

---

EINE KOMPAKTE QUELLE  
QUANTENENTARTETER GASE  
HOHEN FLUSSES FÜR DIE  
ATOMINTERFEROMETRIE  
UNTER SCHWERELOSIGKEIT

---

Von der Fakultät für Mathematik und Physik,  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**  
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Waldemar Herr,  
geboren am 06.12.1981  
in Tokmak

2013

Referent: Prof. Dr. Ernst Maria Rasel  
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer  
Datum der Promotion: 24.04.2013

# ZUSAMMENFASSUNG

---

Quantenentartete Gase bilden dank ihrer schmalen Impulsverteilung eine ideale Quelle zur Messung inertialer Kräfte mittels hochauflösender Atominterferometrie. Diese inertialen Quantensensoren versprechen vielfältige Anwendungen im Bereich der Geodäsie und Metrologie, bis hin zu Fragestellungen der fundamentalen Physik, wie zum Beispiel einem Test der Universalität des freien Falls. Bisher konnte die Erzeugung quantenentarteter Gase entweder mit hoher Teilchenzahl, oder hoher Repetitionsrate demonstriert werden. Für hochauflösende Quantensensoren ist jedoch eine Quelle quantenentarteter Gase nötig, die beide Eigenschaften vereint.

Da die Sensitivität solcher Quantensensoren quadratisch mit der freien Expansion des atomaren Ensembles wächst, bietet eine schwerelose Umgebung ideale Eigenschaften für die hochauflösende Atominterferometrie. Mit der technisch anspruchsvollen Demonstration erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit im Jahre 2007 [1] und der Beobachtung ihrer freien Entwicklung bis zu einer Sekunde [2] wurde der Weg zur Realisierung eines hochauflösenden Atominterferometers unter den Bedingungen des freien Falls geebnet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine kompakte und robuste Quelle quantenentarteter Gase entwickelt und charakterisiert. Diese Apparatur ermöglicht die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten aus Rubidium-87 mit einer Teilchenzahl von einigen  **$10^5$  Atomen** und einer Repetitionsrate von **0,5 Hz**. Zu diesem Zweck wurde die Atomchip-Technologie zur schnellen Erzeugung quantenentarteter Gase mit einem Doppel-MOT-System hohen Flusses zur Bereitstellung ultra-kalter atomarer Ensembles kombiniert. Die gesamte Apparatur ist in eine Katapult-taugliche Kapsel mit einem Nutzvolumen von etwa  **$0,3 \text{ m}^3$**  integriert, sodass das Experiment im Fallturm Bremen unter den Bedingungen des freien Falls mit einer Mikrogravitationsdauer von bis zu 9,2 Sekunden eingesetzt werden kann. Ferner wurde die Apparatur so konzipiert, dass eine Erweiterung auf Kalium als zweite atomare Spezies möglich ist und daher mit beiden atomaren Spezies simultan Interferometrie betrieben werden kann. Dies ermöglicht die Durchführung eines hochsensitiven Tests der Universalität des freien Falls mittels eines atominterferometrischen Vergleichs der Propagation von Materiewellen.

**Schlagwörter:**

Bose-Einstein-Kondensation, Schwerelosigkeit, Atominterferometrie



# ABSTRACT

---

Due to the narrow momentum spread, Quantum degenerate gases form an ideal source for atom interferometry. Such quantum sensors promise an outstanding performance in geodesy, metrology and fundamental tests in physics, e.g. a test of the universality of free fall. Thus far, the preparation of quantum degenerate gases has been shown either with high atom number or high repetition rate. However, for high resolution quantum sensors a source featuring both properties is needed.

Since the sensitivity of these quantum sensors scales quadratically with the unperturbed propagation time of the atomic ensembles, microgravity constitutes the ideal environment in which to perform the measurements. The first demonstration of quantum degenerate gases in microgravity in 2007 [1] and the observation of their unperturbed propagation for one second [2], paved the way for the realization of a high resolution atom interferometer in microgravity.

Within the framework of this thesis a compact and robust source of quantum degenerate gases has been realized, which will be discussed and characterized in this dissertation. This apparatus enables the production of Bose-Einstein condensates composed of  $10^5$  rubidium 87 atoms with a repetition rate of **0.5 Hz**. To achieve this, a double-MOT-system with a high flux of ultra cold atoms has been combined with the atom chip technology to rapidly obtain degeneracy in tight traps. The whole apparatus is integrated in a catapult-capable capsule with a payload volume of approximately **0.3 m<sup>3</sup>** enabling the utilization of the extended free fall in the drop tower Bremen of up to 9.2 seconds. Furthermore, the setup is designed to be operated simultaneously with a second atomic species – potassium. This combination allows for a test of the universality of free fall by means of atom interferometry.

**Key words:** Bose-Einstein condensation, microgravity, atom interferometry



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Experimenteller Aufbau</b>	<b>9</b>
2.1. Mikrogravitationsplattformen . . . . .	9
2.1.1. Der Fallturm Bremen . . . . .	11
2.1.2. Weitere Mikrogravitationsplattformen . . . . .	12
2.2. Aufbau der Katapultkapsel . . . . .	13
2.2.1. Definition des Koordinatensystems . . . . .	14
2.3. Lasersystem und optischer Aufbau . . . . .	15
2.3.1. Referenzlasermodule . . . . .	16
2.3.2. Rubidiummodul . . . . .	17
2.3.3. Mischmodul . . . . .	19
2.3.4. Strahlaufteilung und Aufweitung . . . . .	21
2.3.5. Katapult-taugliches Lasersystem . . . . .	24
2.4. Absorptionsabbildung und Fluoreszenz-Detektion . . . . .	25
2.4.1. Absorptionsabbildung . . . . .	25
2.4.2. Fluoreszenz-Detektion . . . . .	30
2.5. Elektronik . . . . .	31
2.5.1. Rauscharme Stromtreiber für die Atomchipsektion . . . . .	31
2.5.2. Atomchip-Stromverteiler und Sicherung . . . . .	32
2.5.3. Frequenzkette . . . . .	34
2.5.4. Elektrische Versorgung . . . . .	36
2.5.5. Thermisches Design . . . . .	36
2.6. Ultrahochvakuumssystem . . . . .	37
2.6.1. Vakuumpumpenkonzept . . . . .	37
2.6.2. Vakuumaufbau . . . . .	38
2.7. Rechnergestützte Experimentsteuerung . . . . .	41
2.7.1. Steuerrechner . . . . .	42
2.7.2. PXI-Experimentrechner . . . . .	44
2.8. Erzeugung und Kontrolle magnetischer Felder . . . . .	48
2.8.1. Spulen . . . . .	48
2.8.2. Atomchipaufbau . . . . .	49
2.8.3. Magnetische Abschirmung . . . . .	52

<b>3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip</b>	<b>55</b>
3.1. Atomares Quellsystem ultra-kalter Gase . . . . .	56
3.1.1. Bereitstellung der Alkaligase . . . . .	56
3.1.2. Charakterisierung der 2D <sup>+</sup> -MOT . . . . .	57
3.1.3. Charakterisierung der 3D-Chip-MOT und der Kompressions-MOT . . . . .	60
3.2. Optische Melasse und optische Zustandspräparation . . . . .	65
3.3. Magnetfallen . . . . .	68
3.3.1. Die Quadrupolfalle . . . . .	70
3.3.2. Die harmonischen Magnetfallen . . . . .	71
3.4. Evaporative Kühlung . . . . .	75
3.5. Zusammenfassung, Diskussion und Einordnung der Ergebnisse .	78
3.5.1. Zusammenfassung und Diskussion . . . . .	78
3.5.2. Einordnung der Ergebnisse . . . . .	81
<b>4. Bose-Einstein-Kondensation</b>	<b>83</b>
4.1. Theorie der Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	83
4.1.1. Die Gross-Pitaevskii-Gleichung . . . . .	83
4.1.2. Die kritische Temperatur . . . . .	86
4.2. Experimentelle Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation . . .	88
<b>5. Simulationen der Magnetfelder und der Fallenpotentiale</b>	<b>91</b>
5.1. Beschreibung des Simulationsprogramms . . . . .	91
5.2. Magnetfelder der Spulen . . . . .	93
5.3. Magnetfelder des Atomchipaufbaus . . . . .	95
5.3.1. Simulationen der mesoskopischen Strukturen . . . . .	96
5.3.2. Simulationen des Basischips . . . . .	102
5.3.3. Simulationen des Experimentchips . . . . .	104
5.3.4. Simulationen der Kombination der drei Lagen des Atomchipaufbaus . . . . .	105
5.4. Eichung der Simulation . . . . .	108
<b>6. Ausblick</b>	<b>113</b>
6.1. Atominterferometrie mit Rubidium . . . . .	114
6.2. Interferometrie mit Rubidium auf langen Zeitskalen im Katapultbetrieb . . . . .	115
6.3. Erweiterung auf Kalium und Test des Äquivalenzprinzips . . . .	118
6.4. Nachfolgemission MAIUS . . . . .	120
<b>A. Kompakte Elektronik</b>	<b>121</b>
A.1. Stromversorgung . . . . .	122



A.2. NI-FPGA-Schnittstelle . . . . .	122
A.3. Frequenzgenerator . . . . .	122
A.4. Blendenansteuerung . . . . .	123
A.5. Temperaturregler . . . . .	123
A.6. TA- und Laserdiodenstromtreiber . . . . .	124
A.7. Frequenz-zu-Spannungs-Konverter . . . . .	124
A.8. Frequenzregelmodul . . . . .	124
A.9. Ionengetterpumpentreiber . . . . .	125
A.10. UHV-Messsensormonitor . . . . .	125
<b>B. Evolutionärer Algorithmus</b>	<b>127</b>
B.1. Theoretische Behandlung der erweiterten „Differential Evolution“	127
B.2. Implementierung im QUANTUS-II-Experiment . . . . .	130
B.3. Beispiele von Optimierungen mit Hilfe des evolutionären Algo- rithmus . . . . .	132
B.3.1. Optimierung der 3D-Chip-MOT . . . . .	133
B.3.2. Optimierung der optischen Melasse . . . . .	137
B.3.3. Optimierung der evaporativen Kühlung . . . . .	138
<b>C. Position des 2D<sup>+</sup>-MOT-Strahls</b>	<b>143</b>
<b>D. Aufnahme der Apparatur</b>	<b>145</b>



# 1. Einleitung

Eine zufällig aufgeschnappte Unterhaltung  
zwischen Herrn Salvati und Herrn Simplicio:

*„SALV. If then we take two bodies whose natural speeds are different, it is clear that on uniting the two, the more rapid one will be partly retarded by the slower, and the slower will be somewhat hastened by the swifter. Do you not agree with me in this opinion?*

*SIMP. You are unquestionably right.*

*SALV. But if this is true, and if a large stone moves with a speed of, say, eight while a smaller moves with a speed of four, then when they are united, the system will move with a speed less than eight; but the two stones when tied together make a stone larger than that which before moved with a speed of eight. Hence the heavier body moves with less speed than the lighter; [...] Thus you see [...] how, from your assumption that the heavier body moves more rapidly than the lighter one, I infer that the heavier body moves more slowly.*

*SALV. [...] Note that it is necessary to distinguish between heavy bodies in motion and the same bodies at rest. [...] You must therefore conclude that, during free and natural fall, the small stone does not press upon the larger and consequently does not increase its weight as it does when at rest.*

*SALV. [...] We infer therefore that large and small bodies move with the same speed provided they are of the same specific gravity.“*

Galileo Galilei  
*THE TWO NEW SCIENCES OF GALILEO* (1604, neu veröffentlicht 1954)  
Seiten 63–64

Quod erat demonstrandum [3]?

– Mich beschleicht da ein blümerantes Gefühl.

## Das Äquivalenzprinzip

Von jeher beschäftigt die Eigenschaft der Universalität des freien Falls die Wissenschaft. Bereits Galileo Galilei und Isaac Newton überprüften diese Universalität mit Pendelversuchen. Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts wurde die Messmethode mittels Torsionswaagen von P. Zeeman und L. Eötvös verfeinert. Seitdem wird die Abweichung vom freien Fall zweier Probemassen  $A$  und  $B$  von Experimenten, die eine (Un)Gleichheit von schwerer und träger Masse messen wollen, mittels des Eötvös-Verhältnisses

$$\eta = \frac{g_A - g_B}{g_A + g_B}$$

bestimmt. Dieses Verhältnis gibt die Differenz der lokalen Beschleunigungen  $g_A$  und  $g_B$  zweier Probemassen normiert auf deren Summe an. L. Eötvös selbst erreichte eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $5 \cdot 10^{-9}$  [4], indem er unterschiedlichste Stoffgemische mittels der von ihm entwickelten Torsionswaage miteinander verglich.

Diese Universalität des freien Falls, auch schwaches Äquivalenzprinzip genannt, in Kombination mit den Erkenntnissen von Ernst Mach, später von Albert Einstein in das Relativitätsprinzip und das Machsche Prinzip unterschieden, führten A. Einstein zu der Entwicklung der allgemeinen Relativitätstheorie [5]. A. Einstein bemerkte zum Äquivalenzprinzip:

„Das Prinzip [...] hat den Ausgangspunkt der ganzen Theorie gebildet [...]; es kann sicherlich nicht verlassen werden, solange man am Grundgedanken des theoretischen Systems festhalten will.“

Trotz vieler Tests wurde bis heute keine Abweichung von den Vorhersagen der Allgemeinen Relativitätstheorie gefunden. Somit bewahrt sie weiterhin ihre Gültigkeit für die moderne Wissenschaft.

Jedoch hat sich die Betrachtung des Äquivalenzprinzips gewandelt. Von A. Einstein als gegeben zur Entwicklung seiner Theorie akzeptiert, ist das Äquivalenzprinzip heutzutage umso mehr Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen [6]. Auf der Suche nach einer Theorie von Allem zeigt sich bis heute eine Diskrepanz in den Vorhersagen der Theorie der Quantenmechanik und der allgemeinen Relativitätstheorie. Prominentestes Beispiel hierfür ist die von der Quantenmechanik geforderte Vakuumenergie, welche um Größenordnungen höher liegt, als die von der allgemeinen Relativitätstheorie zur Erklärung der Expansionsrate des Universums erlaubte. Ferner ist die Einbettung grundlegender Eigenschaften der Quantenmechanik, wie Interferenz und Verschränkung, in die allgemeine Relativitätstheorie ungeklärt. Viele Theorien, die eine Vereinheitlichung

---

anstreben, neigen zu Verletzungen fundamentaler Annahmen, wie dem Äquivalenzprinzip. Somit könnte die experimentelle Bestätigung einer Verletzung des Äquivalenzprinzips einen Hinweis auf eine mögliche Weiterentwicklung der physikalischen Theorie geben.

Daher wurden seit den Versuchen von P. Zeeman und L. Eötvös eine Reihe weiterer Messungen zum Eötvös-Verhältnis durchgeführt. Die Sensitivität der Torsionswaagen konnte bis heute auf  $0,3 \pm 1,8 \cdot 10^{-13}$  verbessert werden [7]. Weiterhin war es dank aufwändiger Modellierung der gravitativen Verschiebung durch die Abstandsmessungen von Erde und Mond durch das *Lunar Laser Ranging*-Projekt möglich, eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $2 \cdot 10^{-13}$  zu erreichen [8]. Der Mond war auch Ausgangspunkt einer weiteren Messung zum Äquivalenzprinzip. Kurz vor Ende der Mondmission Apollo 15 demonstrierte D. R. Scott mit einer Falkenfeder und einem Hammer, dass die Fallbeschleunigung eines Objekts im Vakuum unabhängig von seiner Masse ist. Eine Sensitivität kann für diese Messung nicht angegeben werden.

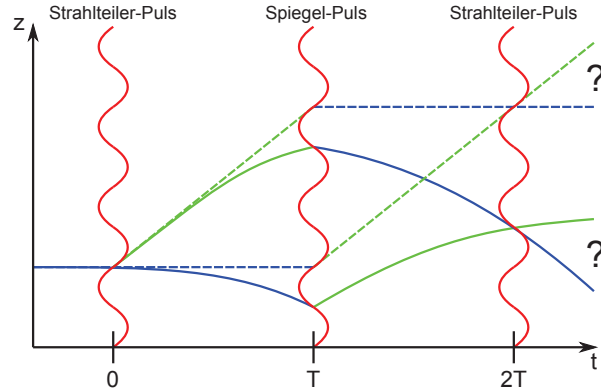
### Atominterferometrie zum Testen des Äquivalenzprinzips

Ein vielversprechendes Messverfahren zur genaueren Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses bietet die Materiewellen-Interferometrie. Die zwingende Existenz von Materiewellen erkannte Louis de Broglie 1924. In seiner Dissertation verallgemeinerte er, dass nicht nur Photonen, sondern auch massebehaftete Teilchen dem Welle-Teilchen-Dualismus unterliegen [9]. Somit kann jedem Objekt mit dem relativistischen Impuls  $p$  eine Wellenlänge  $\lambda$  über

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}$$

zugeordnet werden. Hierbei steht  $\hbar$  für das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Schnell konnte diese Wellennatur für Elektronen nachgewiesen werden [10]. Es dauerte jedoch bis zum Ende des zwanzigsten Jahrhunderts, die Wellennatur von Atomen [11] und erste Ergebnisse zur Demonstration ihrer Eignung zur Interferometrie zu zeigen [12, 13]. Zur selben Zeit wurde auch ihre Bedeutung zur präzisen Messung von Rotationen [14] oder Beschleunigungen [15] erkannt.

Zur Messung einer Beschleunigung wird ein atomares Ensemble frei fallen gelassen und während der freien Entwicklung die interferometrische Messung mittels der Atom-Licht-Wechselwirkung durchgeführt. Im Falle der Mach-Zehnder-Geometrie wird die atomare Wolke zunächst mit einem Puls zweier gegenläufiger Lichtwellen mit der effektiven Kreiswellenzahl  $k_{\text{eff}}$  in eine kohärente Superposition zweier unterschiedlicher Impulszustände  $|p\rangle$  und  $|p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  überführt.



**Abbildung 1.1.:** Schema der Mach-Zehnder-Geometrie für ein ruhendes und ein frei fallendes Experiment. Der in das Interferometer einlaufende Zustand  $|p\rangle$  (blau) wird zum Zeitpunkt  $t = 0$  mit einem Strahlteiler-Puls in eine kohärente Superposition aus  $|p\rangle$  (blau) und  $|p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  (grün) überführt. Nach Durchlaufen des Interferometers kann durch die Besetzungsdifferenz der beiden Zustände  $|p\rangle$  und  $|p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  auf die im Interferometer wirkende Beschleunigung in Richtung der Licht-Pulse zurück geschlossen werden. Die Trajektorien sind für die beiden Fälle mit wirkender Beschleunigung (durchgezogen) und ohne wirkende Beschleunigung (gestrichelt) dargestellt.

Hierbei ist  $p$  der ursprüngliche Impuls des atomaren Ensembles und  $\hbar k_{\text{eff}}$  der effektiv übertragene Photonenimpuls durch die Strahlteilung. Nach einer freien Evolutionszeit  $T$  wird ein weiterer derartiger Lichtpuls angewandt, welcher die Impulse der Interferometrie-Zustände vertauscht. Mit einem abschließenden Lichtpuls wird die Materiewelle nach einer weiteren freien Evolutionszeit  $T$  zur Interferenz gebracht und es kann anhand der Besetzungsdifferenz zwischen den beiden atomaren Endzuständen auf eine wirkende Beschleunigung während der Interferometriesequenz zurück geschlossen werden. Diese Sequenz ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Atom-Licht-Wechselwirkung, der Propagation der atomaren Ensembles auf räumlich getrennten Trajektorien und deren Separation beim Rekombinationspuls ergibt sich in einer Mach-Zehnder-Geometrie der durch die Erdbeschleunigung induzierte führende Phasenterm [16]

$$\Delta\phi_a = -k_{\text{eff}}T^2a.$$

Dieser Skalierungsfaktor  $k_{\text{eff}}T^2$  ermöglicht es modernen Atom-Gravimetern die Erdbeschleunigung mit einer Auflösung  $\Delta g/g$  bis zu  $1 \cdot 10^{-10}$  zu messen [17, 18]. Interessanterweise nutzen Peters et al. [17] Cäsium-Atome für die Bestimmung der Erdbeschleunigung, während Schmidt et al. [18] hierfür Rubidium nutzte. Somit war es naheliegend den freien Fall zweier atomarer Spezies direkt miteinander zu vergleichen.

---

Dies schaffte die Grundlage für ein neues, komplementäres Messverfahren zur Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses - einem quantenmechanischen Test des Äquivalenzprinzips mittels hochauflösender Atominterferometrie. Mit dieser Art von Tests können isotopenreine Testmassen mit wohldefinierten Quantenzahlen auf das Eötvös-Verhältnis hin untersucht werden. Das Äquivalenzprinzip kann sowohl für Fermionen als auch für Bosonen überprüft werden. Weiterhin sind die Testmassen während des Tests weitestgehend in ihren Schwerpunkten überlagert und durchlaufen nahezu dieselbe Raum-Zeit-Trajektorie. Nicht zuletzt ermöglicht solch ein atomoptischer Test im Gegensatz zu Torsionswaagen die Messung der Universalität des freien Falls durch den freien Fall der Testmassen.

Die einzige Demonstration solch eines Tests gelang bisher S. Fray und M. Weitz [19]. Hierbei wurde die lokale Beschleunigung der beiden Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  im freien Fall gemessen. Der Vergleich erreichte eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis  $\eta$  von  $1 \cdot 10^{-7}$ . Seitdem steigt das internationale Interesse an solchen quantenmechanischen Tests des Äquivalenzprinzips und eine Reihe unterschiedlicher Experimente befinden sich momentan im Aufbau. In Berkeley, USA wird an einem Test unter der Verwendung der Isotope  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  geforscht [20]. Die Gruppe um M. Kasevich baut in Stanford, USA an einer zehn Meter hohen Atom-Fontäne, in der eine Mischung aus  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  untersucht werden soll [21]. Das I.C.E. Experiment aus Paris, Frankreich wird auf einen Betrieb mit den beiden Spezies  $^{39}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  erweitert [22]. In Hannover, Deutschland wird mit CAPRICE ebenfalls die Mischung von  $^{39}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  untersucht [23]. Insbesondere ist hier die Auswahl des *Space Time Explorer (STE) and Quantum Equivalence Principle Space Test (QUEST)* Satelliten-Projektes [24] unter die letzten vier Kandidaten einer M3-Mission des Cosmic Vision 2012-2025 Programms der Europäischen Weltraumorganisation zu erwähnen. Dieses Projekt wird neben einer Mikrowellenuhr ein Atominterferometer zur differentiellen Messung der lokalen Beschleunigung der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  im freien Fall nutzen. Hierbei sollen atomare Ensembles beider Isotope mit einer Teilchenzahl von  $10^6$  Atomen simultan präpariert und manipuliert werden. Mit einer freien Evolutionszeit im Interferometer von  $2T = 10\text{ s}$  soll eine differentielle Beschleunigung von  $3 \cdot 10^{-12}\text{ m/s}^2$  mittels einer Einzelmessung aufgelöst werden. Dank der angestrebten Wiederholrate der Messungen von  $1/(20\text{ s})$  verspricht diese Satellitenmission einen Test des Äquivalenzprinzips mit einer Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $1 \cdot 10^{-15}$ .

## Das Verbundprojekt QUANTUS

Zur Demonstration notwendiger Technologien einer Realisierung eines Atominterferometers in der für Satellitenmissionen relevanten Umgebung der Schwerelosigkeit wurde im Jahr 2004 das Verbundprojekt QUANTUS – Quantengase

unter Schwerelosigkeit – ins Leben gerufen. Dieses technisch sehr aufwändige Projekt der Universität Hannover, gemeinsam mit den Projektpartnern Universität Hamburg, Humboldt-Universität Berlin, Universität Bremen, Max-Planck Institut in München und der Universität Ulm, hatte in seiner ersten Phase die Zielsetzung der Realisierung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit [1]. Als Plattform zur Erzeugung einer schwerelosen Umgebung wurde der Fallturm Bremen gewählt, welcher eine Dauer an Schwerelosigkeit von 4,7 s ermöglicht. Im Jahr 2007 gelang die erste Erzeugung solch eines quantenentarteten Gases – eines Bose-Einstein-Kondensats – während des freien Falls im Fallturm.

Das Bose-Einstein-Kondensat ist ein im Jahr 1924 von A. Einstein auf Grund theoretischer Vorarbeiten von S. Bose vorhergesagter neuer Materiezustand [25, 26], welcher erst 71 Jahre später von der Gruppe um E. A. Cornell und C. E. Wiemann [27] und wenige Monate darauf auch von der Gruppe um W. Ketterle [28] beobachtet wurde. Dieser Materiezustand eignet sich aufgrund seiner extrem schmalen Impulsverteilung hervorragend als Quelle für die hochauflösende Atominterferometrie [29]. Die schmale Impulsverteilung erlaubt eine kohärente Manipulation mittels Licht mit hoher Effizienz und eröffnet die Möglichkeit der Detektion des atomaren Ensembles nach extrem langen freien Evolutionszeiten.

Diese langen freien Evolutionszeiten konnten im Rahmen des Verbundprojekts QUANTUS bis zu einer Dauer von 1 s demonstriert werden [2]. Mittlerweile wurde die Dauer auf 2 s erhöht und somit die gesamte verfügbare Fallzeit der QUANTUS-I-Apparatur ausgenutzt. Damit war der Grundstein für die Erweiterung der Experimente unter Schwerelosigkeit auf atominterferometrische Messungen gelegt.

### **Das QUANTUS-II-Experiment**

Da das QUANTUS-I-Experiment nicht für die Durchführung sensitiver Atominterferometrie einsetzbar ist, wurde 2008 mit der Konzeption und dem Aufbau einer Nachfolgeapparatur unter dem Namen QUANTUS-II begonnen. Diese Apparatur soll die Machbarkeit eines atominterferometrischen Vergleichs zweier atomarer Spezies zum Test des Äquivalenzprinzips unter Schwerelosigkeit demonstrieren. Zur Erhöhung der Dauer der Schwerelosigkeit soll das Experiment den nun einsatzbereiten Katapultbetrieb des Fallturms Bremen nutzen, um somit einen freien Fall von 9,2 s zur Verfügung zu haben.

Der Katapultmodus erforderte eine starke Miniaturisierung der QUANTUS-II-Apparatur auf ein Nutzvolumen von ungefähr  $0,3 \text{ m}^3$  und eine gleichzeitige Reduktion der Nutzlast auf 161,5 kg. Somit entstand die weltweit kompaktes-



---

te und leichteste Apparatur zur Erzeugung quantenentarteter Mischungen. Das Experiment wurde darauf ausgelegt, den gesamten experimentellen Zyklus eines Atominterferometers innerhalb der zur Verfügung stehenden 9,2s durchführen zu können. Hierzu wurde eine Quelle mit einem hohen atomaren Fluss [30] mit der Atomchip-Technologie [31, 32] kombiniert, welche für den Betrieb in Schwerelosigkeit optimiert worden ist. Durch diese Weiterentwicklung ist die QUANTUS-II-Apparatur in der Lage, Bose-Einstein-Kondensate aus Rubidium mit einer Teilchenzahl von einigen  $10^5$  Atomen alle zwei Sekunden zu erzeugen. Dies wird eine verfügbare Dauer der Schwerelosigkeit bis zu sieben Sekunden für atominterferometrische Messungen im Katapulteinsatz ermöglichen. Da mit Hilfe der Atomchip-Technologie bereits die schnelle Erzeugung quantenentarteter Mischungen demonstriert wurde [33], fiel die Wahl der zweiten atomaren Spezies auf Kalium.

Im folgenden **Kapitel 2** wird der **experimentelle Aufbau** der QUANTUS-II-Apparatur ausführlich dargelegt. Es werden neben der genutzten Plattform zur Erzeugung einer schwerelosen Umgebung alle verbauten Komponenten des Experiments in ihre funktionalen Gruppen unterteilt dargestellt. **Kapitel 3** widmet sich der **Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf dem Atomchip**. In diesem Kapitel wird der Prozess von der Erzeugung eines Rubidium-Hintergrunddampfdrucks, über die Bereitstellung des hohen atomaren Flusses, bis hin zur Kühlung des gesammelten Ensembles in den Magnetfallen des Atomchip-Aufbaus bis zur Quantenentartung dargelegt und diskutiert. Die **Bose-Einstein-Kondensation** ist Gegenstand der Untersuchung des **Kapitel 4**, in welchem zunächst das grundlegende theoretische Rüstzeug zu Bose-Einstein-Kondensation rekapituliert wird, bevor experimentelle Ergebnisse vorgestellt werden. Das darauf folgende **Kapitel 5** stellt ein Computerprogramm vor, mit welchem **Simulationen der Magnetfelder und der Fallenpotentiale** vorgenommen worden sind. Nach einer kurzen Beschreibung des Programms, werden in diesem Kapitel Simulationen zu den Ergebnissen der Experimente vorgestellt, aber auch für den weiteren Fortschritt des Experiments wichtige Simulationsergebnisse aufgezeigt. Diese Dissertation schließt mit **Kapitel 6**, einem **Ausblick**. Dieses Kapitel erläutert die kommenden nötigen Schritte zur Realisierung eines Atominterferometers unter Schwerelosigkeit und der Erweiterung des Experiments auf einen Betrieb mit Kalium-Atomen. Weiterhin wird eine Nachfolgemission unter dem Namen MAIUS vorgestellt, welche basierend auf den in dieser Dissertation gewonnenen Erkenntnissen erste quantenentartete Gase im Weltraum ermöglichen wird. Ein nächster wichtiger Schritt in Richtung der Realisierung eines Atominterferometers zum Test des Äquivalenzprinzips mittels einer Satellitenmission.



## 2. Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel widmet sich der experimentellen Realisierung der Apparatur QUANTUS-II. Die Herausforderung bei der Umsetzung dieses Experiments bestand vor allem in der drastischen Reduktion an Größe und Gewicht bei zeitgleicher Implementation zusätzlicher Technologien und einer Erweiterung um eine weitere Atomspezies im Vergleich zum Vorgängerexperiment QUANTUS-I. Zwar diente QUANTUS-I als Vorlage für den Bau eines Experiments für den Einsatz am Fallturm Bremen, es konnte jedoch aufgrund der neuen Herausforderungen fast keine mit QUANTUS-I erprobte Technologie in QUANTUS-II wiederverwendet werden. Deswegen wird in diesem Kapitel ausführlich der experimentelle Aufbau der QUANTUS-II-Apparatur beschrieben. Neben der Apparatur gehört zur experimentellen Realisierung auch die Bereitstellung der benötigten Mikrogravitationsumgebung. Daher werden zu Beginn dieses Kapitels zunächst einige **Mikrogravitationsplattformen** vorgestellt und insbesondere auf die genutzte Plattform, den Fallturm Bremen, eingegangen. Anschließend wird der **Aufbau der Katapultkapsel** dargelegt. Hierzu gehören das **Lasersystem und der optische Aufbau**, der Aufbau zur **Absorptionsabbildung und Fluoreszenz-Detektion**, die genutzte **Elektronik** und das **Ultrahochvakuumsystem**. Ferner folgt eine Beschreibung der sehr individuellen **rechnergestützten Experimentsteuerung**, welche einen nanosekunden-genauen, ferngesteuerten und autonomen Betrieb des Experiments ermöglicht. Das Kapitel schließt mit der Darlegung der **Erzeugung und Kontrolle magnetischer Felder**, da den Magnetfeldern zur Manipulation der verwendeten Atome eine bedeutende Rolle im experimentellen Ablauf zukommt.

### 2.1. Mikrogravitationsplattformen

Zur Erzeugung einer Umgebung, in welcher Mikrogravitation herrscht, gibt es unterschiedliche Ansätze. Zum einen wird in passiven Falltürmen versucht, einen luftreibungsfreien Fall innerhalb einer evakuierten Röhre zu gewährleisten. Hierbei wird innerhalb einer frei fallenden Kabine für die Dauer des Falls Schwerelosigkeit erzeugt. Einen weiteren Zugang zur Schwerelosigkeit bieten aktive Falltürme. Bei dieser Variante wird über einen Regelkreis aktiv der Fall einer

## 2. Experimenteller Aufbau

---

Mikrogravitationsplattform	$\mu\text{g}$ -Güte	$\mu\text{g}$ -Dauer	Verfügbarkeit/Jahr
Fallturm Bremen	$10^{-6}$	9,2 s	1,3 Stunden
Aktiver Fallturm	-	4 s	12 Stunden
Parabelflug Zero-G	$10^{-3}$	20 s	4 Stunden
Forschungsrakete	$10^{-6}$	300 s	0,5 Stunden
Internationale Raumstation	$10^{-4}$	$\infty$	365 Tage
Satellitenmission	$< 10^{-6}$	$\infty$	365 Tage

**Tabelle 2.1.:** Vergleich der im Abschnitt dargestellten Mikrogravitationsplattformen. Die Verfügbarkeit pro Jahr wurde folgendermaßen abgeschätzt<sup>1</sup>:

Fallturm Bremen: 2 Katapultstarts pro Werktag zu 9,2 Sekunden; Aktiver Fallturm: 48 Katapultstarts pro Werktag zu 4 Sekunden; Parabelflug Zero-G: 10500 Parabeln seit 1997 zu je 20 Sekunden; Forschungsrakete: 7 Raketenstarts des Esrange Space Center in 2011 zu 300 Sekunden.

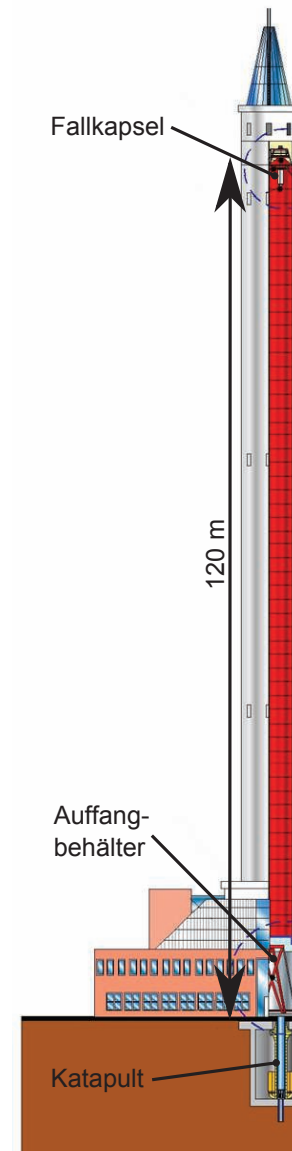
Kabine auf den lokalen Wert der Erdanziehungskraft geregelt. Bei beiden Systemen ist eine Verdoppelung der Dauer der Schwerelosigkeit möglich, indem die Freifallkabine über ein Katapultsystem auf eine kräftefreie Freifallparabel beschleunigt wird. Eine weitere Variante an Parabelflügen wird mit Flugzeugen oder Raketensystemen realisiert. Im Falle des atmosphärischen Parabelflugs eines Flugzeugs regelt der Pilot den freien Fall des Flugzeugs durch die Atmosphäre. Bei Forschungsraketen erfolgt die Phase der Schwerelosigkeit in einer Höhe über 100 km. Ab dieser Höhe ist die Atmosphäre bereits stark ausgedünnt, sodass die restliche Luftreibung vernachlässigt werden kann. Einen noch höheren Betriebspunkt bieten Weltraum-basierte Missionen. Für atomoptische Experimente wäre der Einsatz auf der Internationalen Raumstation (engl.: *International Space Station*, kurz ISS) oder einer dedizierten Satellitenmission interessant. Unterschieden werden diese Mikrogravitationsplattformen in ihrer Güte der Mikrogravitation  $\Delta g/g$ , die Dauer der nutzbaren Mikrogravitationsphasen, die Verfügbarkeitsdauer der Plattform und die Anforderungen an das zu betreibende Experiment. Tabelle 2.1 fasst die Eigenschaften der in diesem Abschnitt beschriebenen Mikrogravitationsplattformen zusammen. Nachfolgend werden zunächst ausführlich der Fallturm in Bremen und anschließend die weiteren Mikrogravitationsplattformen beschrieben.

