beläuft sich auf das Vierfache des Durchmessers, also 0,4 mm.

Der durchgeführte Vortest einzelner Spulen im Bad von flüssigem Helium zeigte maximale Supraströme weit jenseits der im Experiment benötigten Ströme. Dieser Test scheint auf die Auswirkung von Fehlstellen im Draht nicht sensibel genug gewesen zu sein, um diese Problematik frühzeitig aufzudecken. Der Test in flüssigem Helium bietet zwar die Möglichkeit des einfacheren Tests der Komponenten, als es in einem komplexen System wie dem Mischkryostaten möglich ist, allerdings unterscheiden sich die Bedingungen im Kryostaten durch das die Spulen umgebende Vakuum.

Die Kryostatenversuche zeigten, nach Ausschluss sämtlicher anderer Wärmequellen (siehe Abschnitt 6.4), eine statistische Verteilung der maximalen Suprastromwerte, so dass die Hypothese der sporadisch auftretenden Drahtfehlstellen untermauert wird.

Die einzige Möglichkeit, funktionsfähige magneto-optische Komponenten zu erhalten, ist nun das Neu-Design des Spulensystems mit einem anderen, deutlich dickeren, Draht. Leider ist es aufgrund der vorhandenen Geometrien hierbei nicht möglich, nur Teile der magneto-optischen Komponenten auszutauschen, so dass alle mit dem 0,1 mm-Draht hergestellten Spulen ersetzt werden müssen. Eine Überarbeitung des kompletten magnetischen und mechanischen Designs ist hierfür notwendig. In Abschnitt 6.7.2 wird ausführlich auf diese neue Konzeption eingegangen.

Der abschließende Funktionstest mit Atomen im bisherigen Aufbau wird in Abschnitt 6.5 vorgestellt.

### 6.5 Erste Experimente zum Laden der magneto-optischen Falle

Die Bemühungen im Zusammenhang mit dem atom-optischen Aufbau des Experiments, die in diesem und in Abschnitt 6.6 beschrieben werden, gehen im Wesentlichen auf die Arbeit von Florian Jessen und Simon Bernon sowie Simon Bell zurück und werden an dieser Stelle hauptsächlich zusammenfassend dargestellt, für weitere Details siehe [Jes13, Jes14].

Obwohl die magneto-optischen Komponenten des Zeeman-Slowers und der MOT nicht mit den vorgesehenen Parametern betrieben werden können, sollte dennoch ein Versuch mit Atomen in der Apparatur mit entsprechend niedrigeren Stromwerten, d.h. kleineren

MOT 0,5 A (Ist)	z-Richtung	x/y-Richtung
Fallentiefe [G]	38	12
Magnetfeldgradient [G/cm]	32	16

Tabelle 6.13: Parameter des MOT-Spulenpaares bei 0,5 A, entsprechend dem maximalen  $I_c$  des Spulenpaares.

Magnetfeldern und Gradienten, durchgeführt werden. Dieser liefert weiteren Aufschluss über die Funktionsfähigkeit des Konzeptes und eventuelle Verbesserungsmöglichkeiten für die nächste Generation.

Mit den zur Verfügung stehenden Stromwerten kann der Zeeman-Slower, eine kleinere Klasse von Atomen auf die erwünschten Geschwindigkeiten abbremesen, er ist aber dennoch prinzipiell funktionsfähig. Diese Reduktion bedingt längere Ladezeiten der MOT, um auf die gewünschten Atomzahlen von  $\sim 10^8$  zu kommen.

Prinzipiell funktionsfähig sind auch die Spulen der MOT, deren reduzierte maximale Magnetfelder zwar eine geringere Fallentiefe und kleinere mögliche Einfanggeschwindigkeiten nach sich ziehen, aber dennoch das Einfangen der Atome ermöglichen. Auch die Gradienten der Spulen sind innerhalb der Sicherheitsmargen für das Halten der Atome.

### 6.5.1 Charakterisierung des Spulensystems mit reduzierten Parametern

Durch die Reduktion des gewünschten Stromes in den supraleitenden Komponenten des Zeeman-Slowers von 0,6 A auf 0,3 A ändert sich der Magnetfeldverlauf des Zeeman-Slowers innerhalb des Kryostaten<sup>34</sup>. Abb. 6.22 zeigt den simulierten Verlauf analog zu Abb. 6.4. Hierfür werden die Raumtemperatur-Spulen des Slowers mit 5 A betrieben<sup>35</sup>. Es ergibt sich ein Magnetfeld vom 250 G zu Beginn und  $-35$  G am Ende des Zeeman-Slowers. Daraus resultiert, dass Atome mit Geschwindigkeiten unterhalb von  $v_{max} = 355$  m/s auf die notwendige Einfanggeschwindigkeit der MOT von  $v_{end} = 24$  m/s gebracht werden können. Dies entspricht 71 % der Atome, die der Rb-Ofen bei einer Betriebstemperatur von  $80^\circ$  emittiert (vgl. Abschnitt 6.1.4). Die Verstimmung des Lasers gegen die Resonanzfrequenz beträgt in diesem Fall 80 MHz.

Die Spulen der MOT sind auf Ströme bis zu 0,5 A beschränkt. Tab. 6.13 fasst die Fallentiefen und Magnetfeldgradienten für diesen Strom zusammen. Nach Gl. (4.13) entspricht dies einer Temperatur von 26 mK für die Falle. Der berechnete Wert des Magnetfeldgradienten von 30 G/cm in z-Richtung entspricht dem Doppelten des für das Halten gegen die Schwerkraft nach Gl. (4.15) mindestens benötigten Wertes von 15 G/cm.

### 6.5.2 Charakterisierung der Rb-Atomwolke in der magneto-optischen Falle

Abb. 6.23 zeigt eines der ersten Bilder des Entstehens einer Wolke mehrerer Millionen Rubidium-Atome bei Temperaturen von mehreren hundert Millikelvin - die weltweit erste ultrakalte Atomwolke in einer MOT in einem trockenen Mischkryostaten.

In der Bildmitte erkennt man deutlich das Fluoreszenzlicht, welches die Teilchen unter Bestrahlung abgeben (das Leuchten der Ränder ergibt sich durch Reflexionen an den Magnetfeld-Spulen). Diese Wolke hat dabei eine Ausdehnung von mehreren Millimetern.

<sup>34</sup>Hierbei wurde eine Sicherheitsmarge von 100 mA zum  $I_c$  der Spulenanordnung des Zeeman-Slowers gewählt.

<sup>35</sup>Diese Stromwerte basieren auf Simulationen von Florian Jessen [Jes14].

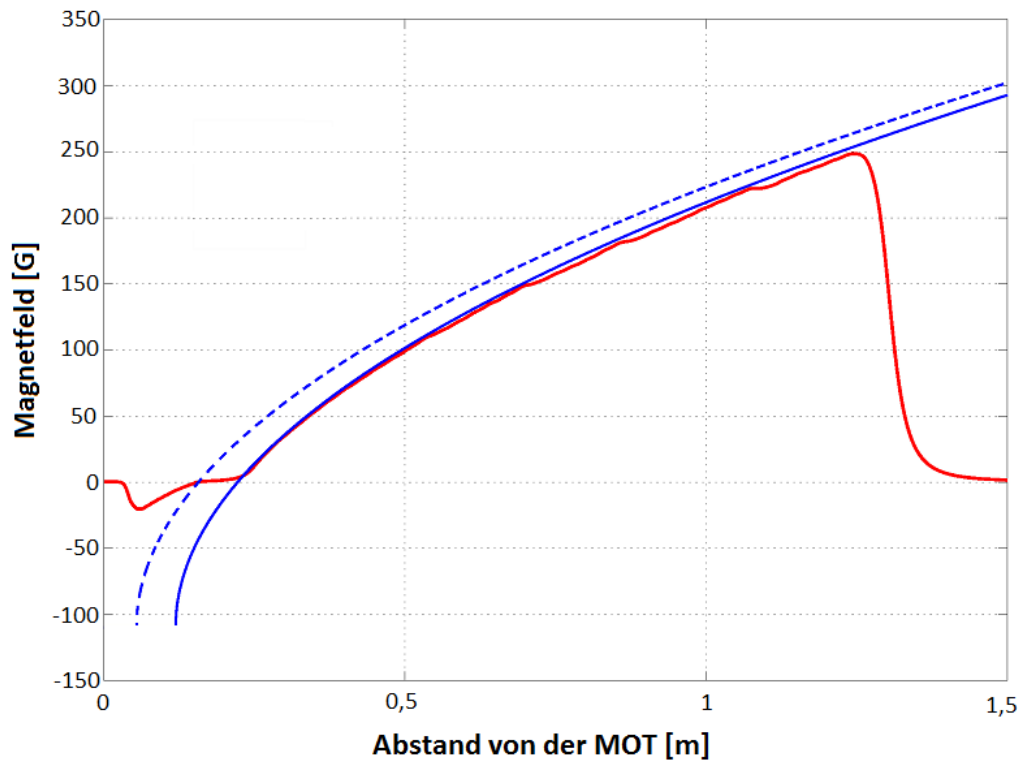


Abbildung 6.22: Simuliertes Magnetfeldprofil des Zero-Crossing Zeeman-Slowers mit reduziertem Stromwert von 0,3 A für den supraleitenden Teil und 5 A für den raumseitigen Teil (rote Kurve). Es ergibt sich  $v_{max} = 335 \text{ m/s}$  für  $v_{end} = 24 \text{ m/s}$ . Der Nullpunkt der x-Achse befindet sich im Zentrum der MOT. Die blauen Kurven stellen zu Vergleich die Magnetfeldverläufe nach Gl. (4.10) dar, die durchgezogene Linie entspricht dem raumseitigen Teil, die gestrichelte dem geplanten kryogenen Teil [Jes14].