---

<sup>1</sup>Parabelflüge von <http://www.novespace.fr/en,home.html>. Forschungsrakete von <http://www.sscspace.com/products-services/rocket-balloon-services/launch-services-esc/current-campaigns>

### 2.1.1. Der Fallturm Bremen

Der Fallturm Bremen ist eine wissenschaftliche Einrichtung des Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) der Universität Bremen und dient der Generierung einer schwerelosen Umgebung. Überwiegend wird diese Mikrogravitationsplattform für weltraumbezogene Forschung, z. B. der Dynamik von Gasen oder Fluiden unter Schwerelosigkeit, genutzt. Kern des Fallturms ist eine 120 m hohe, freistehende Stahlröhre, die innerhalb eines 145 m hohen Stahlbetonturms steht und somit von äußeren Einflüssen geschützt wird. Diese Stahlröhre kann innerhalb von zwei Stunden auf unter 20 mbar evakuiert werden und bietet somit eine Umgebung für einen luftreibungsfreien Fall einer Experimentkapsel von ungefähr 4,7 s. In einem weiteren Betriebsmodus kann mittels eines pneumatischen Katapultsystems unterhalb des Turms eine Experimentkapsel auf eine Freifallparabel innerhalb der Stahlröhre katapultiert werden. Die dabei entstehenden Restdrehungen der Kapsel liegen unterhalb von  $2^\circ/\text{s}$  in axialer und  $0,2^\circ/\text{s}$  in den weiteren Richtungen. Die Dauer der Mikrogravitation wird hierdurch auf ungefähr 9,2 s erhöht. Am Anfang der Mikrogravitationsphase steht ein Übergang von 1 g in die Mikrogravitation. Im Falle des Fallbetriebes wird dieser Übergang von Schwingungen der Kapselplattformen begleitet, welche jedoch innerhalb von 50 ms auf ein Level von  $\Delta g/g = 10^{-5}$  durch die Kompositstruktur der Plattformen gedämpft werden. Nach 1,2 s des Falls erreicht die  $\mu\text{g}$ -Güte einen Wert von unter  $10^{-6}$ . Zu Beginn eines Katapultstarts wird die Experimentkapsel zunächst auf bis zu 35 g beschleunigt und tritt erst dann in die Mikrogravitationsphase ein. Dieser scharfe Übergang zu Beginn des Experimentzyklus induziert in den Kapselplattformen Schwingungen, die erst nach zwei Sekunden auf einen Wert unter  $\Delta g/g = 10^{-6}$  gedämpft werden. Am Ende der Mikrogravitationsphase wird die bis zu 166 km/h schnelle Kapsel durch den Eintritt in einen mit Polystyrolkugeln gefüllten Auffangbehälter innerhalb von 200 ms abgebremst. Die dabei entstehenden Beschleunigungen von bis zu 50 g führen zu einer Kompression der Polystyrolkugeln, die somit unbrauchbar für ein weiteres Auffangen einer Kapsel werden. Zur Bergung der Kapsel aus



**Abbildung 2.1.:** Schematische Darstellung des Fallturms Bremen.

dem Auffangbehälter und zum Auffrischen der Polystyrolkügelchen muss der Stahlturm geöffnet werden. Anschließend kann erneut eine Experimentkapsel für den Betrieb im Fallturm bereit gestellt, die Stahlröhre wieder geschlossen und der Turm erneut evakuiert werden. Durch diese Prozedur ist der Fallturm Bremen auf maximal drei Experimente in Mikrogravitation pro Tag limitiert.

### 2.1.2. Weitere Mikrogravitationsplattformen

Neben weiteren passiven Falltürmen bzw. Fallröhren<sup>2</sup> wird momentan an der Leibniz Universität Hannover an einer aktiven Variante eines Fallturmes gearbeitet. Diese Einrichtung soll mit Hilfe einer elektrischen Linearmotor-Technologie einen aktiven freien Fall von bis zu vier Sekunden ermöglichen und wird im Rahmen des Forschungsbau HITec<sup>3</sup> bis zum Jahr 2015 entstehen.

Eine bereits für atomoptische Experimente [22] genutzte alternative Mikrogravitationsplattform stellt der „Airbus A300 Zero-G“ der Betreibergesellschaft Novespace dar. Hierbei handelt es sich um ein umgerüstetes Großraumflugzeug, welches während einer Flugkampagne mehrere Parabeln in einer Höhe zwischen 5000 m und 8000 m fliegt. Somit kann eine Dauer an Schwerelosigkeit von bis zu 20 Sekunden pro Parabel erreicht werden. Die Güte der Schwerelosigkeit erreicht dabei jedoch lediglich  $\Delta g/g = 10^{-3}$  und das Flugzeug dreht sich während der Parabel um seine Querachse.

Eine weitere Variante eines Parabelfluges kann über atmosphärische Forschungsraketen realisiert werden. Hierbei wird eine Nutzlast mit Raketenmotoren in Höhen über 100 km beschleunigt, sodass anschließend für das Experiment je nach Höhe des Apogäum mehrere Minuten Schwerelosigkeit zur Verfügung stehen. Die Mikrogravitationsgüte solcher Missionen erreicht niedrige  $10^{-5}$  und kann mit einer aktiven Drehratenregelung auf ein  $\Delta g/g$  von  $10^{-6}$  reduziert werden. Die Durchführung solcher Raketenmissionen stellt völlig neue Anforderungen an ein quantenoptisches Experiment. Im Rahmen des Verbundprojektes QUANTUS-III wird momentan an solch einer Raketenmission mit dem Namen MAIUS geforscht (s. Abschnitt 6.4).

Für zukünftige atomoptische Experimente werden unter anderem dank der in dieser Dissertation vorgestellten Fortschritte Weltraum-basierte Mikrogravitationsplattformen, wie die ISS oder eine dedizierte Satellitenmission, immer interessanter. Mit einer Flughöhe zwischen 340 km und 400 km bietet die ISS einen lediglich durch die Missionsdauer zeitlich limitierten Zugang zur Mikrogravitation. Durch den Betrieb auf der ISS, insbesondere der Lebenserhaltungssysteme-

---

<sup>2</sup>Neben kleineren Falltürmen sei hier vor allem auf die „Zero Gravity Research Facility“ , NASA, Brook Park, Ohio verwiesen.

<sup>3</sup>Internetpräsenz auf <http://www.hitec.uni-hannover.de/>

me, liegt die Güte der Mikrogravitation jedoch lediglich bei  $\Delta g/g$  von  $10^{-4}$ . Eine Satellitenmission böte neben der schwierigen technischen Machbarkeit ausschließlich Vorteile. Mit einer typischen Missionsdauer von einigen Jahren und einer Güte der Mikrogravitation von unter  $10^{-6}$  stellt ein Satellit die am besten geeignete Mikrogravitationsplattform dar. Eine dedizierte Satellitenmission wird momentan im Rahmen des Cosmic Vision Programms 2015-2025 der Europäischen Weltraumorganisation ESA mit Teilnahme der Leibniz Universität Hannover unter dem Namen STE-QUEST geprüft<sup>4</sup>.

## 2.2. Aufbau der Katapultkapsel

Der mechanische Aufbau einer Katapultkapsel ist durch die Betreibergesellschaft des Fallturms festgelegt [34]. Diese besteht aus vier äußeren Stringern mit einer Länge von 1341 mm, innerhalb derer über Winkelstücke runde Plattformen angebracht werden können. Die Plattformen besitzen einen Außendurchmesser von 700 mm und sind aus einem Aluminium-Holz-Komposit aufgebaut, welcher gute Dämpfungseigenschaften bezüglich Restschwingungen aufweist. Dieser Aufbau aus Stringern und Plattformen steht auf einem 210 mm hohem Kapselboden. Mit angeschraubtem Konus für den Eintritt in den Polystyrolbehälter weist die Kapsel eine Gesamtlänge von ungefähr 2150 mm auf. Von dieser Gesamtlänge der Katapultkapsel stehen dem Experiment lediglich 953 mm zur Verfügung. Somit beschränkt sich das Nutzlastvolumen auf  $0,37 \text{ m}^3$ . Zusätzlich zu der starken Einschränkung im Volumen kommt eine maximale Gewichtsgrenze. Für den Katapulteinsatz darf die Kapsel nicht schwerer als 400 kg sein.<sup>5</sup> Abzüglich der Kapselstruktur bleibt somit eine resultierende Nutzlast von 161,5 kg übrig. Da in das Nutzlastbudget auch zusätzlich eingebaute Plattformen eingerechnet werden müssen, reduziert sich die nutzbare Gesamtmasse für das Experiment um weitere  $3 \times 15,5 \text{ kg}$  auf 115 kg. Durch diese drei zusätzlich eingebauten Plattformen wird das Nutzvolumen der Katapultkapsel in vier Bereiche eingeteilt. Abbildung 2.2 zeigt ein CAD-Modell der Kapsel. Die oberste Plattform trägt das Lasersystem des Experiments. Diese Position innerhalb der Kapsel bietet für eine gegebenenfalls nötige Justage der Strahlänge des Lasersystems den besten Zugang. Unterhalb der Lasersystemplattform befinden sich die Vakuumpumpen, der PXI-Experimentrechner, sowie Elektronik des Experiments. Im dritten Bereich sind die rauscharmen Stromtreiber für den Betrieb des Atomchips und der im Experiment genutzten Spulen verbaut.

<sup>4</sup><http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=127>

<sup>5</sup>Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist das Katapult lediglich bis 400 kg freigegeben. Konzipiert wurde das Katapult für eine Nutzlast von 500 kg. Nach einer erfolgreichen Testphase wird das Freigabegewicht sukzessive erhöht.

## 2. Experimenteller Aufbau

Ebenfalls auf dieser Plattform sind die Lithium-Eisenphosphat-Akkumulatoren und weitere Elektronik untergebracht. Im vierten Bereich befinden sich die Vakuumkammern mit dem Atomchipaufbau. Dieser Bereich wird durch zwei zylinderförmige Magnetfeldschirme vor äußeren Magnetfeldern geschützt. Unterhalb des vom Experiment nutzbaren Volumens befinden sich von der Betriebsgesellschaft des Fallturms reservierte Plattformen. Diese Plattformen tragen das vom ZARM verwendete Computer-Kontroll-System und Blei-Akkumulatoren. Für das QUANTUS-II-Experiment wird angestrebt die Blei-Akkus durch Lithium-Eisenphosphat-Akkumulatoren zu ersetzen, sodass mehr Nutzvolumen für das Experiment verfügbar wird. Unter diese reservierten Plattformen schließt die Kapsel mit dem Konus für den Eintritt in den Polystyrolbehälter ab. Nach einer kurzen Definition des verwendeten Koordinatensystems, werden in den folgenden Abschnitten die eben genannten Komponenten des Experiments ausführlicher und nach ihrer Funktionalität zusammengefasst behandelt.

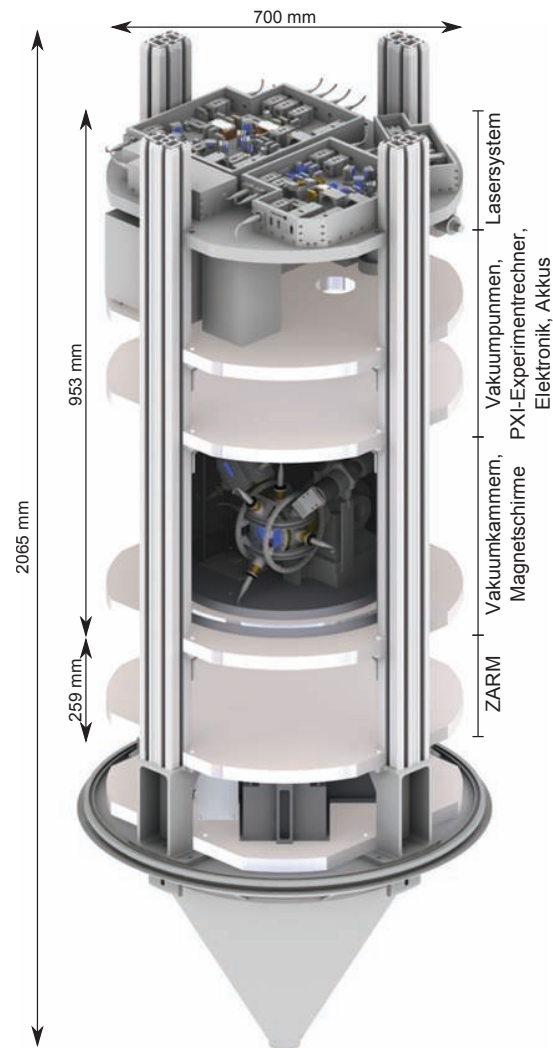


Abbildung 2.2.: CAD-Modell der Katapultkapsel

### 2.2.1. Definition des Koordinatensystems

Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt im Zentrum des quadratischen Experimentchips auf der Oberfläche der auf ihm aufgetragenen Spiegelschicht. Die z-Achse zeigt normal vom Chipaufbau weg und die y-Achse in Fallrichtung. Die Richtung der x-Achse bildet mit den anderen beiden eben erwähnten ein rechtshändiges orthonormales Dreibein. Die drei den Atomchipaufbau umschließenden Spulenpaare sind nach der Richtung benannt, in welche diese ein homogenes Magnetfeld erzeugen. Sie werden daher als x-Spulenpaar,



y-Spulenpaar und z-Spulenpaar bezeichnet. Zur Bezeichnung der acht planen Flächen der Hauptkammer wird der Winkel ihrer Flächennormalen zur (-y)-Richtung verwendet. Hierbei wächst der Winkel im Uhrzeigersinn.

Da die Achse der Absorptionsdetektion (s. Abschnitt 2.4.1) in (-x),(-y)-Richtung verläuft, werden die Koordinaten der zweidimensionalen Absorptionbilder mit  $x'$  und  $y'$  angegeben. Hierbei stimmt die  $x'$ -Richtung mit der z-Achse überein. Da auf den Absorptionbildern die Kante des Experimentchips zu sehen ist, muss der Ursprung der  $x'$ -Achse um die Breite des Schattenwurfs der Chipkante korrigiert werden. Die  $y'$ -Richtung liegt aufgrund der Detektionsachse und des verwendeten Spiegels bei der Abbildungsoptik in (-x),(y)-Richtung. Der Ursprung dieser Achse kann mittels der auf dem Absorptionbild sichtbaren Bonddrähte bestimmt werden.

## 2.3. Lasersystem und optischer Aufbau

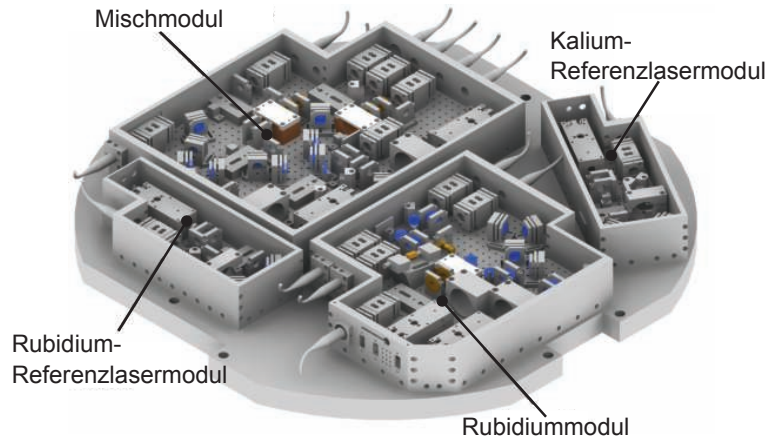
Der Aufbau eines kompakten und robusten Lasersystems zur Manipulation von Rubidium und Kalium stellt besondere Anforderungen an Konzept, Design und Komponenten des Systems. Durch die im optischen Spektrum nahe beieinanderliegenden  $D_2$ -Linien von Rubidium bei 780 nm und Kalium bei 767 nm können optische Komponenten verwendet werden, die für beide Wellenlängen gleichermaßen effizient funktionieren. Somit können beide benötigten Wellenlängen simultan im Lasersystem geführt und manipuliert werden. Für die optischen Komponenten wurden wie im Vorgängerexperiment QUANTUS-I eigenentwickelte Optikhalter verwendet, die auf eine Grundplatte aus CERTAL<sup>®</sup> mit einem 10 mm Gewinderaster geschraubt werden. Insgesamt wurde das Lasersystem in vier abgeschlossene Module unterteilt. Dieser modularer Aufbau bringt den Vorteil, dass kleinere in sich abgeschlossene Einheiten robuster gegenüber äußeren Einflüssen sind. Nachteilhaft ist der Leistungsverlust, der bei jeder Einkopplung in eine optische Glasfaser entsteht. Diese werden nötig, um die einzelnen Module untereinander zu verbinden. Ein Leistungsverlust kann jedoch durch die Verwendung von Trapezverstärkern wieder ausgeglichen werden.

Als Laserquelle dienen in jedem Lasersystemmodul antireflex-beschichtete Laserdioden [Eagleyard, EYP-RWE-0790-04000-0750-S0T01-0000] in einem linearen externen Resonatoraufbau (engl.: *external cavity diode laser*, kurz ECDL). Basierend auf einem am SYRTE [35] entwickelten Design wurden die hier eingesetzten ECDLs auf die Bedürfnisse des Experiments angepasst und miniaturisiert. Durch den monolithischen Aufbau und den linearen Resonator in Katzenaugen-Konfiguration weisen diese ECDLs eine reduzierte Anfälligkeit gegenüber Vibrationen auf. Über einen Interferenzfilter [Laseroptik Garbsen, Sonderanfertigung]

## 2. Experimenteller Aufbau

---

findet innerhalb des Resonators die grobe Wellenlängendiskriminierung statt. Dank der gewählten Laserdiode kann somit durch Verkippung des Interferenzfilters sowohl ein Betrieb bei 767 nm, als auch bei 780 nm eingestellt werden [36]. Eine feine Frequenzeinstellung kann über die Länge des Resonators mittels eines Röhrenpiezos oder durch den Strom der Laserdiode vorgenommen werden.

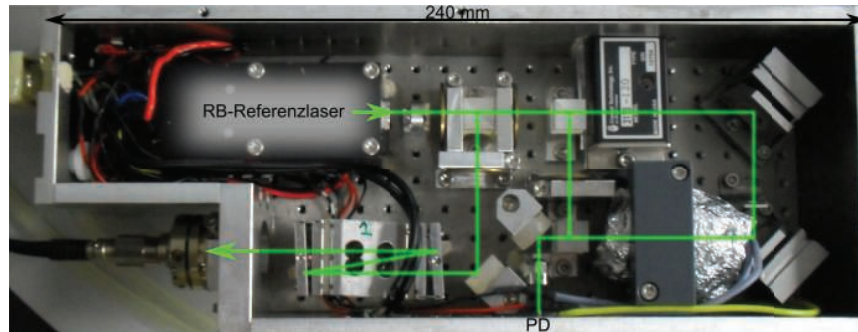


**Abbildung 2.3.:** CAD-Zeichnung des modularen Lasersystems inklusive Plattform. Das Lasersystem besteht aus vier Modulen. Hierzu gehört das Rubidium-Referenzlasermodul, das Kalium-Referenzlasermodul, das Rubidiummodul und das Mischmodul. (Überarbeitet übernommen aus [37].)

Insgesamt sind sechs dieser ECDLs im Lasersystem verbaut, welches insgesamt vier Module umfasst (s. Abb. 2.3). Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktion dieser vier Module ausführlicher erläutert.

### 2.3.1. Referenzlasermodule

Das Lasersystem beinhaltet zwei Referenzlasermodule. Aufgabe dieser Module ist die Bereitstellung frequenzstabilisierten Lichts mit bekannter Wellenlänge. Hierzu wird in jedem Referenzlasermodul ein ECDL mit Hilfe der Frequenzmodulationsspektroskopie [38] auf einen Übergang der  $D_2$ -Linie des jeweiligen Atoms stabilisiert. Im Falle von Rubidium ist dies der Crossover  $^{87}\text{Rb} |F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2/3\rangle$ , für Kalium der Crossover  $^{39}\text{K} |F = 1/2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3, 4\rangle$ . Über eine optische Faser wird das stabilisierte Licht im Falle des Rubidium-Referenzlasermoduls in das Rubidiummodul und im Falle des Kalium-Referenzlasermoduls in das Mischmodul geführt. Abbildung 2.4 zeigt eine Aufnahme des Rubidium-Referenzlasermoduls (Für eine detailliertere Beschreibung eines Referenzlasermoduls verweise ich an dieser Stelle auf einer am Experiment angefertigte Bachelorarbeit [39] und Diplomarbeit [40].)



**Abbildung 2.4.:** Aufnahme des Rubidium-Referenzlasermoduls zur Bereitstellung von Licht, welches auf einen Übergang des Rubidiums in der Frequenz stabilisiert wird. Die Strahlwege sind in grüner Farbe eingezeichnet. Die PD dient der Detektion des dopplerfreien Spektroskopiesignals.

### 2.3.2. Rubidiummodul

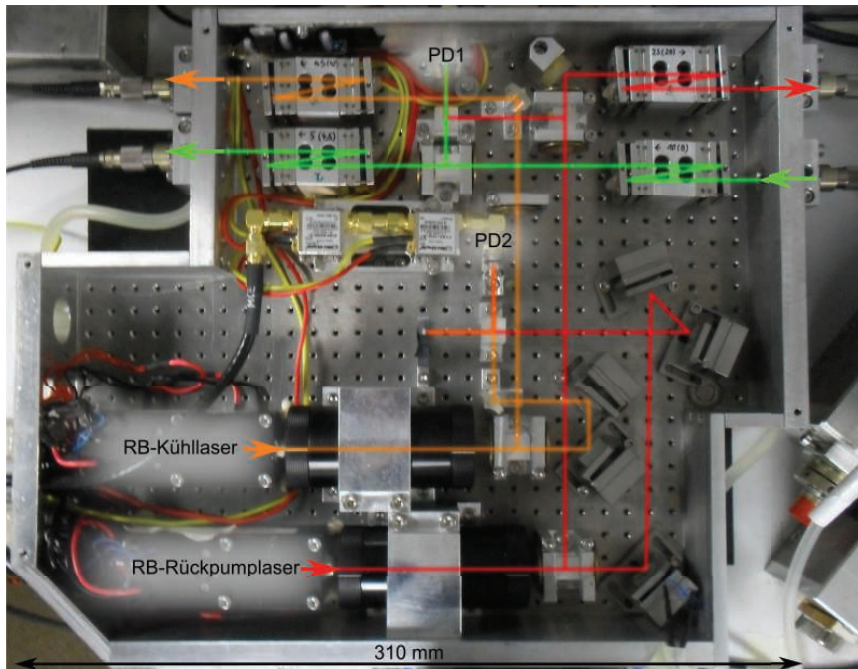
Das zum Fangen und Kühlen von Rubidium benötigte Licht wird innerhalb dieses Moduls bereitgestellt. Hierzu dienen zwei ECDLs, die über Schwebungsmessungen und der Kontrolle der Schwebungsfrequenz in ihrer Wellenlänge stabilisiert werden. (Siehe Abb. 2.5. Eine detailliertere Beschreibung des Rubidiummoduls befindet sich in einer an diesem Experiment durchgeführten Diplomarbeit [40].)

Über eine optische Faser wird Licht des Referenzlasers in das Rubidiummodul geführt. Der größere Anteil der Lichtleistung verlässt über eine optische Faser wieder das Modul und steht somit für andere Messungen zur Verfügung. Der kleinere Anteil der Lichtleistung wird zur Stabilisierung eines ECDLs verwendet.

Von diesem zu stabilisierenden ECDL wird ein Teil des Lichts mit dem Teil des aus dem Rubidium-Referenzlasermodul kommenden Lichts überlagert und die Schwebungsfrequenz mittels einer schnellen Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] detektiert (s. Abb. 2.5 PD1). Nach zweifacher Verstärkung [MiniCircuits, ZX60-8008E-S+] wird das Radiofrequenzsignal bei ca. 6,8 GHz mittels einer stabilen Frequenz bei 6,9 GHz heruntergemischt (s. Abschnitt 2.5.3). Das Differenzsignal wird innerhalb spezieller Elektronik (s. Anhang A) verarbeitet und der ECDL mittels des Diodenstroms und der Resonatorlänge in seiner Frequenz auf den Übergang  $^{87}\text{Rb } |F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  stabilisiert. Der größere Anteil des Lichts dieses ECDL wird mittels einer optischen Faser zum Mischmodul geführt. Der eben beschriebene ECDL wird fortan als Rubidium-Rückpumplaser bezeichnet, da er die aus dem Kühlkreislauf verloren gegangenen Atome wieder zurück in diesen pumpt.

Der zweite in diesem Modul verbaute ECDL wird ebenfalls über eine Schwebungsmessung stabilisiert. Hierzu wird ein Teil dessen Lichts an einem Strahl-

## 2. Experimenteller Aufbau



**Abbildung 2.5.:** Aufnahme des Rubidiummoduls zur Erzeugung und Stabilisierung des zur Manipulation vom Rubidium benötigten Lichts. Zusätzlich wurde der Lichtstrahlverlauf des Rubidium-Kühlasers (orange), des Rubidium-Rückpumpasers (rot) und des Rubidium-Referenzlasers (grün) eingezeichnet. PD1 und PD2 dienen der Detektion der Schwebungsfrequenzen.

teiler mit einem Teils des Lichts des Rückpumpasers überlagert und ebenfalls mittels einer schnellen Photodiode (s. Abb. 2.5 PD2) die Schwebungsfrequenz bei ungefähr 6,8 GHz detektiert. Analog zum Rubidium-Rückpumpaser wird nun auch die Frequenz dieses Lasers stabilisiert. Die meiste Lichtleistung des ECDLs verlässt wie auch schon beim Rückpumpaser dieses Modul über eine optische Faser hin zum Mischmodul. Da dieser Laser den atomaren Übergang  $^{87}\text{Rb} |F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  zum Kühlen der Rubidiumatome treibt, wird dieser fortan als Rubidium-Kühlaser bezeichnet.

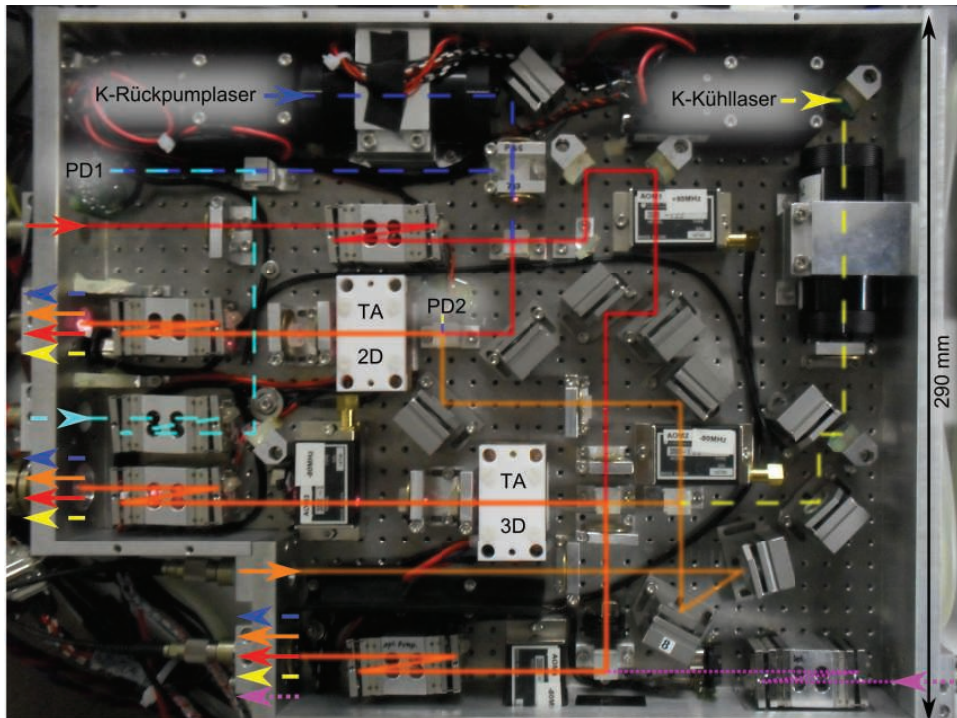
Durch diese Wahl des Stabilisierungsschemas ist es möglich, die Frequenz beider Laser elektronisch um einige Gigahertz zu verstimmen. Dies bringt zum einen den Vorteil, dass der Kühlaser somit innerhalb einer Millisekunde in seiner Frequenz zum Betrieb der magneto-optischen Falle (engl.: *magneto-optical trap*, kurz MOT), der optischen Melasse, der optischen Zustandspräparation und zum Detektieren geschaltet werden kann. Zum anderen kann der Rückpumpaser in seiner Frequenz um einige Gigahertz verstimmt werden und gleichzeitig die Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Lasern im Rubidiummodul auf die Frequenz der Hyperfeinaufspaltung von Rubidium eingestellt werden. Dies ermöglicht eine geplante Erweiterung für das Rubidium-Modul. Durch diese Ein-

stellung der Laserfrequenzen und einer Erweiterung des Stabilisierungsschemas auf eine Phasenstabilisierung können die beiden ECDLs gemeinsam Zweiphotonenübergänge im Rubidium treiben, sodass sie zur Atominterferometrie genutzt werden können. Da zum Treiben der eben genannten Zweiphotonenübergänge eine hohe Lichtleistung von Vorteil ist, kann hinter dem zweiten Ausgang des Strahlteilers zur Überlagerung beider Laserstrahlen ein Trapezverstärker hinzu gebaut werden. Zum schnellen Schalten des Interferometrielichts befindet sich hinter dem Trapezverstärker zusätzlich genügend Platz zum Einbau eines akusto-optischen Modulators (AOM). Durch diese Wahl der Verstärkung des Lichts mittels lediglich eines Trapezverstärkers ist die lineare Polarisierung beider verstärkten Laserstrahlen parallel zueinander ausgerichtet, wodurch ausschließlich symmetrische Raman-Übergänge getrieben werden könnten.

### 2.3.3. Mischmodul

Das Mischmodul wird so bezeichnet, da innerhalb dieses Moduls die vom Rubidiummodul kommenden Lichtstrahlen mit Strahlen zum Kühlen, Rückpumpen und Detektieren von Kalium überlagert werden. Das Licht zur Manipulation von Kalium wird innerhalb des Mischmoduls von zwei ECDLs erzeugt, die analog zu den Rubidiumlasern als Kalium-Kühlaser und Kalium-Rückpumplaser bezeichnet werden. Genau wie die Rubidiumlaser werden auch die Kaliumlaser mittels Schwebungsmessungen in ihrer Frequenz stabilisiert. Hierbei wird ein Teil des Lichts des Kalium-Rückpumplasers mit vom Kalium-Referenzlaser kommenden Licht überlagert und das Schwebungssignal mit einer Photodiode (s. Abb. 2.6 PD1) detektiert. Nach einer zweifachen Verstärkung des aufgenommenen Radiofrequenzsignals wird dieses im Falle des Betriebs mit  $^{40}\text{K}$  mit dem von der Frequenzkette (s. Abschnitt 2.5.3) kommenden Signal bei 400 MHz heruntergemischt. Zur Kontrolle der Lichtfrequenz des Kalium-Rückpumplasers wird das heruntergemischte Signal über einen Frequenz-zu-Spannung-Konverter (s. Anhang A) in eine Spannung umgewandelt, welche als Fehlersignal für einen Regelkreis zur Stabilisierung der Frequenz dient. Die Stabilisierung der Lichtfrequenz des Kalium-Kühlasers geschieht analog zur eben beschriebenen Methode. Ein Schwebungssignal zwischen den Lichtstrahlen des Kalium-Rückpumplasers und des Kalium-Kühlasers wird detektiert (s. Abb. 2.6 PD2), im Falle des Betriebs mit  $^{40}\text{K}$  mit einem von der Frequenzkette kommende Signal bei 1,2 GHz heruntergemischt und der Kalium-Kühlaser mittels eines Frequenz-zu-Spannung-Konverters mit anschließendem Regelkreis in seiner Frequenz stabilisiert. Dank dieser Wahl des Stabilisierungsschemas ist ein Wechsel des Betriebs des Lasersystems auf die anderen Isotope  $^{39}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  problemlos möglich.

## 2. Experimenteller Aufbau



**Abbildung 2.6.:** Aufnahme des Mischmoduls. Das von zwei ECDLs (K-Kühl Laser und K-Rückpump Laser) zum Kühlen (gestrichelt, gelb) und Rückpumpen (gestrichelt, blau) bereit gestellte Licht wird mit dem des Rubidium-Kühl Lasers (orange) und des Rubidium-Rückpump Lasers (rot) überlagert und simultan in zwei Trapezverstärkern (TA 2D und TA 3D) verstärkt. Zur Stabilisierung der Kalium-Laser wird je eine Schwebungsmessung verwendet (PD1 und PD2). Gestrichelt in Cyan ist der Strahlweg des Kalium-Referenz Lasers dargestellt. Der gepunktete, violette Strahlweg zeigt einen optional verwendbaren Zugang zur Hauptkammer.

Die stabilisierten Lichtstrahlen beider Kühl- und Rückpump Laser werden anschließend überlagert und auf drei Fasern aufgeteilt. Nach simultaner Verstärkung aller vier Lichtstrahlen innerhalb desselben Trapezverstärkers [m2k, TA-0780-1000-DHP] (s. Abb. 2.6 TA 2D) führt die erste Faser diese vier zum Betrieb der  $2D^+$ -MOT aus dem Mischmodul. Die Lichtstrahlen zum Betrieb der 3D-Chip-MOT und der optischen Melasse werden ebenfalls simultan mittels eines Trapezverstärkers [m2k, TA-0780-1000-DHP] (s. Abb. 2.6 TA 3D) verstärkt. Jedoch vor der Einkopplung in die zweite optische Faser passiert das Licht zunächst einen AOM, welcher für ein schnelles Schalten des Lichts im Mikrosekundenbereich zuständig ist. Die Lichtstrahlen für die dritte optische Faser passieren zuvor ebenfalls, jedoch nicht verstärkt, einen AOM zum schnellen Schalten. Diese werden zum optischen Pumpen und zur Detektion der atomaren Ensembles verwendet. Ferner kann über die dritte Faser optional ein weiterer Lichtstrahl zur Interferometrikammer geführt werden.

Da durch die Verwendung der AOMs zum Schalten auch immer eine Verschiebung der Frequenz der Lichtstrahlen einhergeht, wurden innerhalb des Mischmoduls zwei weitere AOMs verbaut, welche diese Verschiebungen ausgleichen. Durch diese Wahl ist es insbesondere auch möglich einen Frequenzunterschied zwischen dem Kühllicht für die  $2D^+$ -MOT und dem der 3D-Chip-MOT von bis zu 6 MHz einzustellen. Des Weiteren schwächen die AOMs zum Schalten die Lichtleistung nach dem Schaltvorgang nur unzureichend stark ab, sodass Streulicht in die Interferometrikammer gelangen kann. Dies führt unter anderem zu einer deutlichen Reduktion der Lebensdauer der gespeicherten atomaren Wolken. Daher wurden vor jeder der drei optischen Fasern mechanische Blenden [Sunex, SHT934] verbaut. Diese eigentlich in Digitalkameras eingesetzten sehr kompakten Blenden mussten nachträglich modifiziert werden, um Lichtleistungen über 100 mW ausblenden zu können. Daher reduziert sich die Schaltgeschwindigkeit dieser Blenden auf ungefähr 6 ms.

Dieses Modul wird in einer an diesem Experiment durchgeführten Diplomarbeit [37] detaillierter beschrieben. Ein Betrieb dieses Lasersystems mit Kalium konnte noch nicht demonstriert, was auf eine Fehlfunktion des Dispensers zur Erzeugung eines Kalium-Hintergrunddampfdrucks zurückzuführen ist.

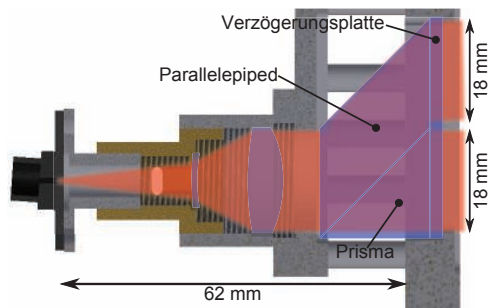
### 2.3.4. Strahlaufteilung und Aufweitung

In einem ersten Schritt wurde das Licht für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT, welches über eine optische Faser aus dem Mischmodul kommt, in einem im Rahmen einer Bachelorarbeit [41] gebauten Aufteilungsmodul auf vier Fasern aufgeteilt. Dadurch konnte das Aufteilungsverhältnis der Lichtleistung verändert werden und die Leistungsfähigkeit der  $2D^+$ -MOT in Abhängigkeit der Lichtleistungen für die transversalen Kühlstrahlen, des *Pushers* und des *Retarders* hin untersucht und optimiert werden (s. Abschnitt 3.1.2). Nachdem die optimalen Parameter gefunden wurden, konnte das Aufteilungsmodul durch ein faserbasiertes 1-zu-4-Aufteilungsmodul [OZ-Optics, FOBS-14P-11111-5/125-PPPPP-770-45/45/9/1] ersetzt werden. Die Zentralwellenlänge dieses faserbasierten Aufteilungsmoduls wurde auf 770 nm festgelegt. Somit teilt es das eingespeiste Licht sowohl für die Rubidiumlaser, als auch für die Kaliumlaser im Verhältnis von ungefähr 45:45:9:1 auf. Das Licht der beiden Ausgänge mit 45 % der Lichtleistung dient der transversalen Kühlung, während das mit einem Prozent für den *Retarder* Verwendung findet. Der Faserausgang mit 9 % der Lichtleistung wird als *Pusher*-Strahl verwendet. Nach der Aufweitung des *Pusher*-Lichtstrahls wird dieser mittels eines ND-Filters [Thorlabs, NE503B] abgeschwächt, sodass das optimale Leistungsverhältnis von *Pusher* zu *Retarder* eingestellt wurde.

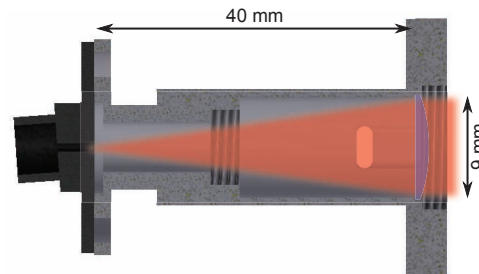
## 2. Experimenteller Aufbau

Zur Aufteilung der Kühlstrahlen zum Betrieb der 3D-Chip-MOT wird ein faserbasiertes 2-zu-4-Aufteilungsmodul [Canadian Instruments, 954P fixed ratio pm-coupler] mit einem ermitteltem Aufteilungsverhältnis von 26,0/25,8/24,2/24,0 für den Eingang A und 28,8/28,6/21,4/21,2 für den Eingang B verwendet. Für den Betrieb mit Rubidium wird Eingang B verwendet, da die Anforderungen für den Betrieb mit Kalium höher liegen. Bei diesem Aufteilungsmodul war für Eingang B festzustellen, dass zwei der vier Ausgangsfasern ein stabileres Aufteilungsverhältnis aufweisen. Diese beiden Ausgänge wurden somit für die an dem Atomchipspiegel reflektierten Lichtstrahlen verwendet, da diese insgesamt vier der sechs Lichtstrahlen der MOT bilden.