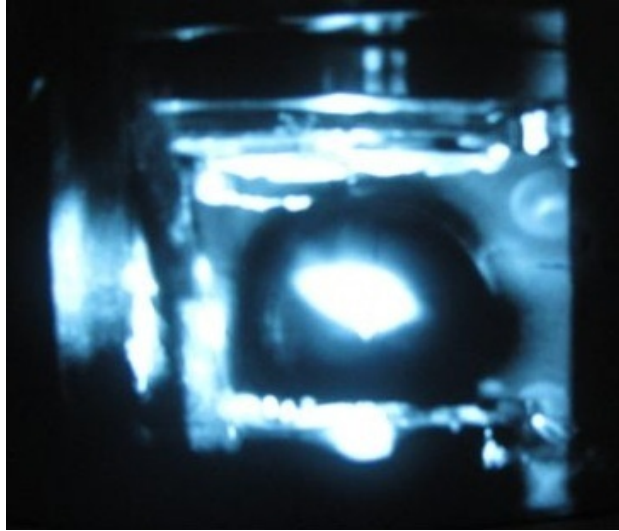


Abbildung 6.23: Leuchtend in der Bildmitte die ultrakalte Atomwolke in der MOT, bestehend aus ca.  $10^8$  Rubidium-Atomen.

Um die Atome in der Falle der MOT-Spulen einzufangen, werden diese mit einem Strom von 150 mA betrieben, um für die passende Niveau-Aufspaltung und den gewünschten Einschluss mit Hilfe der Laser zu sorgen. Die Laser werden dabei mit 17 MHz Verstimmung gegen den Übergang  $|5 S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5 P_{3/2}, F = 3\rangle$  und einer Gesamtleistung von 65 mW eingestrahlt.

Ein zusätzlicher Laser mit 8 mW Leistung wird auf der Frequenz des Übergangs  $|5 S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5 P_{3/2}, F = 2\rangle$  benötigt, um Atome aus dem für den Kühlprozess unbrauchbaren Zustand  $|5 S_{1/2}, F = 1\rangle$  zurückzugewinnen.

Abb. 6.24 zeigt eine typische Ladekurve der magneto-optischen Falle. Um diese zu erhalten, wurden Absorptionsabbildungen der bereits gesammelten Atome nach verschiedenen Zeiten des Ladens aufgenommen und daraus die jeweiligen Atomzahlen gewonnen. Dies geschieht, indem Linescans der durch die Abbildungen gewonnenen Helligkeitsverteilungen durchgeführt und über etliche Durchläufe gemittelt werden.

Zusätzlich ist in der Abbildung noch eine angefitzte Exponentialkurve eingezeichnet, mit deren Hilfe sich die Ladezeit zu  $\tau = 19$  s bestimmen lässt. Die Sättigung der Atomzahl wird nach rund 100 s  $1 \cdot 10^9$  Atome erreichen.

Für den späteren Experimentierzyklus ist das Laden der MOT in 10 s auf  $\sim 5 \cdot 10^8$  Atome vorgesehen. Mit Hilfe des Laserkühlens erreicht die Atomwolke zum Abschluss der MOT-Phase eine Temperatur von  $230 \mu\text{K}$ . Diese Temperatur wird durch Time-of-flight-Abbildungen bestimmt. Dabei wird die Falle gänzlich abgeschaltet und die freie Ausdehnung der Atomwolke aufgrund der Geschwindigkeit ihrer Atome zu verschiedenen Zeitpunkten abgebildet.

Durch Molasse-Kühlen kann die Temperatur der Wolke vor dem magnetischen Transfer weiter auf  $90 \mu\text{K}$  gesenkt werden [Met99].

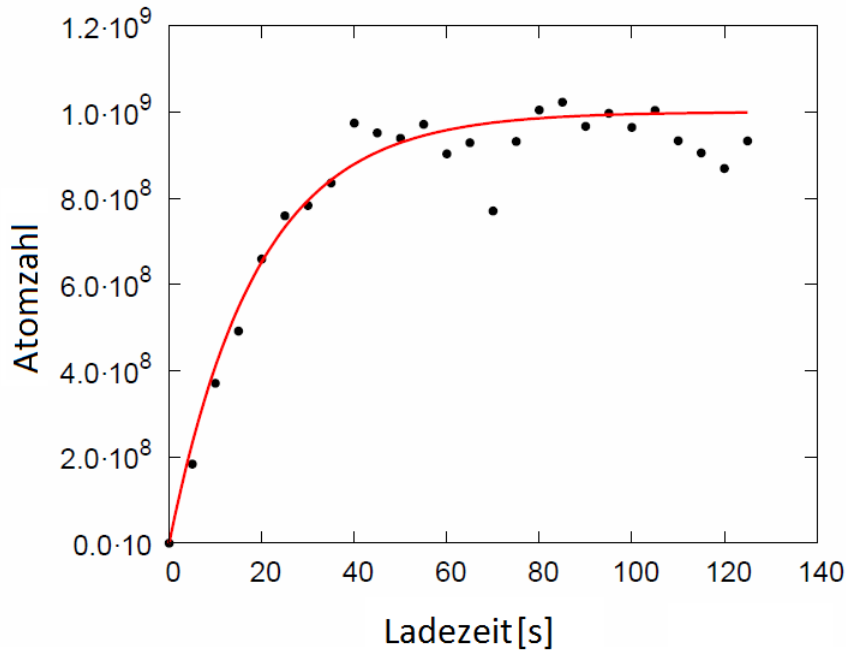


Abbildung 6.24: Ladekurve der MOT mit einer durch einen exponentiellen Fit bestimmten Ladezeit von  $\tau = 19$  s und einer Sättigung der Atomzahl bei 100 s und  $\sim 1 \cdot 10^9$  Atomen [Jes13].

## 6.6 Erste Experimente zum magnetischen Transfer

### 6.6.1 Umladen in eine rein magnetische Falle

Den nächsten Teilschritt auf dem Weg zum Millikelvin-Regime stellt der magnetische Transfer zum Versuchsort dar. Für diesen muss die Atomwolke aus der magneto-optischen in eine rein magnetische Falle umgeladen werden.

Es müssen zunächst die magnetischen Momente der Atome in der Wolke in Bezug auf ein externes Magnetfeld gleich ausgerichtet werden, da sonst ein erheblicher Teil beim Ausschalten der Laser verloren geht. Hierfür wird das Quadrupol-Feld der MOT in ein schwaches lineares Feld umgepolt. Während dieser Ausrichtungsphase sind die Atome nicht gefangen, so dass diese Phase so kurz wie möglich gehalten werden muss. Gleichzeitig wird dabei ein optischer Pumpstrahl eingestrahlt, um möglichst viele Atome in den fangbaren „low-field-seeking-Zustand“  $|5 P_{3/2}, F = 2\rangle, m_F = 2$  zu überführen. Anschließend werden die MOT-Spulen wieder in Antihelmholtz-Anordnung geschaltet - dieses Mal mit ausgerichteten Atomen und abgeschalteten Lasern. Im Experiment dauert diese Phase insgesamt 2 s.

Dabei ist dieser Zeitraum länger als ursprünglich vorgesehen, da es bei kürzeren Schaltzeiten zur Bildung von Wirbelströmen in den Kupferteilen des Aufbaus kommt. Zwar wurden zur Unterdrückung von Wirbelströmen Schlitze in jede Spule eingebracht, aber diese nicht an der kompletten Halterstruktur weitergeführt. So können dennoch Ströme, über verschiedene Bauteile hinweg, fließen und erfordern Schaltzeiten der Spulen von mindestens 10 ms.

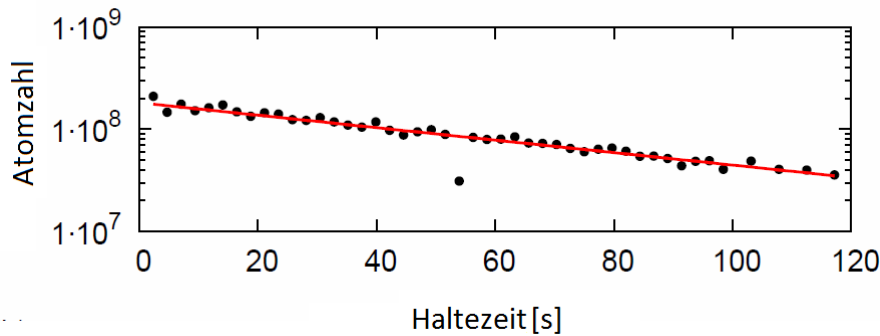


Abbildung 6.25: Lebensdauer der Atomwolke in der rein magnetischen Falle, durch einen exponentiellen Fit (rote Linie) ergibt sich eine Lebensdauer von  $\tau_d = 70$  s [Jes13].

Trotz dieser Problematik ist es gelungen, reproduzierbar  $\sim 10^8$  Atome in die rein magnetische Falle zu überführen. Diese wird hierfür mit ihrem derzeit maximal möglichen Strom von 500 mA betrieben (vgl. Abschnitt 6.5.2).

Zusätzlich können über die Lebensdauern der Atome in der rein magnetischen Falle, (also die Zeit, wie lange die Atome ohne nennenswerten Schwund festgehalten werden können) Aussagen über Verlustmechanismen, wie z.B. den Restdruck im Kryostaten, getroffen werden.

Abb. 6.25 zeigt hierfür die Anzahl der Atome, wie sich diese mit der Dauer der Haltezeit in der rein magnetischen Falle verändert. Aus dem entsprechenden exponentiellen Fit ergibt sich so eine Haltedauer von  $\tau_d = 70$  s. In dieser Zeit, weitere Verluste durch den Transportmechanismus selbst ausgenommen, müssen die Atome ihren Weg zum Experimentierort auf der mkK-Ebene überwunden haben.

Allerdings wurde eine Abnahme dieser Lebensdauer mit der Betriebsdauer des Kryostaten festgestellt. Einhergehend wurde im monatelangen Betrieb ein steigender Vakuumdruck gemessen. Dies könnte an der Sättigung der kalten Oberflächen als Kryopumpe durch die fortwährende Zufuhr von heißen Rb-Atomen in den Kryostaten liegen [Mun92, Wil95, Jes13].

### 6.6.2 Der magnetische Transfer

Für den weiteren Fortgang der Experimente ist ein gelingender magnetischer Transfer vom Entstehungsort der ultrakalten Atomwolke hin zur Experimentierumgebung ausschlaggebend. Deshalb sollte dieser auf seine prinzipielle Funktionstüchtigkeit hin getestet werden. Die reduzierten Strom-Parameter des Spulensystems lassen dabei einen magnetischen Transfer von den MOT-Spulen in das nächstgelegene Spulenpaar, TR1, zu. Dieses große Spulenpaar umschließt die MOT-Spulen völlig und der Transfer kann durch das Hochfahren des Stroms in diesen Spulen eingeleitet werden. Gleichzeitig wird der Strom in den MOT-Spulen reduziert und so verschiebt sich das Fallenminimum um 12 mm in das Zentrum des TR1-Spulenpaares. Vergleiche hierzu auch Abb. 6.12. Zur Überprüfung des Vorgangs muss die Atomwolke zum Ort der MOT zurücktransferiert werden, da nur hier die Möglichkeit einer Abbildung der Wolke besteht. Dies wurde nach verschiedenen Stadien des Transports der Atome durchgeführt und jeweils die verbleibenden Atomzah-

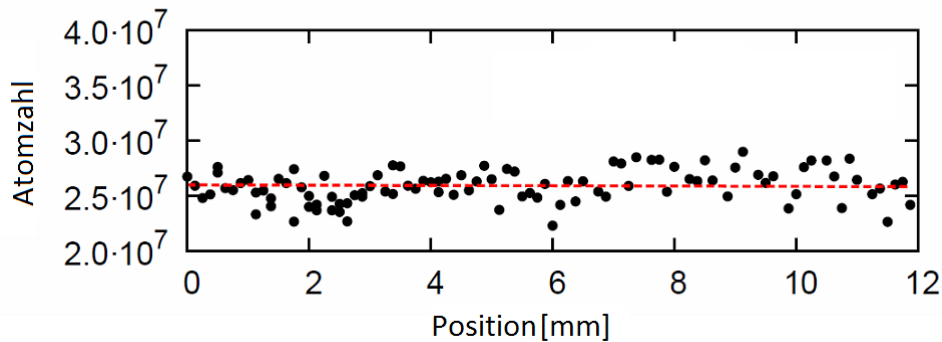


Abbildung 6.26: Atomzahlen in der magnetischen Falle während des Transportes. Die Position zeigt die zurückgelegte Distanz des Transfers, nachdem die Atomwolke zur Abbildung und somit zum Bestimmen der Atomzahl zum MOT-Zentrum zurückgeführt wurde. Die rote Linie zeigt die erwarteten Verluste aufgrund der begrenzten Lebensdauer der Atome in der magnetischen Falle [Jes13].

len mittels Absorptionsabbildung ermittelt. Abb. 6.26 zeigt die so gewonnenen Daten.

Festzustellen ist nur ein leichter Verlust der Atome während des Transfers, der sich durch die begrenzte Lebensdauer der Atome in der magnetischen Falle erklären lässt (vgl. Abschnitt 6.5.2). Sieht man von diesen Verlusten ab, kann eine Atomwolke der Temperatur von 70  $\mu\text{K}$  mit nahezu 100 % Effizienz transferiert werden, für höhere Temperaturen sind die Fallentiefen im vorliegenden Experiment zu gering.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass das Konzept des magnetischen Transfers im Mischkryostaten erfolgreich getestet wurde und entsprechend in das Neu-Design übernommen werden kann.

## 6.7 Alternatives Design der magneto-optischen Komponenten

Da die Problematik des ersten Entwurfs des magneto-optischen Systems hauptsächlich auf Schwachstellen des 0,1 mm starken supraleitenden Drahtes zurückzuführen ist, soll die neue Konstruktion auf einem wesentlich stärkeren Draht aus NbTi basieren. Im Mittelpunkt dieser Überlegung steht der Wunsch nach deutlich reduzierter Anfälligkeit des Drahtes gegen Beschädigungen der supraleitenden Filamente. Des Weiteren bietet ein solcher Draht sollte es dennoch zu Defekten kommen, durch den vergrößerten Durchmesser des Kupfermantels eine deutlich geringere Joulesche Wärme beim Fließen des Stroms im normalleitenden Fall.

Zudem wurde im Speziellen Multifilament-Draht ins Auge gefasst. Dieser besteht nicht nur aus einer, sondern aus vielen supraleitenden Fasern, die eingebettet in eine Kupfer-Matrix geführt werden. Die Kupfer-Matrix dient hierbei, wie beim Single-Filament-Draht, der Stabilisierung und der Stromführung im normalleitenden Fall. Der essentielle Vorteil dieses Drahtes ist die Aufteilung des Suprastroms auf die verschiedenen supraleitenden Fasern. Sollten sich an Teilen der supraleitenden Fasern Schwachstellen durch den Fertigungsprozess befinden, so kann der Strom über die durch die Kupfermatrix kurzgeschlos-

## 6 Resultate

Drahtdurchmesser	0,2 mm (0,26)	0,3 mm (0,38)	0,4 mm (0,5)
Falltiefe x/y [G]	20	20	23
Falltiefe z [G]	50	50	55
Magnetfeldgradient x/y [G/cm]	32	30	31
Magnetfeldgradient z [G/cm]	63	60	61
Abstand der Spulen [mm]	18,6	18,8	21
Außenradius [mm]	10,1	11,3	14
Höhe [mm]	2,6	3,8	5
Windungszahl	100	100	130

Tabelle 6.14: Vergleich der Spulenparameter der zur Verfügung stehenden Drahtvarianten, exemplarisch der MOT-Spulen bei 0,8 A Spulenstrom. Der Innenradius der Spulen ist jeweils 7,5 mm. Der Drahtdurchmesser bezieht sich auf den Blankdurchmesser der Drähte. Die Werte in Klammern sind inklusive der Isolierschicht und einen empirischen Faktor für die nicht perfekte Verarbeitbarkeit der Drähte.

senen Fasern ausweichen und dort widerstandsfrei weiterfließen. Dies sollte Heizeffekte so weit wie möglich reduzieren. Solche Drähte werden für Ströme bis in den mehrstelligen Ampèrebereich hergestellt.

Um die passende Drahtwahl für die hier vorliegende Anwendung zu treffen, wurden im Vorfeld mehrere Drahtstärken auf ihre Tauglichkeit in unserem Experiment geprüft. Für alle Varianten wurden Simulationen der benötigten Spulenparameter durchgeführt. Es wurden hierbei entsprechende Magnetfelder und -gradienten, die für das Einfangen und Transportieren der Atome nötig sind, berechnet. Dies ist ein komplexes Problem, da die Spulen jeder Konfiguration nicht separat, sondern nur im Zusammenspiel betrachtet werden können. Tab. 6.14 zeigt einen Überblick über die zur Verfügung stehenden Drahtvarianten und exemplarisch dazu die errechneten Parameter für die Magnetfalle der MOT-Spulen. Angestrebt wurde hierbei ein Gradient von 60 G/cm gegen die Gravitation, dies entspricht dem dreifachen der benötigten Werte als Sicherheitsmarge. Für den Spulenstrom wurde 0,8 A verwendet. Ein empirischer Faktor aufgrund der nicht perfekten Wickelbarkeit des Drahtes, z.B. durch Versatz der einzelnen Lagen, wurde bestimmt und für die Berechnungen verwendet. Dieser findet sich in Klammern hinter dem reinen Drahtdurchmesser.

Hierbei lässt sich bereits erkennen, dass die Spulen mit Drähten der Stärke 0,4 (0,5) mm erheblich größer ausfallen als die vergleichbaren Spulen kleiner Drahtdurchmesser. Um die weiteren Berechnungen und Optimierungen des Spulensystems verstehen zu können, sollen an dieser Stelle der weitere Transfer der Atome und somit die weiteren benötigten Komponenten beschrieben werden.

Abb. 6.27 zeigt den maßstabsgetreuen Aufbau der MOT und der ersten Transferspulen unter Verwendung des Drahtes mit 0,3 mm Durchmesser. In grau ist die eigentliche magneto-optische Falle zu erkennen. Durch Abschalten der Laser und Verändern der Ströme wird das Umladen in eine reine Magnetfalle erreicht. Anschließend beginnt der horizontale Transfer mit der ersten zuständigen Spule TR1, hier in rot gezeichnet. Diese umschließt, wie auch schon in der Vorgängerkonstruktion, die beiden anderen vertikalen Spulenpaare, um das Umladen so effizient wie möglich zu gestalten. Die Neuerung des verbesserten Aufbaus besteht im Einsatz eines elongierten TR1-Spulenpaars. Diese Spulengeometrie wurde gewählt, da durch die größeren Drahtdurchmesser und die auf ein



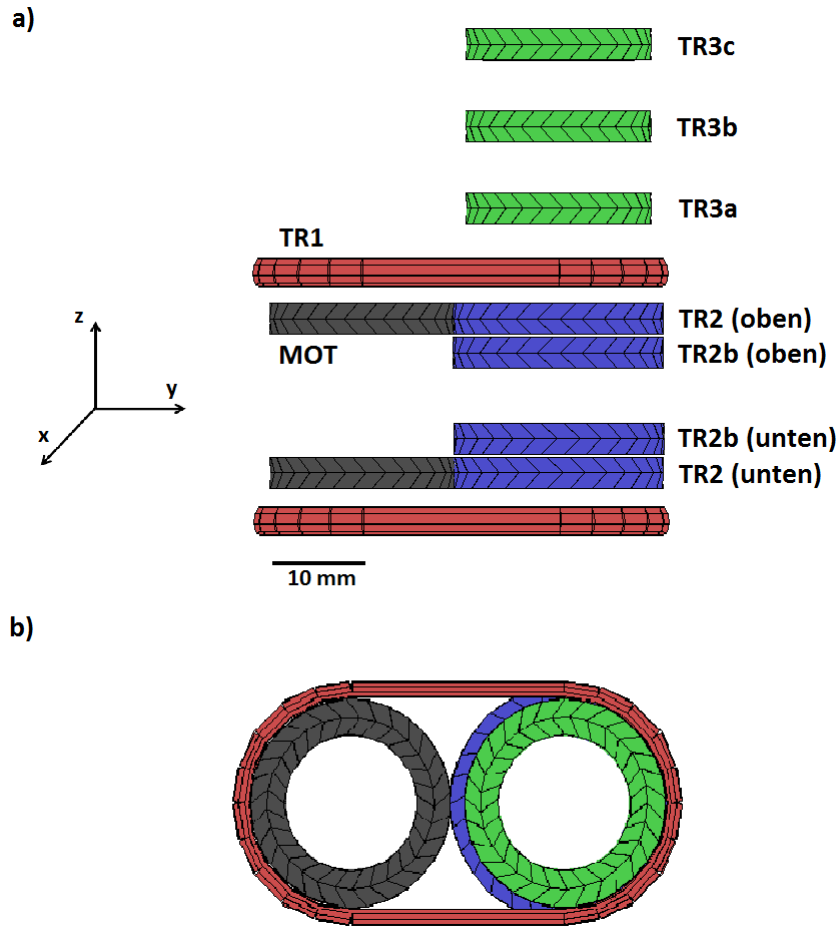


Abbildung 6.27: a) Maßstabsgetreue Seitenansicht der MOT- und Transfer-Spulen mit 0,3 mm Drahtdurchmesser, Details siehe Text. b) Draufsicht des Spulensystems.