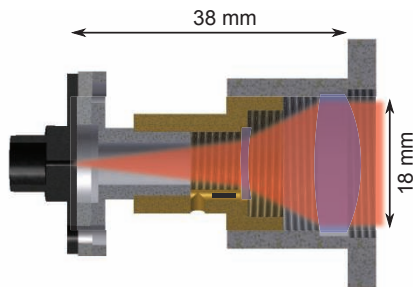
a Aufweitungsoptik für die transversalen  $2D^+$ -MOT-Strahlen



b Aufweitungsoptik für den *Pusher* und den *Retarder*



c Aufweitungsoptik für die 3D-Chip-MOT



d Aufweitungsoptik für die Interferometriestrahlen

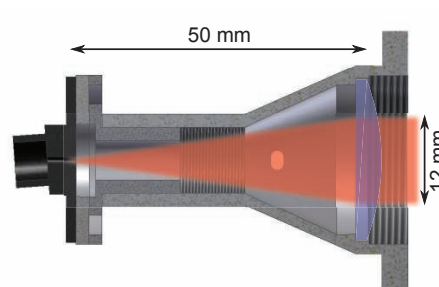


Abbildung 2.7.: Optikaufbauten zur Strahlaufweitung.

Zur Strahlaufweitung werden vier in ihrer Bauart unterschiedliche Optikaufbauten verwendet, die allesamt fest mit der Vakuumkammer verschraubt sind. Das aus der optischen Faser austretende Licht der transversalen Kühlstrahlen der  $2D^+$ -MOT wird zunächst über ein Zweilinsensystem aufgeweitet und nachfolgend auf zwei Strahlen aufgeteilt (s. Abb. 2.7a). Hierzu dient eine Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von -10 mm [Bernhard Halle, OBF 0.010] und eine Sammellinse mit einer Brennweite von 20 mm [Bernhard Halle, OBF 020].



Anschließend wird der auf einen Durchmesser von 18 mm aufgeweitete Lichtstrahl auf zwei parallel verlaufende Strahlen gleicher Leistung aufgeteilt. Dies geschieht über ein Parallelepiped, an dessen einer Seite ein Prisma gekittet ist, sodass an dieser Grenzfläche eine Strahlaufteilung zu gleichen Teilen stattfindet. Hierbei ist die Eintrittsfläche des Parallelepipeds antireflex-beschichtet und die vom Prisma gegenüberliegende Seite hochreflektierend. Im nächsten Schritt wird die lineare Polarisation der parallel verlaufenden Strahlen mittels einer an das Prisma und den Parallelepiped gekitteten Verzögerungsplatte in eine zirkulare überführt. Die Austrittsfläche beider Lichtstrahlen ist wiederum antireflex-beschichtet [FocTek, Sonderanfertigung]. Nach Durchlaufen der  $2D^+$ -MOT-Kammer passieren beide Strahlen eine weitere Verzögerungsplatte, welche auf der zur Kammer gewandten Seite antireflex-beschichtet und auf der von der Kammer abgewandten Seite hochreflektierend beschichtet ist [FocTek, Sonderanfertigung]. Durch die Reflexion an der hoch-reflektierenden Schicht und einem erneuten Durchlauf durch die Verzögerungsplatte besitzen beide Lichtstrahlen die richtige Polarisation für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT.

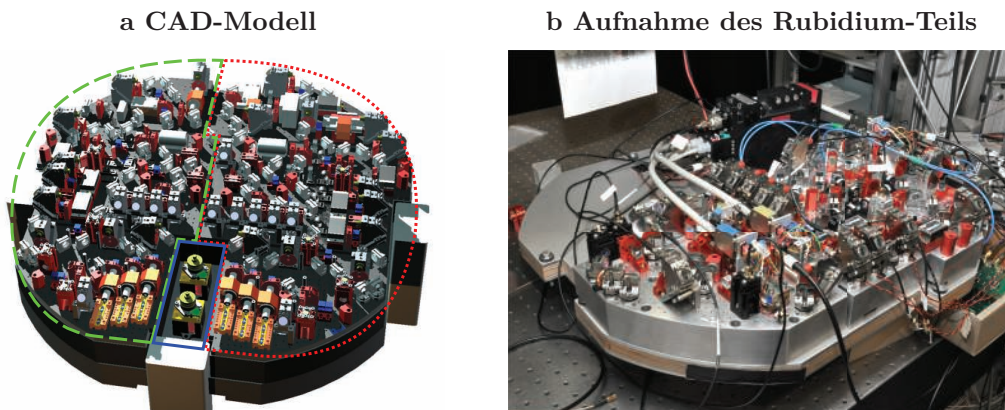
Die zwei weiteren benötigten Lichtstrahlen für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT, der *Pusher* und der *Retarder*, werden über eine plan-konvexe Linse [Thorlabs, LA1304-B] nach der optischen Faser auf einen Strahldurchmesser von 9 mm aufgeweitet (s. Abb. 2.7b). Nach einer Reflexion des *Retarder*-Lichts an der polierten Oberfläche der differentiellen Pumpstufe durchlaufen beide Lichtstrahlen gegenläufig die  $2D^+$ -MOT-Kammer, wobei die lineare Polarisation der Strahlen parallel zueinander eingestellt ist. Des Weiteren ergibt sich durch die Reflexion an der differentiellen Pumpstufe ein licht-loser Bereich des *Retarders*, welcher für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT essenziell ist.

Die Lichtstrahlen, die über optische Fasern geführt vom Mischmodul die Interferometrikammer erreichen, werden analog zu den transversalen Lichtstrahlen der  $2D^+$ -MOT mittels eines Zweilinsensystems auf einen Durchmesser von 18 mm aufgeweitet (s. Abb. 2.7c). Bei diesem Linsensystem ist direkt nach der optischen Faser eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte verbaut, die das in die Interferometrikammer eingestrahlte Licht zirkular polarisiert. Die Strahlaufweitung des Lichts für die Zweiphotonenübergänge zur Interferometrie bedarf eines spezielleren Aufweitungsschemas. Da die Phasenfronten der Strahlteiler am Ort der Atome eine entscheidende Rolle für den Kontrast des Interferometriesignals spielen, wurde auf ein Design mit lediglich einer Linse zurückgegriffen (s. Abb. 2.7d, analog zu [42]). Hierdurch werden Abbildungsfehler wie Koma und sphärische Aberration verringert, da eine Fehljustage der optischen Achsen mehrerer Komponenten ausgeschlossen wird. Zur Minderung von Reflexionen an der Innenseite der Aufweitungsoptik wurden die Bauteile schwarz eloxiert und eine größere Linse [Thorlabs, AL2550-B] verwendet. Die mit einem Shack-Hartmann-Sensor (CCD-Messkopf: [TM, 4200 CL], Verbindungsmodul: [Pleora, iPort PT100-C1],

Programm: [SHS-Works, 10.006 Professional]) vermessenen Wellenfronten weisen einen Höhenunterschied von  $0,4 \lambda$  auf und der Wellenfrontradius konnte zu etwa 300 m bestimmt werden.

### 2.3.5. Katapult-taugliches Lasersystem

Da für das in dieser Arbeit vorgestellte Lasersystem auf Komponenten zurückgegriffen wurde, welche für den Fallbetrieb der Apparatur QUANTUS-I entwickelt wurden, ist nicht davon auszugehen, dass das Lasersystem für einen Katapultstart im Fallturm in Bremen geeignet ist. Daher war es Aufgabe der Partneruniversität Berlin eine weiterentwickelte Variante herzustellen, welche einen Betrieb mit Rubidium und Kalium ermöglicht und die enormen Kräfte während des Katapultstarts und der Landung funktionsfähig übersteht. Hierbei soll die Stabilisierung der Lichtfrequenz aller Laser während des gesamten Katapultvorgangs gewährleistet sein. Ferner wird dieses Lasersystem in der Lage sein, die benötigten Lichtstrahlen zur Interferometrie mittels Raman-Strahlteilern und Bragg-Strahlteilern für beide Atomspezies bereit zu stellen. In Abbildung 2.8 ist ein CAD-Modell und eine Aufnahme des Teils zur Manipulation von Rubidium gezeigt. Bei Abgabe dieser Doktorarbeit war das Rubidium-Lasersystem im Fallturm unter den Bedingungen des Katapultstartes erfolgreich getestet worden und bereit zum Einbau in die QUANTUS-II-Apparatur.



**Abbildung 2.8.:** Katapult-taugliches Lasersystem. Links ist ein CAD-Modell des gesamten Lasersystems zu sehen. Blau (durchgehend) umrandet sind die Referenzlaser für Kalium und Rubidium. Ein grüner (gestrichelter) Rahmen umschließt den Kaliumteil des Systems. Alle für die Manipulation von Rubidium benötigten Komponenten sind rot (gepunktet) umrahmt. Rechts ist eine Aufnahme dieses Rubidiumteils gezeigt.

## 2.4. Absorptionsabbildung und Fluoreszenz-Detektion

Zur Bestimmung aller relevanten atomaren Ensemble-Eigenschaften genügt es dessen Position, Form und Teilchenzahl zu gewählten Zeitpunkten zu erfassen. Über die Ausdehnung der Wolke nach unterschiedlich langen freien Expansionszeiten kann auf die Temperatur des Ensembles zurück geschlossen werden. Über die Position der Wolke zu gegebenen Zeiten können die Eigenschaften der sie haltenden Falle untersucht werden. Hierzu gehören insbesondere die Position des Minimums und die Frequenzen der Falle, welche zum Beispiel durch eine Anregung von Schwingungen innerhalb der Falle bestimmt werden können. Durch die Form des detektierten Ensembles kann bei einer in situ Messung die Form der sie haltenden Falle gemessen werden. Bei dem Nachweis der Bose-Einstein-Kondensation spielt die Veränderung des Aspektverhältnisses der atomaren Wolke im Laufe der freien Expansion eine wichtige Rolle. Diese drei wichtigen Ensemble-Eigenschaften lassen sich mit Hilfe einer Absorptionsabbildung erfassen. Ergänzend wurde ein weiteres System zur Teilchenzahlbestimmung mittels einer Fluoreszenz-Messung implementiert. Diese rauscharme Detektionsmethode ist insbesondere für die zustandsselektive Atominterferometrie notwendig. Beide Methoden basieren auf der Atom-Licht-Wechselwirkung, für dessen Beschreibung im Rahmen der verwendeten Detektionsverfahren die Streuung des Lichts an den Atomen ausreichend ist. Bestrahlt man eine atomare Wolke mit nah-resonantem Licht der Frequenz  $\omega$  und einer Intensität  $I$ , so werden die Atome das Licht absorbieren und nach einer charakteristischen Zeit  $\tau$  wieder isotrop abstrahlen. Diese Streurrate  $\gamma$  kann über die optischen Bloch-Gleichungen [43] hergeleitet werden zu:

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}, \text{ mit } s_0 = \frac{I}{I_{Sat}}. \quad (2.1)$$

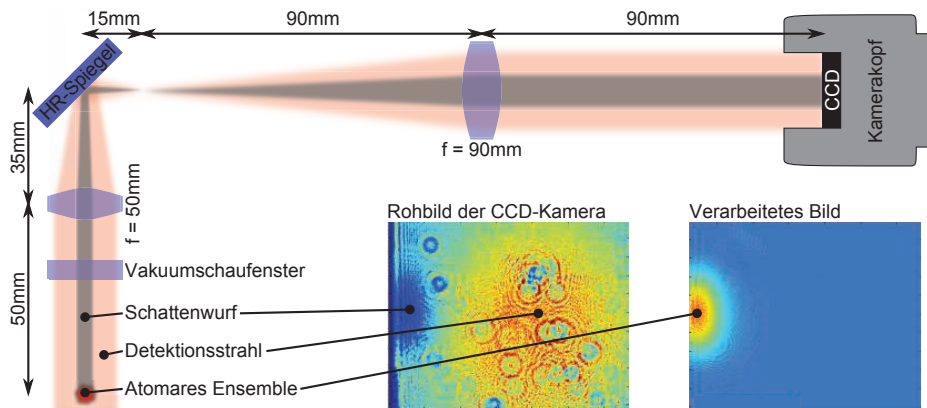
Hierbei ist  $I_{Sat}$  Sättigungsintensität und  $\delta$  gibt die Verstimmung des verwendeten Lichtstrahls zur betrachteten atomaren Resonanz der Linienbreite  $\Gamma = 1/\tau$  an.

### 2.4.1. Absorptionsabbildung

Bei der Absorptionsabbildung wird der durch die Atom-Licht-Wechselwirkung hervorgerufene Schattenwurf der Atome detektiert. Hierzu wird im Experiment aus  $225^\circ$  ein kollimierter Lichtstrahl in die Vakuumkammer eingestrahlt, welcher das atomare Ensemble passiert und mittels einer CCD-Kamera [Hamamatsu,

## 2. Experimenteller Aufbau

C8484-15G (ohne Schutzfenster)] aufgenommen wird. Zur Erhöhung des Auflösungsvermögens der Absorptionsabbildung wurde ein Abbildungssystem (s. Abb. 2.9) bestehend aus zwei antireflex-beschichteten Achromaten mit einer Brennweite von 50 mm [Edmund optics, NT49-957] und 90 mm [Linos, G322389525] eingesetzt. Dies führt zu einer theoretischen Vergrößerung der Abbildung um einen Faktor 1,8 und liegt somit nahe der für das Abbildungssystem errechneten optimale Vergrößerung von ungefähr 1,95. Unterhalb dieses Wertes ist das System durch die Pixelgröße des CCD-Chips von  $6,45 \mu\text{m}$  in der Auflösung limitiert, oberhalb ist die Beugungsunschärfe dominant. Für das verbaute Abbildungssystem konnte mit Hilfe einer Auflösungsstafel [Newport, RES-1] eine Auflösung von  $5,52 \mu\text{m}$  und eine Vergrößerung von 1,81 ermittelt werden [44]. Neben der Möglichkeit einer vergrößernden Abbildung bieten Abbildungssysteme bestehend aus zwei Linsen zusätzlich eine höhere Unterdrückung optischer Abbildungsfehler [45]. Da das Abbildungssystem eine durch die Brennweiten der Linsen gegebene Gesamtlänge von 280 mm aufweist und somit aus dem magnetischen Schild herausragen würde, musste dieses über einen hochreflektierenden Spiegel [Linos, G340784000] in einem Winkel von  $90^\circ$  umgelenkt werden.



**Abbildung 2.9.:** Schema des optischen Abbildungssystems.

Zur quantitativen Auswertung der so erhaltenen zweidimensionalen Abbildung wird die Abschwächung der Intensität  $I(x, y)$  des durch die Wolke in  $z$ -Richtung propagierenden Lichts verwendet. Diese Abschwächung kann durch das Lambert-Bersche Gesetz

$$\frac{dI}{dz} = -n(x, y, z)\sigma I \quad (2.2)$$

beschrieben werden, wobei  $n(x, y, z)$  die Dichte der Wolke und

$$\sigma = \frac{\hbar\omega}{I} \gamma \quad (2.3)$$

der atomare Streuquerschnitt des verwendeten Übergangs ist. Die Energie eines Photons beschreibt  $\hbar\omega$ . Nach Integration von 2.2 erhält man

$$\left(1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right) \ln I + \frac{I}{I_{Sat}} + c_1 = -\sigma_0 \tilde{n}(x, y) + c_2. \quad (2.4)$$

Hierbei ist

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{Sat}} \quad (2.5)$$

der resonante Streuquerschnitt und

$$\tilde{n}(x, y) = \int dx n(x, y, z) \quad (2.6)$$

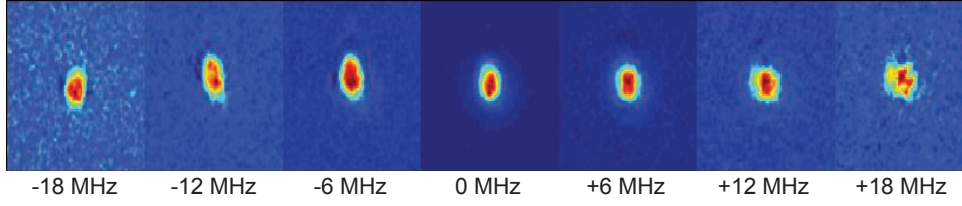
die integrierte Atomdichte, in welcher alle relevanten Informationen des atomaren Ensembles gespeichert sind. Zur experimentellen Bestimmung der integrierten Atomdichte  $\tilde{n}(x, y)$  werden drei Bilder aufgenommen. Das erste Bild misst die Intensitätsverteilung  $I_A(x, y)$  des Lichtstrahls inklusive des Schattenwurfs der Atome. Sobald die Atome den von der Kamera sichtbaren Bereich verlassen haben, wird die Intensitätsverteilung des Detektionsstrahls  $I_D(x, y)$  vermessen. Das dritte Bild  $I_H(x, y)$  wird ohne Atome und Detektionsstrahl aufgenommen, um eventuelle Hintergrundbeleuchtung und elektrisches Rauschen der Kamera herauszurechnen. Aus der Differenz der Aufnahme ohne Atome und derjenigen mit Atomen, bereinigt um den Hintergrund, ergibt sich für die integrierte Atomdichte

$$\tilde{n}(x, y) = \frac{1}{\sigma_0} \left(1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right) \ln \frac{I_D(x, y) - I_H(x, y)}{I_A(x, y) - I_H(x, y)} + \frac{I_D(x, y) - I_A(x, y)}{\sigma_0 I_{Sat}} \quad (2.7)$$

Aus dieser zweidimensionalen Verteilungsfunktion  $\tilde{n}(x, y)$  lassen sich nun Ensembleinformationen, wie Position, Form und Teilchenzahl bestimmen.

Diese Informationen wurden unter anderem zur Einstellung und weiteren Untersuchung des Abbildungssystem hinsichtlich seiner Fokussierung und vergrößern Eigenschaft genutzt. Die korrekte Fokussierung wurde durch die Aufnahme eines dichten Ensembles mit unterschiedlicher Verstimmung von -18 MHz bis +18 MHz des Detektionsstrahls eingestellt. Hierbei wurden Beugungserscheinungen minimiert (s. Abb. 2.10) und die ermittelte Größe des Ensembles blieb mit  $24,0 \pm 1,5 \mu\text{m}$  in x'-Richtung über den gesamten Verstimmungsbereich konstant. Lediglich in y'-Richtung ist eine leichte Abhängigkeit der Größe von der Verstimmung von  $0,35 \mu\text{m}/\text{MHz}$  zu erkennen.

## 2. Experimenteller Aufbau



**Abbildung 2.10.:** Aufnahmen eines atomaren Ensembles bei unterschiedlichen Verstimmungen des Detektionsstrahls.

Zur Verifizierung des Vergrößerungsfaktors der Abbildung wurde die Position eines Ensembles während einer freien Entwicklung zu unterschiedlichen Zeiten untersucht (s. Abb. 2.11). Hieraus konnte die Fallbeschleunigung des Schwerpunkts des Ensembles ermittelt werden. Unter Berücksichtigung, dass die Richtung der Gravitation im  $45^\circ$ -Winkel zur Detektionsachse steht, konnte der Vergrößerungsfaktor des Abbildungssystems zu 1,78 bestimmt werden.

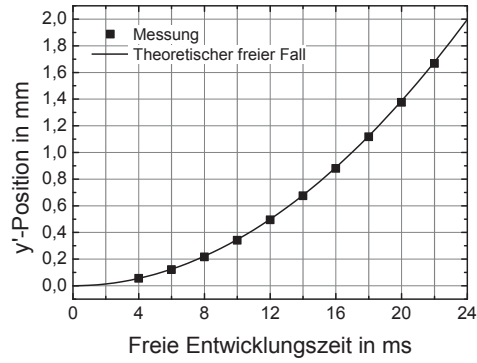
Die zusätzlich im Laufe dieser freien Expansion auftretende Änderung der Form der Wolke kann unter anderem zur Bestimmung der Temperatur genutzt werden. Entlässt man ein atomares Gas aus einer Falle, so wird die in der Falle gegebene Impulsverteilung in eine Ortsverteilung konvertiert. Handelt es sich dabei um ein thermalisiertes und wechselwirkungsfreies Gas, so wird wegen der zu Grunde liegenden Boltzmann-Statistik das Gas nach gewisser Zeit im Ort isotrop Gauß-verteilt sein. Die im Laufe der Zeit wachsende Breite der Gauß-Verteilung  $\sigma_i(t)$ , gegeben durch

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{0,i}^2 + \sigma_{v,i}^2 \cdot t^2}, \quad (2.8)$$

ist proportional zur Temperatur  $T_i$ . Hierbei steht  $i$  für eine der Raumrichtungen,  $\sigma_{0,i}$  für die Ursprüngliche Größe der Wolke in Richtung  $i$  zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Aus dem Vergleich mit der eindimensionalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung ergibt sich

$$\sigma_{v,i}^2 = \frac{k_B T_i}{m}, \quad (2.9)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $m$  die Masse eines Atoms ist.



**Abbildung 2.11.:** Bestimmung der Vergrößerung des Abbildungssystems mittels der Fallparabel eines atomaren Ensembles.

Durch die verwendete zweidimensionale Abbildungsmethode können lediglich zwei Temperaturen, die in  $x'$ -Richtung und die in  $y'$ -Richtung, angegeben werden.

$$T_i = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_i^2(t) - \sigma_{0,i}^2}{t^2}, \text{ mit } i \in x', y'. \quad (2.10)$$

Sind die Fallenfrequenzen  $\omega_i$  der die Atome haltenden harmonischen Falle bekannt, so können die Temperaturen aus einer Messung zum Zeitpunkt  $t$  nach Abschalten der Falle bestimmt werden zu

$$T_i = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_i^2(t)}{t^2 + 1/\omega_i^2}. \quad (2.11)$$

Zur genaueren Quantifizierung der Teilchenzahl aus  $\tilde{n}(x, y)$  ist es unerlässlich, die für den Messvorgang gültige Sättigungsintensität  $I_{Sat}$  besser zu bestimmen. Laut [46] gilt  $I_{Sat}^{\sigma^+} \approx 1.669 \text{ mW/cm}^2$  für  $\sigma^+$ -Polarisiertes Licht für den Übergang  $^{87}\text{Rb } |F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ . Da es jedoch im Allgemeinen experimentell schwer ist, mit exakter  $\sigma^+$ -Polarisation zu detektieren, muss die im Experiment gültige Sättigungsintensität bestimmt werden. Die hier verwendete Methode beruht auf [47].

Zur Bestimmung der Sättigungsintensität  $I_{Sat}$  wird die Tatsache genutzt, dass für atomare Ensembles reproduzierbarer Teilchenzahl für die korrekt gewählte Sättigungsintensität die ermittelte Teilchenzahl unabhängig von der Intensität des Lichtstrahls zur Detektion sein muss. Hierzu wird ein Korrekturfaktor  $\alpha$  eingeführt, der die Abweichung von der erwarteten Sättigungsintensität für  $\sigma^+$ -Polarisiertes Licht angibt.

Mit  $I_{Sat} = \alpha I_{Sat}^{\sigma^+}$  ergibt sich Gleichung 2.7 zu

$$\tilde{n}(x, y) = \frac{\alpha}{\sigma_0^{\sigma^+}} \left( 1 + 4 \left( \frac{\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right) \ln \frac{I_B(x, y) - I_H(x, y)}{I_A(x, y) - I_H(x, y)} + \frac{I_B(x, y) - I_A(x, y)}{\sigma_0^{\sigma^+} I_{Sat}^{\sigma^+}},$$

$$\text{mit } \sigma_0^{\sigma^+} = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{Sat}^{\sigma^+}}. \quad (2.12)$$

Hierbei ist zu beachten, dass das genaue Wissen der zu verwendenden Sättigungsintensität für den Fall steigender Intensität vernachlässigbarer wird, da der zweite Summand in Gleichung 2.12 für große Intensitäten dominiert. Dieser zweite Summand ist jedoch linear von der gemessenen Intensität abhängig und erfordert somit ein genaues Wissen der Quanteneffizienz der verwendeten

Kamera. Nachdem die Quanteneffizienz der Kamera für Photonen der Wellenlänge von 780 nm zu 0.35 Elektronen/Photon bestimmt wurde, konnte durch eine Messung der Korrekturfaktor  $\alpha$  zu Eins bestimmt werden (vgl. [47]). Somit wurde das Abbildungssystem für quantitativ zuverlässige Messergebnisse kalibriert und die Teilchenzahl kann zu jedem Zeitpunkt über die Integration dieser Ortsverteilung in den beiden verbliebenen Richtungen ermittelt werden. Dies wird über folgenden Zusammenhang deutlich:

$$N = \int dx dy dz n(x, y, z) = \int dx dy \tilde{n}(x, y). \quad (2.13)$$

Ein ausführlichere Beschreibung dieser Zusammenhänge, sowie der quantitativen Bestimmung anderer Messgrößen findet sich in diverser Literatur [48].

### 2.4.2. Fluoreszenz-Detektion

Bei der Fluoreszenz-Detektion wird die Isotropie der Lichtabstrahlung von Atomen beim Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand genutzt. Hierbei wird ein Teil des von den Atomen abgestrahlten Lichts in einem möglichst großen Raumwinkel zur Steigerung des Signals mit Hilfe einer Photodiode erfasst und somit die Teilchenzahl berechnet.

Hierzu ist im Experiment im Abstand von 50 mm gegenüber dem Atomchip ein Linsensystem [Thorlabs, MAP105050-B] verbaut, welches das abgestrahlte Licht in einem Raumwinkel  $d\Omega$  von 0,286 sr erfasst und wiederum auf eine Photodiode [Hamamatsu, S5107] fokussiert. Der von der Photodiode erzeugte Photostrom wird mit einem rauscharmen Transimpedanzverstärker [Femto, DLPCA-200] in eine Spannung  $\Delta S$  konvertiert, welche nun proportional zur Teilchenzahl ist. Zur genauen Bestimmung der Teilchenzahl muss der Verstärkungsfaktor  $G$  des Transimpedanzverstärkers und die spektrale Empfindlichkeit  $SE$  der Photodiode bekannt sein. Der Verstärkungsfaktor des Transimpedanzverstärkers kann im rauscharmen Betriebsmodus in einem Bereich von  $10^3$  V/A bis  $10^9$  V/A eingestellt werden. Die spektrale Empfindlichkeit der Photodiode bei 780 nm wurde experimentell zu 0,595 A/W bestimmt [44]. Somit kann durch den Zusammenhang

$$N = \frac{4\pi \cdot \Delta S}{d\Omega \cdot SE \cdot G \cdot \hbar\omega \cdot \gamma} \quad (2.14)$$

die Teilchenzahl  $N$  bestimmt werden.



## 2.5. Elektronik

Aufgrund der sehr besonderen Anforderungen des in dieser Dissertation vorgestellten Experiments an Gewicht und Größe der verbauten Komponenten mussten fast alle verbauten elektronischen Komponenten eigenständig entwickelt oder nachträglich modifiziert werden. Insbesondere die im Rahmen eines weiteren Projektes Namens LASUS vorangetriebene Eigenentwicklung von Elektronikmodulen im PC/104-Design, nachfolgend als Thijs-Elektronik bezeichnet, erbrachte einen entscheidenden Beitrag zur Miniaturisierung vieler Elektronikkomponenten. Eine Zusammenstellung der verwendeten Thijs-Elektronik befindet sich im Anhang A. Folgend wird die Stromversorgung der Atomchipsektion erläutert und anschließend die Erzeugung der Hochfrequenzsignale zur Stabilisierung der Lasersysteme, das Konzept der elektrischen Versorgung und das thermische Design des Experiments vorgestellt.

### 2.5.1. Rauscharme Stromtreiber für die Atomchipsektion

Bei auf Atomchips basierenden Fallenkonzepten ist eine rauscharme Stromversorgung unerlässlich. Je dichter ein atomares Ensemble an die stromführende Struktur gebracht wird, um so höher ist die Anforderung an die Rauscheigenschaften der Stromquelle, da das Rauschen im Strom zu störenden Heizprozessen im atomaren Ensemble führt. Hierzu wurden von der Firma HighFinesse sechs Stromtreiber [HighFinesse, BCS-Serie] gekauft, welche für den Betrieb des Atomchippaufbaus angepasst wurden. Diese Stromtreiber zeichnen sich durch eine galvanisch getrennte Stromversorgung mittels Akkumulatoren und einem Rauschuntergrund von weniger als  $-108 \text{ dB } V_{RMS}$  aus. Weiterhin wurde das Kühlkonzept der Stromtreiber überarbeitet, wodurch diese kompakter aufgebaut werden konnten. Zur weiteren Reduktion des Stromrauschens wurden zusätzlich stromkompensierte Drosseln verbaut, welche zu einer deutlichen Erhöhung der Lebensdauern der gespeicherten atomaren Ensembles führen. Mit diesen Stromtreibern ist ein Schalten der Ströme in den Atomchips innerhalb von  $100 \mu\text{s}$  möglich.

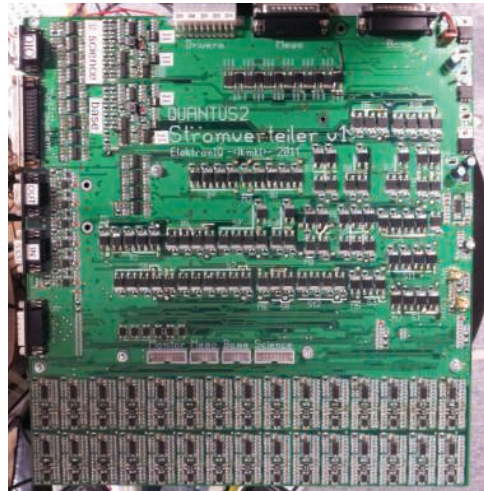
Ferner wurden neue Stromtreiber entwickelt, welche auf dem Design der Stromtreiber von HighFinesse basieren. Diese eigenentwickelten Stromtreiber zeichnen sich durch eine weitaus kompaktere Bauweise bei vergleichbaren Eigenschaften aus. Momentan werden diese Stromtreiber für den Betrieb der Spulen und der mesoskopischen Strukturen der Atomchipsektion verwendet. Hierbei können Schaltzeiten für das mesoskopische H von  $100 \mu\text{s}$ , die x-Spulen von  $200 \mu\text{s}$ , die y-Spulen von  $1 \text{ ms}$ , die z-Spulen von  $300 \mu\text{s}$  und die 2D-MOT-Spulen von  $10 \text{ ms}$

erreicht werden. Es ist angedacht, nach erfolgreichem Test die Stromtreiber von HighFinesse durch die neue Generation zu ersetzen.

### 2.5.2. Atomchip-Stromverteiler und Sicherung

Der Atomchipaufbau verfügt über insgesamt 30 Anschlüsse und eine Fülle an unterschiedlichen Geometrien, welche zum Fangen und Manipulieren der atomaren Ensembles verwendet werden können. Da der verfügbare Raum innerhalb der Katapultkapsel sehr begrenzt ist, können nicht beliebig viele Stromtreiber eingesetzt werden. Weil zum Schalten einer H-Geometrie (s. Kapitel 5) insgesamt drei Stromtreiber notwendig sind, wurden sechs Stromtreiber in der Katapultkapsel verbaut. Somit ist es zum Beispiel möglich, sukzessiv von einer H-Geometrie in eine weitere umzuladen. Damit dennoch die Fülle an möglichen Geometrien genutzt werden können, wurde am Institut für Quantenoptik eine Stromverteiler-Platine (s. Abb. 2.12) entwickelt, welche es ermöglicht, jeden Stromtreiber gezielt für den Einsatz der gewünschten Geometrie computergestützt zu schalten. Diese Platine besitzt 24 vordefinierte Szenarien, von denen jeweils zwei gleichzeitig geschaltet werden können. Tabelle 2.2 fasst diese 24 Szenarien zusammen und weist ihnen die geschalteten Stromtreiber zu. Möchte man zum Beispiel zunächst die MOT laden, so aktiviert man Szenario 2. Zum anschließenden Fangen der Atome in der ersten kombinierten Falle aus dem mesoskopischen H mit dem äußeren Z des Basischips, schaltet man Szenario 1 und 10. Für den sukzessiven Transfer der Atome in z. B. das äußere Z des Experimentchips werden die Stromtreiber des mesoskopischen Hs abgeschaltet. Die Atome sind nun in der reinen Basischippfalle gefangen. Anschließend schaltet man Szenario 1 aus und wählt stattdessen 21. Letztlich schaltet man den Stromtreiber Nummer 5 und das Szenario 10 aus. Alle Atome wurden somit von der MOT in die äußere Z-Falle des Experimentchips überführt.

Die zweite wichtige Aufgabe dieser Platine ist der Schutz des Atomchipaufbaus. Dabei wird zunächst die Stromstärke jedes Ausgangs überwacht. Übersteigt die Stromstärke einen vorher definierten Wert, so trennt der Stromverteiler alle Verbindungen zum Atomchipaufbau. Eine weitere Schutzfunktion ist eine Zeit-



**Abbildung 2.12.:** Aufnahme der Platine zur Chip-Stromverteilung und Sicherung.

Geometrie	#	Strom1	Strom2	Strom3	Strom4	Strom5	Strom6
Meso-H	1	✓	✓	✓			
Meso-U	2				✓		
BC-H-außen	3				✓	✓	✓
BC-H-außen II	4	✓	✓	✓			
BC-H-innen	5	✓	✓	✓			
BC-H-innen II	6				✓	✓	✓
BC-U-außen	7		✓				
BC-U-außen II	8					✓	
BC-U-innen	9	✓					
BC-Z-außen	10					✓	
BC-Z-innen	11						✓
BC-Z-innen II	12	✓	✓				
EC-H-außen	13				✓	✓	✓
EC-H-außen II	14	✓	✓	✓			
EC-H-innen	15				✓	✓	✓
EC-H-innen II	16	✓	✓	✓			
EC-U-außen	17				✓		
EC-U-außen II	18	✓					
EC-U-innen	19					✓	
EC-U-innen II	20	✓					
EC-Z-außen	21	✓					
EC-Z-innen	22		✓				
EC mod	23	✓	✓	✓			
EC mod II	24				✓	✓	✓
Frei I	25						
Frei II	26						

**Tabelle 2.2.:** Zuweisungstabelle des Atomchip-Stromverteilers. Die sechs im Experiment verbauten Stromtreiber (Strom1 - Strom6) werden den 26 Szenarien zugewiesen. Hierbei können sowohl die mesoskopischen Strukturen (Meso-U und Meso-H), als auch der Basischip (BC) und der Experimentchip (EC) angesteuert werden. Szenario 25 und 26 sind noch frei wählbar.

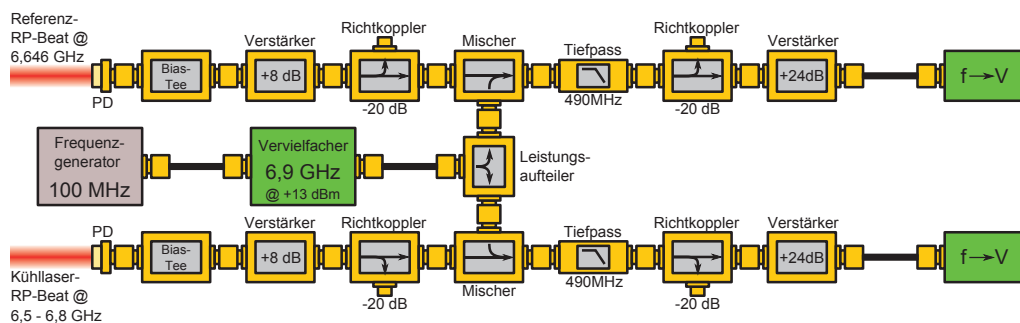
## 2. Experimenteller Aufbau

überwachung des Stromflusses. Wird ein Strom in einem Atomchip initialisiert, so unterbricht die Sicherung diesen Stromfluss, sobald die eingestellte erlaubte Dauer überschritten ist. Anschließend unterbindet der Stromverteiler jeglichen weiteren Stromfluss durch diesen Chip für eine vorher gewählte Dauer. Sollte einer dieser Fehler aufgetreten sein, so sperrt der Stromverteiler, bis der durch betätigen eines Tasters wieder freigeschaltet wird. Im Betrieb am Fallturm kann diese Freischaltung auch mittels eines Digitalsignals erfolgen.

Bei Abgabe dieser Dissertation befand sich der eben beschriebene Stromverteiler im Einbau in das Experiment. Zuvor wurde die durch den Atomchipaufbau fließende Stromstärke mittels Stromwandler gemessen und bei überschreiten einer vorher eingestellten maximalen Stromstärke der Stromfluss mittels Relais unterbrochen. Diese Variante der Sicherung beinhaltet ebenfalls eine Zeitüberwachung. Ein computergestütztes Schalten der Stromwege war mit dieser Sicherung jedoch nicht möglich.

### 2.5.3. Frequenzkette

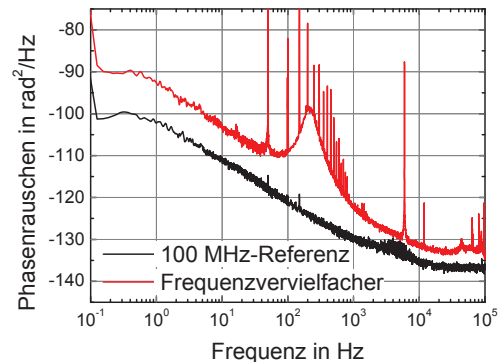
Da die Hyperfeinaufspaltung von Rubidium ungefähr 6,8 GHz beträgt, führt das hier vorgestellte Schema zur Stabilisierung der Laserfrequenzen zu Schwebungsfrequenzen in diesem Frequenzbereich. Für die Erzeugung dispersiver Fehlersignale aus solch hohen Frequenzen stehen jedoch keine Elektronikkomponenten zur Verfügung. Daher muss das Signal in der Frequenz zunächst in ein niedrigeres Frequenzband konvertiert werden. Hierzu dient die hier vorgestellte Frequenzkette (s. Abb. 2.13).