Ampere limitierte Stromzufuhr erheblich größere Spulen entstehen, die sich nur schwer mit dem zur Verfügung stehenden Platz vereinbaren lassen. Dennoch sollen die TR1-Spulen die MOT- sowie die TR2-Spulenpaare umschließen. Bei der elongierten Geometrie sind die magnetfelderzeugenden Windungen entsprechend in einer Achse in größerer Nähe zu den Atomen angebracht, so dass die Magnetfelder mit weniger Drahtlagen zu erzeugen sind.

Für die Simulationen mussten die elongierten Spulen durch einzelne Drähte im Spulenmittelpunkt zusammengesetzt gerechnet werden. In Abb 6.27 ist sie daher mit abgerundeten Kanten dargestellt.

Die blau und grün dargestellten Spulen TR2 und TR3 sind der Beginn des vertikalen Transports und des magnetischen Förderbands, das die 50 cm zum eigentlichen Experimentierort überbrückt. Wie in der Vorgängerkonstruktion sind es hier vor allem die Anpassung an die, hier nicht dargestellten, weiteren Komponenten des Setups, die für eine komplexe Geometrie des Spulensystems sorgen. Auf die Veränderungen in diesem Teilbereich, wie z.B. das Einbringen des zusätzlichen Spulenpaares TR2b, wird im Zusammenhang mit dem vertikalen Transfer detailliert eingegangen (Abschnitt 6.7.2).

Die Simulationen der verschiedenen Drahtstärken führten zu dem Ergebnis, dass Draht-

stärken oberhalb von 0,4 mm nicht mit der vorhandenen Geometrie innerhalb des Kryostaten vereinbar sind, da hierfür entsprechende Transferspulen zu groß gefertigt werden müssten und nicht mehr angebracht werden könnten.

Für die übrigen Drähte der Stärken 0,2 mm und 0,3 mm wurden von verschiedenen Firmen Probestücke angefordert und diese in Vorversuchen auf die Verarbeitbarkeit zu den berechneten Spulengeometrien geprüft. Diese wurden dabei ultrahochvakuumtauglich hergestellt. Wichtige Faktoren für die spätere Verarbeitbarkeit waren hierbei die mechanische Belastbarkeit, vor allem die Anfälligkeit auf Kurzschlüsse, gute Verarbeitbarkeit und die Reproduzierbarkeit der Spulencharakteristika.

Es stellte sich heraus, dass ein Draht mit dem Gesamtdurchmesser von 0,3 mm die beste Wahl für die gegebene Anforderung darstellt. Dieser bildet ein Optimum aus dem größtmöglichen Drahtdurchmesser zur Minimierung der Jouleschen Wärme und der Größe der daraus erzeugbaren Spulen. Dieser liegt als Single-Filament-Draht der Firma Bruker EAS mit einem Filamentdurchmesser von 190  $\mu\text{m}$  und Isolierschicht aus Formvar<sup>36</sup> vor, zudem also Multi-Filament-Draht der Firma SCB Budzylek mit 54 Filamenten des Durchmessers 25  $\mu\text{m}$ . Der Biegeradius des Drahtes eignet sich zur Herstellung von Spulen mit Innenradien im mm-Bereich.

Die getesteten Drähte der Stärke 0,2 mm, die als Angebot der Firmen GVL Cryoengineering und Bruker EAS vorlagen, schieden aufgrund ihrer etwas größeren Kurzschlussanfälligkeit aus.

### 6.7.1 Thermische Analyse der 0,3 mm NbTi-Drähte

Analog zur thermischen Analyse des Vorgängerdrahtes sollen auch hier die beiden Drähte der Stärke 0,3 mm (Blankdurchmesser) auf ihre Eignung im vorliegenden Experiment hin geprüft werden.

Der Single-Filament-Draht der Firma Bruker EAS hat einen NbTi-Kern von 190  $\mu\text{m}$  bei einem Blankdurchmesser von 0,3 mm. Das Flächenverhältnis von NbTi zu Kupfer ergibt sich hier zu 1:2,6. Isoliert ist der Draht mit Formvar. Der Gesamtdurchmesser ist 0,34 mm.

Da sich zur Einschätzung der Anfälligkeit eines Drahtes auf vorübergehende, punktförmige Störquellen das Verbundleitermodell als realistischer erwiesen hat, sollen die MPZs nach Formel (3.10) ausgewertet werden. Bei einem Spulenstrom von 1 A ergibt sich  $J_m = 3,6 \cdot 10^7 \text{A/m}^2$  und  $T_g = 8,99 \text{K}$ . Der Bruchteil der Leiter NbTi und Kupfer am Gesamtvolumen der Spule beträgt 0,78. Die Ergebnisse für die verschiedenen Kupferqualitäten stellt Tab. 6.15 zusammen. Für die gesamte volumenbezogene spezifische Enthalpie von 6 bis 9 K wird aufgrund des geänderten Flächenverhältnisses der Drahtmaterialien ein Wert von  $\int c'_s(T)dT = 3,3 \cdot 10^4 \text{J/m}^3$  berücksichtigt<sup>37</sup>. In Tab. 6.15, letzte Spalte, finden sich die Werte der Energien, die zur Erwärmung der MPZ über die kritische Temperatur führen.

Ebenso werden die entsprechenden Werte für den Multi-Filament-Draht gleichen Durchmessers berechnet. Dieser hat 54 Filamente des Durchmessers 25  $\mu\text{m}$  und ein NbTi zu Kupfer Verhältnis von 1:3,1. Der Draht ist mit HML isoliert und hat einen Gesamtdurchmesser von 0,33 mm. Die Werte  $J_m = 3,8 \cdot 10^7 \text{A/m}^2$  und  $T_g = 8,99 \text{K}$  sind vergleichbar

<sup>36</sup>Der im Vergleich zu Kapton oder HML erniedrigten thermischen Stabilität von bis zu 100°C muss durch die Verwendung des Klebstoffs Epotec H72 Rechnung getragen werden. Dieser kann bei 80°C ausgebacken werden und ist in den sonstigen Eigenschaften vergleichbar mit dem bisher verwendeten H77, der eine höhere Ausbacktemperatur erfordert.

<sup>37</sup>Formvar wird wegen mangelnder Spezifikation durch Epoxy-Harz angenähert

## 6 Resultate

	MPZ- $R_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [Drahtlagen]	$\Delta E$ [J]
NbTi-Cu <sup>100</sup>	49,8	1,6	5	$7,1 \cdot 10^{-4}$
NbTi-Cu <sup>50</sup>	17,6	1,0	3	$1,6 \cdot 10^{-4}$
NbTi-Cu <sup>10</sup>	4,5	0,5	1	$1,1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.15: MPZ des 0,3 mm-Single-Filament-Drahtes mit Verbundleitermodell.

	MPZ- $R_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [mm]	MPZ- $r_g$ [Drahtlagen]	$\Delta E$ [J]
NbTi-Cu <sup>100</sup>	49,1	1,5	5	$6,0 \cdot 10^{-4}$
NbTi-Cu <sup>50</sup>	17,3	1,0	3	$1,4 \cdot 10^{-4}$
NbTi-Cu <sup>10</sup>	4,0	0,4	1	$1,3 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.16: MPZ des 0,3 mm-Multi-Filament-Drahtes mit Verbundleitermodell.

mit denen des Single-Filament-Drahtes. Ebenso der Bruchteil der Leiter NbTi und Kupfer am Gesamtvolumen der Spule von 0,82. Die volumenbezogene spezifische Enthalpie beläuft sich hier auf  $\int c'_s(T)dT = 3,2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ . Tab. 6.16 fasst die Ergebnisse zusammen, diese unterscheiden sich kaum zwischen Single- und Multifilamentdraht.

Die Werte in Tab. 6.15 und 6.16 zeigen deutlich eine Robustheit gegenüber dem Quenchen durch vorübergehende, punktförmige Störungen. Die Längen der MPZ in transversaler Richtung  $R_g$  liegen für die zu erwartende Drahtqualität im cm-Bereich, die benötigten Energien für einen Quench in der Größenordnung von  $10^{-4}$  J. Analog zu Abschnitt 6.1.2 lassen sich die Energien von sich bewegenden Leitern im Magnetfeld zu ca.  $10^{-9}$  J abschätzen, was deutlich unter diesem Wert liegt.

Für die Stabilität gegen Fluss-Sprünge ergibt sich für den Single-Filament-Draht mit einem Radius  $a = 95 \mu\text{m}$  des supraleitenden Filamentes und unter der Worst-case-Annahme, die verwendete Stromdichte bei 1 A sei die kritische, ein Wert von  $\beta = 4,4 \cdot 10^{-4}$ . Der entsprechende Multifilament-Draht gleichen Durchmessers liegt mit dem Durchmesser eines einzelnen Filamentes von  $a = 12,5 \mu\text{m}$  bei  $\beta = 8,7 \cdot 10^{-6}$ . Das Kriterium  $\beta < 3$  ist somit deutlich erfüllt.

Auch die mögliche Länge ungeankerter Strecken im Drahtverlauf zeigt eine unproblematische Größe von annähernd 30 cm (RRR= 100). Für einen Draht mit unerwartet schlechter Kupferqualität (RRR= 50) beläuft sich der Wert noch auf ca. 10 cm (vgl. Abschnitt 6.3).

Für die permanenten punktförmige Störungen, wie Crimps oder Lötstellen ist analog zu Abschnitt 6.1.2 einem Widerstand im Bereich von  $10^{-9} \Omega$  zu erwarten. Mit einem Strom von 1 A ergeben sich daraus vernachlässigbare Verlustleistungen im nW-Bereich und daraus resultierende Temperaturerhöhungen im Bereich von  $10^{-5}$  K.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich ein NbTi-Draht mit dem Außendurchmesser von ca. 0,3 mm prinzipiell als wenig störanfällig für die geplanten Anwendungen und damit tauglich für die Experimente zeigt. Deshalb wird für diese Drahtstärke ein Neudesign der magneto-optischen Komponenten erstellt werden.