**Abbildung 2.13.:** Verarbeitung der Schwebungssignale zur Stabilisierung der Rubidium-Laserfrequenzen. Die gemessenen Schwebungssignale werden mit einer hoch-stabilen Referenzfrequenz von 6,9 GHz heruntergemischt. Diese Signale werden je an einen Frequenz-zu-Spannung-Konverter weitergeleitet, welcher ein dispersives Fehlersignal zur Stabilisierung der Laserfrequenzen erzeugt.

Ein Frequenzgenerator basierend auf der direkten digitalen Synthese (s. Anhang A) erzeugt ein stabiles Signal bei 100 MHz, welches an einen speziell für den Einsatz in der QUANTUS-II-Apparatur entwickelten Frequenzvervielfacher [Ingenieurbüro Gronefeld, GMU69124LN] weitergeleitet wird. Dieser erzeugt hieraus drei Ausgangsfrequenzen bei 400 MHz, 1,2 GHz und 6,9 GHz. Die Frequenzen bei 400 MHz und 1,2 GHz sind für den späteren Einsatz bei der Frequenzstabilisierung der Kalium-Laser gedacht. Das Signal bei 6,9 GHz dient zum Heruntermischen der Schwebungssignale der Rubidium-Laser. Hierzu wird das Signal mit einer Leistung von +13 dBm mit einem Radiofrequenz-Leistungsaufteiler [Mini-Circuits, ZFRSC-12] gleichmäßig aufgeteilt und an den jeweiligen Mischer [Mini-Circuits, ZMX-7GLHR+] geleitet. Die Mischer bilden das Summen- und Differenzsignal aus dem Schwebungssignal und dem Signal des Lokaloszillators bei 6,9 GHz. Über einen nachfolgenden Tiefpassfilter [Mini-Circuits, VLF-490+] wird die Summen- und Trägerfrequenz herausgefiltert. Das Differenzsignal, welches im Bereich von 0–500 MHz liegt, wird nach einer Verstärkung um +24 dB [Mini-Circuits, ZFL-500LN+] an einen Frequenz-zu-Spannung-Konverter (s. Anhang A) weitergeleitet. Dieser erzeugt ein dispersives Spannungssignal, welches zu Regelung der Laserfrequenzen genutzt werden kann. Zu Diagnosezwecken werden über Richtkoppler -20 dB der Schwebungssignale [MECA, 780-20-6000] und der bereits herunter konvertierten Signale [Mini-Circuits, ZFDC-20-4L+] ausgekoppelt.

Für den späteren Einsatz zur Atominterferometrie werden phasenstabile Signale im Frequenzbereich der Hyperfeinaufspaltungen von Rubidium und Kalium benötigt. Zur Generierung dieser Signale wird die momentan verwendete 100 MHz Referenz durch eine phasenstabile ersetzt. Diese neue Referenz besteht aus einem Temperatur-stabilisierten Quarz-Oszillator bei 10 MHz, welcher als stabile Referenz für lange Zeiten fungiert. Auf diesen ist ein 100 MHz Oszillator in seiner Phase stabilisiert, welcher für die Kurzzeitstabilität sorgt. Diese Kombination wurde in einem Gehäuse verbaut, welches für Beschleunigungen bis 50 g zertifiziert wurde [Spectra Dynamics, DLR-100-50g]. Abbildung 2.14 zeigt eine Vergleichsmessung der Phasenstabilität sowohl der 100 MHz-Referenz, als auch der Kombination aus Referenz und Vervielfacher. Diese Messung wurde mit einer baugleichen Kombination des CAPRICE-Experiments durchgeführt und in einer anderen Dissertation [23] ausgewertet.



**Abbildung 2.14.:** Phasenrauschen des 100 MHz Oszillators und des Frequenzvervielfachers.

### 2.5.4. Elektrische Versorgung

Während der Experimente im Fallturm steht der Kapsel keine externe elektrische Versorgung zur Verfügung. Deswegen ist es nötig, dass das gesamte Experiment eine gewisse Zeit mit Akkumulatoren versorgt werden kann. Im Katapultbetrieb muss von der Abtrennung der Versorgung bis zur Bergung der Kapsel eine Zeitspanne von bis zu 45 Minuten überbrückt werden. Hierfür sind in der Katapultkapsel Lithium-Eisenphosphat ( $\text{LiFePO}_4$ ) Akkumulatoren verbaut. Die Wahl fiel auf diesen Typ, da Lithium-Eisenphosphat-Akkumulatoren eine hohe Leistungsdichte aufweisen, unkompliziert geladen werden können und elektrochemisch stabil sind und somit bei Beschädigung keine Explosionsgefahr besteht. Jede verbaute Zelle besitzt eine maximale Ladungsmenge von 10.000 mAh und wird auf 3,45 V geladen. In die Katapultkapsel ist eine Zelle zu +3,45 V, zwei Akkupacks mit je zwei Zellen zu  $\pm 6,9$  V, zwei Akkupacks mit je vier Zellen zu  $\pm 13,8$  V und zwei Akkupacks mit je sechs Zellen zu  $\pm 20,7$  V eingebaut. Des Weiteren sind zwölf zweizellige  $\text{LiFePO}_4$ -Akkupacks für eine galvanisch getrennte, rauscharme Stromversorgung der Atomchips verbaut. Somit ist es möglich vollständig auf die Nutzung von Schaltreglern zu verzichten, welche bei den benötigten Leistungen starke Störquellen wären.

### 2.5.5. Thermisches Design

Durch die starke Miniaturisierung der elektronischen Module entstehen an einigen Komponenten sehr hohe elektrische Leistungsdichten. Ein effizienter Weg der Wärmeabfuhr bei vergleichbarer kompakter Bauform bietet die Kühlung mittels einer Kühlflüssigkeit. Über ein Netzwerk aus Silikonschläuchen und Kupferrohren mit einem Innendurchmesser von einigen Millimetern wird destilliertes Wasser in der Kapsel geführt. Ein externer Wärmetauscher [Thermo Fisher, ThermoFlex Recirculating Chillers] stabilisiert den Kühlkreislauf innerhalb der Katapultkapsel während des Laborbetriebs auf 22°C. Sowohl im Fallbetrieb, als auch im Katapultbetrieb, steht der Kapsel innerhalb des Fallturmes ein Kühlkreislauf zur Verfügung. Erst wenige Minuten vor dem Abwurf bzw. vor dem Katapultstart wird der Kühlkreislauf abgetrennt. Während dieser Zeit und der Dauer der Experimente im Fallturm ist das in der Kapsel verbleibende Kühlmittel als Wärmepuffer ausreichend.

## 2.6. Ultrahochvakuumsystem

Das Experimentieren mit ultrakalten Gasen, insbesondere die Erzeugung quantenentarteter Gase, benötigt eine wechselwirkungsfreie Umgebung für die untersuchten Atome. Hier sind vor allem Stöße mit im System befindlichen Restgasatomen zu verhindern, welche die Lebensdauer des atomaren Ensembles reduzieren. Zur Minderung dieser Stoßraten werden die in dieser Dissertation beschriebenen Experimente mit ultra-kalten atomaren Ensembles in einem Umfeld durchgeführt, in welchem ein Ultrahochvakuum (UHV) herrscht.

### 2.6.1. Vakuumpumpenkonzept

Zur Erzeugung des UHVs werden unterschiedliche Typen von Vakuumpumpen verwendet. Initialisiert wurde das Vakuum über eine Kombination einer Drehschieberpumpe und einer Turbomolekularpumpe [Pfeiffer, PM S22 373 10], die über Wellschläuche und zwei UHV-Ventile an das Vakuumsystem in der Kapsel angeschlossen wurde. Beide Pumpen funktionieren über ein rein mechanisches Pumpprinzip. In der Drehschieberpumpe dreht sich ein auf einer exzentrisch angeordneten Drehachse gelagerter Rotor innerhalb eines Stators und erzeugt somit eine Saugwirkung. Hierdurch wird ein Grobvakuum im Millibar-Bereich erzeugt, welches den reibungsfreien Betrieb der Turbomolekularpumpe ermöglicht. Innerhalb der Turbomolekularpumpe drehen sich Schaufelräder mit einer Frequenz von einigen tausend Hertz und erreichen eine Geschwindigkeit in der Größenordnung der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Gasmoleküle. Durch einen Impulsübertrag auf die Gasmoleküle wird ein gerichteter Gasstrom erzeugt. Mittels dieses Prinzips können Gasmoleküle umso effektiver gepumpt werden, je schwerer und somit langsamer sie sind. Die Kombination der beiden beschriebenen Pumpen ermöglicht eine Reduktion des Restdruckes des Vakuumsystems auf  $10^{-9}$  mbar.

Nach Erreichen dieses Druckbereiches wurden die in die Katapultkapsel integrierten elektrochemischen UHV-Pumpen aktiviert. Hierzu gehört eine Ionengetterpumpe (IGP) [VinciTech, (modifiziert)], innerhalb welcher über das Anlegen einer Hochspannung von bis zu 7 kV das Restgas über Elektronenstöße ionisiert und auf eine aus Titan bestehende Kathode zubeschleunigt wird. Beim Auftreffen auf der Kathode werden die Ionen chemisch gebunden oder implantiert und sind somit dem Restgas entzogen. Zur Erhöhung der Wahrscheinlichkeit solch eines Prozesses werden die Elektronen über ein von Permanentmagneten erzeugtes homogenes Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen. Die Notwendigkeit dieser Permanentmagneten verbietet einen Betrieb der IGP nahe der Atominterferometriezone. Wie auch schon bei QUANTUS-I wurde die ein-

gesetzte IGP mechanisch auf den Betrieb im Fallturm angepasst (s. [1]). Da sich insbesondere Edelgase schwer ionisieren lassen, wird zusätzlich ein komplettes Pumpprinzip verwendet. Es wurden zwei passive Getterpumpen verbaut. Bei der Titansublimationspumpe (TSP) [VgScienta, SBST110] wird durch Ohmsches Heizen Titan verdampft, welches sich auf den Oberflächen der Vakuumrohre niederschlägt und zufällig auftreffende Restgasteilchen chemisch bindet. Sobald die aufgedampfte Titanschicht mit Restgasmolekülen bedeckt ist, wird die TSP erneut aktiviert und die Titanschicht erneuert. Der Betrieb von TSPs hat jedoch den Nachteil, dass sich Titanflocken in das Vakuum ablösen können und während der Mikrogravitationsphasen unkontrolliert im Vakuumsystem umher schweben. Daher wurde als Alternative eine neuartige passive Getterpumpe der Firma SAES [SAES, NEG CapaciTorr C 200 BLD] verbaut. Auch diese Pumpe beruht auf der chemischen Bindung von Restgasmolekülen in einer Titanlegierung. Hierbei ist die Titanlegierung über einen Sinterungsprozess zu porösen Scheiben mit hoher Oberfläche gepresst. Durch Ohmsches Heizen werden die chemisch gebundenen Teilchen über einen Diffusionsprozess in den Kern der Pumpe transportiert, wodurch wieder Oberfläche zum Fangen weiterer Restgasteilchen zur Verfügung steht. Bisher konnte lediglich durch Zündung der TSP eine deutliche Druckreduktion beobachtet werden. Nach einem mehrwöchigen Ausheizprozess bei 80°C und Abtrennung der externen Pumpen durch die verbauten UHV-Ventile, können die in die Kapsel integrierten Vakuumpumpen den Druck im oberen Teil des Vakuumsystems bei  $4,5 \cdot 10^{-11}$  mbar halten. Dies entspricht einem Druck von  $6 \cdot 10^{-11}$  mbar in der Interferometrikammer. Dieser Druck ist für Experimente mit ultra-kalten Gasen ausreichend.

### 2.6.2. Vakuumaufbau

Das Vakuumsystem lässt sich grob in zwei Bereiche unterteilen. Im oberen Bereich der Kapsel befinden sich die Vakuumpumpen, eine Vakuummesssonde [Pfeiffer, IKR270] und ein UHV-Ventil. Über einen Gitterflansch, einen Wellbalg und ein Rohr ist dieser Bereich mit dem unteren verbunden. Im unteren, durch den magnetischen Schild (s. Abschnitt 2.8.3) abgeschirmten Bereich befinden sich die beiden Vakuumkammern, in denen die Atome manipuliert werden. Hierzu gehört die 2D<sup>+</sup>-MOT-Kammer, in welcher ein vorgekühlter Atomstrahl geformt wird. Dieser Strahl wird durch eine differentielle Pumpstufe in die Interferometrikammer injiziert, in welcher die 3D-Chip-MOT geladen, das BEC erzeugt und die Interferometrie durchgeführt wird. Alle Komponenten innerhalb des magnetischen Schildes wurden aus unmagnetischen Materialien gefertigt. Abbildung 2.15 zeigt eine Aufnahme der magnetischen Abschirmung und der in ihr verbauten Vakuumkammern. Nachfolgend wird der Aufbau der drei genannten Komponenten ausführlicher erläutert.



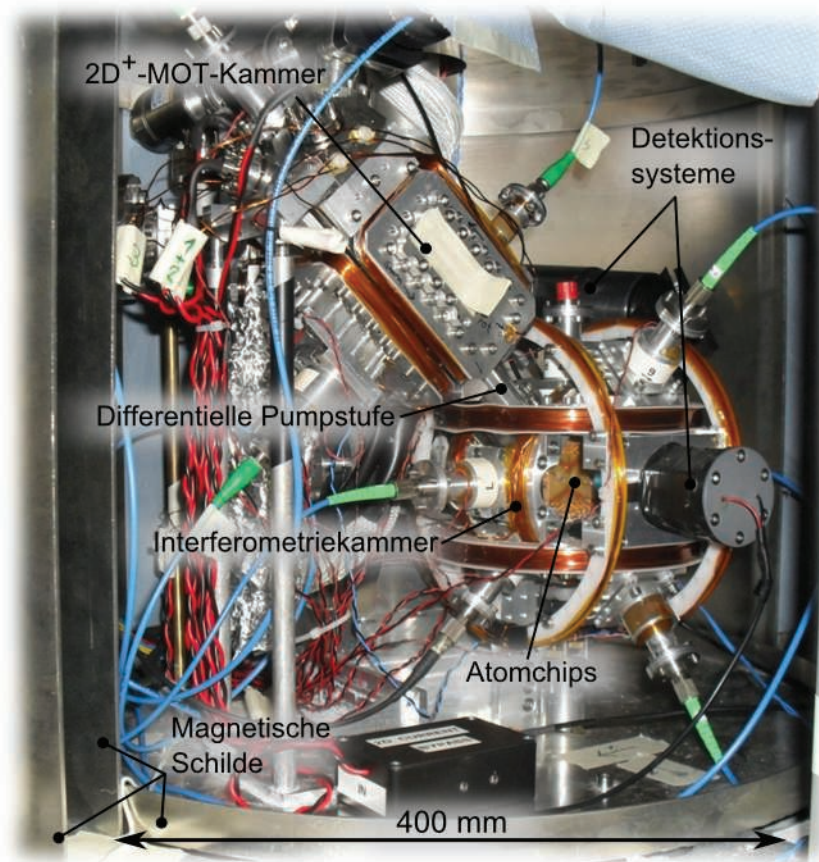


Abbildung 2.15.: Aufnahme der im magnetischen Schild verbauten Komponenten.

### 2D<sup>+</sup>-MOT-Kammer

Die 2D<sup>+</sup>-MOT-Kammer wurde aus der unmagnetischen Titanlegierung Titan Grade 5 (Ti6Al4V) gefertigt, besitzt fünf optische Zugänge und bietet vier Anschlussmöglichkeiten für CF-Komponenten. Vier der optischen Zugänge sind rechteckig und längs der 2D<sup>+</sup>-MOT-Kammer angebracht. Diese optischen Zugänge bestehen aus Glassubstraten aus N-BK7 und sind von außen antireflexbeschichtet. Sie bieten den Zugang für die transversalen Kühllaserstrahlen der 2D<sup>+</sup>-MOT. Dabei ist eines der vier Substrate 20 mm länger und bietet zusätzlich den optischen Zugang des *Retarder*-Laserstrahls. Der fünfte optische Zugang ist ein rundes Glassubstrat aus N-BK7 mit einem Durchmesser von 20 mm und liegt gegenüber der differentiellen Pumpstufe und Interferometrikammer. Über diesen Zugang wird der *Pusher*-Laserstrahl der 2D<sup>+</sup>-MOT eingestrahlt. Alle fünf Glassubstrate wurden mittels einer Indium-Dichttechnik an der Titankammer befestigt. An drei der vier CF-Flansche sind via Mikro-CF-Stromdurchführungen (DN10) [Vakom, CF10-VB-0B-04] Dispenser [SAES, RB;

## 2. Experimenteller Aufbau

---

Alvatec, K u Rb] in die  $2D^+$ -MOT-Kammer eingebaut. Am vierten CF-Zugang ist ein UHV-Ventil der Größe DN 16 befestigt. Dieser Zugang diente der Initialisierung des UHVs über die externen Pumpen. Momentan ist an diesem Zugang ein Rubidium-Reservoir angeschlossen, welches den benötigten Rubidium-Hintergrunddampfdruck in der  $2D^+$ -MOT-Kammer erzeugt.

### Differentielle Pumpstufe

Über ein Rohr mit einem Außendurchmesser von 19 mm und einer Länge von 50 mm aus der Aluminiumlegierung CERTAL<sup>®</sup> ist die  $2D^+$ -MOT-Kammer an die Interferometrikammer angeschlossen. Die Wahl des Materials wurde nach einer Konsultation eines Ingenieurs des Fallturms getätigt. Das im Vergleich zu Titan weichere CERTAL<sup>®</sup> soll beim Aufprall der Experimentkapsel elastisch nachgeben und somit die Entstehung von Mikrorissen und den Verlust des Vakuums verhindern. Dieses Rohr ist ebenfalls mittels der Indium-Dichttechnik an beiden Kammern befestigt.

Innerhalb des Verbindungsrohrs zwischen den Kammern ist eine differenzielle Pumpstufe aus Kupfer eingebaut. Durch diese Pumpstufe ist es möglich, in der Interferometrikammer einen geringeren Hintergrunddampfdruck aufrecht zu erhalten bei gleichzeitig circa hundertfach höherem Druck in der  $2D^+$ -MOT-Kammer. Die zylinderförmige Pumpstufe ist in die  $2D^+$ -MOT-Kammer hinein geschraubt und über einen Konterring im CERTAL<sup>®</sup>-Rohr fixiert. Der in die  $2D^+$ -MOT-Kammer hinein ragende Teil der differentiellen Pumpstufe ist in einem Winkel von  $45^\circ$  zur Mittelachse angeschragt. Die so entstandene ovale Fläche wurde hochreflektierend poliert und fungiert als Reflektor für den *Retarder*-Laserstrahl der  $2D^+$ -MOT. Der Reflexionsgrad der polierten Fläche wurde zu 0,998 bestimmt. Durch die differentielle Pumpstufe führt eine Bohrung, welche die ersten 10 mm einen Durchmesser von 1,5 mm hat und sich anschließend unter einem Winkel von  $4^\circ$  zur Mittelachse konusförmig öffnet. Der mittlere Teil des eben beschriebenen Konus wurde durch ein 30 mm langes Graphitrohr ersetzt, welches durch die große Oberfläche des Graphit eine erhöhte Absorption nicht gerichteter Gase ausweist und somit die Leistung der differentiellen Pumpstufe erhöht.

### Interferometrikammer

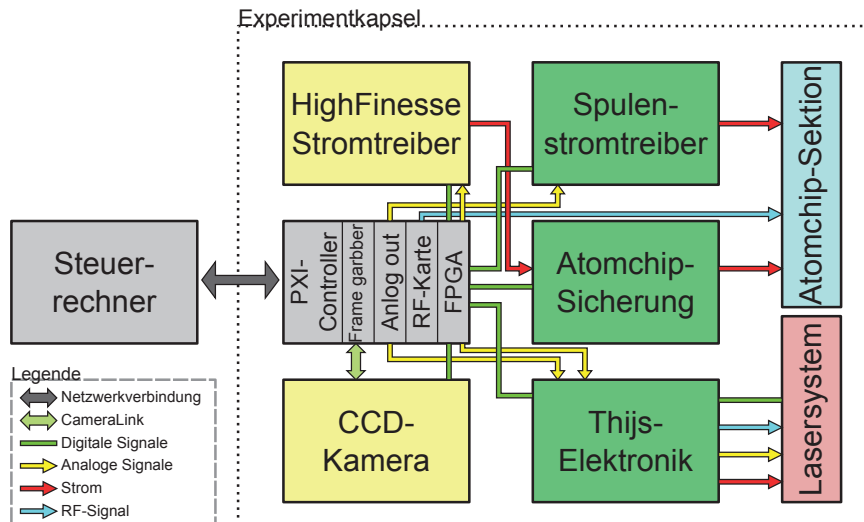
Die Interferometrikammer besteht aus zwei Bauteilen, welche ebenfalls wie die  $2D^+$ -MOT-Kammer aus der unmagnetischen Titanlegierung Titan Grade 5 (Ti6Al4V) gefertigt worden sind. Der erste Teil der Interferometrikammer ist zylinderförmig mit einer Höhe von 64 mm, einem inneren Durchmesser von

64 mm und einem äußeren Durchmesser von 102 mm. Radial sind acht plane Flächen mit einer zentrierten Bohrung eines Durchmessers von 20 mm herausgearbeitet. Die eine radiale Fläche bei  $315^\circ$  bietet die Anschlussmöglichkeit der zuvor beschriebenen  $2D^+$ -MOT-Kammer. An den sieben weiteren Flächen wurden antireflex-beschichtete Glassubstrate aus N-BK7 mit einem Durchmesser von 30 mm mittels der Indium-Dichttechnik befestigt. Die Deckfläche der zylinderförmigen Interferometrikammer ist mit einem antireflex-beschichtetem Schaufenster aus N-BK7 gedichtet, welches einen Durchmesser von 86 mm besitzt. Hierbei ist zu beachten, dass die Glassubstrate am Ort des Indiums nicht antireflex-beschichtet sind. Der zweite Teil der Interferometrikammer bildet die Grundfläche und schließt den Zylinder. Dieser zweite Teil besteht aus einem Sockel, welcher den Atomchiphalter mit dem Atomchipaufbau (s. Abschnitt 2.8.2) trägt. Er bildet den Übergang von der Interferometrikammer zu den standardisierten CF-Komponenten des restlichen Vakuumaufbaus, welche aus der unmagnetischen Stahllegierung 316LN (DIN 1.4429) bestehen. Zu diesen CF-Komponenten gehört ein 6-Wege-Kreuz, welches mittels eines Aluminiumhalters mit der untersten Kapsel-Plattform verschraubt ist. An dieses Kreuz sind das vom oberen Bereich der UHV-Pumpen kommende Rohr, ein Vakuumschaufenster und zwei Flansche mit elektrischen Durchführungen zur Kontaktierung der Atomchipstrukturen befestigt. Somit stehen zur elektrischen Kontaktierung des Atomchips insgesamt 8 elektrische Durchführungen zu je 16 A und 32 Durchführungen zu je 5 A zur Verfügung. Der untere fünfte Flansch des 6-Wege-Kreuzes ist zur Zeit blind gedichtet und könnte für weitere elektrische Durchführungen oder eine weitere passive Getterpumpe genutzt werden.

## 2.7. Rechnergestützte Experimentsteuerung

Für die komplexen Abläufe des Experiments ist eine rechnergestützte Ansteuerung unerlässlich. Hierbei liegen die Anforderungen an die Steuerung bei der QUANTUS-II Apparatur aus den nachfolgenden Gründen besonders hoch. Da mit der Apparatur hochauflösende Inertialsensoren betrieben werden sollen, muss die Experimentsteuerung in der Lage sein, Abläufe im Nanosekundenbereich genau durchzuführen. Hinzu kommen die besonderen Anforderungen eines Fallturmexperiments. Das gesamte Experiment muss fernsteuerbar sein und autark ablaufen können. Um dies zu garantieren, werden zwei Rechnersysteme verwendet. Der in der Katapultkapsel fest integrierte PXI-Experimentrechner übernimmt die zeitkritische Steuerung und die Datenaufnahme des Experiments. Er wird über einen Steuerrechner programmiert, welcher über eine Netzwerkverbindung mit dem Experimentrechner kommuniziert. Dieser Steuerrechner übernimmt die Auswertung der Messdaten, sendet erneute Messaufträge an den Ex-

perimentrechner und überwacht den Ablauf des Experiments. Abbildung 2.16 zeigt die Vernetzung der Rechnersysteme mit dem Experiment.



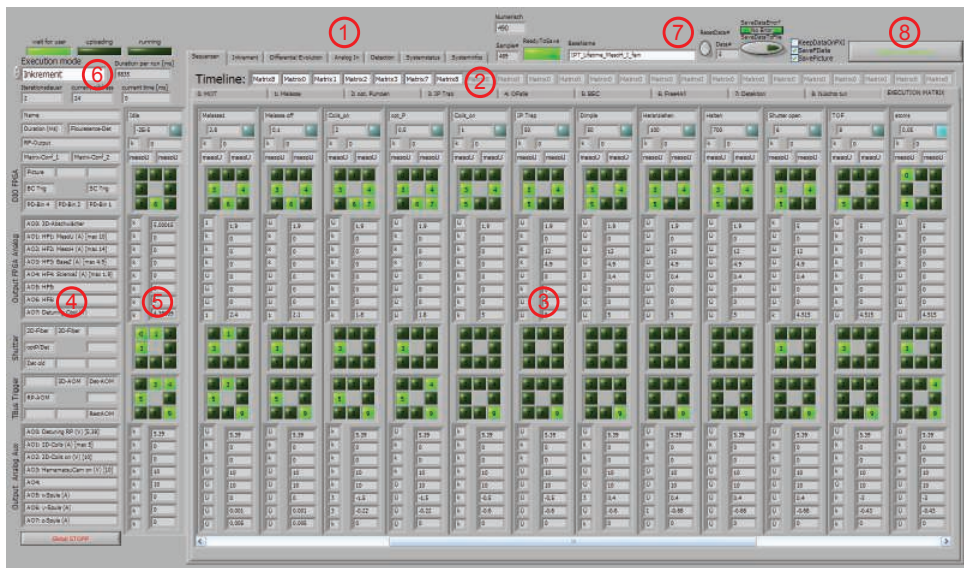
**Abbildung 2.16.:** Schematische Darstellung der Vernetzung der Rechnersysteme mit dem Experiment. Hierbei stellen grau unterlegte Kästen Computersysteme, gelb unterlegte gekaufte Komponenten und grün unterlegte Kästen Eigenbau-Elektronik dar.

### 2.7.1. Steuerrechner

Der Steuerrechner bietet die Schnittstelle des Experimentators zum Experiment. Von diesem Rechner aus können alle Systeme des Experiments gesteuert und überwacht werden. Hierzu wird die graphische Programmiersprache LabView der Firma National Instruments verwendet. Diese Programmiersprache bietet neben der einfach zu gestaltenden graphischen Benutzeroberfläche (s. Abb. 2.17) eine hervorragende Kontrolle über den zeitlichen Ablauf des Programms und somit der Steuerbefehle. Weiterhin wird LabView verwendet, da es für die Programmierung des echtzeitfähigen PXI-Experimentrechners optimiert ist. Die auf dem Steuerrechner erstellten Programme werden an den PXI-Experimentrechner übermittelt und dort ausgeführt. Für die zeitkritische Steuerung des Ablaufs dient ein *Field Programmable Gate Array*, kurz FPGA. Fortan wird der Steuerrechner lediglich zur Anzeige der auf dem PXI-Experimentrechner ablaufenden Prozesse genutzt.

Die Programmierung der experimentellen Sequenzen erfolgt hierbei über eine Abfolge von Steuerbefehlssätzen. Jeder Satz besteht aus analogen und digitalen Werten, die für eine einstellbare Zeit ausgeführt werden. Bei den analogen

## 2.7. Rechnergestützte Experimentsteuerung



**Abbildung 2.17.:** Oberfläche der Experimentsteuerung. Über die Registerkarten (1) lassen sich unterschiedliche Oberflächen für die einzelnen Betriebsmodi und zur Überwachung des Experiments anzeigen. Befindet man sich in der Registerkarte „Sequenz“ können bei (2) die einzelnen Teilsequenzen (0-8) und deren Abfolge programmiert werden. Eine Sequenz besteht aus einer Folge an digitalen und analogen Befehlssätzen (3) deren Funktion in bei (4) notiert werden kann. (5) zeigt den aktuell ausgeführten Befehlssatz. Bei (6) kann der Betriebsmodus des Experiments bestimmt werden. (7) dient der Namensgebung der Messung und regelt die zu speichernden Daten. (8) startet das Experiment.

Ausgängen kann zusätzlich angegeben werden, mit welcher Funktion vom Startwert zum Endwert innerhalb der vorgegebenen Zeit übergegangen werden soll. Wurde solch eine Sequenz erstellt, so wird diese an die unterschiedlichen Geräte übertragen. Vermeldet jedes Gerät eine erfolgreiche Programmierung, so erteilt der FPGA des PXI-Experimentrechners den Startbefehl und übernimmt die zeitkritische Steuerung des Experiments.

Zur effizienteren Datennahme des Experiments bietet die sequentielle Steuerung vier unterschiedliche Betriebs-Modi an. Der einfachste Modus besteht in der einmaligen Ausführung der Sequenz. Ein weiterer Modus erlaubt eine ständige Wiederholung der vorgegebenen Sequenz bis der Experimentator den Befehl zum Abbruch gibt. Der dritte implementierte Modus ermöglicht eine automatische iterative Änderung von analogen Einträgen in der Sequenz. Nach einer vorgegebenen Anzahl von Iterationen stoppt das Experiment und der Messzyklus wird beendet. Auf diese Art und Weise können bis zu vier ineinander verschachtelte Schleifen realisiert werden und somit ein bis zu vierdimensionaler Parameterraum durchsucht werden. Dieser Inkrement-Modus ist besonders

gut geeignet, Abhängigkeiten eines Messwertes von unterschiedlichen Parametern aufzunehmen und darzustellen. Für eine reine Optimierung eines Problems ist eine schrittweise vorgenommene, mehrdimensionale Suche nach optimalen Messwerten höchst ineffizient. Daher wurde zusätzlich ein vierter Modus implementiert. Dieser Modus verwendet den Algorithmus der „Differential Evolution“ um mehrdimensionale Optimierungsprobleme ohne Kenntnis eines zugrundeliegenden Modells effizient zu lösen. Eine detaillierte Beschreibung des Algorithmus befindet sich im Anhang B.

### 2.7.2. PXI-Experimentrechner

PXI (PCI eXtensions for Instrumentation) ist eine robuste, PC-basierte Plattform, die eine leistungsstarke Lösung für Mess- und Automatisierungssysteme bietet. Diese Rechnersysteme werden routinemäßig am Fallturm Bremen eingesetzt, weshalb auch beim QUANTUS-II-Experiment die Wahl auf solch ein System fiel. Ein Gesamtsystem besteht aus einem Gehäuse in welchem ein echtzeitfähiger Rechner verbaut ist und welches über mehrere Einschubplätze für zusätzliche Module verfügt. Mit Hilfe dieser Module kann das PXI-System für seine Aufgaben individuell angepasst werden. Tabelle 2.3 fasst die Komponenten des bei diesem Experiment verwendeten PXI-Systems zusammen.

Produktbezeichnung	Funktion
PXI-1036DC	Gehäuse mit DC-Stromversorgung und sechs Steckplätzen
PXI-8183	Controller (mit 8 Gb SSD)
PXI-7854R	FPGA zur zeitkritischen Steuerung des Experiments (8 AO, 8 AI, 96 DIO)
PXI-1428	Camera-Link-Karte zur Verarbeitung der Bilder der CCD-Kamera
PXI-6723	Analogausgangsmodul (32 AO, 8 DIO)
PXI-5406	Funktionsgenerator (0–40 MHz)

**Tabelle 2.3.:** Liste der im Experiment verwendeten PXI-Komponenten.

Mit den in Tabelle 2.3 aufgelisteten Modulen ausgestattet ist mit Hilfe des PXI-Systems die Steuerung des gesamten Experiments möglich. Um die Zeitauflösung der Experimentsteuerung weiter zu erhöhen, übernimmt ein FPGA die Zeitsteuerung. Da die FPGA-Technologie bisher selten in atomoptischen Experimenten eingesetzt wird, folgt eine ausführlichere Erläuterung dieser im nächsten Abschnitt.

## FPGA-Modul

Ein FPGA ist ein integrierter Schaltkreis, welcher aus Baugruppen wie Flipflops, Gattern, Speichermodulen, Multiplikatoren, Taktgeneratoren, Ein- und Ausgangs-Modulen, etc. besteht. Die Besonderheit an diesem Schaltkreis besteht in der Tatsache, dass all jene Bausegmente frei miteinander verschaltet werden können. Somit kann eine immense Vielfalt an Schaltungen realisiert und somit eine Programmierung auf Hardware-Basis durchgeführt werden. Wurde ein FPGA mit einer Funktion kompiliert, so kann der FPGA ausschließlich diese nun fest verdrahtete Funktion ausführen – dies jedoch sehr schnell und nanosekundengenau. Da FPGAs heutzutage über ausreichend Speicher und Multiplikatoren verfügen, können ganze experimentelle Zyklen in ihnen gespeichert werden.

Um dieses Potential voll für die Experimentsteuerung auszunutzen, ist bei der Programmierung eines FPGAs darauf zu achten, Aufgaben stark zu parallelisieren oder in sequentielle Stücke zu gliedern, damit der FPGA jede Aufgabe innerhalb eines möglichst kurzen Taktes abarbeiten kann. Abbildung 2.19 verdeutlicht diese Programmierweise anhand eines Ausschnitts des verwendeten FPGA-Programms. Dargestellt ist die Implementierung der Funktion zum Berechnen der analogen Ausgangswerte bei einem beliebigen funktionalen Übergang von einem Startwert  $\text{AnalogOut}_i$  zu einem Endwert  $\text{AnalogOut}_{i+1}$  mit:

$$(\text{AnalogOut}_{i+1} - \text{AnalogOut}_i) \cdot r(t) + \text{AnalogOut}_i, \text{ mit } i \in [0, N_{\text{Übergänge}}].$$

Hierbei ist  $r(t)$  der Wert der Rampenfunktion zum Zeitpunkt  $t$ . Dieser Wert ist in einem Speicherblock hinterlegt, welcher 1024 Einträge im Intervall  $[0,1]$  mit einer Auflösung von 16 Bit fasst (Rampe 1-4). Zur Glättung des Überganges zwischen den 1024 Einträgen wurde zusätzlich eine lineare Interpolation hinzugefügt. Somit lautet die zu berechnende Funktion:

$$r(t) = (\text{Rampenwert}_{j+1} - \text{Rampenwert}_j) \cdot s(t) + \text{Rampenwert}_j, \text{ mit } j \in [0, 1023] \text{ und } s(t) = \Delta t \cdot t, \text{ mit } t \in [0, 1].$$

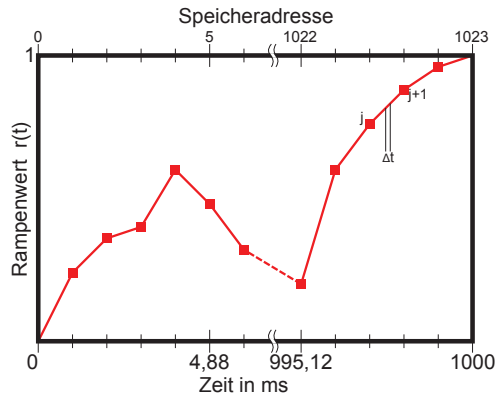
Da die Schrittweite des FPGAs zu 10 ns fest ist, kann die lineare Funktion  $s(t)$  durch eine Summe ersetzt werden, bei welcher pro Takt ein Summand addiert wird. Somit kann eine zeitaufwändige Multiplikation eingespart werden und es folgt:

$$s(t) = \sum_0^T \Delta t, \text{ mit } T = \text{Gesamtdauer}/10 \text{ ns}$$

## 2. Experimenteller Aufbau

Da  $T$  groß werden kann, muss  $\Delta t$  eine ausreichende Auflösung aufweisen, um Rundungsfehler zu minimieren. Abbildung 2.18 verdeutlicht die Berechnung von  $r(t)$  aus den 1024 Einträgen des Rampen-Speichers. Somit ist es möglich mit Hilfe des FPGAs beliebige Rampenformen zu realisieren.