### 6.7.2 Spulenparameter und magnetisches Design

Aus den oben genannten Überlegungen und den bereits in Abschnitten 4.4 und 6.1.5 im Zusammenhang mit der Vorgängerversion diskutierten Vorgaben lassen sich die Parameter für die magneto-optischen Komponenten optimieren. Zusätzlich wurde der Platz für

## 6 Resultate

	MOT	TR1	TR2-o.	TR2-u.	TR2b-o.	TR2b-u.
Innenradius [mm]	7,5	7,5	6	5	6	5
Außenradius [mm]	11,3	12,8	12,08	11,84	12,08	11,84
Höhe [mm]	3,8	5,5	3,8	3,8	3,8	3,8
Abstand Spulenpaar [mm]	18,8	30,1	18,8	18,8	9,2	9,2
Windungszahl	120	350	192	216	192	216
Lange Seite [mm]	-	24	-	-	-	-
Zentrum Spule - oben	0;0;9,4	12;0;15	24;0;9,4	-	24;0;4,6	-
Zentrum Spule - unten	0;0;-9,4	12;0;-15	-	24;0;-9,4	-	24;0;-4,6

Tabelle 6.17: Spulenparameter der MOT-Konstruktion mit einer Drahtdurchmesser von 0,3 mm (o. - oben, u. - unten). Für die Koordinatenangaben der letzten beiden Zeilen befindet sich der Ort des Koordinatenursprungs im Zentrum des MOT-Spulenpaares, Angaben in mm.

Spulenstrom 1A	MOT	TR1	TR2
Falltiefe x/y [G]	28	54/28	38
Falltiefe z [G]	71	105	120
Magnetfeldgradient x/y [G/cm]	45	22/65	74
Magnetfeldgradient z [G/cm]	90	87	148

Tabelle 6.18: Magnetfelder und Gradienten der jeweiligen Spulenpaare beim Betreiben mit dem Maximalstrom von 1A, die jeweils anderen Spulen sind abgeschaltet.

den Laser von 20 auf 13 mm reduziert, um dem erhöhten Platzbedarf durch den Draht des Gesamtdurchmessers 0,34 mm Rechnung zu tragen. Die Verwendbarkeit eines Lasers mit reduziertem Durchmesser wurde dabei im Vorgängerexperiment auf Tauglichkeit getestet. Unter Verwendung eines Lasers von 13 mm Durchmesser, anstatt wie bisher 20 mm, konnte hier eine magnetische Falle ohne Einbußen in den Atomzahlen erzeugt werden. Erst bei 10 mm Laserdurchmesser ging die Atomzahl auf 2/3 des ursprünglichen Wertes zurück.

Durch Simulationen mit dem Programm Mathematica und der technischen Realisierung im Programm Autodesk Inventor ergeben sich die in Tab. 6.17 zusammengefassten Parameter für das neue Spulensystem.

Abb. 6.28 stellt einen Entwurf für die technische Realisierung der Spulen und deren Halterung da. Der Übersichtlichkeit halber sind die Spulen TR2b oben und unten nicht eingezeichnet. Diese befinden sich zwischen dem TR2-Spulenpaar und sind mit diesem identisch.

Die errechneten Magnetfelder und Gradienten für ein ausschließliches Betreiben jeweils eines Spulenpaares finden sich in Tabelle 6.18.

Aus den Tabellen ist ersichtlich, dass die erforderlichen 15 G Falltiefe und die 45 G/cm Mindestgradient, inklusive der angestrebten Sicherheitsmarge für ein sicheres Halten gegen die Schwerkraft, erfüllt sind.

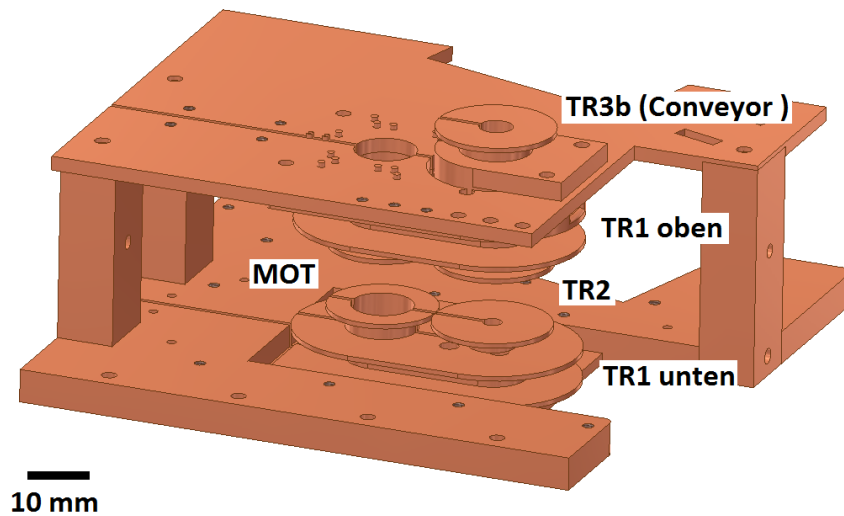


Abbildung 6.28: Technische Realisierung der MOT- und Transfer-Spulen, Details siehe Text.

### Der horizontale Transfer

Abb. 6.29 zeigt beispielhaft sechs der Teilschritte des Transfers von der MOT zum TR1-Spulenpaar. Hierbei sind die Magnetfeldwerte entlang der Mittelebene durch die MOT-Konstruktion abgebildet ( $x/y$ -Ebene). Die Kontourlinien des Magnetfeldes sind in 5 G-Schritten aufgetragen. In 6.29 a) ist deutlich das Fallenminimum im Zentrum der konzentrischen Kreise zu erkennen. Diese Konfiguration entspricht einem ausschließlichen Betreiben der MOT-Spulen, wie den oberhalb der Bilder angegebenen Stromwerten zu entnehmen ist. Die genauen Werte der Magnetfelder sind in der ersten Spalte in Tab. 6.18 abzulesen. In Abb. 6.29 b) und c) wird der Strom in der ersten Transferspule erhöht, was ein Ansteigen der Magnetfeldwerte und Gradienten zur Folge hat. Das Fallenzentrum beginnt sich nach rechts zu verschieben. Sobald die erste Transferspule ihren Maximalwert erreicht hat, wird der Strom in der vorhergehenden heruntergefahren. Dies ist in Abb. 6.29 e) und f) dargestellt. Die geringste Falltiefe wird dabei in Abb. 6.29 d) erreicht. Der sich öffnende Potentialtopf hat hier eine Tiefe von ca. 60 G. Das entspricht 4 mK. Da dies der beschränkende Faktor des horizontalen Transfers ist, ist diese Falltiefe in allen Teilabbildungen rot eingefärbt. In Abb. 6.29 f), dem ausschließlichen Betreiben der ersten Transferspule TR1, ist der Effekt des elongierten TR1-Spulenpaares am deutlichsten zu erkennen. Die Falltiefe an diesem Punkt ist in Tab. 6.18, zweite Spalte, aufgeführt. Insgesamt verschiebt sich das Fallenminimum von a) bis f) um 12 mm in das Zentrum des TR1-Spulenpaares. Vor dort schließt sich der Transfer in das Spulenpaar TR2 an. Für den horizontalen Transfer werden ausschließlich die beiden Spulen TR2 oben und unten verwendet<sup>38</sup>. Diese sind vergleichbar mit den MOT-Spulen aufgebaut und symmetrisch zu diesen, im Bezug auf die TR1-Spulen, angebracht. Die wegen des anschließenden vertikalen Transfers leicht höheren Windungszahlen ermöglichen das Verwenden niedrigerer Ströme in den TR2-Spulen. Die Spulen TR2 oben und unten weisen leicht voneinander

<sup>38</sup>Die Spulen TR2b oben und unten werden ausschließlich für den vertikalen Transfer verwendet.

abweichende Innenradien auf. Diese Asymmetrie ist wegen der Durchführung der Atomwolke, die den Innendurchmesser des oberen Spulenkörpers auf minimal 5 mm limitiert, erforderlich. So beträgt der Innenradius dieser Spule mindestens 6 mm. Hiermit wird ein geringerer Strom für die untere Spule benötigt, um den Transfer horizontal zu führen<sup>39</sup>. Ist die Wolke zwischen den TR2-Spulen angekommen, schließt sich der Beginn des vertikalen Transfers an.

Die vollständige Simulation zur Erprobung des Transfers wurde in Schritten von 0,1 A durchgeführt. Untersucht wurden hierbei die Magnetfelder, also die entsprechende Falltiefe, und die Gradienten, jeweils in allen drei Raumrichtungen auf das Erreichen der benötigten Werte.

### Der vertikale Transfer

Die Vorgehensweise des vertikalen Transfers wurde im Prinzip von der Vorgängerversion übernommen (vgl. Abschnitt 6.1.6). Allerdings wurden zwei zusätzliche Spulen TR2b oben und unten eingeführt. Entsprechend Abb. 6.27 sind diese zwischen den bisherigen TR2-Spulen angebracht, so dass es möglich wird, mit der Atomwolke direkt in den Conveyor-Zyklus, wie in Abschnitt 6.1.6 beschrieben, einzusteigen.

Des weiteren wurde die Anzahl der separat gestalteten ersten Spulen des Conveyors (TR3) von fünf auf zwei Spulen gesenkt, um entsprechend Zuleitungsdrähte für die TR2b-Spulen zu Verfügung zu haben. Bisher waren diese Spulen eingeplant, um die optimale Bahn beim Einfädern der Atome in den vertikalen Teil des Transfer sicherzustellen. Diese Justagemöglichkeit ergibt sich nun durch die vier separat geschalteten TR2-Spulen.

Die Simulationen für den vertikalen Transfer erfolgen analog zum im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren unter Berücksichtigung der erhöhten Gradientenwerte in z-Richtung, um der zusätzlichen Beschleunigung zu Beginn des Transfers Rechnung zu tragen. Hierbei wurde auf die Einhaltung der Sicherheitsmargen von 100 G/cm geachtet. Dabei ist es für den vertikalen Transfer notwendig, dass diese Werte nicht zwischen den nächsten Nachbarn, sondern den übernächsten Nachbarn aufgebracht werden können.