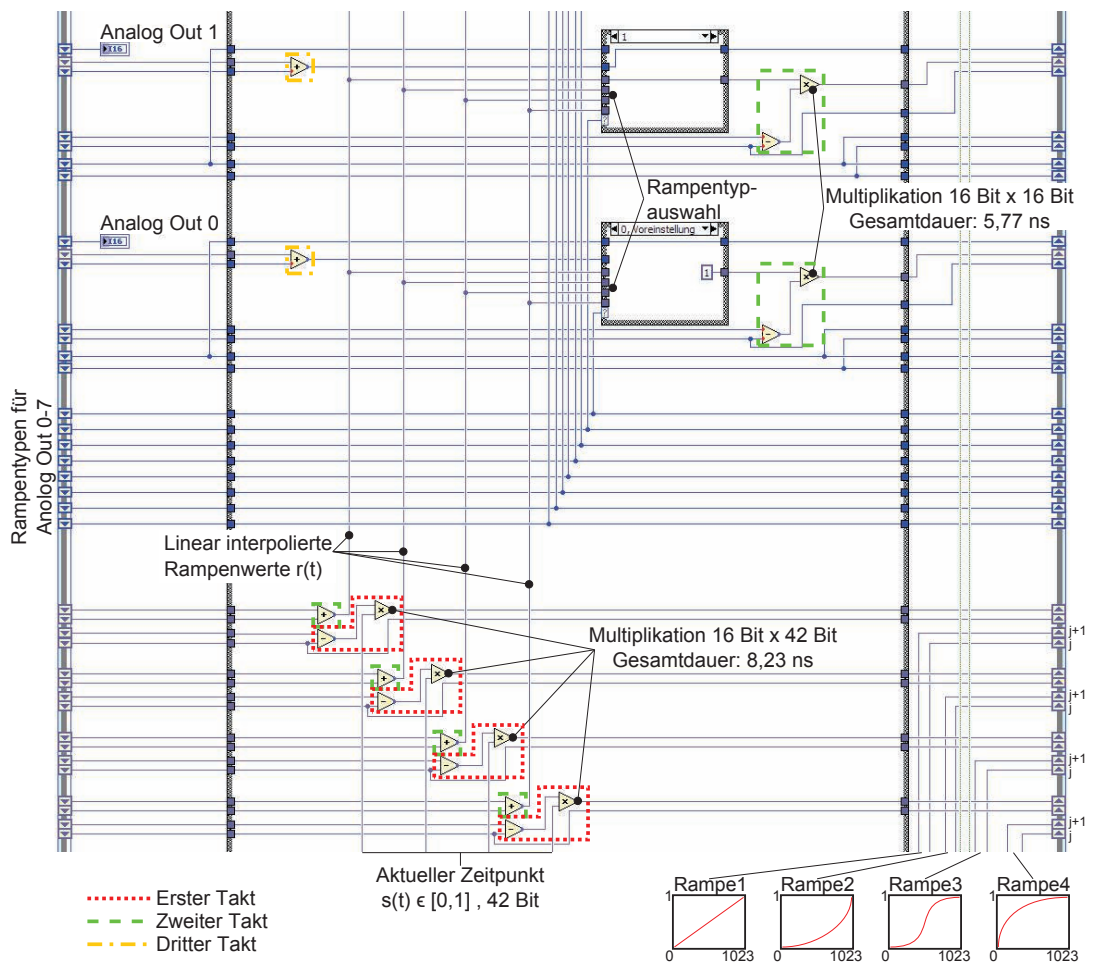
Da diese gesamte Berechnung nicht vom FPGA innerhalb von 10 ns zu bewältigen ist, muss sie in sequentielle Teilberechnungen aufgeteilt werden (s. Abb. 2.19). Insbesondere Multiplikationen dauern sehr lange und müssen somit nacheinander ausgeführt werden. Im ersten Takt (rot) wird die Differenz und die Multiplikation von  $r(t)$  ausgeführt. Während des zweiten Taktes (grün) folgt die Addition in  $r(t)$ , parallel dazu die Differenz in der Berechnung des analogen Ausgangswerts und schließlich die Multiplikation beider. Im dritten und letzten Takt (gelb) wird die letzte Addition ausgeführt und der analoge Ausgangswert ist berechnet. Durch diese FPGA-typische Programmierweise konnte eine Taktung des FPGAs von 10 ns<sup>6</sup> trotz zeitaufwändiger Berechnungen realisiert werden. Anzumerken ist, dass hierdurch das Ergebnis der Berechnung mit einem konstanten zeitlichen Versatz von 30 ns entsteht. Dieser Zeitversatz ist sehr klein gegenüber der Geschwindigkeit des Digital-Analog-Wandlers des FPGAs und aller analog anzusteuern Geräte und kann vernachlässigt werden.



**Abbildung 2.18.:** Beispiel einer Rampenform mit einer Dauer von einer Sekunde.

<sup>6</sup>Durch die ständig wachsende Komplexität des FPGA-Codes ist es dem Compiler nicht mehr möglich eine Taktung von 10 ns einzuhalten. Dies resultiert aus den Signallaufzeiten zwischen den Komponenten des Codes, welche mittlerweile über 2 ns betragen. Somit wurde die Taktung des FPGAs auf 20 ns gestellt.





**Abbildung 2.19.:** Auszug aus dem bei QUANTUS-II verwendeten FPGA-Programm. Zu sehen ist der Algorithmus zur Berechnung der analogen Ausgabewerte, welcher in drei FPGA-Takte unterteilt wurde, damit eine FPGA-Zeitaufösung von  $10 \text{ ns}^6$  realisiert werden konnte. (Anm.: Die zeitaufwändige Multiplikation  $16 \text{ Bit} \times 42 \text{ Bit}$  kann durch eine schnellere Summation ersetzt werden.)

## 2.8. Erzeugung und Kontrolle magnetischer Felder

Die Betrachtung von Magnetfeldern ist ein unverzichtbarer Bestandteil in atomoptischen Experimenten. Einerseits dienen Magnetfelder der Manipulation der atomaren Ensembles, andererseits stören Magnetfelder in bestimmten Phasen des Experiments dessen Ablauf. Daher ist eine präzise Kontrolle der zu erzeugenden Magnetfelder, aber auch die Unterdrückung störender Magnetfelder unabdingbar. Die Erzeugung der Magnetfelder geht dabei größtenteils auf stromdurchflossene Strukturen zurück, die nach den Maxwell-Gleichungen ein Magnetfeld ausbilden. Zur Unterdrückung magnetischer Störfelder werden Materialien niedriger Suszeptibilität verwendet und der sensitive Kern des Experiments mit einer Metallabschirmung hoher magnetischer Permeabilität gegen eindringende Magnetfelder geschützt.

### 2.8.1. Spulen

Die Interferometrikammer wird von drei Spulenpaaren in Helmholtz-Konfiguration umgeben. Mit diesen Spulenpaaren können homogene Felder in allen drei Raumrichtungen erzeugt werden. Diese Magnetfelder dienen unter anderem der Kompensation äußerer Felder, welches für den Betrieb der optischen Melasse (s. Abschnitt 3.2) notwendig ist. Des Weiteren erzeugen die Felder der Spulenpaare in Kombination mit den Feldern des Atomchips die nötige Magnetfeldkonfiguration zum Betrieb einer magneto-optischen Falle, sowie einer harmonischen Falle.

Das Spulenpaar in y-Richtung übernimmt dabei die aktivste Rolle. Mit einem Durchmesser von 130 mm und 100 Windungen können Magnetfelder im Zentrum des Spulenpaares von 14,6 G/A erzeugt werden. Das Spulenpaar in z-Richtung hat einen Durchmesser von 98 mm und kann mit seinen 38 Windungen magnetische Felder von 7,1 G/A erzeugen. Dieses Paar wird hauptsächlich für den Betrieb der MOT verwendet. Die größten Spulen mit einem Durchmesser von 162 mm erzeugen mit ihren 16 Windungen Magnetfelder von 1,8 G/A. Dieses Feld in x-Richtung dient dem Anheben des Fallenbodens der harmonischen Falle, um somit Verluste aus der magnetischen Falle durch Änderung des  $m_F$ -Zustandes zu verhindern. Der maximale Spulenstrom liegt bei allen Spulenpaaren bei 5 A. Die Leistungsaufnahme der Spulenpaare ist während des Experimentzyklus gering genug, sodass keine Wasserkühlung notwendig ist.

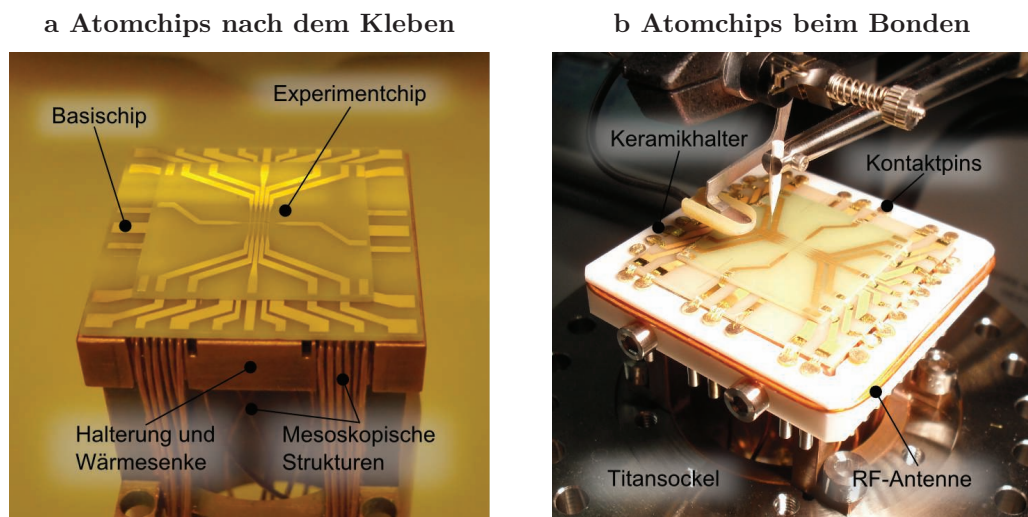
Ferner werden vier rechteckige Spulen zur Erzeugung des zweidimensionalen Quadrupolfelds der  $2D^+$ -MOT verwendet. Diese vier Spulen haben eine Länge von 70 mm, eine Breite von 8 mm und einen Abstand von 26 mm zur Achse des Atomstrahls. Jede dieser Spulen besitzt 54 Windungen und bis zu einem Strom

von 5 A kann auf eine Wasserkühlung verzichtet werden. Bei einem symmetrischen Betrieb aller vier Spulen in einer *race track*-Konfiguration ergibt sich am Ort der Atome ein magnetischer Feldgradient von 5,89 G/(cm A).

Während des Betriebs der 2D<sup>+</sup>-MOT ergibt sich laut Simulation durch den Abstand der Spulen der 2D<sup>+</sup>-MOT zur 3D-Chip-MOT am Ort der Atome der 3D-Chip-MOT ein magnetisches Feld von 3,6 mG/A, welches beim Fangen der Atome in der 3D-Chip-MOT vernachlässigt werden kann.

### 2.8.2. Atomchipaufbau

Das Herz der Apparatur ist der Atomchipaufbau. In Kombination mit den oben beschriebenen Spulen erzeugt dieser die zum Fangen und Manipulieren der Atome nötigen Magnetfelder. Hierbei zeichnet sich der Atomchipaufbau durch seine kompakte und robuste Bauart aus. Ein weiterer Vorteil ist die geringe Leistungsaufnahme und die geringe Induktivität des Aufbaus, welche schnelle Schaltzeiten der magnetischen Felder ermöglicht. Der Atomchipaufbau besteht aus unterschiedlichen Subkomponenten, die in Abbildung 2.20 dargestellt und im Folgenden genauer beschrieben werden.



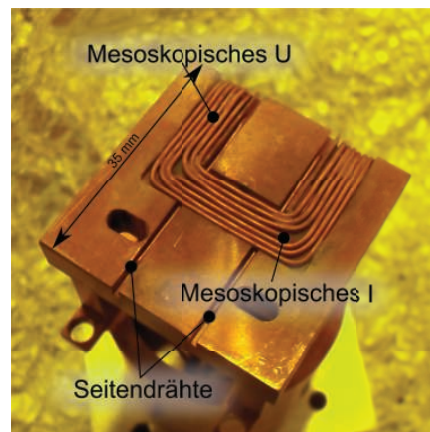
**Abbildung 2.20.:** Atomchipaufbau. Gezeigt ist der Atomchipaufbau nach dem Kleben des Basischips und des Experimentchips auf den Kupferhalter (a) und der gesamte Aufbau während des Bondens (b).

### Halterung und Wärmesenke

Zur Halterung der Atomchipstrukturen dient ein Kupferblock, in welchen Aussparungen zum Einfügen der mesoskopischen Strukturen eingearbeitet sind. Umrahmt wird der Kupferblock von einem Keramikring aus MACOR<sup>®</sup>, welcher über vier Titanschrauben an den Kupferblock verschraubt ist. In diesem Keramikring sind vergoldete Pins zum Kontaktieren der Basischipstrukturen mit dem UHV-Kleber EpoTek 353ND eingeklebt. Des Weiteren besitzt der Keramikring eine Nut, welche zwei Drahtwindungen als Radiofrequenzantenne führt. Neben der Halterung der Atomchipstrukturen dient der Kupferblock auch als Wärmesenke, um an den Atomchipstrukturen entstandene Wärme aufzunehmen und abzuführen. Zur verbesserten Wärmeabfuhr an die Umgebung ist der Kupferblock mit hohem Flächenkontakt passgenau in den ihn umgebenden Titansockel eingelassen. Über vier Titanschrauben ist der Kupferblock an den ihn haltenden Titansockel verschraubt.

### Mesoskopische Strukturen

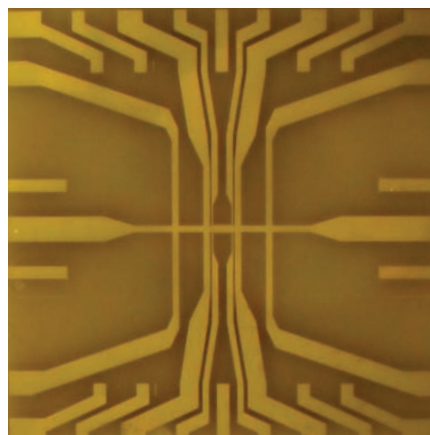
Die mesoskopischen Atomchipstrukturen bilden die unterste Lage des Atomchipaufbaus. Geformt werden diese Strukturen durch UHV-taugliche Kupferdrähte, die einen Leiterdurchmesser von 0,6 mm besitzen und durch eine Kapton-Ummantlung elektrisch isoliert sind. Diese Strukturen sind mit Hilfe des UHV-tauglichen Klebers EpoTek H77 in die dafür vorgesehenen Aussparungen des Kupferblocks geklebt. Unter den mesoskopischen Strukturen werden vier unterschiedliche Strukturen verstanden. Darunter fällt das mesoskopische U, welches zur Erzeugung eines magnetischen Quadrupolfelds verwendet wird. Weiterhin bilden die beiden Seitendrähte zusammen mit dem mesoskopischen I eine H-Struktur zur Erzeugung einer harmonischen Falle. Diese Strukturen sind in Abbildung 2.21 dargestellt. Die vierte Struktur ist die in den Keramik-Ring gewickelte Radiofrequenzantenne, welche in Abbildung 2.20b zu sehen ist.



**Abbildung 2.21.:** Mesoskopische Strukturen.

## Basischip

Über den UHV-tauglichen Kleber EpoTek H77, welcher eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt, ist der Basischip (s. Abb. 2.22) auf die Oberseite des Kupferblocks geklebt und verdeckt somit die eingearbeiteten mesoskopischen Strukturen. Der Basischip besteht aus einem quadratischen Aluminium-Nitrid-Substrat mit einer Kantenlänge von 35 mm. Über ein galvanisches Verfahren sind auf dem Substrat stromführende Goldstrukturen aufgebracht [37]. Die zentralen Goldstrukturen besitzen eine Breite von  $500\ \mu\text{m}$  und eine Höhe von  $8\ \mu\text{m}$ . Diese Strukturen bestehen aus einem um den Mittelpunkt des Basischips zentrierten Mittendraht in x-Richtung mit einer Länge von 14 mm und vier dazu senkrechten Leitern, die eine Länge von 10 mm und einen Abstand vom Mittelpunkt des Basischips von  $\pm 1,25\ \text{mm}$  und  $\pm 3,75\ \text{mm}$  haben. Des Weiteren besitzt der Basischip zwei U-förmige Leiterstrukturen, die zwischen den innersten Senkrechten zum Mittendraht eingebracht sind. Diese haben einen Abstand von  $25\ \mu\text{m}$  zum Mittendraht und eine Breite von  $50\ \mu\text{m}$ . Mittels dieser zwei U-förmigen Strukturen wird das Radiofrequenzsignal zur Evaporation eingestrahlt. Ferner sollte dank dieser Strukturen eine kohärente Aufteilung der atomaren Wolke mittels Radiofrequenzpotenzialen möglich sein [49] [50]. Komplettiert wird der Basischip durch Leiterbahnen, die eine Verbindung vom Experimentchip zu den bereits erwähnten vergoldeten Pins darstellen. Zum Rand des Basischips hin fächern alle Leiterbahnen auf, sodass mehr Fläche zur elektrischen Kontaktierung des Basischips mit den in den Keramikring eingeklebten vergoldeten Pins zur Verfügung steht. Die elektrische Kontaktierung wurde via Bonddrähte mit einem Durchmesser von  $30\ \mu\text{m}$  realisiert. Hierbei wurden zur Kontaktierung der zentralen Basischipstrukturen je 42 Bonddrähte, zur Kontaktierung der U-förmigen Leiterbahnen je 10 Bonddrähte und zur Kontaktierung der Verbindungsleiterbahnen zum Experimentchip je 20 Bonddrähte verwendet.



**Abbildung 2.22.:** Basischip.

### Experimentchip

Die oberste Lage des Chipaufbaus bildet der Experimentchip (s. Abb. 2.23). Auch dieser besteht aus stromführenden Goldstrukturen, welche mittels eines galvanischen Verfahrens auf ein Aluminium-Nitrit-Substrat aufgebracht wurden [37]. Das Substrat ist ebenfalls quadratisch und hat eine Kantenlänge von 25 mm. Beim Experimentchip besitzen die zentralen Strukturen eine Breite von  $50\ \mu\text{m}$  und eine Höhe von  $8\ \mu\text{m}$ . Diese zentralen Strukturen bestehen analog zum Basischip aus einem Mittendraht in x-Richtung der Länge 3,6 mm und fünf dazu senkrecht angeordneten Leiterbahnen der Länge 4 mm. Dabei liegt der Mittendraht des Experimentchips deckungsgleich zum Mittendraht des Basischips. Die dazu senkrechten Leiterbahnen besitzen einen Abstand von 0 mm,  $\pm 1\ \text{mm}$  und  $\pm 2\ \text{mm}$  zum Mittelpunkt des Experimentchips. Somit bilden die beiden äußeren senkrechten Leiterbahnen zusammen mit dem Mittendraht eine zum Vorgängerexperiment QUANTUS-I vergleichbare Z-Struktur [1]. Auch die Leiterbahnen dieser zentralen Struktur des Experimentchips fächern zu den Kanten des Chips hin auf, um größere Flächen zum setzen der Bond-Verbindungen bereit zu stellen.



Abbildung 2.23.: Experimentchip.

Eine weitere wichtige Funktion des Experimentchips besteht in der Bereitstellung der hochreflektierenden Oberfläche für die Spiegel-MOT-Konfiguration des Experiments. Hierzu wurde mittels einer Transferbeschichtung eine dielektrische Spiegelschicht auf die Oberfläche aufgebracht. Zur Planarisierung der Oberfläche des Experimentchips wurde zum festkleben der Spiegelschicht der UHV-taugliche Kleber 353ND von EpoTek verwendet.

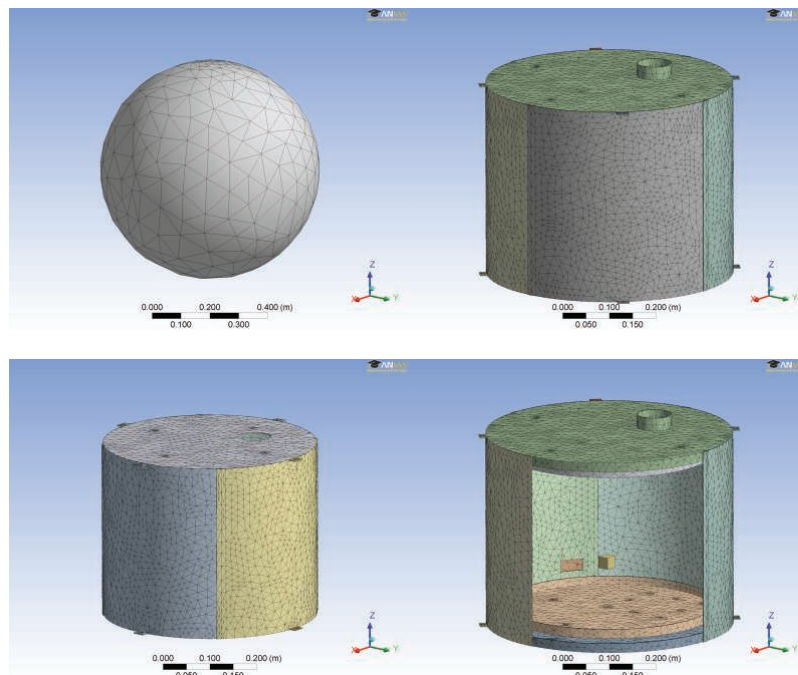
### 2.8.3. Magnetische Abschirmung

In Kooperation mit der Universität Bremen wurde für QUANTUS-II die magnetische Abschirmung des Experiments entworfen. Diese besteht aus zwei Zylindern aus Mumetall, wobei das innere Schild eine Höhe von 375 mm und einen Durchmesser von 454 mm und das äußere Schild eine Höhe von 420 mm und einen Durchmesser von 526 mm hat. Jedes der zwei Schilde besteht aus sechs Segmenten - ein oberes, ein unteres und vier seitliche Segmente. In jedes Schild ist ein Kabelschacht eingebaut, welcher versetzt zu dem anderen angeordnet ist. Außerdem besitzt jedes Schild eine weitere Öffnung am oberen Segment, durch

welche das CF-Rohr von der Interferometrikammer zu den Vakuumpumpen und der UHV-Messsonde geführt ist. Der magnetische Abschirmfaktor in radialer Richtung wurde mittels einer FEM-Simulation zu 12.000 bestimmt. In axialer Richtung ergab die Simulation einen Faktor von 5900. Abbildung 2.24 zeigt die Netzstruktur der Simulation. Tabelle 2.4 fasst eine Messung der Firma Sekels zusammen. Eine detailliertere Beschreibung des Schildes findet sich bei [51].

Richtung des Außenfeldes	Schirmfaktor		
	entlang x-Achse	entlang y-Achse	entlang z-Achse
x-Richtung	658	840	1250
y-Richtung	323	221	287
z-Richtung	109	158	117

**Tabelle 2.4.:** Messung der Abschirmfaktoren des magnetischen Schildes durch die Herstellerfirma Sekels. Diese Messungen wurden bei einem Außenmagnetfeld der Flussdichte  $100 \mu\text{T}$  und einer Frequenz von 10 Hz durchgeführt.



**Abbildung 2.24.:** Magnetische Abschirmung. Gezeigt ist die Vernetzung der magnetischen Abschirmung für die Simulation der Abschirmfaktoren. Diese Simulationen wurden mit Hilfe des Programms ANSYS durchgeführt. Die Abschirmfaktoren wurden für den Bereich der Atome ermittelt, welcher hier durch den Würfel indiziert wird. (Übernommen aus [51])





### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

In diesem Kapitel werden Methoden zum Erzeugen eines möglichst kalten atomaren Ensemble hoher Teilchenzahl in einer Atomchip-basierten Falle beschrieben. Zur Generierung dieses Ensembles werden im Experiment die unterschiedlichen Wechselwirkungen der Rubidiumatome mit Licht- und Magnetfeldern genutzt. Sowohl die Verwendung reiner Lichtkräfte während der sogenannten optischen Melasse, als auch das Benutzen reiner magnetischer Kräfte in den chip-basierten Fällen finden hierbei Anwendung. Die Kombination beider Wechselwirkungen führt zur sogenannten magneto-optischen Falle. Ziel der erwähnten Methoden ist das schnelle Sammeln und Speichern vieler Rubidiumatome bei einer hohen Phasenraumdicke (engl.: *phase space density*, kurz PSD) und deren weiterer PSD-Erhöhung bis zur Quantenentartung.

Die Struktur dieses Kapitels folgt dem zeitlichen Ablauf des experimentellen Zyklus. Es beginnt mit der Beschreibung und Charakterisierung des verwendeten **atomaren Quellsystems ultra-kalter Gase**. Dieses Quellsystem umfasst die Bereitstellung des Alkaligases, die Erzeugung eines vorgekühlten atomaren Strahls hohen Flusses, sowie die Speicherung der Atome innerhalb der 3D-Chip-MOT. Die in der 3D-Chip-MOT gespeicherten Atome werden im nächsten Schritt der **optischen Melasse und der optischen Zustandspräparation** für das Umladen in den Magnetfallen vorbereitet. Die Beschreibung dieser **Magnetfallen** wird unterteilt in die Quadrupolfalle und die harmonische Falle vorgenommen. Anschließend wird die **evaporative Kühlung** innerhalb der Magnetfallen des Atomchipaufbaus bis zur Quantenentartung nachvollzogen. Das Kapitel schließt mit einer **Zusammenfassung, Diskussion und Einordnung der Ergebnisse** der zuvor erläuterten Schritte.

## 3.1. Atomares Quellsystem ultra-kalter Gase

Zur schnellen Erzeugung atomarer Ensembles mit hoher Teilchenzahl wird im Rahmen dieses Experiments ein sogenanntes Doppel-MOT-System verwendet, welches sich in drei Baugruppen unterteilen lässt. Die erste Baugruppe – das Rubidiumreservoir – dient der Erzeugung des Rubidiumdampfs bei Raumtemperatur. Dieser Dampf wird mittels der zweiten Baugruppe – der  $2D^+$ -MOT – in zwei Raumdimensionen vorgekühlt und als kalter Atomstrahl hohen Flusses der dritten Baugruppe – der 3D-Chip-MOT – zugeführt. Diese 3D-Chip-MOT schließt das Rubidiumgas in drei Raumdimensionen ein und sammelt somit eine Rubidiumwolke zur weiteren Verarbeitung. Nachfolgend werden diese drei Baugruppen detaillierter vorgestellt und charakterisiert.

### 3.1.1. Bereitstellung der Alkaligase

Zur Bereitstellung des nötigen Alkaligases wurden innerhalb der  $2D^+$ -MOT-Kammer insgesamt drei Dispenser verbaut. Vorteilhaft an diesen Dispensern ist ihre kompakte Bauweise und die schaltbare Freisetzung an Alkaligasen. Zwei dieser Dispenser [SAES Getters] dienen der Erzeugung des Rubidiumdampfs im natürlichen Isotopenverhältnis von 72 %  $^{85}\text{Rb}$  und 28 %  $^{87}\text{Rb}$  und der dritte Dispenser [Alvatec] der Erzeugung eines Kaliumdampfs mit auf 5 % angereichertem  $^{40}\text{K}$ . Die Freisetzung der Alkaligase basiert hierbei auf einer endothermen Reduktionsreaktion, die ab einer Aktivierungstemperatur oberhalb von ca.  $550^\circ\text{C}$  abläuft. Zum Erreichen dieser Temperaturen wird der Dispenser durch einen Stromfluss von einigen Ampere ohmsch geheizt.

Während mehrere Experimente [52, 53, 54] erfolgreich mit Hilfe der Dispensertechnologie operieren, stellte sich diese jedoch für die QUANTUS-II-Apparatur als nicht zuverlässig heraus. Es war nicht möglich, mit Hilfe der Dispenser einen vorgekühlten Atomstrahl zu erzeugen, geschweige denn Atome in der MOT zu fangen. Dies lässt sich auf die schmutzige chemische Reaktion, bei welcher neben den erwünschten Alkaligasen auch andere freigesetzt werden, in Kombination mit dem geringen Volumen der Vakuumkammern und der geringen Pumpleistung am Ort der Dispenser erklären.

Deswegen wurde die  $2D^+$ -MOT-Kammer um ein Rubidiumreservoir erweitert. Hierbei handelt es sich um eine Ampulle mit chemisch reinem Rubidium im natürlichen Isotopenverhältnis. Das unter UHV-Bedingungen bei Raumtemperatur zähflüssige Rubidiummetall kann durch Erhitzen des Reservoirs verdampft werden. Durch die Wahl der Temperatur kann der Partialdruck des Rubidiums eingestellt und die der  $2D^+$ -MOT zugeführte Teilchenzahl gesteuert werden.

### 3.1.2. Charakterisierung der 2D<sup>+</sup>-MOT

Die Aufgabe der 2D<sup>+</sup>-MOT [30] besteht in der Bereitstellung eines vorgekühlten Atomstrahls hohen Atomflusses  $\Phi$  zum Beladen der 3D-Chip-MOT in der Interferometrikammer, mit

$$\Phi \propto N_{\Phi} \cdot \langle v \rangle_{\Phi}.$$

Die beiden wichtigen charakteristischen Größen dieses Flusses sind die Anzahl der Atome im Atomstrahl  $N_{\Phi}$  und deren mittlerer Geschwindigkeit  $\langle v \rangle_{\Phi}$ . Die Anzahl der Atome im Atomstrahl kann durch den Partialdruck und der Konfiguration der Magnet- und Lichtfelder beeinflusst werden. Deren mittlere Geschwindigkeit kann dank des 2D<sup>+</sup>-MOT-Designs durch den *Pusher*- und den *Retarder*-Lichtstrahl eingestellt werden. Im Folgenden wird der Atomfluss in Abhängigkeit der erwähnten Parameter untersucht. Für eine detailliertere Untersuchung der 2D<sup>+</sup>-MOT wird an dieser Stelle auf eine an diesem Experiment angefertigte Masterarbeit verwiesen [44].

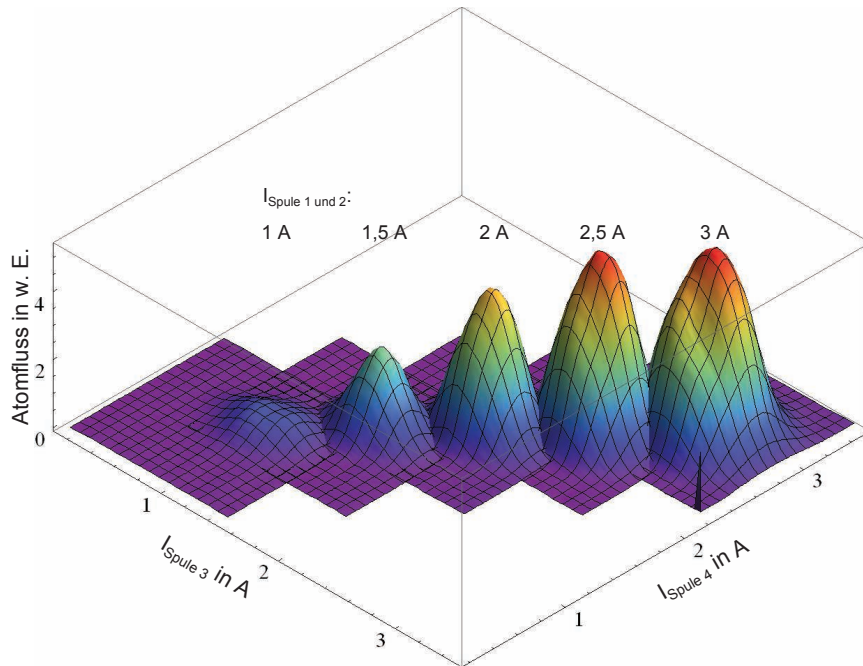
#### Position des Atomstrahls

Die Position des Atomstrahls innerhalb der Vakuumkammer wird durch die Position des Magnetfeld-Null-Durchgangs des verwendeten Quadrupolfelds und mittels der transversalen Lichtdrücke auf die Atome bestimmt. Durch den retro-reflektierenden Aufbau der transversalen Kühlstrahlen, insbesondere aufgrund des Verzichts auf die Antireflex-Beschichtung der Innenseite der Fenster, kommt es zu einer Ungleichheit des Lichtdrucks und somit zu einem Versatz des Atomstrahls. Dieser Versatz kann mit Hilfe des verwendeten Magnetfelds kompensiert werden, sodass der Atomstrahl durch die differentielle Pumpstufe in die Interferometrikammer gelangen kann (s. Anhang C).

Bei der in Abbildung 3.1 dargestellten Messung wurde der Magnetfeld-Null-Durchgang in den beiden transversalen Richtungen variiert und der Atomfluss mittels einer Fluoreszenzdetektion in der Interferometrikammer ermittelt. Hierzu wurden zwei benachbarte Spulen der *race track*-Konfiguration (Spule 1&2) in Reihe geschaltet und der Strom in den jeweils gegenüber liegenden Spulen (Spulen 3,4) variiert. Diese Messung wurde für fünf verschiedene Ströme in den Spulen 1&2 bei gleichbleibender Leistung und Verstimmung der transversalen Kühlstrahlen wiederholt.

Durch Analyse dieser Ergebnisse stellt sich ein über die Messung konstant bleibendes, optimales Verhältnis der Spulenströme in Spule 3 ( $I_{\text{Spule3}}$ ) bzw. 4

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

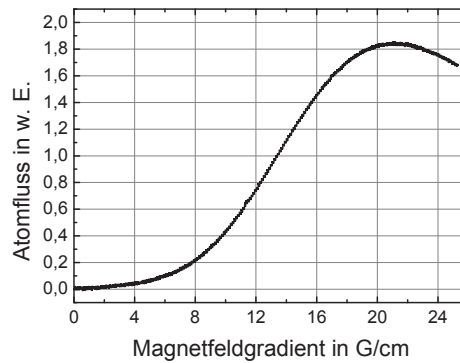


**Abbildung 3.1.:** Position des Atomstrahls. Dargestellt ist die Höhe des Atomflusses in Abhängigkeit der Ströme in Spule 3 bzw. 4 bei verschiedenen Strömen in den in Reihe geschalteten Spulen 1 und 2.

( $I_{\text{Spule 4}}$ ) zu den in Reihe geschalteten Spulen 1&2 ( $I_{\text{Spule 1\&2}}$ ) heraus. Diese liegen bei

$$\frac{I_{\text{Spule 3}}}{I_{\text{Spule 1\&2}}} = 0,954 \quad \text{und} \quad \frac{I_{\text{Spule 4}}}{I_{\text{Spule 1\&2}}} = 0,946.$$

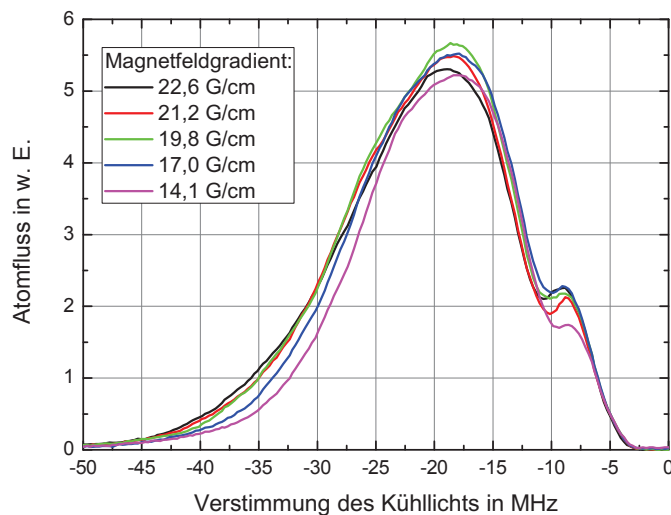
Folglich konnten die Ströme der Spulen der *race track*-Konfiguration via Spannungsteiler auf diese optimalen Verhältnisse eingestellt werden. Des Weiteren zeigt die Messung, dass bei höheren Strömen in den Spulen der Fluss zunimmt. Dies ist auf einen proportional zum Spulenstrom steigenden Magnetfeldgradienten zurückzuführen, welcher im direkten Wechselspiel mit der Frequenzverstimmung der transversalen Kühllichter zu einem effizienteren Fangen und einer verbesserten Strahlformung der Atome führt. Abbildung 3.2 zeigt eine Messung dieser Abhängigkeit des Atomflusses vom Magnetfeldgradienten bei einer festen Einstellung der Frequenzverstimmung. Diese Abhängigkeit wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.



**Abbildung 3.2.:** Abhängigkeit des Atomflusses vom Magnetfeldgradienten.

### Magnetfeldgradient und Frequenzverstimmung der Lichtfelder

Maßgebend für die Effizienz der Atomstrahlformung ist die auf die Atome wirkende Spontankraft. Diese lässt sich über den Magnetfeldgradienten und die Frequenzverstimmung der Lichtfelder einstellen. Folglich wurde der Atomfluss in Abhängigkeit dieser beiden Parameter vermessen. Abbildung 3.3 zeigt eine Messung, bei welcher die Verstimmung der Lichtfelder bei unterschiedlichen Magnetfeldgradienten, die proportional zu den Spulenströmen sind, variiert wurde. Die zu den Spulenströmen gehörigen Magnetfeldgradienten wurden hierbei mit Hilfe der im Kapitel 5 vorgestellten Simulation errechnet. Mittels der Fluoreszenzdetektion konnte die Stärke des Atomflusses in der Interferometrikammer gemessen werden. Aus dieser Messung lässt sich eine optimale Kombination eines Magnetfeldgradienten von 19 G/cm und einer Frequenzverstimmung von -18,2 MHz ermitteln.



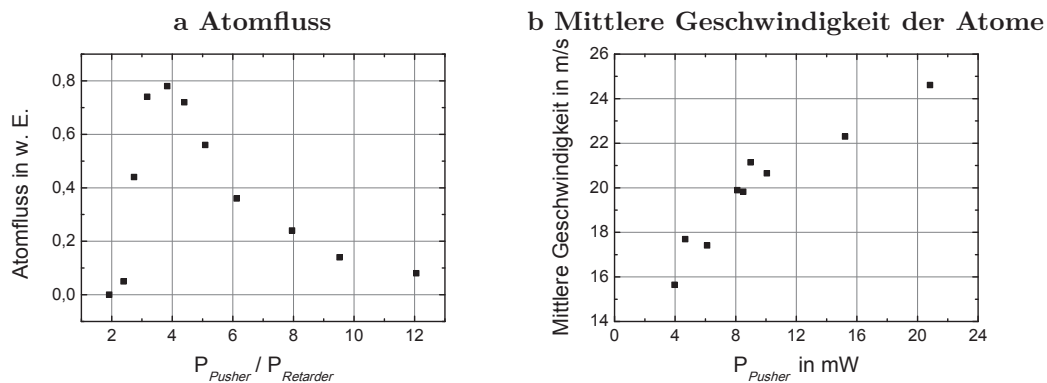
**Abbildung 3.3.:** Optimierung des Flusses der  $2D^+$ -MOT durch Verstimmung des Kühllichts in Abhängigkeit des Magnetfeldgradienten.

### Lichtleistung der $2D^+$ -MOT

Für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT stehen dem Experiment am Ort der Atome insgesamt 120 mW Kühllichtleistung zur Verfügung. Diese Leistung muss auf vier Lichtstrahlen aufgeteilt werden. Kritisch für den Betrieb der  $2D^+$ -MOT ist die Gesamtleistung und das korrekte Verhältnis der Leistung des *Pusher*- und des *Retarder*-Lichtstrahls. Abbildung 3.4a zeigt exemplarisch eine Messung zum

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

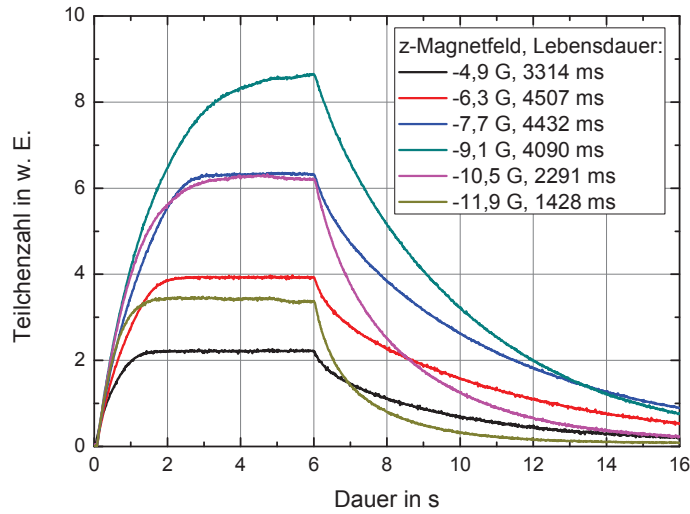
*Pusher-Retarder-Verhältnis* bei einer *Pusher*-Lichtleistung von 9 mW. Weiterhin spielt die Leistung des *Pusher*-Lichtstrahls eine wichtige Rolle für die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls. Hierbei steigt die mittlere Geschwindigkeit und somit der Fluss des Atomstrahls monoton mit der Lichtleistung des *Pushers* an. Abbildung 3.4b zeigt eine Messreihe der mittleren Geschwindigkeit des Atomstrahls mit variiertes *Pusher*-Lichtleistung bei einem festen, optimalen *Pusher-Retarder-Verhältnis* von vier. Da die simulierte Einfanggeschwindigkeit der 3D-Chip-MOT im Bereich um 30 m/s liegt und der Atomstrahl eine gemessene Geschwindigkeitsbreite (FWHM) von 22 m/s aufweist, wurde für den Betrieb der 2D<sup>+</sup>-MOT eine *Pusher-Retarder-Gesamtleistung* von 10 mW gewählt. Die restliche zur Verfügung stehende Lichtleistung wird zu gleichen Teilen auf die beiden transversalen Kühlstrahlen aufgeteilt. Bei einer Messung des Atomflusses in Abhängigkeit der transversalen Kühlleistung stieg der Fluss linear mit der Leistung an. Es konnte für die zur Verfügung stehende Lichtleistung keine Sättigung des Atomflusses in Abhängigkeit der transversalen Kühlleistung beobachtet werden.



**Abbildung 3.4.:** Atomfluss und mittlere Geschwindigkeit der Atome der 2D<sup>+</sup>-MOT. Dargestellt ist die Abhängigkeit des Atomflusses vom *Pusher-Retarder-Verhältnis* (a) und die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit der Atome von der *Pusher*-Leistung (b).

#### 3.1.3. Charakterisierung der 3D-Chip-MOT und der Kompressions-MOT

Die dreidimensionale magneto-optische Falle ist das wichtigste Hilfsmittel atomoptischer Experimente mit ultrakalten Gasen neutraler Atome. Zur Miniaturisierung dieses gut verstandenen Systems [55] wird im Rahmen dieses Experiments auf eine integrierte, drahtbasierte Variante [32] zur Erzeugung des benötigten magnetischen Quadrupolfelds zurückgegriffen. Durch den Einsatz dieser



**Abbildung 3.5.:** Abhängigkeit der Laderaten der 3D-Chip-MOT vom Magnetfeld in z-Richtung. Sowohl eine optimale Laderate, als auch eine optimale Teilchenzahl wird bei einem Feld von -9,1 G in z-Richtung erreicht. Die längste Lebensdauer wurde für ein Feld von -6,3 G gemessen<sup>1</sup>.

Atomchip-Technologie musste die 3D-Chip-MOT ferner als Spiegel-MOT [31] konstruiert werden. Mit ihr ist es möglich, schnell eine große Anzahl an neutralen Atomen mit einer Temperatur von wenigen hundert  $\mu\text{K}$  zu sammeln und zu speichern. Ferner wird mit Hilfe der 3D-Chip-MOT das gespeicherte Ensemble komprimiert und näher an die Chipoberfläche verschoben. Dies geschieht zur räumlichen Modenanpassung des Ensembles an die nachfolgende Magnetfalle und dient der Steigerung der Umladeeffizienz.

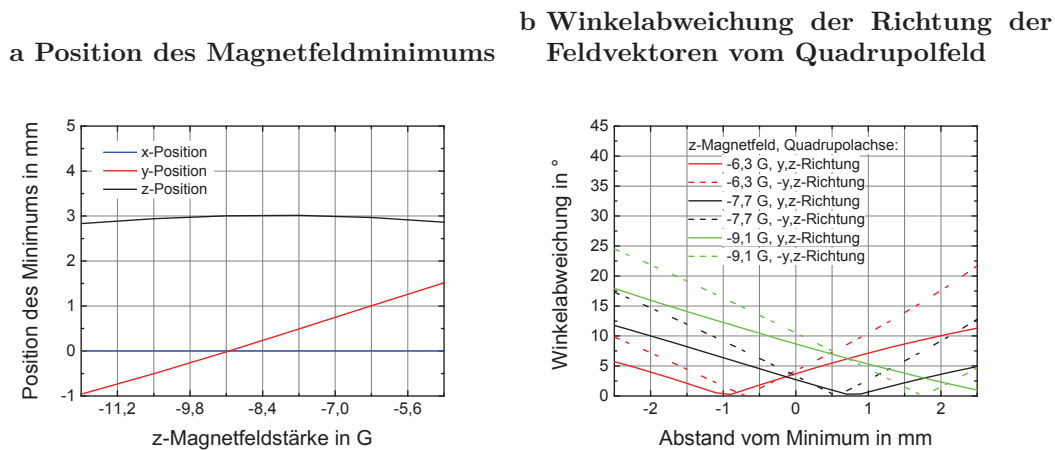
### Charakterisierung der 3D-Chip-MOT

Zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfelds der 3D-Chip-MOT wird das im Kapitel 2 beschriebene mesoskopische U in Kombination mit den y-Spulen verwendet. Durch die sechsfache Windung der U-Struktur kann das Minimum des Quadrupolfelds in einem ausreichenden Abstand von mehreren Millimetern

<sup>1</sup>Die hier angegebenen Magnetfeldstärken entsprechen den von den Spulenpaaren erzeugten Magnetfeldern. Zum Zeitpunkt dieser Messung war der magnetische Schild noch nicht verbaut und ein Heizschlauch, der später als starke Magnetfeldquelle identifiziert wurde, noch nicht entfernt. Somit herrschte bei dieser Messung ein nicht zu vernachlässigendes residuelles Magnetfeld, welches über eine Optimierung der optischen Melasse-Phase später entdeckt wurde. Dieses residuelle Magnetfeld von etwa  $(B_x, B_y, B_z) = (0 \text{ G}, -3,32 \text{ G}, 1,4 \text{ G})$  muss bei den Ergebnissen dieser Messung berücksichtigt werden.

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

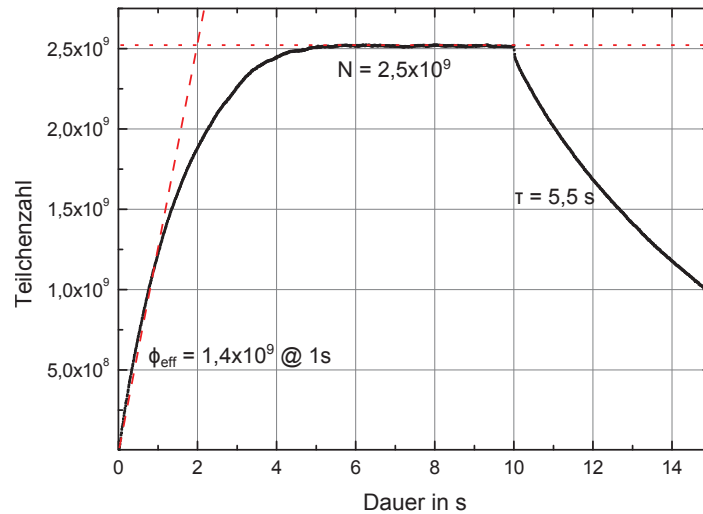
bei Magnetfeldgradienten um 20 G/cm mit Strömen von lediglich 10 A realisiert werden. Zur Optimierung der Form des somit erzeugten Feldes (vgl. Abb. 5.10) wird zusätzlich das z-Spulenpaar verwendet. Abbildung 3.5 zeigt exemplarisch eine Messung zu dieser Abhängigkeit vom z-Magnetfeld. Hierbei wurden Ladekurven für die 3D-Chip-MOT bei einem Strom von 9 A im mesoskopischen U und einem homogenen Feld von -10,1 G in y-Richtung bei variierender Magnetfeldstärke in z-Richtung aufgenommen. Es zeigt sich sowohl eine optimale Laderate, als auch eine optimale Teilchenzahl in der 3D-Chip-MOT bei einem Feld von -9,1 G in z-Richtung. Mit den in Kapitel 5 vorgestellten Methoden konnte für diese Konfiguration der beste geometrische Überlapp mit dem vorgekühlten Atomstrahl der 2D<sup>+</sup>-MOT gezeigt werden. Diese Abhängigkeit der Position des Feldminimums vom z-Spulenstrom ist in Abbildung 3.6a dargestellt. Die längste Lebensdauer der atomaren Wolke zeigt sich bei einem z-Magnetfeld von -6,3 G und -7,7 G. Wie Abbildung 3.6b zeigt, entspricht diese Feldkonfiguration einer nahezu optimierten Quadrupolgeometrie (vgl. Abb. 5.10).<sup>1</sup>



**Abbildung 3.6.:** Simulationsergebnisse zur Abhängigkeit der Laderaten der 3D-Chip-MOT vom Magnetfeld in z-Richtung. Abbildung (a) zeigt die Abhängigkeit der Position des Magnetfeldminimums von der z-Magnetfeldstärke. Bei einer Feldstärke von -9,1 G hat das Minimum die Position  $(x,y,z)=(0,0,3)$  mm und überlappt somit am besten mit dem Atomstrahl der 2D<sup>+</sup>-MOT. In Abbildung (b) ist die Winkelabweichung der Feldvektoren vom idealen Quadrupolfeld für die drei Konfigurationen mit -6,3 G, -7,7 G und 9,1 G gezeigt. (Vergleiche hierzu Abbildung 5.10)

Neben den Magnetfeldern gilt es, die verwendeten Kühlstrahlen zu optimieren. Hierzu wurde die Leistung und Verstimmung der Strahlen variiert. Dabei zeigt sich eine optimale Verstimmung der vier Laserstrahlen von -19,4 MHz bei angepasstem Quadrupolfeld, erzeugt durch 10 A im mesoskopischen U, -11,8 G in y-Richtung und -7 G in z-Richtung. In Abhängigkeit der Kühllichtleistung kann





**Abbildung 3.7.:** Ladekurve der 3D-Chip-MOT. Mit einem effektiven Fluss  $\Phi_{\text{eff}} = 1,4 \cdot 10^9$  Atome/s können  $N = 2,5 \cdot 10^9$  Atome nach 5 Sekunden in die 3D-Chip-MOT geladen werden. Die Lebensdauer der 3D-Chip-MOT konnte zu  $\tau = 5,5 \text{ s}$  bestimmt werden.

eine linear ansteigende Anzahl an gefangenen Atomen bis zu einem Wert von 20 mW pro Strahl beobachtet werden. Ab diesem Wert sättigt die Atomzahl bei einem Maximum bei 23 mW und fällt anschließend wieder.

Zusammenfassend erlaubt der Aufbau eine maximale Teilchenzahl von  $2,5 \cdot 10^9$  Atome nach 5 Sekunden mit einem effektiven Fluss von  $1,4 \cdot 10^9$  Atomen pro Sekunde in die 3D-Chip-MOT zu laden. Die Lebensdauer der MOT beträgt dabei 5,5 Sekunden. Abbildung 3.7 zeigt eine Messung dieser Ergebnisse und Abbildung 3.8a eine mit verstimmtten Licht aufgenommene Absorptionaufnahme der in der MOT gefangenen Atome.

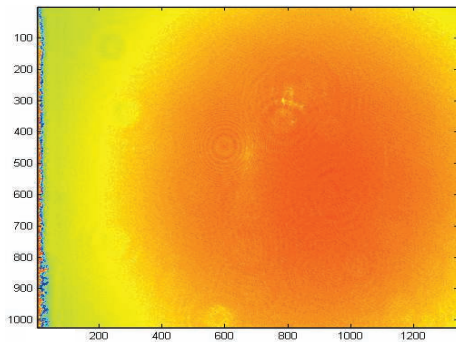
### Charakterisierung der Kompressions-MOT (K-MOT)

Ab einer bestimmten Dichte des in der 3D-Chip-MOT gefangenen Ensembles reicht es nicht aus, ausschließlich die von außen wirkende Spontankraft der MOT-Konfiguration zu betrachten. Hier kommt es vermehrt zu einer Reabsorption der spontan emittierten Photonen und somit zu einer nach außen wirkenden Kraft [56, 57]. Dadurch stellt sich eine maximal erreichbare Dichte der Wolke ein. Diese maximale Dichte liegt für Alkalimetalle typischerweise im Bereich um  $10^{11}$  Atome/cm<sup>3</sup>. Fügt man nun weiter Atome zum Ensemble hinzu, so wird dieses lediglich größer und nicht dichter. Um jedoch eine möglichst große Anzahl an Atomen in die nachfolgende vergleichsweise kleinvolumige magnetische Chip-Falle umladen zu können, muss die Dichte des Ensembles weiter erhöht werden.

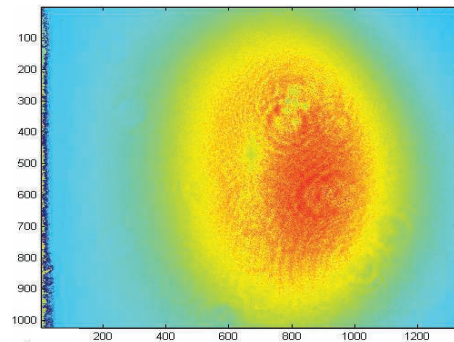
### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

Hierzu dient die K-MOT-Phase, in welcher typischerweise die Magnetfeldgradienten der MOT auf 60 G/cm erhöht und die Verstimmung der verwendeten Kühlstrahlen erhöht werden [58]. Diese Methode ist bei dem hier verwendeten Chipaufbau nicht möglich, da eine Erhöhung der Gradienten mit einer Reduktion des Abstandes des Fallenminimums zum Chip einhergeht und zu einem hohen Teilchenverlust führt. Daher wurde die K-MOT durch ein anderes Vorgehen realisiert. Anstelle die Gradienten zu erhöhen, werden diese innerhalb von 29 ms linear auf einen Wert von  $B'_{(x,y,z)} = (1, 2, 3)$  G/cm reduziert. Hierzu wird der Strom im mesoskopischen U auf 0,24 A, das Magnetfeld in y-Richtung auf -1,1 G und das Magnetfeld in z-Richtung auf -1,6 G reduziert. Die Verstimmung der Kühlstrahlen wird zeitgleich auf -50 MHz linear erhöht und das Kühllicht der 2D<sup>+</sup>-MOT abgeschaltet. Nachdem die Wolke (s. Abb. 3.8b) somit ohne Teilchenverlust komprimiert wurde, wird diese innerhalb von 18 ms auf einen Millimeter Abstand von der Chipoberfläche herangezogen und an eine Position geschoben, welche den besten räumlichen Überlapp mit der nachfolgenden magnetischen Falle aufweist. Hierzu wird der Strom im mesoskopischen U wieder auf 4,6 A erhöht und das äußere Magnetfeld auf  $B_{(x,y,z)} = (0, 11, 4)$  G gestellt. Die Magnetfeldgradienten weisen in dieser Konfiguration  $B'_{(x,y,z)} = (2, 20, 21)$  G/cm auf. Über eine Messung nach freier Expansion wurde die Temperatur der Wolke zu 240  $\mu$ K bestimmt.

a Absorptionsaufnahme der MOT



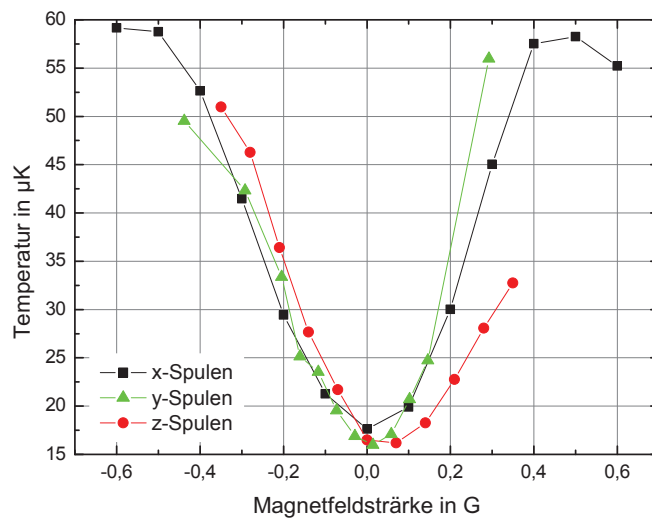
b Absorptionsaufnahme der K-MOT



**Abbildung 3.8.:** Absorptionsaufnahmen der in der MOT (links) und in der K-MOT (rechts) gespeicherten Atome. Die Aufnahmen sind nach 2 ms freier Expansion gemacht worden.

## 3.2. Optische Melasse und optische Zustandspräparation

Eine weitere Reduktion der Temperatur der in der MOT gefangenen Atome kann durch die Verwendung einer anschließenden optischen Melasse erzielt werden. Für dieses Sub-Doppler-Kühlverfahren [59, 60] werden rot-verstimmte, gegenläufig propagierende Laserstrahlen benötigt, welche eine entgegengesetzte zirkulare Polarisation aufweisen. Somit können für die optische Melasse die Laserstrahlen der 3D-Chip-MOT verwendet werden. Da dieses Kühlverfahren zu den geringsten Temperaturen im Magnetfeld-freien Raum führt, ist es nötig, die vorherrschenden parasitären Magnetfelder zu kompensieren. Hierzu wurden die drei Spulenpaare der Interferometrikammer separat in ihrem Strom variiert und zu jeder Einstellung die Temperatur der Atomwolke mittels einer Messung nach einer freien Expansion ermittelt (s. Abb. 3.9). Über die Variation der Spulenströme konnte die Temperatur der Wolke auf  $16\ \mu\text{K}$  reduziert werden.

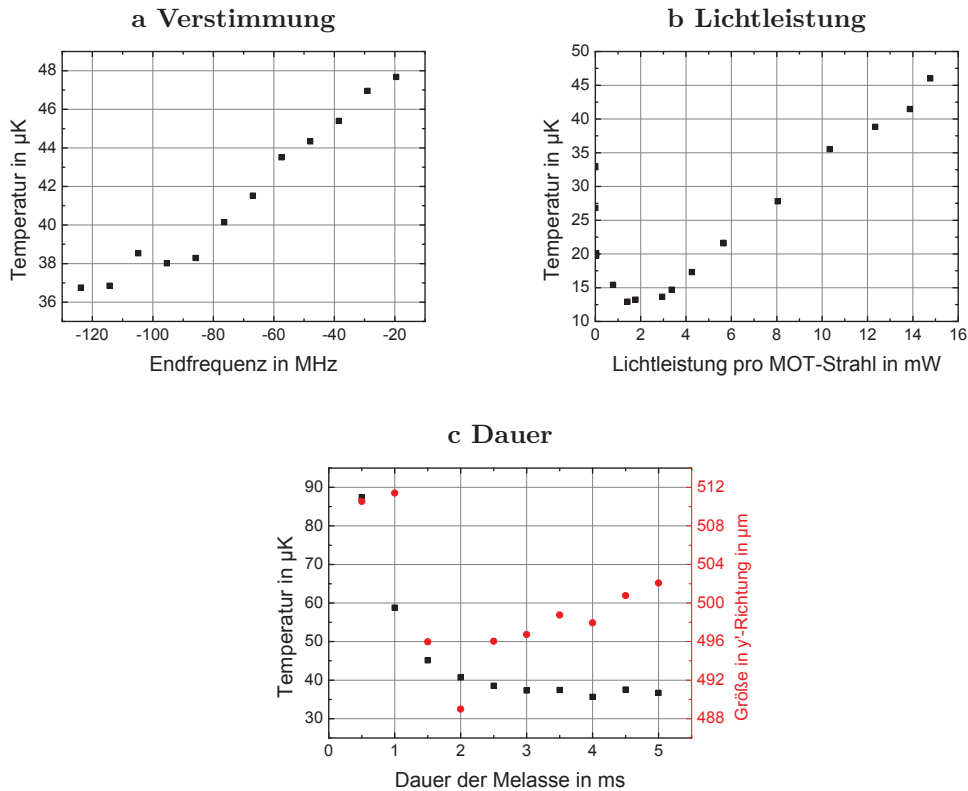


**Abbildung 3.9.:** Vermessung der Temperatur in Abhängigkeit der angelegten Magnetfelder zur Kompensation parasitärer Magnetfelder. Bei allen drei Verläufen ist ein deutliches Minimum zu erkennen. Bei optimal gewählten Strömen der Spulen konnte die Temperatur der Wolke auf  $16\ \mu\text{K}$  reduziert werden.

Weitere wichtige Parameter zur Optimierung der optischen Melasse sind die Stärke der Rotverstimmung und die Leistung der Laserstrahlen. Hierbei zeigt sich, dass eine während der Dauer der Melasse linear zunehmende Verstimmung bis zu  $-120\ \text{MHz}$  zu tieferen Temperaturen führt. Ebenso ist es vorteilhaft, die Leistung der Laserstrahlen während der Melasse linear auf  $2\ \text{mW}$  zu reduzieren.

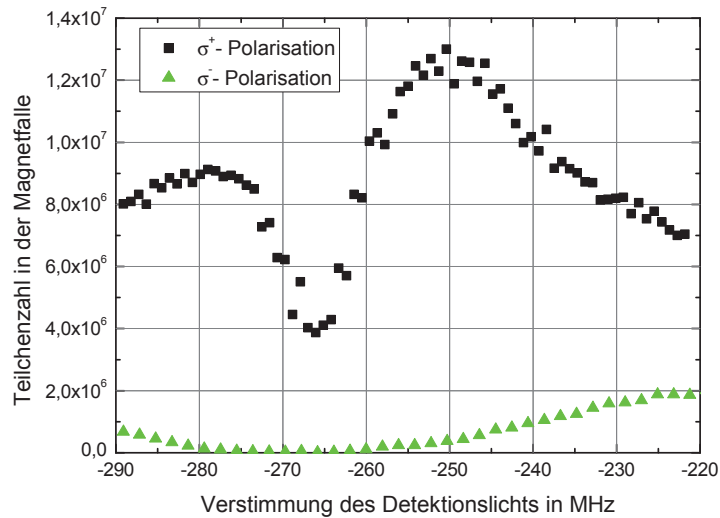
### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

Letztendlich ist die optimale Dauer der Melasse zu bestimmen. Diese sollte zu tiefst-möglichen Temperaturen führen, jedoch nicht unnötig Zeit in Anspruch nehmen, da mit Dauer der Melasse-Phase das atomare Ensemble durch eine Zufallsbewegung der Atome größer wird. Bei den Messungen stellte sich eine Dauer von 3 ms als ausreichend heraus. Abbildung 3.10 fasst die hierzu am Experiment ermittelten Messgrößen zusammen.



**Abbildung 3.10.:** Vermessung der Temperatur in Abhängigkeit der Verstimmung, Lichtleistung und Dauer. Nach einer linearen Änderung der Verstimmung auf -120 MHz (a) und einer linearen Abschwächung der Lichtleistung auf 2 mW konnte die jeweils tiefste Temperatur der Atomwolke erreicht werden (b). Dieser Prozess ist nach 3 ms abgeschlossen (c, Quadrate). Verlängert man den Prozess der Melasse wird das atomare Ensemble nicht kälter, sondern wächst lediglich in der Größe (c, Punkte).

Letztlich ist für die Leistungsfähigkeit der optischen Melasse die Leistungsbalance zwischen den sechs verwendeten Laserstrahlen wichtig. Diese kann am Experiment nicht optimiert werden, da ein nicht verstellbarer 1-zu-4-Faser-Aufteiler verwendet wird. Ferner sorgt der Aufbau der Spiegel-MOT für ein weiteres Leistungsungleichgewicht. Dennoch ist die Leistungsaufteilung für den Betrieb der optischen Melasse hinreichend. Dies kann durch die Restbewegung der Atome



**Abbildung 3.11.:** Optische Zustandspräparation in Abhängigkeit der Lichtfrequenz. Gezeigt ist die resultierende Teilchenzahl in der anschließenden Magnetfalle für eine  $\sigma^+$ -Polarisation (Quadrate) bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation (Dreiecke). Die auftretende  $\pi$ -Resonanz bei -266 MHz weist auf ein nicht perfekt parallel zur Richtung des Pumpstrahls eingestelltes Magnetfeld hin.

nach der Melasse überprüft werden. Nach der Melasse-Phase bewegen sich die Atome mit einer Geschwindigkeit von 1,34 mm/s vom Atomchip weg. Unter der Annahme, dass die Atome im  $45^\circ$ -Winkel zur Fallrichtung abgebildet werden, ergibt sich eine Fallbeschleunigung der Atome von  $9,789 \text{ m/s}^2$ . Dies ist auch ein guter Hinweis für den richtig abgeschätzten Abbildungsmaßstab. Zusammengefasst ist es möglich, die Temperatur der Wolke mit Hilfe der optischen Melasse auf  $12 \mu\text{K}$  zu reduzieren.

Zur Steigerung der Teilchenzahl in den folgenden Magnetfallen werden die durch die optische Melasse gekühlten Atome anschließend mit Hilfe der optischen Zustandspräparation in den magnetisch fangbaren Zustand  $|F = 2, m_F = +2\rangle$  überführt. Dieser Zustand ist gegenüber dem ebenfalls magnetisch fangbaren Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  zu favorisieren, da die recht schwachen magnetischen Fallen in größerer Entfernung zum Atomchip mit doppelter Stärke an ihn koppeln. Hierzu wird ein einziger zirkular polarisierter Laserstrahl eingestrahlt, welcher resonant zum Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  ist. Im Falle dieses Experiments wird der Strahl der Absorptionsdetektion verwendet, welcher um -250 MHz verstimmt wird. Dabei wird ein Magnetfeld von etwa 4,3 G in Richtung des Laserstrahls angelegt, welches somit eine energetische Trennung der  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Resonanz von circa 12 MHz bedingt. Durch eine korrekte Wahl der

Magnetfeldrichtung sind  $\pi$ -Übergänge verboten. Hierdurch kann sicher gestellt werden, dass trotz nicht perfekter zirkularer Polarisation des verwendeten Laserstrahls ausschließlich ein  $\sigma^+$ -Übergang energetisch erlaubt ist. Nach nur wenigen Zyklen sammeln sich alle Atome im Zustand  $|F = 2, m_F = +2\rangle$ , welcher für den verwendeten Übergang dunkel ist. Somit wird ein Heizen verhindert, wie es etwa beim optischen Pumpen  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  auftritt. Mit Hilfe dieser Methode ist es möglich, die Zahl an gefangenen Atomen in der Magnetfalle um einen Faktor zwei bis drei zu erhöhen.

Abbildung 3.11 zeigt eine Messung zur resultierenden Teilchenzahl in der Magnetfalle in Abhängigkeit der Verstimmung des optischen Pumpstrahls. Dabei wurde das angelegte Magnetfeld zum einen in Richtung und zum anderen entgegengesetzt des zirkular polarisierten Lichtstrahls angelegt. Dies entspricht einer  $\sigma^+$ -Polarisation bzw.  $\sigma^-$ -Polarisation. Anhand der sichtbaren  $\pi$ -Resonanz bei -266 MHz kann auf ein nicht perfekt parallel zur Richtung des Pumpstrahls eingestelltes Magnetfeld geschlossen werden.

### 3.3. Magnetfallen

Ist der Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{F}$  eines Energieniveaus eines Atoms ungleich Null, so kommt es beim anlegen eines Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  durch den Zeeman-Effekt zu einer Aufspaltung des Zustandes in seine magnetischen Unterniveaus. Bei schwachen Magnetfeldstärken hängt die Energieverschiebung  $\Delta E_{m_F}$  dieser  $m_F$ -Unterniveaus linear von der Magnetfeldstärke ab:

$$\Delta E_{m_F} = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}|. \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $m_F$  die Magnetquantenzahl und gibt die Projektion des Gesamtdrehimpulses  $\mathbf{F}$  auf das Magnetfeld  $\mathbf{B}$  an.  $g_F$  ist der Landé-Faktor (für  $^{87}\text{Rb}$   $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  gilt  $g_F = \frac{1}{2}$ ) und  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton. Diese Energieverschiebung in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke wird beim Fangen ultra-kalter Atome verwendet. Da alle physikalischen Systeme nach der Minimierung ihrer Energie streben, wird ein Atom, welches sich in einem Zustand mit  $m_F g_F > 0$  befindet, immer in Richtung kleinerer Magnetfeldstärke beschleunigt. Weil Lösungen der Maxwell-Gleichungen lokale Magnetfeldminima erlauben, werden atomare Zustände mit  $m_F g_F > 0$  als magnetisch fangbar bezeichnet.

Zu diesen statischen Lösungen gehören zwei grundsätzlich verschiedene Magnetfeldkonfigurationen – das Quadrupolfeld, um das Magnetfeldminimum gegeben durch

$$\mathbf{B}_Q(x, y, z) = B'(x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y - 2z\mathbf{e}_z), \quad (3.2)$$

und das harmonische Feld, um das Minimum gegeben durch

$$\mathbf{B}_H(x, y, z) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Der hierbei wichtige Unterschied des harmonischen Feldes im Vergleich zum Quadrupolfeld ist die Eigenschaft  $|\mathbf{B}_H(\mathbf{r})| \neq 0, \forall \mathbf{r}$ . Dies hat zur Folge, dass die Atome immer eine Quantisierungsachse vorgegeben haben und es nicht zu Verlusten aus der magnetischen Falle durch Änderung des  $m_F$ -Zustandes kommt [61].

Ferner unterscheiden sich die beiden Fallengeometrien in ihrer Eignung zum Einfangen des vorgekühlten Ensembles. Hierzu ist der räumliche und energetische Überlapp des atomaren Ensembles mit der sie fangenden Magnetfalle zu betrachten. Dabei muss die Falle so gewählt werden, dass nach dem Einschalten der Falle die Entropie des Systems nicht erhöht wird [62, 63]. Aus diesen Betrachtungen folgt, dass ein optimaler Transfer des atomaren Ensembles in die Quadrupolfalle für einen Magnetfeldgradienten  $B'_{Q,i}$  gegeben ist durch

$$B'_{Q,i} = 38 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \frac{T_i/10\mu\text{K}}{\sigma_i/100\mu\text{m}}, \quad \text{mit } i \in \{x, y, z\}. \quad (3.4)$$

Für die harmonische Falle ist der Transfer für Fallenfrequenzen  $\omega_{H,i}$  optimal, wenn

$$\omega_{H,i} = 50\text{Hz} \frac{\sqrt{T_i/10\mu\text{K}}}{\sigma_i/100\mu\text{m}}, \quad \text{mit } i \in \{x, y, z\} \quad (3.5)$$

gilt. Hierbei ist  $T$  die Temperatur der vorgekühlten Wolke und  $\sigma_i$  ihre Breite in Richtung  $i$ . Es ist anzumerken, dass diese Ergebnisse für den Spezialfall eines Potentials gegeben durch  $V(\mathbf{r}) = V_x(x) + V_y(y) + V_z(z)$  erhalten wurden. Außerdem muss die Falltiefe genügend groß sein, um Atome der Temperatur  $T$  speichern zu können. Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Betrachtung ist, dass die Entropieerhöhung beim optimalen Umladen in die harmonische Falle gleich Null ist, während sie für die Quadrupolfalle immer größer Null sein wird. Hieraus ist zu schlussfolgern, dass die magnetische Falle zum Fangen der vorgekühlten Wolke immer harmonisch sein sollte. Da unter dem Einfluss der Gravitation die durch den Atomchipaufbau erzeugbaren harmonischen Fallen

nicht gleichzeitig die geforderte Falltiefe und Frequenz bereitstellen können, wurden beide Fallenkonfigurationen auf ihre Eignung zum Fangen der Atome hin überprüft.

#### 3.3.1. Die Quadrupolfalle

Da die Quadrupolfalle im Experiment die stärksten Magnetfelder erzeugen kann, erscheint sie als guter Kandidat zum ersten magnetischen Fangen der Atome nach der optischen Präparation. Solange die zu fangende Wolke noch eine genügend hohe Temperatur aufweist und der räumliche Einschluss der Quadrupolfalle gering ist, ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Fallenzentrum bei  $|\mathbf{B}| = 0$  ausreichend klein, sodass die Rate der Verluste durch Änderung der Quantisierungsrichtung vernachlässigbar ist. Diese Rate  $\Gamma_{SF}$ , gegeben durch

$$\Gamma_{SF} \propto \frac{\hbar}{m} \left( \frac{\mu_B B'}{k_B T} \right)^2 \quad (3.6)$$

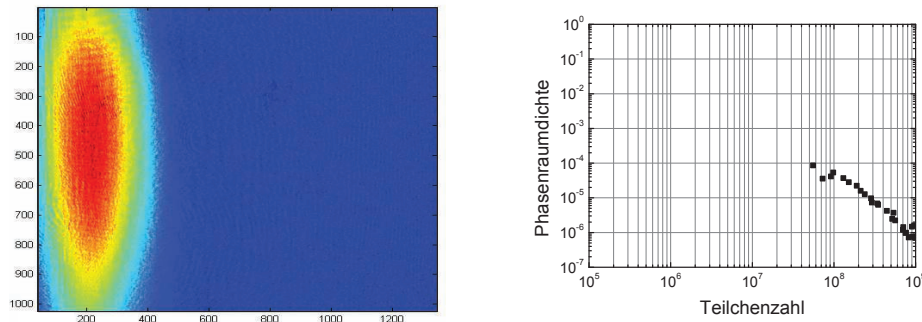
ist proportional zum Quadrat des Verhältnisses aus dem Magnetfeldgradienten  $B'$  und der Temperatur  $T$  [64].

Mit 10 A im mesoskopischen U, -1,6 A für die y-Spulen und -1,1 A bei den z-Spulen können direkt nach der Melasse-Phase und der optischen Zustandspräparation etwa  $3 \cdot 10^8$  Atome in der Quadrupolfalle gefangen werden, wobei die exakte Bestimmung der Teilchenzahl aufgrund der Ausdehnung der gefangenen Wolke (s. Abb. 3.12a) schwierig ist. Dieses Ensemble weist eine Temperatur von  $180 \mu\text{K}$  auf und ist somit heiß genug, sodass  $\Gamma_{SF}$  hinreichend gering ist. Die Lebensdauer der gespeicherten Wolke beträgt 7,1 s. Durch lineare Erhöhung des Stromes in den y-Spulen innerhalb von 100 ms wird das Ensemble näher an den Chip geführt und dabei komprimiert. Mit Erhöhung des y-Spulenstroms fällt die Temperatur der Wolke auf bis zu  $10 \mu\text{K}$  bei gleichzeitigem Teilchenverlust auf  $2 \cdot 10^7$  Atomen. Dieses resultiert in einer Erhöhung der Phasenraumdichte, wie sie in Abbildung 3.12b dargestellt ist. Da die simulierte Falltiefe der Quadrupolfalle ausreicht, um das komprimierte und dadurch heißere Ensemble zu speichern, muss dieser Effekt durch die Annäherung an den Atomchip hervorgerufen werden. Somit wird die Erhöhung der PSD durch Evaporation an der Chipoberfläche ausgelöst. Mit einer Effizienz von zwei Größenordnungen Steigerung in der PSD pro einer Größenordnung Verlust in der Teilchenzahl ist diese Evaporation jedoch nicht optimal. Außerdem überwiegt ab einem y-Spulenstrom über -1,9 A der Teilchenverlust. Bei einem Strom von -2 A konnten keine Atome mehr detektiert werden. Diese -1,9 A korrespondieren zu einem Verhältnis von  $B'/T$  von circa  $3 \text{ G}/(\text{cm } \mu\text{K})$ . Ab diesem Wert scheint die Verlustrate  $\Gamma_{SF}$  (vgl. [65] mit  $B'/T=3,3 \text{ G}/(\text{cm } \mu\text{K})$ ) dominant zu sein.