In Tabelle 6.19 sind die so errechneten Konstruktions-Parameter für die Spulen des vertikalen Transfers aufgelistet. Dabei sind die Spulen TR3a und TR3b mechanisch mit der MOT-Konstruktion verbunden und separat schaltbar. Ab TR3c befinden sich die Spulen in der Conveyor-Reihenschaltung, analog zum vertikalen Transfer der Vorgängerkonstruktion. Dabei haben alle aufeinander folgenden TR3-Spulen einen Zentrumsabstand von 10 mm. In Tab. 6.20 sind die berechneten Magnetfelder und Gradienten für jeweils die übernächsten Nachbarn aufgeführt. Um der Geometrie des Kryostaten Rechnung zu tragen, befinden sich ab der Spule TR3c teilweise Verkippungen um 8° der aufeinanderfolgenden Spulen im vertikalen Transfer. In Tabelle 6.20, letzte Spalte, sind die Werte für den Extremfall zweier aufeinander folgender, verkippter Spulen aufgeführt. Hierbei sind die Zentrumsabstände der Spulenabfolge dennoch konstant auf 10 mm gehalten. Es ist ersichtlich, dass die Verkippung zu einer leichten Verschlechterung der Werte führt.

Den Abschluss des magnetischen Förderbandes und des Transfers der Atomwolke bilden vier Conveyor-Spulen mit jeweils erhöhter Wicklungszahl von 360. Das ermöglicht durch die entsprechend größeren Magnetfelder und Gradienten einen größeren Abstand zwischen der dritten und vierten Spule. Dieser beläuft sich auf 10 mm und ermöglicht die Abbildung der transportierten Atomwolke durch die optischen Zugänge unterhalb der mK-Ebene. So ist eine Charakterisierung der Atomwolke nach dem Transport möglich.

<sup>39</sup>Dieser Faktor beläuft sich auf 0,83 (0,85 für das Spulenpaar TR2b).

## 6 Resultate

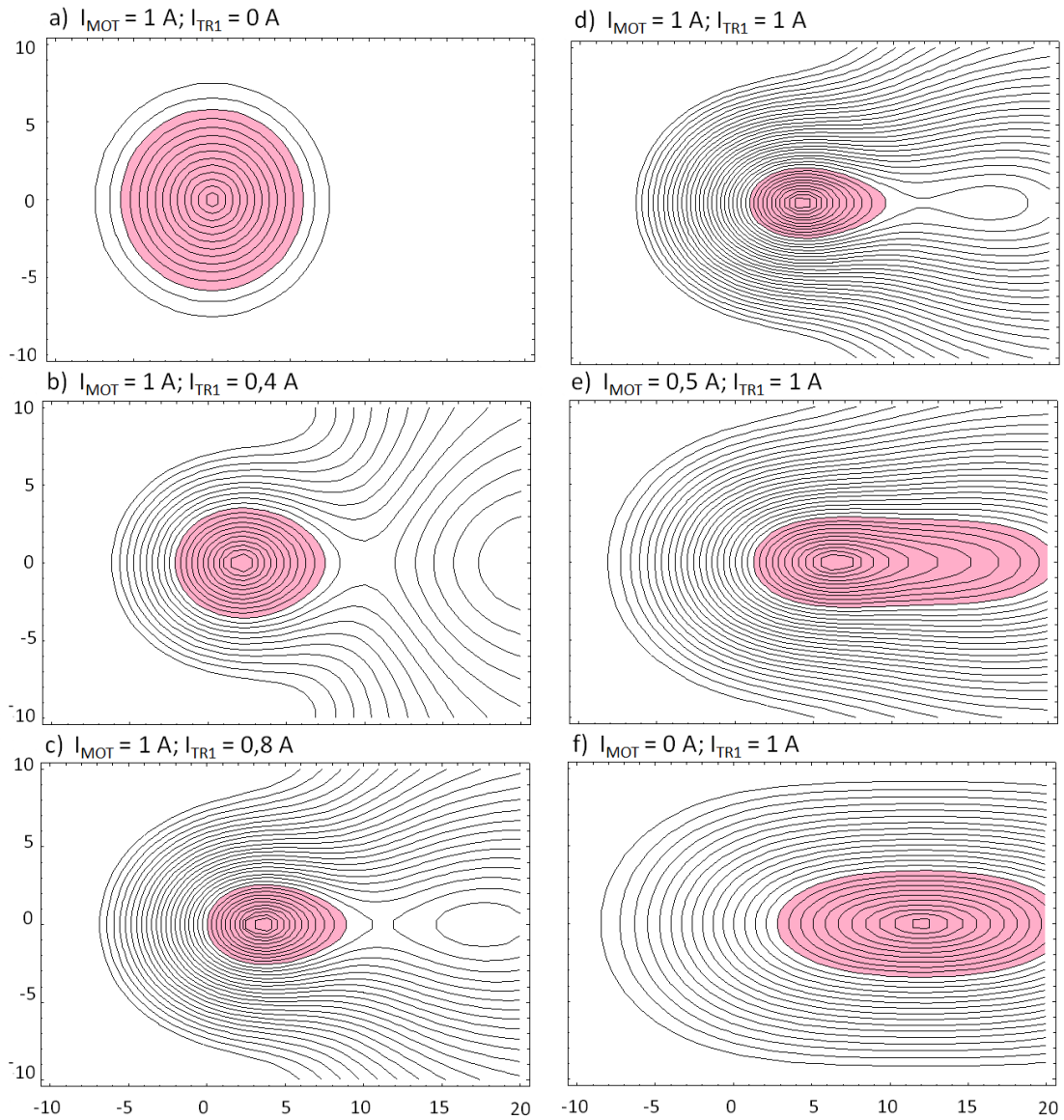


Abbildung 6.29: Potentiallinien des Magnetbetrags in der x/y-Ebene während des horizontalen Transfers aus den MOT-Spulen in das elongierte TR1-Spulenpaar. Die Linien sind in Abstand von 5 G angegeben, die Distanzen auf den Achsen in mm. In rot ist die minimale Falltiefe während des Transfers dargestellt.

## 6 Resultate

	Transfer TR3a, TR3b	Transfer TR3c, -d, ..
Innenradius [mm]	7,5	7,5
Außenradius [mm]	12,1	11,3
Höhe [mm]	3,8	3,8
Windungszahl	192	160

Tabelle 6.19: Spulenparameter des vertikalen Transfers. TR3a und -b sind mechanisch mit der MOT-Konstruktion verbunden und separat ansteuerbar, ab TR3c beginnt die Reihenschaltung des Interstage Conveyor. Die Zentrumsabstände sind konstant auf 10 mm gehalten.

	TR3a + c	TR3a + c (16°)
Magnetfeldbetrag x/y [G]	35	34/36
Magnetfeldbetrag z [G]	97	100
Magnetfeldgradient x/y [G/cm]	55	59/55
Magnetfeldgradient z [G/cm]	109	111

Tabelle 6.20: Magnetfelder und Gradienten des vertikalen Transfers der übernächsten Nachbarn (TRa + c), sowie des Extremfalles der übernächsten Nachbarn mit jeweiliger Verkippung um 8° (TR3a+c (16°)) bei einem Strom von je 1 A.

Mit einer Vorgabe von 100 G/cm für die Verschiebung nach oben ergeben sich die Spuleneigenschaften dieser vergrößerten Spulen wie in Tab. 6.21.

Da alle vier Spulen identisch gefertigt sind, entstehen die minimalen Parameter beim Betreiben des Spulenpaares TR4b + d durch dessen größeren Abstand. Beim maximal möglichen Strom von einem Ampere belaufen sich die Gradienten auf 70 G/cm in x/y-Richtung und 140 G/cm in z-Richtung. Die entsprechenden Magnetfeldwerte hierbei sind 65 G in x/y-Richtung und 165 G in z-Richtung.

Die mechanische Realisierung der MOT-Komponenten mit 0,3 mm-Draht entsprechend den vorgestellten Berechnungen erfolgt als nächster Schritt zur Optimierung des Spulensystems.

	Transfer TR4a + c	Transfer TR4b + d
Innenradius [mm]	7,5	7,5
Außenradius [mm]	18,9	18,9
Höhe [mm]	3,8	3,8
Windungszahl	360	360
Abstand [mm]	20	25

Tabelle 6.21: Spulenparameter der Abschlussspulen des magnetischen Förderbandes. Im Zwischenraum von Spulen TR4c und d sind 10 mm Abstand der Spulenkörper für den Laser vorgesehen, dies entspricht einem Zentrumsabstand der Spulen von 14,8 mm.



## 7 Zusammenfassung

Für das Socathes-Experiment (Solid State-Cold Atom Hybrid Quantum Devices) konnte erfolgreich der Prototyp eines supraleitenden Spulensystems zum Fangen, Kühlen und Transportieren von Atomen innerhalb eines trockenen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten in Betrieb genommen werden.

Die hierfür notwendigen Konzepte und Simulationen wurden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt und dementsprechend Spulen aus 0,1 mm-NbTi-Draht als Grundlage für Zeeman-Slower, magneto-optische Falle und für den Transport der ultrakalten Atomwolke erstellt und in den Kryostaten eingebaut.

Erste Tests dieser Spulen ergeben eine unerwartet hohe Degeneration der kritischen Ströme bis unterhalb der für das Betreiben des Systems notwendigen Werte. Als Ursache hierfür wurde die abschnittsweise Erwärmung des Drahtes an normalleitenden Abschnitten, wie an Steckverbindungen, ermittelt.

Zur Behebung dieses Problems wurden verschiedene thermische Ankerverfahren zur Kopplung der Problemstellen ans Kältereservoir des Mixers entwickelt, hergestellt und getestet<sup>1</sup>.

Diese Maßnahmen konnten die kritischen Ströme des Spulensystems so weit steigern, dass ein erster Test der Funktionsfähigkeit des Systems mit Atomen durchgeführt werden konnte. Dennoch musste, durch die erzielten kritischen Ströme des Spulensystems nach erfolgten Ankermaßnahmen, auf Drahtfehlstellen in Verlauf des NbTi-Drahtes geschlossen werden.

Die Funktionsfähigkeit der magneto-optischen Falle konnte durch das Laden mit Atomwolken von bis zu  $1 \cdot 10^9$  Rubidium-Atomen erfolgreich demonstriert werden.

Durch Umladen der Atome in die rein magnetische Falle der MOT-Spulen und Molassekühlen konnte eine Temperatur der Atomwolke von  $90 \mu\text{K}$  erreicht werden. Die Lebensdauer der Atomwolke in dieser Falle wurde zu 70 s gemessen.