Zur weiteren Erhöhung der PSD ist es unverzichtbar die Atome in eine Fallenkonfiguration ohne verschwindende Magnetfeldstärke zu transferieren. Dieser Transfer von der Quadrupolfalle in eine harmonische führt in diesem Falle wiederum zu einer Erhöhung der Temperatur des Ensembles auf  $110 \mu\text{K}$ , da der räumliche und energetische Überlapp zwischen beiden Fallenkonfigurationen nicht optimal ist. Somit wird der Zwischenschritt zum Heranführen der Atome an den Chip mittels der Quadrupolfalle sehr ineffizient und im Experiment nicht weiter im genutzt.

**a** Absorptionaufnahme der in der Quadrupolfalle gefangenen Atome      **b** Erhöhung der Phasenraumdicke durch Heranziehen des Ensembles



**Abbildung 3.12.:** Die Quadrupolfalle. Links ist eine Absorptionaufnahme der in der Quadrupolfalle gefangenen Atome nach einer freien Expansion von 2 ms gezeigt. Die Ausdehnung der Wolke übersteigt den Kameraausschnitt, sodass exakte Bestimmungen der Ensembleeigenschaften nicht möglich sind. Rechts ist die Erhöhung der Phasenraumdicke durch das Heranziehen der Falle an die Chipoberfläche gezeigt<sup>2</sup>. Bei einem y-Spulenstrom von -1,9 A wird die maximale PSD von etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  bei einer Teilchenzahl um  $1 \cdot 10^8$  erreicht. Ab einem Strom von -2 A konnten keine Atome mehr detektiert werden.

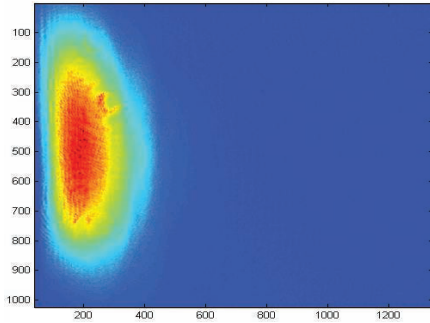
### 3.3.2. Die harmonischen Magnetfallen

Harmonische Magnetfallen können durch den Atomchipaufbau der QUANTUS-II-Apparatur in drei unterschiedlichen Größen erzeugt werden. Das mesoskopische H ist in der Lage großvolumige Magnetfallen mit niedrigen Fallenfrequenzen und geringen Fallentiefen zu erzeugen. Der Basischip dient als Zwischenschritt zu den kleinvolumigen Magnetfallen hoher Fallenfrequenzen des Experimentchips. Da das mesoskopische H gegenüber der Quadrupolfalle lediglich ein

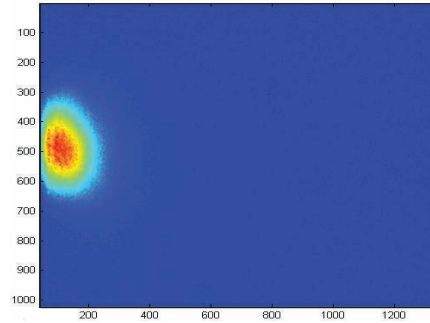
<sup>2</sup>Die bei dieser Messung ermittelten Teilchenzahlen sind überschätzt. Es ist davon auszugehen, dass die Anzahl an Atomen eher einem Drittel der angegebenen entspricht.

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

a Absorptionsaufnahme der in der kombinierten Falle gefangenen Atome



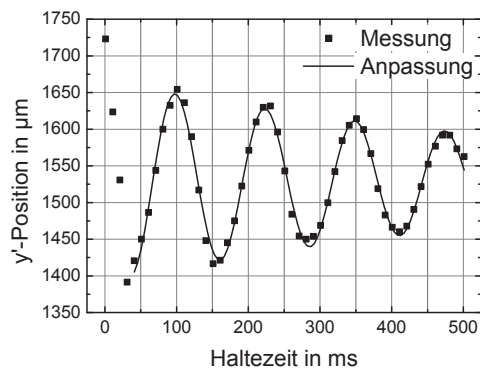
b Absorptionsaufnahme der in der Experimentchip-Falle gefangenen Atome



**Abbildung 3.13.:** Die harmonischen Fallen. Links ist eine Absorptionsaufnahme der Atome zu sehen, welche in der kombinierten Falle aus dem mesoskopischen H und dem Basischip gefangen sind. Rechts ist eine Absorptionsaufnahme der in der Experimentchip-Falle gefangenen Atome zu sehen. Beide Aufnahmen entstanden nach einer freien Expansion von 2 ms.

Sechstel an stromführenden Strukturen besitzt, können mit ihm nur Magnetfallen erzeugt werden, die ein Sechstel der Fallentiefe der Quadrupolfalle aufweisen. Diese Fallen des mesoskopischen Hs sind zum ersten magnetischen Fangen der Atome nach der Melasse-Phase und dem optischen Pumpen zu schwach. Wird das mesoskopische H vom Basischip unterstützt, so können  $1,6 \cdot 10^8$  Atome in dieser kombinierten Falle eingefangen werden (s. Abb. 3.13a). Hierzu werden nach dem optischen Pumpen innerhalb von einer Millisekunde die x-Spulen auf  $-0,5$  A und die y-Spulen auf  $-0,6$  A gestellt. Anschließend wird sprunghaft das mesoskopische H mit 10 A und die äußere Z-Struktur des Basischips mit 4,9 A versorgt. Der negative Strom in den x-Spulen senkt den Fallboden der kombinierten Falle ab und führt zu einer tieferen Falle.

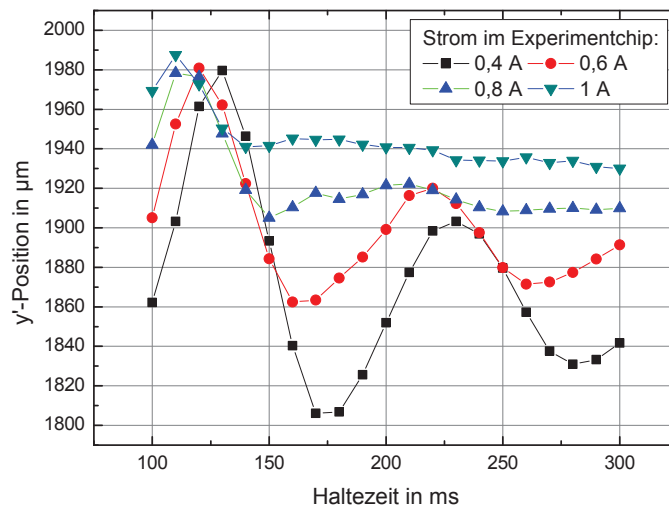
Trotz sorgfältiger Überlagerung der Magnetfalle mit dem atomaren Ensemble wird bei diesem Vorgang eine Schwingung des Ensembles in die schwache Richtung der Falle induziert. Laut Simulation beträgt die Fallenfrequenz in die schwache Richtung  $7,8$  Hz. Eine Vermessung dieser



**Abbildung 3.14.:** Induzierte Schwingung des Zentrums der atomaren Wolke in der ersten Magnetfalle.

Schwingung ergab eine Frequenz von 8 Hz bei einer anfänglichen Amplitude von  $300 \mu\text{m}$  (s. Abb. 3.14).

Eine untersuchte Methode zur Dämpfung dieser Schwingung beruht auf der Erhöhung der Fallenfrequenzen und der Anharmonizität der die atomare Wolke haltenden Falle mittels eines Drahtes des Experimentchips. Durch Erhöhung des Stromes in den x-Spulen auf einen Wert von 0,4 A wurde der Fallenboden angehoben und der mittlere senkrechte Draht des Experimentchips hinzu geschaltet. Hierdurch wird eine Mulde in das Potential gegraben, welche die Anharmonizität des Potentials erhöht und somit die Schwingung stärker dämpft (s. Kap. 5). Abbildung 3.15 zeigt eine Messreihe mit unterschiedlichen Strömen in dem Draht des Experimentchips. Es ist deutlich der Übergang vom Schwingfall zum Kriechfall bei einem Strom von 0,8 A im Experimentchip zu erkennen. Während der Dauer der Dämpfung konnte jedoch ein rapider Verlust an Atomen auf eine Anzahl von  $6,6 \cdot 10^7$  Atomen beobachtet werden. Dieser Verlust ist nicht durch die Lebensdauer der kombinierten Falle aus den mesoskopischen Strukturen und dem Basischip zu erklären, welche zu 3,4s bestimmt wurde.

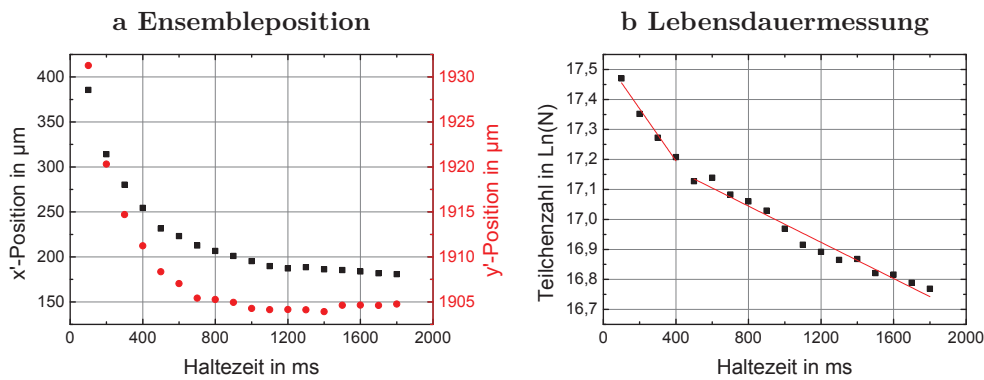


**Abbildung 3.15.:** Dämpfung der Schwingung in der Magnetfalle. Durch Hinzuschalten des mittleren Drahtes des Experimentchips wird die Schwingung der Atome in der Magnetfalle gedämpft.

Eine weitere Methode zur Unterdrückung der Schwingung ist das direkte Umladen in eine steilere Falle des Experimentchips. Hierzu wird nach einer kurzen Haltezeit von 25 ms in der Kombination aus mesoskopischem H und der Basischipstruktur das mesoskopische H innerhalb von 25 ms linear auf 0 A reduziert und zeitgleich die äußere Z-Struktur des Experimentchips linear auf 1,9 A ge-

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

schaltet. Während dieser Phase werden ebenfalls linear die x-Spulen auf 0,1 A und die y-Spulen auf -1,1 A gestellt. In den nächsten 25 ms werden die so umgeladenen Atome näher an den Experimentchip geführt. In Abbildung 3.13b ist eine Absorptionaufnahme von in einer Experimentchip-Falle gefangenen Atomen zu sehen, bei welcher der y-Spulenstrom zum Heranführen des atomaren Ensembles auf -0,6 A erhöht worden ist. Abbildung 3.16 zeigt Messungen zu den Eigenschaften dieser Magnetfalle. Eine Oszillation in der Position ist hierbei in Abhängigkeit der Zeit nicht weiter zu erkennen. Die Lebensdauer in der Falle konnte zu 3,3 s bestimmt werden. Lediglich ist die Rate der Rethermalisation in dieser Falle noch nicht ausreichend hoch. Daher wird der Strom der y-Spulen weiter auf -2,1 A erhöht. In dieser Fallenkonfiguration können  $1 \cdot 10^8$  Atome mit einer Temperatur von  $126 \mu\text{K}$  gespeichert werden. Durch die hohen Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (21, 1326, 1330)$  Hz und einer Phasenraumdichte von  $6,6 \cdot 10^{-5}$  ist dies ein idealer Startpunkt für die weitere evaporative Kühlung des atomaren Ensembles.



**Abbildung 3.16.:** Eigenschaften der steilen Magnetfalle nahe am Atomchip. Links sind in der Position der Atome keine Oszillationen im Laufe der Haltezeit zu erkennen. Die exponentielle Änderung der Position im Laufe der Haltezeit ist auf die unsymmetrische Form der Magnetfalle zurückzuführen. Rechts ist die Abnahme der Teilchenzahl im Laufe der Haltezeit aufgetragen. Der erste steilere Verlust ist auf einen Rethermalisationsprozess zurückzuführen und besitzt eine Rate von  $1/(1,2\text{s})$ . Nach der Rethermalisation ist der Verlust durch Hintergrundstöße oder technischem Rauschen der Falle dominant und führt zu einer Lebensdauer von 3,3 s. Diese Messung gehört zu einer Magnetfalle mit einem y-Spulenstrom von -1,6 A mit Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (23, 765, 770)$  Hz.

### 3.4. Evaporative Kühlung

Zur weiteren Steigerung der Phasenraumdichte  $\rho$  wird die evaporative Kühlung mittels Radiofrequenzen(RF)-Übergängen angewandt [66, 67]. Die PSD wird über die Dichte  $n$  und die thermischen De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  des Ensembles

$$\rho = n\lambda_{dB}^3, \text{ mit } \lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \quad (3.7)$$

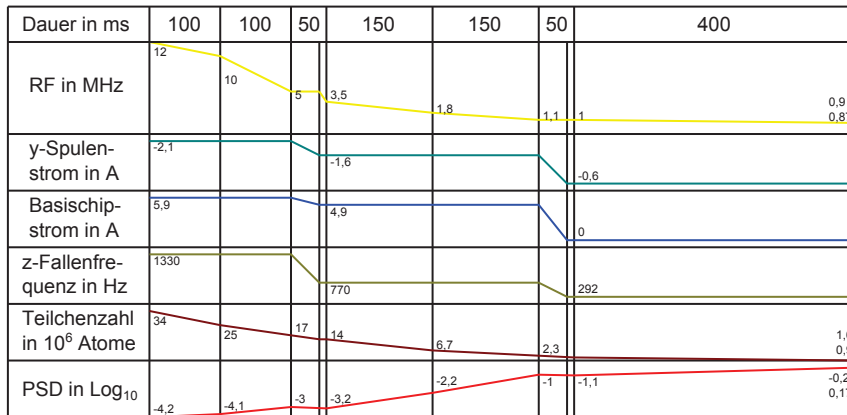
angegeben. Bei der evaporativen Kühlung wird ausgenutzt, dass die Energieverteilung eines idealen Gases im thermodynamischen Gleichgewicht einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgt. Somit ist es möglich, mit Hilfe eines RF-Signals gezielt Übergänge nur bei den in der Magnetfalle gefangenen Atomen höchster Energie zu induzieren. Diese Atome wechseln daraufhin in magnetisch nicht weiter gefangene Zustände und verlassen das Ensemble idealerweise wechselwirkungsfrei. Durch elastische Stöße rethermalisiert das verbleibende gefangene atomare Ensemble, was zu einer Erhöhung der PSD führt. Durch sukzessive Wiederholung dieses Vorgangs kann nun durch gezielte Entfernung von Atomen die PSD um weitere Größenordnungen gesteigert werden.

Um diesen Prozess möglichst schnell durchführen zu können, muss die Dauer der Rethermalisierung klein gehalten werden. Dies kann erreicht werden, indem die elastische Stoßrate

$$\frac{1}{\tau_{el}} = n\sigma_{el}\bar{v}\sqrt{2} \quad (3.8)$$

während des Prozesses möglichst hoch bleibt. Hierbei ist  $\sigma_{el}$  der elastische Streuquerschnitt der am Stoß beteiligten Atome und  $\bar{v}\sqrt{2}$  ihre Relativgeschwindigkeit, welche proportional zur Temperatur ist. Somit wird zur Erhöhung der elastischen Stoßrate gefordert, dass das atomare Ensemble mit einer möglichst hohen Dichte und Temperatur präpariert wird. Idealerweise wird während der Evaporation zusätzlich die Frequenz des RF-Signals reduziert, um somit die elastische Stoßrate während des Prozesses der Evaporation weiter zu erhöhen. Dieses Vorgehen ist unter dem Begriff *run-away-evaporation* bekannt [66]. Dabei darf jedoch die Dichte des atomaren Ensembles  $\sim 10^{14}/\text{cm}^3$  nicht überschreiten. Ab diesem Wert befindet sich das Ensemble im hydrodynamischen Regime und störende Dreikörperstöße setzen ein. Um dieses Regime zu meiden, muss die während der Evaporation stetig steigende Dichte des Ensembles kontrolliert durch Relaxation der magnetischen Falle wieder reduziert werden.

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

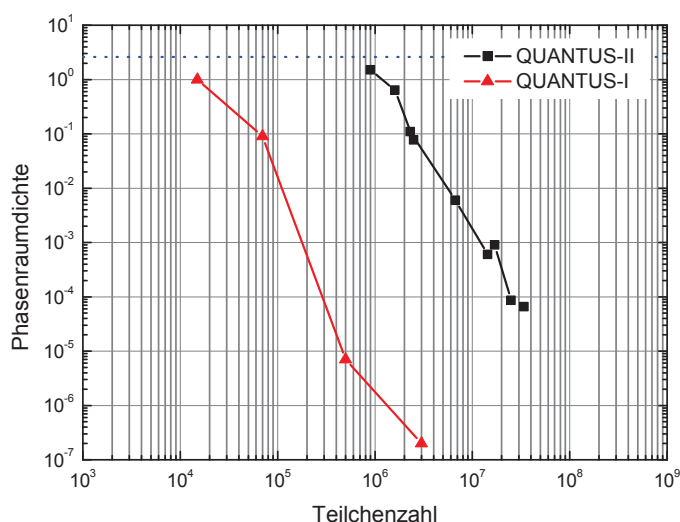


**Abbildung 3.17.:** Sequenz der Evaporation. Bei der Evaporation bleibt der Strom des Experimentchips bei 1,9 A und der x-Spulenstrom bei 0,1 A konstant.

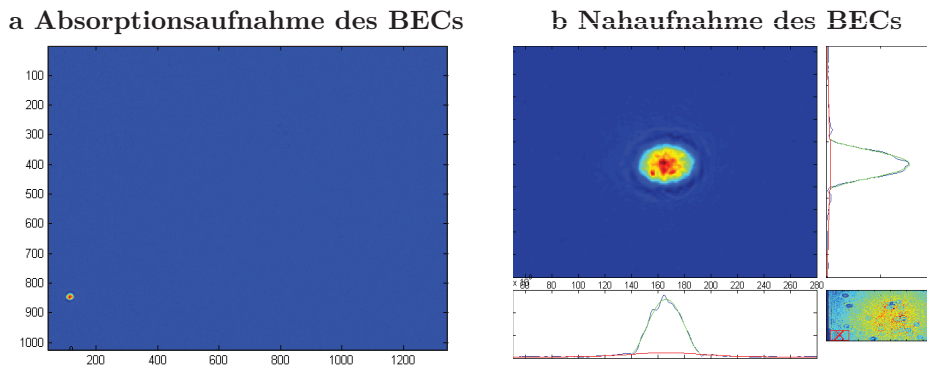
Im Experiment wird die evaporative Kühlung durchgeführt, indem das atomare Ensemble im ersten Schritt stärker komprimiert wird. Hierzu wird der Strom im Basischip linear innerhalb von 100 ms auf 5,9 A und der Strom der y-Spulen auf -2,1 A (-30,6 G) erhöht. Der Strom im Experimentchip bleibt die gesamte Dauer der evaporativen Kühlung auf 1,9 A und der Strom der x-Spulen auf 0,1 A (1,76 G). Dies resultiert in einer Anfangsmagnetfalle mit den Fallenfrequenzen  $\nu_{(x,y,z)} = (21, 1326, 1330)$  Hz, in welcher bis zu  $1 \cdot 10^8$  Atome bei einer Temperatur von  $126 \mu\text{K}$  gefangen werden können. An diesem Punkt setzt die Evaporation ein, indem ein RF-Signal von 12 MHz an einer der U-förmigen Strukturen des Basischips (s. Abschnitt 2.8.2) angelegt wird. Dieses RF-Signal wird linear innerhalb von 100 ms auf 10 MHz und anschließend weitere 100 ms auf 5 MHz reduziert. Daraufhin erfolgt innerhalb von 50 ms die erste Relaxation der Falle zur Reduktion der Ensembledichte. Dazu wird der Strom im Basischip auf 4,9 A und der Strom in den y-Spulen auf -1,6 A (23,3 G) reduziert, was eine magnetische Falle mit den Fallenfrequenzen  $\nu_{(x,y,z)} = (23, 765, 770)$  Hz formt. In dieser Falle folgen zwei weitere Evaporationsschritte. Zunächst wird das RF-Signal von 3,5 MHz innerhalb von 150 ms auf 1,8 MHz gesenkt. Anschließend wird innerhalb von 150 ms das RF-Signal auf 1,1 MHz reduziert. Für die nächsten 50 ms setzt eine weitere Relaxation der Falle ein. Dabei wird der Basischip ausgeschaltet und der Strom der y-Spulen weiter auf -0,6 A (-8,8 G) reduziert. Diese Falle weist Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (24, 286, 292)$  Hz auf und in ihr wird bis zur Kondensation evaporiert. Um die Gesamtdauer der evaporativen Kühlung auf eine Sekunde zu beschränken, wurde bei der in Abbildung 3.17 dargestellten Sequenz der Evaporation dieser letzte Kühlschritt innerhalb von 400 ms durchgeführt. Bei einer Endfrequenz von 0,9 MHz wird noch keine Kondensation beobachtet. Hier verbleiben  $1,6 \cdot 10^6$  Atome bei einer Temperatur um 800 nK in der Falle. Die Kondensation setzt unterhalb einer Endfrequenz von

0,87 MHz ein. Bei einer Endfrequenz von 0,87 MHz weist das atomare Ensemble mit  $9 \cdot 10^5$  Atomen eine Phasenraumdicke von 1,5 auf.

Der Verlauf der PSD-Erhöhung ist in Abbildung 3.18 in Abhängigkeit der Teilchenzahl aufgetragen (Quadrate). Diese Abbildung beinhaltet ebenfalls das Ergebnis des Vorgängers QUANTUS-I (Dreiecke). Mittels einer gepunkteten Linie wurde die Phasenraumdicke eingezeichnet, ab welcher der Übergang zum Bose-Einstein-Kondensat eintritt. Die Effizienz des Prozesses beträgt etwa drei Größenordnungen PSD-Steigerung pro einer Größenordnung Teilchenverlust bis kurz vor den Phasenübergang. Mit der in dieser Sequenz dargestellten letzten Frequenzrampe mit einer Dauer von 400 ms konnte mit einer Endfrequenz von 0,833 MHz ein pures BEC mit einer Teilchenzahl von  $1,3 \cdot 10^5$  Atomen erzielt werden (s. Abb. 3.19). Verlängert man zum Beispiel die Dauer der letzten Frequenzrampe auf 1,4 s, so können BECs mit einer Teilchenzahl von  $2,9 \cdot 10^5$  Atomen erzeugt werden.



**Abbildung 3.18.:** Verlauf der PSD-Erhöhung ist Abhängigkeit der Teilchenzahl. Zum Vergleich wird das Ergebnis des Experiments QUANTUS-I (Dreiecke) dem hier vorgestellten Ergebnis der QUANTUS-II-Apparatur (Quadrate) gegenübergestellt. Die gepunktete Linie deutet die PSD an, ab welcher die Kondensation einsetzt.



**Abbildung 3.19.:** Mit der vorgestellten Sequenz erzeugtes Bose-Einstein-Kondensat. Mit einer Dauer von 400 ms konnte bei einer Endfrequenz von 0,833 MHz ein reines BEC mit  $1,3 \cdot 10^5$  Atomen erzeugt werden. Links ist zum Größenvergleich der gesamte Bildausschnitt des CCDs gezeigt. Rechts ist lediglich der Bereich des BECs dargestellt. Zusätzlich wurden die integrierten Profile in x'- und y'-Richtung inklusive einer Gauß-Anpassung (rot) und der Thomas-Fermi-Anpassung (grün) dargestellt. Die Aufnahmen wurden nach einer freien Entwicklungszeit von 20 ms gemacht.

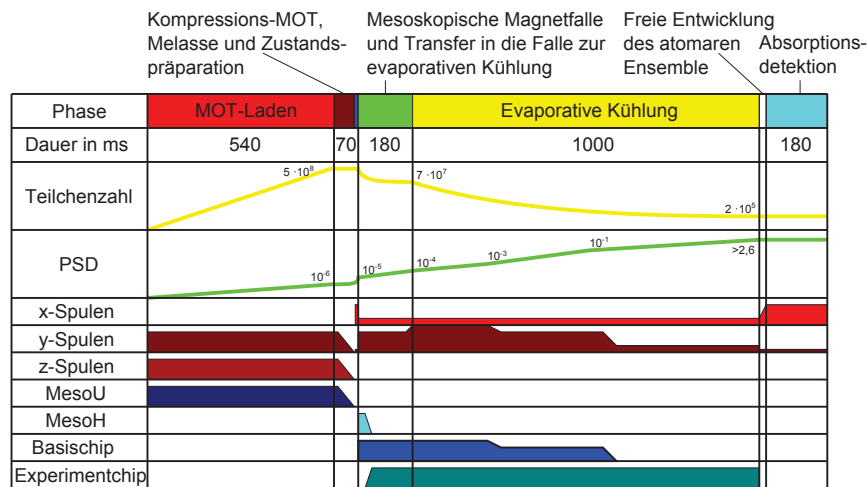
## 3.5. Zusammenfassung, Diskussion und Einordnung der Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll die zuvor ausführlich geschilderte Abfolge zur Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip zusammengefasst und Optimierungspotential der einzelnen Schritte aufgezeigt werden. Anschließend werden die dargestellten Ergebnisse in einen internationalen Rahmen eingeordnet.

### 3.5.1. Zusammenfassung und Diskussion

In Abbildung 3.20 sind die in diesem Kapitel beschriebenen Phasen des experimentellen Zyklus in Form einer Zeitleiste aufgetragen. Es ist zusätzlich der Verlauf der Teilchenzahl und der Phasenraumdicke während der Sequenz eingezeichnet. Zur Verdeutlichung der Schaltoperationen sind ferner die Nutzung der Spulen und die Verwendung der unterschiedlichen Lagen des Atomchipaufbaus dargestellt. Die gesamte experimentelle Sequenz konnte auf zwei Sekunden verkürzt und innerhalb dieser Zeit Rubidium-Ensembles mit mehr als  $10^5$  Atomen im Kondensat detektiert werden. Dabei nehmen das Laden der 3D-Chip-MOT mit 540 ms und die Evaporation zum BEC mit einer Dauer von 1000 ms die





**Abbildung 3.20.:** Zusammenfassung der Sequenz zur Erzeugung quantenentarteter atomarer Ensembles auf einem Atomchip.

meiste Zeit in Anspruch. Im Folgenden wird jeder Schritt in chronologisch im Experiment vorkommender Reihenfolge diskutiert.

### Laden der 3D-Chip-MOT

Das Laden der 3D-Chip-MOT birgt das wohl größte Optimierungspotential. Der atomare Fluss der  $2D^+$ -MOT kann leicht über eine Verwendung leistungsstärkerer transversaler Kühlstrahlen gesteigert werden. In dem hier vorgestellten Aufbau konnten durch das Lasersystem limitierte Kühllichtleistungen von 50 mW pro transversalem Strahl realisiert werden. Es ist davon auszugehen, dass bis zu einer Lichtleistung von 500 mW der atomare Fluss linear ansteigen wird, sodass durch diese Erhöhung der Leistung ein Faktor Zehn im atomaren Fluss zu beobachten sein sollte [68]. Mit dem Katapult-tauglichen Lasersystem wird ein erster Schritt in diese Richtung unternommen. Dieses Lasersystem stellt eine transversale Lichtleistung von 150 mW pro Strahl bereit. Damit dürfte sich die Dauer des Ladens der 3D-Chip-MOT auf unter 200 ms reduzieren lassen.

Eine weitere Möglichkeit die Leistungsfähigkeit der 3D-Chip-MOT zu verbessern, liegt in der Anpassung der mesoskopischen U-Struktur. Es könnte das in Abschnitt 3.1.3 vorgestellte Ergebnis berücksichtigt und die Position des optimierten Quadrupolfelds mit der Position des Atomstrahls überlagert werden. Ferner könnte eine Hexapol-Kompensation zu einer Verdopplung der Laderate und der maximalen Gesamtteilchenzahl in der 3D-Chip-MOT führen [69, 70]. Nach diesen Anpassungen wäre eine Ladedauer unter 100 ms mit vergleichbarer Teilchenzahl von  $5 \cdot 10^8$  Atomen in der 3D-Chip-MOT denkbar.

#### **Kompressions-MOT, Melasse und Zustandspräparation**

Die einzig erwähnenswerte Verbesserung während dieser Phasen ist eine weitere Reduktion der Temperatur des atomaren Ensembles mittels der optischen Melasse-Phase. Mit einer erreichten Temperatur von  $12 \mu\text{K}$  könnte im Vergleich zu den tiefsten je erzielten Temperaturen mit Rubidium nach einer Melasse-Phase von bis zu  $1,5 \mu\text{K}$  [71, 72] eine Verbesserung um einen Faktor Acht erzielt werden. Diese bei Rubidium-Fontänen-Uhren erzielten Temperaturen sind für einen robusten und kompakten Aufbau wie die QUANTUS-II-Apparatur eher unwahrscheinlich. Durch Verbesserung des Faser-Aufteilers für die 3D-Chip-MOT und der reflektierenden Schicht des Experimentchips wäre eine Reduktion der Temperatur des atomaren Ensembles um einen Faktor 2–3 wahrscheinlicher. Diese Reduktion würde den momentan verlustreichen Transfer in die erste magnetische Falle verbessern.

#### **Mesoskopische Magnetfalle und Transfer in die Falle zur evaporativen Kühlung**

Das Umladen des atomaren Ensembles nach der Melasse-Phase in die erste rein magnetische Falle ist in dem hier vorgestellten Zyklus der Schritt mit dem höchsten Teilchenverlust. Dies resultiert aus der unter dem Einfluss der Gravitation<sup>3</sup> zu schwach konzipierten mesoskopischen H-Falle. Eine momentan verfolgte Verbesserung ist die Erhöhung des maximal zur Verfügung stehenden Stroms des mesoskopischen Hs von bisher 10 A auf 16 A. Diese 16 A entsprechen dem maximal erlaubten Strom der verwendeten UHV-Durchführung. Da das mesoskopische H lediglich einen Bruchteil der Gesamtzykluszeit eingeschaltet ist, könnte dieser Strom eventuell weiter erhöht werden. Mit dieser Anpassung sollte ein nahezu verlustfreier Transfer in die erste Magnetfalle auch unter dem Einfluss der Gravitation möglich werden (s. Abschnitt 5.3). Diese verbesserte Startbedingung für die evaporative Kühlung sollte in einer Erhöhung der Anzahl an kondensierten Atomen resultieren. Für die im Kapitel 6 vorgestellte Nachfolge-mission MAIUS wurde der Atomchipaufbau bereits dahingehend angepasst und das mesoskopische H durch zwei Drähte geformt.

#### **Evaporative Kühlung**

Die momentan verwendete schrittweise Abfolge aus Evaporation und Dekompression konvergiert im Idealfall in einer simultanen, auf einer exponentiellen

---

<sup>3</sup>In Mikrogravitation sollte ein nahezu verlustfreier Transfer in das mesoskopische H möglich sein. Dies wird in Kapitel 6 erläutert.

Zeitbasis durchgeführten Abfolge. Mit solch einer idealen Sequenz sollte sich die Dauer der Evaporation bei gleichbleibender Teilchenzahl im BEC verkürzen lassen. Es ist jedoch schwer einzuschätzen, wie hoch der Nutzen solch einer idealen Sequenz sein könnte.

#### **Absorptionsdetektion**

Momentan ist die Dauer der Absorptionsdetektion durch die Auslesegeschwindigkeit der verwendeten Kamera bestimmt. In dem verwendeten Modus der Kamera kann das Bild zur Messung der Intensitätsverteilung des Detektionsstrahls erst 150 ms nach der Aufnahme des Schattenwurf geschehen. Durch eine Änderung in den Interline-Transfer-Modus können beide Bilder innerhalb weniger Mikrosekunden aufgenommen werden. Die hier limitierende Zeitspanne ist die Dauer, die das atomare Ensemble benötigt, um den Bereich des Schattenwurfs zu verlassen. Diese Dauer beträgt wenige Millisekunden nach einer resonanten Detektion des Ensembles. Ferner kann die Auslesegeschwindigkeit der Kamera erhöht werden, indem lediglich der Bruchteil des CCD-Chips ausgelesen wird, in welchem das atomare Ensemble abgebildet wurde. Somit sollte eine Reduktion der Dauer der Absorptionsdetektion auf unter 10 ms möglich sein.

#### **3.5.2. Einordnung der Ergebnisse**

Durch die sehr speziellen Anforderungen, die der Fallturm Bremen an ein quantenoptisches Experiment stellt, ist ein direkter Vergleich mit anderen Experimenten schwierig. Die Kombination aus Miniaturisierung, Stabilität und dem Experimentieren unter Schwerelosigkeit macht einen direkten Vergleich lediglich mit der QUANTUS-I-Apparatur möglich. Im Vergleich zum Vorgänger lädt QUANTUS-II die MOT zehn mal schneller bei zehnfach höherer Teilchenzahl. Bei einer vergleichbar langen Dauer der Evaporation ist die QUANTUS-II-Apparatur in der Lage, zehn mal mehr Atome im BEC zu realisieren.

Ein weiteres Experiment, welches Interferometrie unter Schwerelosigkeit durchführt, ist das I. C. E. Experiment [73]. Zur Bereitstellung der schwerelosen Umgebung wird der Zero-G Airbus von Novespace verwendet, mittels welchem die Restbeschleunigungen auf  $10^{-2}$  g für die Dauer einer Flugparabel von 20 Sekunden reduziert werden können. Das Experiment umfasst vier Racks mit einem Volumen von etwa  $2,4\text{ m}^3$  und einem Gesamtgewicht von 800 kg. Mit diesem Experiment ist es möglich  $10^9$   $^{87}\text{Rb}$ -Atome innerhalb von 500 ms in einer 3D-MOT zu sammeln und diese auf unter  $100\ \mu\text{K}$  zu kühlen. Eine Erzeugung quantenentarteter Gase ist mit dieser Apparatur nicht möglich. Mittels des I. C. E. Projekts konnten 2009 erste Ergebnisse nicht inertial sensitiver Atominterfero-

### 3. Erzeugung quantenentarteter Rubidium-Ensembles auf einem Atomchip

---

metrie unter Schwerelosigkeit mit einer Pulsseparation von  $2T = 150$  ms demonstriert werden [22]. Momentan wird das Experiment um die zweite atomare Spezies Kalium erweitert.

Als Vergleich zum kompakten Aufbau der QUANTUS-II-Apparatur kann einzig ein weiterer kompakter und transportabler Atomchipaufbau herangezogen werden [74]. Mit dieser Apparatur mit einem Volumen von  $0,4 \text{ m}^3$  ist es möglich, BECs mit etwa  $2 \cdot 10^4$  Rubidium-Atomen und einer Repetitionsrate von  $0,3 \text{ Hz}$  zu erzeugen. Für weiterführende Anwendungen über die reine Produktion eines Rubidium-BECs hinaus ist diese Apparatur jedoch ungeeignet.

# 4. Bose-Einstein-Kondensation

Bose-Einstein-Kondensate versprechen eine hervorragende Quelle für die Atominterferometrie zu sein [29]. Daher werden in diesem Kapitel nach einer kurzen Einführung der **Theorie der Bose-Einstein-Kondensation** einige mit der QUANTUS-II-Apparatur erhaltene, **experimentelle Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation** vorgestellt.

## 4.1. Theorie der Bose-Einstein-Kondensation

In diesem Abschnitt sollen die für die Betrachtungen der Ergebnisse dieser Dissertation nötigen Aspekte der Bose-Einstein-Kondensation rekapituliert werden. Es wird die Gross-Pitaevskii-Gleichung hergeleitet, welche die Kondensat-Wellenfunktion, somit die Dichteverteilung des Kondensats, und ihre zeitliche Entwicklung beschreibt. Hierzu wird das bosonische Gas inklusive der Wechselwirkung zwischen den Teilchen betrachtet. Ferner wird über einen statistischen Ansatz die kritische Temperatur hergeleitet, ab welcher die Kondensation des thermischen Ensembles einsetzt [75, 76, 1].

### 4.1.1. Die Gross-Pitaevskii-Gleichung

Eine Vernachlässigung der Wechselwirkung, wie sie beim klassischen thermischen Gas vorgenommen wurde, ist aufgrund der sehr hohen Dichten im BEC nicht möglich. Diese Wechselwirkung wird in der folgenden Betrachtung als repulsiv angenommen, da attraktive Wechselwirkungen in Kombination eines einschließenden externen Potentials zum Kollaps des BECs führen [77]. Diese Annahme der repulsiven Wechselwirkung ist für  $^{87}\text{Rb}$  gültig.