Auch die Funktionsfähigkeit des magnetischen Transfer konnte erwiesen werden. Durch das Verschieben der Atomwolke vom MOT-Spulenpaar in das nächstgelegene Transport-Spulenpaar wurden ausschließlich Verluste aufgrund des Hintergrunddrucks des Kryostaten festgestellt<sup>2</sup>.

Um die Beschränkung des bisherigen Systems durch die reduzierten kritischen Ströme zu überwinden, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept für ein Spulensystem basierend auf NbTi-Draht mit 0,3 mm Durchmesser entwickelt. Entsprechende Simulationen und Berechnungen bilden den Abschluss der vorliegenden Arbeit.

Der nächste Schritt zur Optimierung des Spulensystems des Socathes-Experimentes besteht in dem Einbau und dem Test dieser Komponenten.

---

<sup>1</sup>Dies geschah im Team mit Martin Knufinke, Florian Jessen und Simon Bernon.

<sup>2</sup>Dieser Funktionstest mit Atomen im Kryostaten wurden im Wesentlichen von Florian Jessen und Simon Bernon sowie Simon Bell durchgeführt.

# Danksagungen

In allererster Linie möchte ich von ganzem Herzen meinem Doktorvater, Prof. Dr. Reinhold Kleiner, für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Dissertation danken.

- Ich bin äußerst dankbar für die Herzlichkeit, mit der du mich wieder in dein Team aufgenommen hast, nachdem ich von der Schule wieder zurück an die Universität wechseln wollte -

Gleichermaßen zu tiefstem Dank bin ich meinen direkten Teamkollegen, Florian Jessen und Martin Knufinke, verpflichtet, die mit mir die Höhen und Tiefen dieses komplexen Unterfangens 'Socathes' durchgestanden haben, das sich oft genug widerborstiger gezeigt hat als so manche (Schrödinger-) Katze =^.^=

.. sowie unseren nächsten Nachbarn, den Kellerkindern vom C2: Helge Hatterman und Patrizia Weiß..

.. und der kompetenten Unterstützung der fünf Stöcklinge Simon Bernon und Simon Bell.

.. und meiner ersten und einzigen Hiwi-Dame Katrin Meyer!

Besonderes Verständnis bekam ich vor allem von Karl-Heinz, dessen Namen oft genug Programm war und mich gleichermaßen häufig anstecken konnte  
- Freudenmann -

..fast in gleichem Zug zu nennen sind all die kompetenten Hände aus den feinmechanischen Werkstätten, die bestimmt froh sind, jetzt nicht mehr gar so viel OFHC verarbeiten zu müssen: Manfred Kleinmann, Norbert Stockmaier, Matthias Hofelich und Wolfgang Helle..

Auch meinen Zimmerkollegen Roman Wölbing und Tobias Schwarz herzlichen Dank für die angenehme und entspannte Atmosphäre - auch wenn ich das mit Arnold Schwarzenegger nie werde nachvollziehen können..

Von meinen vielen Stockwerkskollegen will ich an dieser Stelle Hanna Sickinger rausgreifen - vielen Dank für die inspirierenden Reiseberichte und deine offenen Ohren, deine einfühlsame Art..

## *Danksagungen*

Noch etwas weiter vom eigentlichen Socathes entfernt -

### *Fremdstockliche Unterstützung:*

.. Michael Bauer, als treuestem Freund überhaupt..

..Bruni - Brunhilde Eiskant - mit dir kam ich immer auf andere Gedanken – ähh, Mineralien meine ich ;-))

..Erich Gärtig für die gelegentlichen Ablenkungen und das Verständnis..

und, last but not least:

..Roland Speith, der trotz akuter Überarbeitung immer Zeit für ein Schwätzchen mit mir findet!

### *Jetzt noch Außerhausisch:*

..in erster Linie meinen Eltern, für alles was sie mir mitgegeben haben..

..im Besonderen nochmal meiner Mutter, da es einfach wundervoll ist so viel Unterstützung und bedingungslose Liebe zu bekommen..

.. und meinem ewigen Freund auf den Reisen meiner Seele - Kurt Hermann..

..Villigst ideell und in vielen einzelnen Personen für die eine und die vielen Chancen..

..meinem liebsten Kumpel César aus Brasilien, der mich auch im Tiefsten Tief noch zum Lachen bringen kann - ich hoffe du ziehst wirklich nach Deutschland ;-))

***.. und allen meinen Freunden und dem Leben selbst für die vielen Möglichkeiten, die sich mir bieten und noch bieten werden...***

# Literaturverzeichnis

- [Alb05] M. Albiez, R. Gati, J. Fölling, S. Hunsmann, M. Cristiani and M.K. Oberthaler, Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction, *Phys. Rev. Lett.* 95, 010402 (2005)
- [And95] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor, *Science* 269, 198 (1995)
- [Bao12] X.H. Bao, A. Reingruber, P. Dietrich, J. Rui, Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity, *Nature Phys.* 8, 517-521 (2012)
- [Bar57] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Phys. Rev.* 108, 1175 (1957)
- [Bel11] S. Bell, Cold electrons extracted from an ultracold plasma, Doktorarbeit University of Melbourne (2011)
- [Ben00] C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo, Quantum information and computation, *Nature* 404, 247-255 (2000)
- [Ber13] S. Bernon, H. Hattermann, D. Bothner, M. Knufinke, P. Weiss, F. Jessen, D. Cano, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, and J. Fortagh, Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip, *Nat. Commun.*, 326 10.1038/ncomms3380 (2013)
- [Blo08] I. Bloch, Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices, *Nature* 453, 1016-1022 (2008)
- [Bot13] D. Bothner, Micropatterned superconducting film circuitry for operation in hybrid quantum devices, Dissertation Universität Tübingen (2013)
- [Buc13] W. Buckel, R. Kleiner, *Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen*, Wiley-VCH (2013)
- [Can08] D. Cano, B. Kasch, H. Hattermann, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, J. Fortágh, Meissner Effect in Superconducting Microtraps, *Phys. Rev. Lett* 101, 183006 (2008)
- [Can08-1] D. Cano, B. Kasch, H. Hattermann, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, J. Fortágh, Impact of the Meissner effect on magnetic microtraps for neutral atoms near superconducting thin films, *Phys. Rev. A* 77, 063408 (2008)
- [Can08] D. Cano, Meissner effect in superconducting microtraps, Dissertation Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2008)
- [Can10] Private Kommunikation mit D. Cano, Arbeitsgruppe Quantenoptik der Universität Tübingen (2008-2010)

*Literaturverzeichnis*

- [Can11] D. Cano, H. Hattermann, B. Kasch, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle, and J. Fortagh, Experimental system for research on ultracold atomic gases near superconducting microstructures, *Eur. Phys. J. D* 319 63, 17 (2011)
- [Cas00] D. Cassetari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier, J. Schmiedmayer, Beam splitter for guided atoms, *Phys. Rev. Lett.* 85, 5483-5487 (2000)
- [Chi03] I. Chierescu, Y. Nakamura, C.J.P.M. Harmans and J.E. Mooij, Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit, *Science* 299, 1869 (2003)
- [Chi04] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker-Denschlag, R. Grimm, Observation of pairing gap in a strongly interacting Fermi gas, *Science* 305, 1128 (2004)
- [Cla03] J. Clarke, Flux Qubit Completes the Hat Trick, *Science* 299, 1850 (2003)
- [Cla08] J. Clarke, F.K. Wilhelm, Superconducting quantum bits, *Nature* 453, 1031-1042 (2008)
- [Cor02] E.A. Cornell, C.E. Wieman, Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments, *Rev. Mod. Phys.* 74, 875-893 (2002)
- [Dav95] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969 (1995)
- [Dav95-1] N. Davidson, H. Jin Lee, C. S. Adams, M. Kasevich und S. Chu: Long Atomic Coherence Times in an Optical Dipole Trap, *Phys. Rev. Lett.*, 74:1311–1314, (1995)
- [Deu10] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel, P. Rosenbusch, Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble, *Phys. Rev. Lett.* 105, 020401 (2010)
- [Dev04] M.H. Devoret, A. Wallraff, J.M. Martinis, Superconducting qubits: A short review. p. 11174. arXiv:cond-mat/0411174, (2004)
- [Div00] D. P. DiVincenzo, The Physical Implementation of Quantum Computation, *Fortschritte der Physik*, 48(9–11):771– 783 (2000)
- [Dut04] T. Duty, D. Gunnarsson, K. Bladh, P. Delsing, Coherent dynamics of a Josephson charge qubit, *Physical Review B* 69 (14): 140503, (2004)
- [Ekin06] J.W. Ekin, Experimental techniques for low temperature measurement: cryostat design, materials, and critical-current testing, Oxford Univ. Press, Oxford (2006)
- [Elr82] S.A. Elrod, J.R. Miller und L. Dresner, *Advances in Cryogenic Engineering - Materials*, Vol. 28, Springer (1982)

*Literaturverzeichnis*

- [Eur05] C. Henkel, J. Schmiedmayer and C. Westbrook, Atom chips: manipulating atoms and molecules with microfabricated structures, *European Physical Journal, D*, Vol. 35, 1-171 (2005)
- [Fol02] R. Folman, P. Krüger, J. Denschlag, C. Henkel, J. Schmiedmayer, Microscopic atom optics: From wires to an atom chip, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* 48, 263-356 (2002)
- [For07] J. Fortágh, C. Zimmermann, Magnetic microtraps for ultracold atoms, *Rev. Mod. Phys.* 79, 235 (2007)
- [For98] J. Fortágh, A. Grossman, T.W. Hänsch, C. Zimmermann, Fast loading of a magneto-optical trap from pulsed thermal source, *J. Appl. Phys.* 84, 6499-6501 (1998)
- [Fox05] M. Fox, *Quantum Optics - An Introduction*, University of Sheffield, Oxford (2005)
- [Gre01] M. Greiner, I. Bloch, T.W. Hänsch and T. Esslinger, Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance, *Phys. Rev. A*, Vol. 63, 031401 (R) (2001)
- [Gün03] A. Günther, *Integrierter AtomChip für ultrakalte Atome*, Diplomarbeit Universität Tübingen (2003)
- [Hat08] H. Hattermann, *Transport ultrakalter Atome mit einer optischen Dipolfalle*, Diplomarbeit Universität Tübingen (2008)
- [Hat13] H. Hattermann, *Interfacing cold atoms and superconductors*, Dissertation Universität Tübingen (2013)
- [Hen10] K. Henschel, J. Majer, J. Schmiedmayer, H. Ritsch, Cavity QED with an ultracold ensemble on a chip: prospects for strong magnetic coupling at finite temperatures, *Phys. Rev. A* 82, 033810 (2010)
- [Hes87] H.F. Hess, G.P. Kochanski, J.M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, T.J. Greytak, Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen, *Phys. Rev. Lett.* 59, 672-675 (1987)
- [Hij89] T.W. Hijmans, O.J. Luiten, I.D. Setija, J.T.M. Walraven, Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap, *Opt. Soc. Am. B*, 2235-2243 (1989)
- [Hin99] E.A. Hinds, I.G. Hughes, Magnetic atom optics: Mirrors, guides, traps, and chips for atoms, *J. Phys. D* 32, R119-R146 (1999)
- [Jes08] F. Jessen, *Supraleitende Niob Dünnschichtstrukturen für BEC Mikrofallen*, Diplomarbeit Universität Tübingen (2008)
- [Jes13] F. Jessen, M. Knufinke, S.C. Bell, P. Vergien, Trapping of ultra cold atoms in a  $^3\text{He}/^4\text{He}$  dilution refrigerator, *Appl. Phys. B* DOI 10.1007/s00340-013-5750-5 (2013)
- [Jes14] F. Jessen, *Dissertation Universität Tübingen (voraussichtlich 2014)*

*Literaturverzeichnis*

- [Jon60] R.E. Jones und A.M. Toxen, Thermal Conductivity of pure Indium, *Physical Review* 120, 4 (1960)
- [Kas10] B. Kasch, H. Hattermann, D. Cano, T. E. Judd, S. Scheel, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle, and J. Fortagh, Cold atoms near superconductors: atomic spin coherence beyond the Johnson noise limit, *New J. Phys.* 12, 065024 (2010)
- [Ket02] W. Ketterle, Nobel Lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser, *Rev. Mod. Phys.* 74, 1131-1151 (2002)
- [Ket99] W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, Bose-Einstein condensation in atomic gases, *Proc. Int. School of Phys. „Enrico Fermi”*, 67 (1999)
- [Kit99] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenburg (1999)
- [Knu13] M. Knufinke, *Aufbau und Entwicklung von Experimenten an Supraleiter-Atom-Hybridsystemen*, Dissertation Universität Tübingen (2013)
- [Lad10] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, Quantum computers, *Nature* 464, 45-53 (2010)
- [Lou74] O.V. Lounasmaa, *Experimental Principles and Methods Below 1 K*, Academic Press, London (1974)
- [Mak01] Y. Makhlin, G. Schön, A. Shnirman, Quantum-state engineering with Josephson-junction devices, *Reviews of Modern Physics* 73 (2): 357, (2001)
- [Mar09] J.M. Martinis, Superconducting phase qubits, *Quantum Information Processing*, 8(2–3):81–103 (2009)
- [Met99] H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer (1999)
- [Mig85] A L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergeman, H. Metcalf, First observation of magnetically trapped neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2596-2599 (1985)
- [Min13] S. Minniberger, F. Diorico, S. Haslinger, C. Hufnagel, C. Novotny, N. Lippok, J. Majer, S. Schneider und J. Schmiedmayer, Magnetic conveyor belt transport of ultracold atoms to a superconducting atomchip, *Appl. Phys. B* DOI 10.1007/s00340-014-5790-5 (2014)
- [Muk07] T. Mukai, C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba and F. Shimizu, Persistent Supercurrent Atom Chip, *Phys. Rev. Lett* 98, 260407 307 (2007)
- [Mun92] H.-J. Munding, H.-U. Häfner, M. Mattern-Klosson, H. Klein, U. Timm, A new cryopump with a very fast regeneration system, *Vacuum* 43, 545 (1992)
- [Mül10] T. Müller, B. Zhang, R. Fermani, K.S. Chan, Z.W. Wang, C.B. Zhang, M.J. Lim and R. Dumke, Trapping of ultra-cold atoms with the magnetic field of vortices in a thin-film superconducting micro-structure, *New J. Phys.* 12, 043016 (2010)
- [Nak00] Y. Nakamura, Y.A. Pashkin, J.S. Tsai, Quantum Coherence and Quantum Computing, in *Macroscopic*, Kluwer Academic, Dordrecht (2000)

*Literaturverzeichnis*

- [Nak97] Y. Nakamura, C.D. Chen, J.S. Tsai, Spectroscopy of energy-level splitting between two macroscopic quantum states of charge coherently superposed by Josephson coupling, *Phys. Rev. Lett* 79, 2328 (1997)
- [Nak99] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, J.S. Tsai, Coherent control of macroscopic quantum states in a single Cooper pair box, *Nature (London)* 398, 786 (1999)
- [Nir06] T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, Realisation of a Superconducting Atom Chip, *Phys. Rev. Lett.* 97, 200405 (2006)
- [Oxf09] Oxford Instruments, Operators Handbook, Triton200 Cryofree UHV Dilution Refrigerator Issue 2.2 (2009)
- [Oxf13] Oxford Instruments, Private Kommunikation mit der Arbeitsgruppe Festkörperphysik der Universität Tübingen (2010-2013)
- [Pai11] D.H. Paik, I. Schuster, L.S. Bishop, G. Kirchmair, G. Catelani, A.P. Sears, B.R. Johnson, M.J. Reagor, L. Frunzio, L.I. Glazman, S.M. Girvin, M.H. Devoret, and R.J. Schoelkopf, Observation of High Coherence in Josephson Junction Qubits Measured in a three Dimensional Circuit QED Architecture, *Phys. Rev. Lett.*, 107:240501 (2011)
- [Pet08] D. Petrosyan and M. Fleischhauer, Quantum Information Processing with Single Photons and Atomic Ensembles in Microwave Coplanar Waveguide Resonators, *Phys. Rev. Lett.* 100 , 170501 (2008)
- [Pet09] D. Petrosyan, G. Binsky, G. Kurizki, I. Mazets, J. Majer, and J. Schmiedmayer, Reversible state transfer between superconducting qubits and atomic ensembles, *Phys. Rev. A* 79 , 040304 (2009)
- [Phi82] W. D. Phillips, H. Metcalf, Laser Deceleration of an Atomic Beam, *Phys. Rev. Lett.* 48, 596 343 (1982)
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2631 (1987)
- [Rab06] P. Rabl, D. DeMille, J. M. Doyle, M. D. Lukin, R. J. Schoelkopf, and P. Zoller, Hybrid Quantum Processors: Molecular Ensembles as Quantum Memory for Solid State Circuits, *Phys. Rev. Lett.* 97, 033003 (2006)
- [Rei02] J. Reichel, Microchip traps and Bose-Einstein condensation, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 74, 469-487 (2002)
- [Rei99] J. Reichel, W. Hänsel, T. Hänsch, Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3398 (1999)
- [Ros73] A.C. Rose-Innes, Low temperature laboratory techniques, Professor of Physics and Electrical Engineering University of Manchester Institute of Science and Technology (1973)
- [Sch79] C. Schmidt, Simple method to measure the thermal conductivity of technical superconductors, e.g., NbTi, *Review of Scientific Instruments*, 50, 454 (1979)



*Literaturverzeichnis*

- [Sil90] C. Silber, Sympathetisches Kühlen von  $^6\text{Lithium}$  mit  $^{87}\text{Rubidium}$ , Dissertation Universität Tübingen (2006)
- [Sta93] G. Staudt, Experimentalphysik II, Attempto Verlag (1993)
- [Ste10] D.A. Steck, Rubidium 87 D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/> (2010)
- [Str06] E.W. Streed, A.P. Chikkatur, T.L. Gustavson, M. Boyd, Y. Torii, D. Schneble, G.K. Campbell, D.E. Pritchard, W. Ketterle, Large atom number Bose-Einstein condensate machines, *Review of Scientific Instruments*, 77(2):023106 (2006)
- [Tre04] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T.W. Hänsch, J. Reichel, Coherence in microchip traps, *Phys. Rev. Lett.* 92,203005 (2004)
- [Ver09] J. Verdú, H. Zoubi, C. Koller, J. Majer, H. Ritsch, and J. Schmiedmayer, Strong Magnetic Coupling of an Ultracold Gas to a Superconducting Waveguide Cavity, *Phys. Rev. Lett.* 103 , 043603 (2009)
- [Vio02] D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, M.H. Devoret, Manipulating the Quantum State of an Electrical Circuit, *Science* 296 (5569): 886–9, (2002)
- [Vul98] V. Vuletic, F. Fischer, M. Praeger, T.W. Hänsch, C. Zimmermann, Microscopic magnetic quadrupole trap for neutral atoms with extreme adiabatic compression, *Phys. Rev. Lett.* 80, 1634-1637 (1998)
- [Wal09] M. Wallquist, K. Hammerer, P. Rabl, M. Lukin, and P. Zoller, Hybrid quantum devices and quantum engineering, *Physica Scripta*, 014001 (2009)
- [Wei03] M. Weidemüller, C. Zimmermann, *Interactions in Ultracold Gases - from Atoms to Molecules*, Wiley-VCH (2003)
- [Wei10] P. Weiß, Hochauflösende Abbildung ultrakalter Quantengase und Berechnung einer Magnetfalle für Erbium-Atome, Diplomarbeit Universität Tübingen (2010)
- [Wei14] P. Weiß, M. Knufinke, S. Bernon, D. Bothner, R. Kleiner, D. Koelle, J. Fortágh, H. Hattermann, Sensitivity of ultracold atoms to quantized flux in a superconducting r
- [Wil95] P. A. Willems and K. G. Libbrecht, Creating long-lived neutral-atom traps in a cryogenic environment, *Phys. Rev. A* 51 , 1403 (1995)
- [Wil99] M.N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Oxford science publication (1983)
- [Wip68] S.L. Wipf, AC Losses in Superconductors, *J. Appl. Phys.* 39, 2538 (1968)
- [Yu02] Y. Yu, S. Han, X. Chu, S.-I. Chu, Z. Wang, Coherent Temporal Oscillations of Macroscopic Quantum States in a Josephson Junction, *Science* 296, 889 (2002)