Der Hamiltonoperator  $\hat{H}$  lässt sich in zweiter Quantisierung für wechselwirkende Bosonen mit dem Einteilchenhamitonian  $H_0 = (\hbar^2/2m)\nabla^2 + V(\mathbf{r})$  schreiben als

$$\hat{H} = \int d^3\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})H_0\hat{\Psi}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')U(\mathbf{r},\mathbf{r}')\hat{\Psi}(\mathbf{r}')\hat{\Psi}(\mathbf{r}). \quad (4.1)$$

#### 4. Bose-Einstein-Kondensation

---

Hierbei steht  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  für das Potential der Wechselwirkung und  $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$  beziehungsweise  $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$  sind die Feldoperatoren zur Vernichtung beziehungsweise Erzeugung von Bosonen. Dieser Operator  $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$  ist gegeben durch

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\mathbf{r}) \hat{a}_{\alpha}, \quad (4.2)$$

wobei  $\Psi_{\alpha}(\mathbf{r})$  die Ein-Teilchen-Wellenfunktion gemäß der Hartree-Fock-Näherung ist und  $\hat{a}_{\alpha}$ , mit  $\hat{a}_{\alpha}|n_{\alpha}\rangle = \sqrt{n_{\alpha}}|n_{\alpha} - 1\rangle$ , der Vernichtungsoperator ist, welcher die Besetzung des  $\alpha$ -ten Zustands um ein Teilchen reduziert.

Für die Näherung der Temperatur  $T = 0$  wird lediglich der Grundzustand  $\alpha = 0$  besetzt. Im thermodynamischen Limes gilt  $N \approx N - 1$ , sodass die Operatoren  $\hat{a}_0$  und  $\hat{a}_0^\dagger$  genähert werden können zu  $\hat{a}_0 = \hat{a}_0^\dagger = \sqrt{N}$ . Somit werden die Feldoperatoren zu einem klassischen Feld  $\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r})$ , welches als Kondensat-Wellenfunktion bezeichnet wird und auf die Gesamtteilchenzahl  $N$  normiert ist via  $N = \int d^3\mathbf{r} \Phi^2(\mathbf{r})$ .

Um die Orts- und Zeitabhängigkeit dieser Kondensat-Wellenfunktion  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  zu erhalten, wird hier als Ausgangspunkt die Heisenbergsche Bewegungsgleichung verwendet.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = [\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t), \hat{H}] \quad (4.3)$$

Mit Hilfe der Bose-Einstein-Vertauschungsrelationen

$$[\hat{\Psi}(\mathbf{r}'), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})] = \delta(r' - r) \text{ und } [\hat{\Psi}(\mathbf{r}'), \hat{\Psi}(\mathbf{r})] = [\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}'), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})] = 0 \quad (4.4)$$

folgt

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \left[ H_0 + \int d^3\mathbf{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t). \quad (4.5)$$

Eine weitere Vereinfachung kann getroffen werden, indem das Wechselwirkungspotential  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  durch ein effektives Potential  $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = g\delta(r' - r)$  genähert wird. Dies ist im Regime verdünnter, kalter Gase eine typische Näherung, da fast ausschließlich s-Wellen-Streuung stattfindet. Ferner kann der Operator  $\hat{\Psi}(\mathbf{r}')$  in einen makroskopisch besetzten *mean-field*-Anteil  $\Phi(\mathbf{r}') = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \rangle$  und einen Fluktuationsterm  $\hat{\Psi}'(\mathbf{r}')$  zerlegt werden

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}') = \Phi(\mathbf{r}') + \hat{\Psi}'(\mathbf{r}'). \quad (4.6)$$

Unter Vernachlässigung des Fluktuationsterms wird Gleichung 4.5 zur Gross-Pitaevskii-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) + g|\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}, t). \quad (4.7)$$

Die Kopplungskonstante  $g$  hängt mit der s-Wellen-Streulänge  $a$  über

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (4.8)$$

zusammen und gibt die Stärke der Nichtlinearität an.

Über den Separationsansatz  $\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}) \cdot \exp(-i\mu t/\hbar)$  lässt sich die Gross-Pitaevskii-Gleichung im stationären Fall schreiben als

$$\mu\Phi(\mathbf{r}) = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) + g|\Phi(\mathbf{r})|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}). \quad (4.9)$$

Hierbei ist  $\mu$  das chemische Potential und unter der Annahme, dass die kinetische Energie vernachlässigbar ist – Thomas-Fermi-Näherung genannt –, lässt sich die Dichteverteilung des Kondensats angeben durch

$$n(\mathbf{r}) = |\Phi(\mathbf{r})|^2 = \begin{cases} \frac{\mu - V(\mathbf{r})}{g} & \text{wenn } \mu > V(\mathbf{r}) \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.10)$$

Für die harmonischen Fallen, wie sie in diesem Experiment in guter Näherung Verwendung finden, gilt

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1,2,3} m\omega_i^2(t)r_i^2. \quad (4.11)$$

Somit weist das Kondensat eine umgekehrte Parabel als Form der Dichteverteilung auf. Diesen Parabeln in Richtung  $i$  kann nun der Thomas-Fermi-Radius

$$R_{TF,i} = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{2\mu/m} \quad (4.12)$$

zugewiesen werden.

Zur Betrachtung der zeitabhängigen freien Entwicklung des Kondensats nach dem Abschalten solch einer harmonischen Falle [78, 79] darf die Thomas-Fermi-Näherung nicht verwendet werden. Da nach dem Abschalten die potentielle

Energie in kinetische umgewandelt wird, ist diese nicht weiter zu vernachlässigen. Durch eine unitäre Transformation kann jedoch die durch das Abschalten gewonnene Energie in skalierte Koordinaten absorbiert werden. Hierzu wird ein klassisches Modell eingeführt, welches die Kraft auf jedes Teilchen beschreibt

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\nabla (V(\mathbf{r}, t) + g\rho(\mathbf{r}, t)). \quad (4.13)$$

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  muss  $\mathbf{F} = 0$  gelten und es folgt für die Dichteverteilung  $\rho(\mathbf{r}, 0) = |\Phi(\mathbf{r})|^2$ , was exakt der Lösung der Thomas-Fermi-Näherung entspricht. Für Zeiten  $t > 0$  bewegen sich die Teilchen auf Trajektorien, die für den Fall der harmonischen Fallen gegeben werden können über

$$R_j(t) = \lambda_j(t)R_j(0). \quad (4.14)$$

Für diese Trajektorien  $R_j(t)$  gilt nun Newtons Bewegungsgesetz und die Skalierungsfaktoren  $\lambda_j(t)$  folgen den Differentialgleichungen

$$\ddot{\lambda}_j = \frac{\omega_j^2(0)}{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_j} - \omega_j^2(t)\lambda_j, \text{ mit } j = 1, 2, 3. \quad (4.15)$$

Hieraus lässt sich die Dichterverteilung des Kondensats nach einer freien Entwicklung angeben über

$$n(\mathbf{r}) = |\Phi(\mathbf{r})|^2 = \begin{cases} \frac{\mu - \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} m \omega_j^2(0) r_j^2 / \lambda_j^2(t)}{g \lambda_1(t) \lambda_2(t) \lambda_3(t)} & \text{wenn } \mu > \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} m \omega_j^2(0) r_j^2 / \lambda_j^2(t) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.16)$$

und entsprechend der Thomas-Fermi-Radius  $R_{TF,j}(t)$  des Kondensats.

### 4.1.2. Die kritische Temperatur

Zur Herleitung der kritischen Temperatur ist es unerlässlich, die Besetzungszahl  $n(E)$  eines Zustands der Energie  $E$  bei der absoluten Temperatur  $T$  im thermodynamischen Gleichgewicht für identische Bosonen zu betrachten. Diese Bose-Einstein-Statistik ist gegeben durch

$$n(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/k_B T} - 1}. \quad (4.17)$$



Das chemische Potential  $\mu$  beschreibt hierbei die Verteilung der Teilchen auf die jeweiligen Energieniveaus bei gegebener Temperatur und Atomzahl und ist stets kleiner als die Energie des Grundzustands  $E_0$ . Für sehr kleine Temperaturen  $T$  strebt das chemische Potential immer weiter gegen  $E_0$ . Hieraus resultiert eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes und die Bose-Einstein-Kondensation setzt ein. Die höchste Temperatur, bei welcher noch eine makroskopische Besetzung dieses Grundzustandes vorliegen kann ist die kritische Temperatur  $T_c$ .

Durch die Besetzungszahl  $n(E)$  und die Zustandsdichte  $\rho(E)$  im Potential des harmonischen Oszillators [80]

$$\rho(E) = \frac{E^2}{2\hbar^3\omega_1\omega_2\omega_3} \quad (4.18)$$

kann die Anzahl an Atomen, die sich nicht im Grundzustand befinden, über das Integral

$$N - N_0 = \int_0^\infty dE \rho(E)n(E) \quad (4.19)$$

errechnet werden. Hierbei ist  $N$  die Gesamtteilchenzahl und  $N_0$  die Anzahl an Teilchen im Kondensat. Mit verschwindendem chemischen Potential  $\mu$  nahe des Kondensationspunkts und unter Annahme des harmonischen Oszillator-Potentials, führt die Integration zur Lösung

$$N - N_0 = \zeta(3) \left( \frac{k_B T}{\hbar \tilde{\omega}} \right)^3, \quad (4.20)$$

wobei  $\zeta(x)$  die Riemannschen Zeta-Funktion ist und  $\tilde{\omega} = (\omega_1\omega_2\omega_3)^{1/3}$  dem geometrischen Mittel der Fallenfrequenzen entspricht. Da bei  $T_c$  für die Anzahl an kondensierten Teilchen  $N_0 = 0$  gelten soll, folgt für die kritische Temperatur  $T_c$

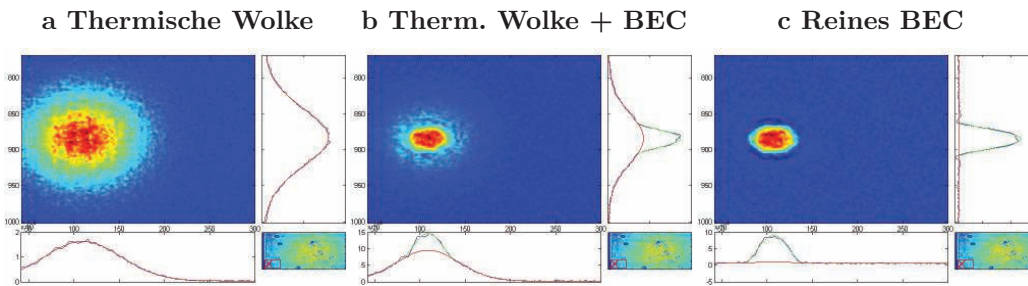
$$T_c = \frac{\hbar \tilde{\omega}}{k_B} \left( \frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3}. \quad (4.21)$$

Kombiniert man Gleichungen 4.20 und 4.21 so erhält man für den Anteil an kondensierten Atomen bei der Temperatur  $T$

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (4.22)$$

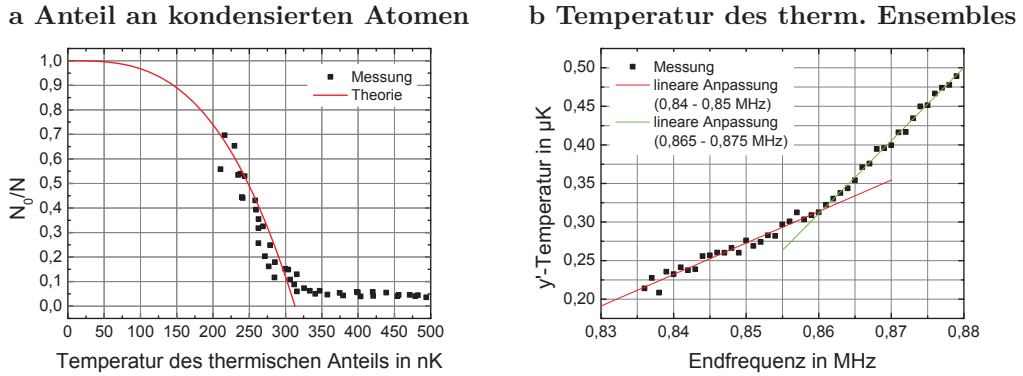
## 4.2. Experimentelle Ergebnisse zur Bose-Einstein-Kondensation

Der Nachweis eines Bose-Einstein-Kondensats gelingt über die einzigartigen Eigenschaften dieses Materiezustands. Wie in Gleichung 4.16 hergeleitet, unterscheidet sich die Dichteverteilung eines BECs deutlich von der einer wechselwirkungsfreien, thermischen und somit Gauß-förmigen Wolke. In den hier verwendeten harmonischen Fallen wird das BEC nach einer freien Expansion eine Dichteverteilung aufweisen, die einer invertierten Parabel folgt. Abbildung 4.1 zeigt den Übergang von einem thermischen Ensemble zu einem BEC. Hierbei wurde die letzte RF-Rampe zur Evaporation bis zu einer Endfrequenz von 0,875 MHz (Abb. 4.1a), 0,852 MHz (Abb. 4.1b) und 0,839 MHz (Abb. 4.1c) durchgeführt. Deutlich ist in den integrierten, eindimensionalen Dichteverläufen der Übergang von einer Gauß-förmigen Wolke (rot) zur invertierten Parabel des BECs (grün) zu sehen.

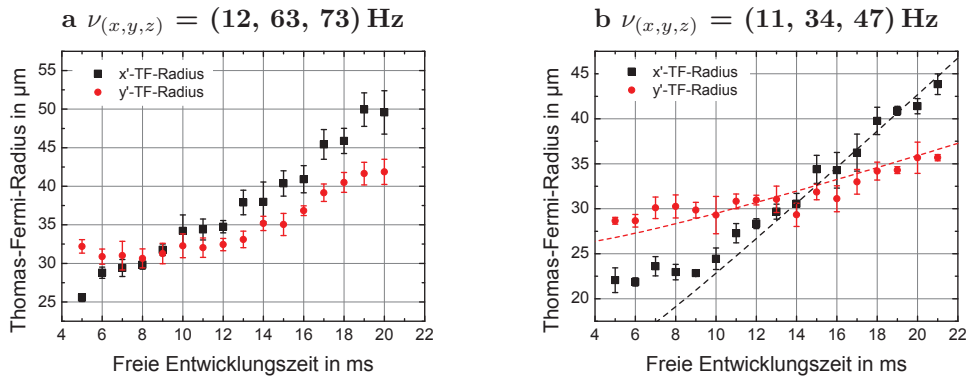


**Abbildung 4.1.:** Absorptionsspektren des Übergangs vom thermischen Ensemble zum BEC. Die Graphen zeigen den Verlauf der Dichte nach zusätzlicher Integration über die  $x'$ - bzw.  $y'$ -Richtung. Die rot eingezeichneten Linien beschreiben eine Gauß-Funktion, während die grünen einer invertierten Parabel folgen.

Trägt man den Anteil an kondensierten Atomen im Verhältnis zur Gesamtteilchenzahl über die mit einer Expansionsmessung bestimmte Temperatur der thermischen Wolke auf, so erhält man den in Abbildung 4.2a gezeigten Verlauf. Ab der Temperatur  $T_c=313$  nK steigt die Anzahl an kondensierten Atomen und folgt dem theoretischen Verlauf (rote Linie, vgl. Gl. 4.22). Da bei den sehr kleinen verbleibenden thermischen Restwolken die Anpassungsroutinen zur Bestimmung der Temperatur und Teilchenzahl nicht weiter zuverlässig funktionieren, konnte dem theoretischen Verlauf in der Messung lediglich bis zu einem Verhältnis von 0,7 an kondensierten Atomen zur Gesamtteilchenzahl gefolgt werden. Variiert man die Endfrequenz der letzten Frequenzrampe und misst die Temperatur der so erzeugten thermischen Wolke, so kann über den Knick des Temperaturverlaufs das Einsetzen des Phasenübergangs und somit die kritische



**Abbildung 4.2.:** Anteil an kondensierten Atomen und Temperatur des thermischen Ensembles. Der Anteil an kondensierten Atomen im Verhältnis zur Gesamtteilchenzahl (a) folgt der theoretischen Kurve (rot, vgl. Gl. 4.22) mit einer angenommenen kritischen Temperatur von  $T_c=313$  nK. Durch den Knick im Temperaturverlauf kann auf den Wert der kritische Temperatur  $T_c$  zurückgeschlossen werden (b).



**Abbildung 4.3.:** Messungen zum Wechsel des Aspektverhältnisses. Links wurde das Kondensat aus einer Falle mit den Fallenfrequenzen  $\nu_{(x,y,z)} = (12, 63, 73)$  Hz entlassen. Das Aspektverhältnis wechselt bei etwa 8,5 ms. Relaxiert man die Falle vor dem entlassen des Kondensats bis auf Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (11, 34, 47)$  Hz, so reduziert sich die Expansionsrate des BECs und das Drehen des Aspektverhältnisses tritt erst nach etwa 14,5 ms der freien Expansion ein (rechts). Die gestrichelten Linien geben das Ergebnis der Simulation wieder.

Temperatur bestimmt werden. Abbildung 4.2b zeigt eine Messung, bei welcher ein Frequenzbereich der Endfrequenz zwischen 0,88 MHz und 0,836 MHz vermessen wurde. Der Knick im Temperaturverlauf liegt bei etwa 0,86 MHz, was zu einer kritischen Temperatur von  $T_c=313$  nK führt.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft von Bose-Einstein-Kondensaten liegt in ihrem Expansionsverhalten. Während wechselwirkungsfreie, thermische Ensembles in alle Raumrichtungen die selben Expansionsraten aufweisen und somit nach einer freien Expansion asymptotisch genähert isotrop und Gauß-förmig im Raum verteilt sind, weisen BECs unterschiedliche Expansionsraten in den unterschiedlichen Raumrichtungen auf. Diese Expansionsraten stehen direkt mit den Fallenfrequenzen des Potentials in Verbindung, aus welchem das BEC freigelassen worden ist (vgl. Gl. 4.16). Hierdurch kommt es im Laufe der freien Expansion zu einem Wechsel des Aspektverhältnisses in der Dichteverteilung des BEC. Abbildung 4.3 zeigt zwei Messreihen, bei denen dieser Wechsel des Aspektverhältnisses gemessen wurde. In Abbildung 4.3a wurde das Kondensat aus einer Falle frei gelassen, welche Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (12, 63, 73)$  Hz aufwies. Das Aspektverhältnis wechselt bei etwa 8,5 ms. Für die zweite Messung (s. Abb. 4.3b) wurde die Falle vor dem Ausschalten weiter relaxiert, was zu Fallenfrequenzen von  $\nu_{(x,y,z)} = (11, 34, 47)$  Hz führte. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich die Expansionsraten im Vergleich zur steileren Falle reduziert haben. Der Wechsel des Aspektverhältnisses tritt bei dieser Messung erst nach 14,5 ms auf. Die gestrichelten Linien geben das Ergebnis der Simulation wieder (s. Kap. 5). Es ist deutlich zu erkennen, wie die Thomas-Fermi-Radien bei sehr kleinen Ensembles durch die Messung überschätzt werden. Dies könnte ein Hinweis auf das minimale Auflösungsvermögen der Abbildung geben.

## 5. Simulationen der Magnetfelder und der Fallenpotentiale

Da für Messungen in Mikrogravitation am Fallturm Bremen lediglich eine sehr limitierte Anzahl an Freifallexperimenten zur Verfügung stehen, ist es umso bedeutsamer präzisere Vorhersagen treffen zu können, wie sich das Experiment, insbesondere die atomaren Ensembles, unter Mikrogravitation verhalten. Hierzu wurde bereits im Rahmen des Experiments QUANTUS-I zum besseren Verständnis der beobachteten Expansionsdaten der atomaren Wolken ein Computerprogramm geschrieben, welches die vom Atomchip des Experiments erzeugten Magnetfelder simuliert. Die durch diese Magnetfelder erzeugten Fallen geben direkt die Expansionsraten des BECs vor (s. Abschnitt 4). Somit konnte der Verlauf der Expansion des Bose-Einstein-Kondensats durch dieses Programm für die Experimente der QUANTUS-I-Apparatur bis zu einer freien Entwicklung von einer Sekunde [2] abschließend verstanden werden.

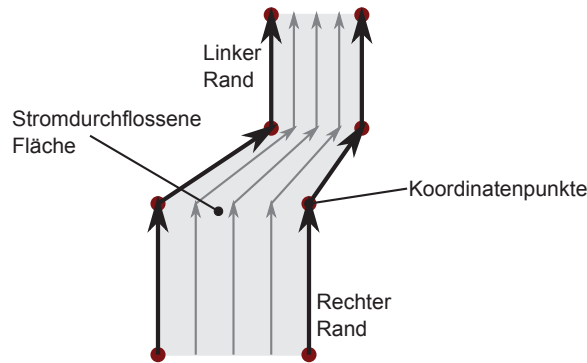
Ferner konnten mit Hilfe dieses Programms Simulationen unterschiedlicher Chipgeometrien für die Weiterentwicklung der Atomchiptechnologie durchgeführt werden und somit geeignete Leiterstrukturen für eine Atomchipgeneration gefunden werden, welche für den Betrieb eines chipbasierten Atominterferometers unter Schwerelosigkeit optimiert ist. Des Weiteren ist ein gründliches Magnetfelddesign bei solch kompakten Apparaturen wie QUANTUS-II nötig, da vermieden werden muss, dass sich die an unterschiedlichen Orten erzeugten Magnetfelder gegenseitig störend beeinflussen.

Zunächst folgt eine **Beschreibung des Simulationsprogramms** und dessen Funktionen. Danach werden Simulationsergebnisse der **Magnetfelder der Spulen** und gesondert detaillierter die Simulationsergebnisse der **Magnetfelder des Atomchipaufbaus** präsentiert. Abschließen wird dieses Kapitel mit einer **Eichung der Simulation** an experimentelle Ergebnisse.

### 5.1. Beschreibung des Simulationsprogramms

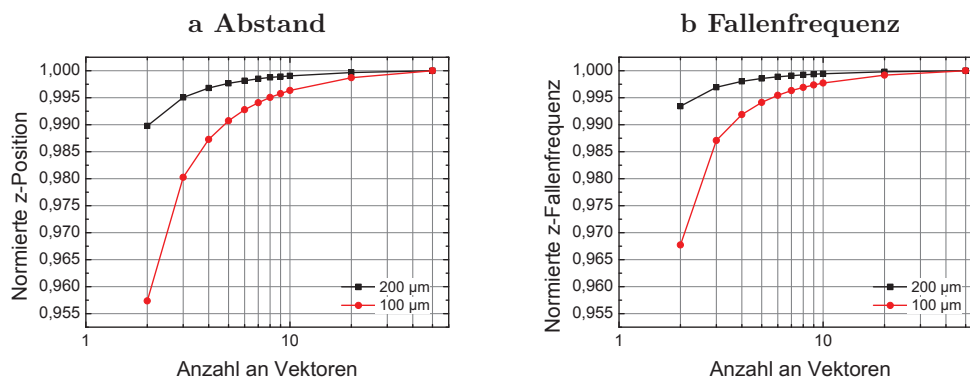
Zu Beginn des Programms werden alle im Speicher vorhandenen Variablen gelöscht, damit ein sauberer Start des Programms gewährleistet wird. Anschlie-

ßend werden alle für das Programm wichtigen physikalischen Konstanten definiert und externe Messreihen, wie der orts aufgelöste Magnetfeldverlauf innerhalb des Fallturms, importiert und aufbereitet. Dem folgend wird die Geometrie der stromdurchflossenen Strukturen, welche die Magnetfelder erzeugen, definiert. Hierbei wird zur Simulation einer stromdurchflossenen Fläche jeweils der rechte und der linke Rand der Struktur durch eine Liste von Punkten definiert. Aus diesen Punkten werden Polygonzüge für den linken und den rechten Rand der Struktur erzeugt, welche infinitesimal dünnen stromdurchflossenen Drähten entsprechen. Um hieraus eine stromdurchflossene Fläche zu simulieren, wird eine ganze Anzahl zusätzlicher Vektoren zwischen den Randvektoren berechnet und der zeitabhängige Gesamtstrom auf die Anzahl der Vektoren aufgeteilt. Abbildung 5.1 verdeutlicht schematisch dieses Vorgehen zur Simulation einer stromdurchflossenen Fläche und Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit der berechneten Position des Magnetfeldminimums (Abb. 5.2a) und der Fallenfrequenzen der resultierenden Magnetfalle (Abb. 5.2b) von der Anzahl der verwendeten Vektoren zur Simulation der stromdurchflossenen Fläche für zwei Entfernungen zur Fläche. Hierbei wurde die äußere Z-Struktur des Experimentchips mit einer Breite von  $50\ \mu\text{m}$  verwendet. Für die nachfolgend vorgestellten Simulationen wurde die Anzahl an Vektoren auf fünf festgelegt, da somit der Fehler unterhalb von einem Prozent liegt.



**Abbildung 5.1.:** Schematische Darstellung einer simulierten stromdurchflossenen Fläche.

Über den Zusammenhang nach Biot-Savart kann nun das gesamte den Raum füllende Magnetfeld aus einer Superposition aller durch einen Teildraht gegebenen Magnetfelder orts- und zeitaufgelöst errechnet werden. Zusätzlich zum Magnetfeld wird auch die erste und zweite Ableitung des Felds errechnet. Anschließend werden aus diesen Feldern physikalisch interessante Größen berechnet, wie das am Ort der Atome herrschende Potential oder die auf ein Atom wirkende Kraft. Zusätzlich wird ein Modul definiert, welches die Hess'sche Matrix, aus welcher die Fallenfrequenzen ermittelt werden können, an einem ge-

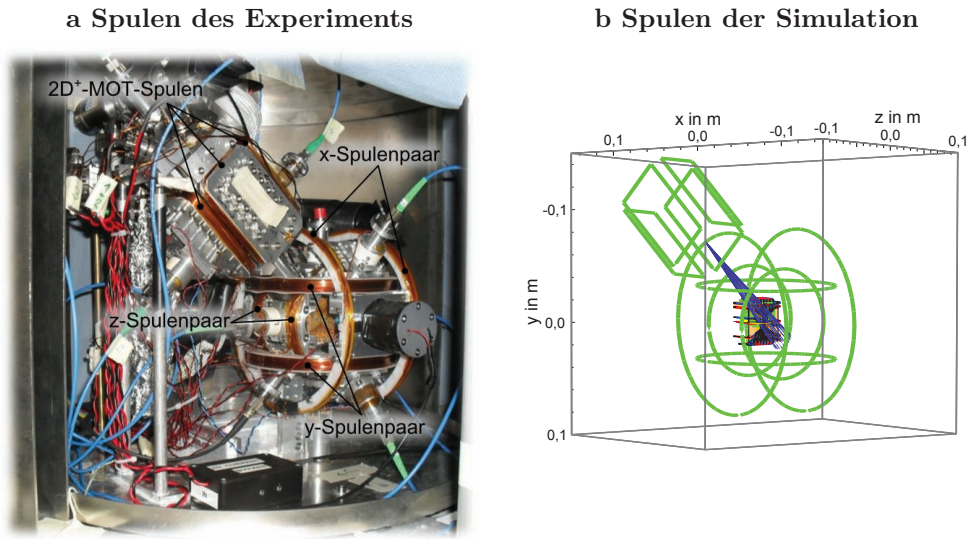


**Abbildung 5.2.:** Güte der Approximation der stromdurchflossenen Fläche. In (a) ist die Abweichung des errechneten Abstandes des Fallenminimums zur stromdurchflossenen Fläche gezeigt. Hierbei wurde auf den errechneten Abstand von  $100\ \mu\text{m}$  (rot, Punkte) und  $200\ \mu\text{m}$  (schwarz, Quadrate) bei einer verwendeten Anzahl von 50 Vektoren normiert. (b) zeigt die Abhängigkeit der zugehörigen Fallenfrequenz in z-Richtung.

wählten Ort errechnet. Damit sind nun alle Voraussetzungen geschaffen worden, um von gewählten stromdurchflossenen Strukturen das resultierende Magnetfeld zu erzeugen und die Eigenschaften dieser Felder zu analysieren. Weitere Teile des Simulationsprogramms dienen der Visualisierung der Magnetfeldverläufe, der Errechnung der zeitaufgelösten Bewegung des Schwerpunktes einer in der Magnetfalle gefangenen Atomwolke und der Berechnung der Expansion eines aus der Magnetfalle freigelassenen Bose-Einstein-Kondensats. (Eine detailliertere Beschreibung der Berechnungen war Teil einer weiteren Dissertation [81] und kann dort nachgeschlagen werden.)

## 5.2. Magnetfelder der Spulen

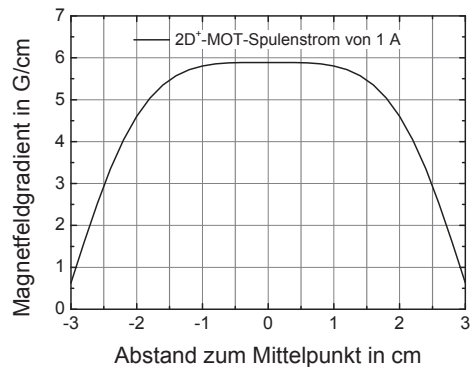
Im Experiment sind für die Manipulation der atomaren Ensembles die vier rechteckigen Spulen der *race track*-Konfiguration der  $2\text{D}^+$ -MOT und die drei Spulenpaare zur Erzeugung der homogenen Felder in den drei Raumrichtungen zu betrachten. Die vier Spulen der *race track*-Konfiguration werden durch je eine rechteckige Leiterschleife im geometrischen Mittelpunkt der 9·6-fach gewickelten Spulen approximiert. Somit besitzt jede Leiterschleife Kantenlängen von 46 mm und 84 mm und es fließt der 54-fache Strom hindurch. Mit dieser Anordnung ist es möglich Magnetfeldgradienten von  $5,89\ \text{G}/(\text{cm A})$  innerhalb eines Bereiches von  $\pm 10\ \text{mm}$  zu erzeugen (s. Abb. 5.4). Während des Betriebs



**Abbildung 5.3.:** Vergleich der Geometrie der Spulen des Experiments (a) mit der Geometrie der Spulen in der Simulation (b, grün). Weiterhin ist mittig in (b) die simulierte Atomchipgeometrie gezeigt. Der blaue Kegel deutet den divergenten Atomstrahl an.

der 2D<sup>+</sup>-MOT-Spulen erzeugen diese am Ort der 3D-Chip-MOT ein Magnetfeld mit einer Stärke von 3,6 mG/A.

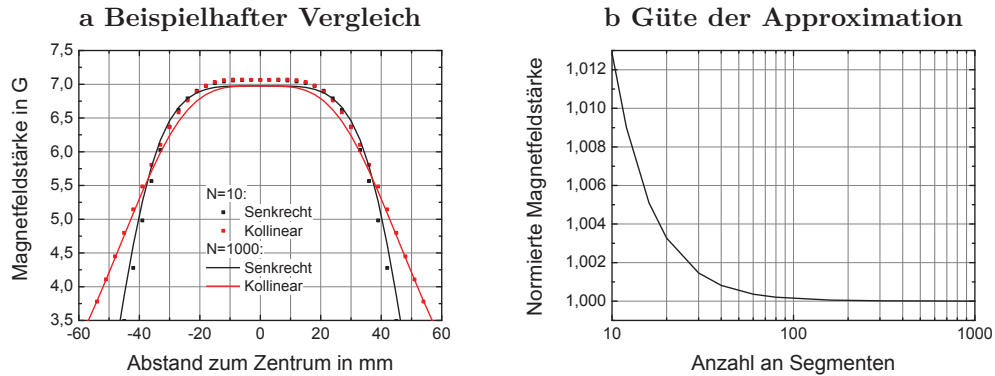
Aufgrund der verwendeten Methode finiter, stromdurchflossener Leiter, werden die runden Spulen zur Erzeugung der homogenen Felder durch Vielecke approximiert. Hierbei verlaufen die Leiterschlaufen ebenfalls im Mittelpunkt des jeweiligen Spulenschnitts. Die Vielecke haben somit einen äußeren Radius von 81 mm im Falle der x-Spulen, 65 mm im Falle der y-Spulen und 49 mm im Falle der z-Spulen. Der Abstand der Spulen eines Spulenpaares beträgt je ihrem Radius. Das Zentrum aller drei Spulenpaare liegt bei  $z=2,86$  mm. Dieser Abstand von der Chip-Spiegeloberfläche wurde anhand der Absorptionenaufnahmen bestimmt. Der Bereich des homogenen Feldverlaufs entspricht in etwa einem Fünftel des Radius (s. Abb. 5.5a). Die Anzahl an Segmenten pro Spule wurde bei den Simulationen auf 40 festgelegt. Hierdurch beträgt der Fehler durch die Approximation weniger



**Abbildung 5.4.:** Magnetfeldgradient der 2D<sup>+</sup>-MOT-Spulen bei 1 A Stromstärke.



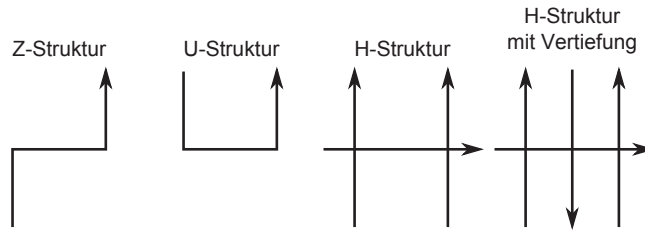
als 1‰ (s. Abb. 5.5b) und die Simulation wird nicht unnötig durch die Berechnung unzähliger Segmente verlangsamt. Somit ergeben sich für die Feldstärken 1,76 G/A in x-Richtung, 14,59 G/A in y-Richtung und 7,08 G/A in z-Richtung im Zentrum der Paare.



**Abbildung 5.5.:** Einfluss der Anzahl an Segmenten je Spule für das z-Spulenpaar. Abbildung (a) vergleicht exemplarisch den Verlauf der Magnetfeldstärke kollinear und senkrecht zur Symmetrieachse der durch 1000 Segmente approximierten z-Spule (Linie) mit der durch lediglich 10 Segmente approximierten z-Spule (Punkte). In Abbildung (b) ist der Einfluss der Anzahl an Segmenten auf die Magnetfeldstärke im Zentrum des Spulenpaares gezeigt. Hierbei wurde auf die Feldstärke der durch 1000 Segmente approximierten z-Spule normiert.

### 5.3. Magnetfelder des Atomchipaufbaus

Atomchips sind Substrate, auf welchen stromführende, meist gerade Leiterbahnen aufgebracht wurden. Daher eignet sich hierbei die Methode finiter, stromdurchflossener Leiter besonders, um das resultierende Magnetfeld zu errechnen. Diese Atomchips generieren in Kombination mit homogenen Magnetfeldern unterschiedliche, zum Fangen von Atomen wichtige Magnetfeldkonfigurationen. Dabei kommt es einerseits auf die Größe der Leitbahnen an. Große Strukturen können viel Strom führen und somit sehr großvolumige Fallen mit hohen Fallentiefen erzeugen. Mikrostrukturierte Leiterbahnen erzeugen zwar kleinvolumige Fallen, haben jedoch den Vorteil sehr hohe Magnetfeldgradienten erzeugen zu können. Daher wurden beim QUANTUS-II-Experiment drei unterschiedliche Lagen an Atomchips eingesetzt. Die mesoskopischen Strukturen mit Leiterbahnen im mm-Bereich, die Strukturen des Basischips mit Leiterbahnen einer Breite von  $500\ \mu\text{m}$  und die des Experimentchips mit Leiterbahnen einer Breite von  $50\ \mu\text{m}$ . Weiterhin ist die Anordnung der Leiterbahnen von Bedeutung. Hier gibt es wenige grundlegende Strukturen, wie das Z, das U oder das H. Zusätzlich

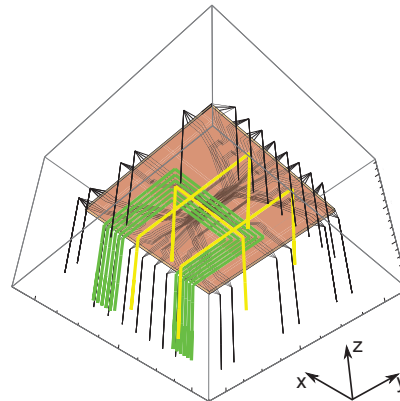


**Abbildung 5.6.:** Übersicht über grundlegende Strukturen der Leiterbahnen auf Atomchips.

können durch hinzufügen weiterer kreuzender Leiterbahnen ein stärkerer Einschluss des Potentials erzeugt werden. Die Form dieser Strukturen ist in Abbildung 5.6 in Reihenfolge der Aufzählung dargestellt. Nachfolgend werden die Simulationsergebnisse der unterschiedlichen Strukturgrößen und Formen vorgestellt. An dieser Stelle sei nochmals auf die Koordinatendefinition in Abschnitt 2.2.1 verwiesen.

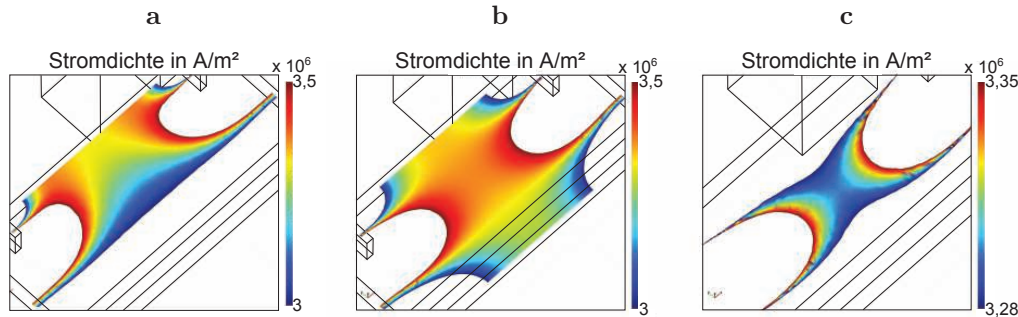
### 5.3.1. Simulationen der mesoskopischen Strukturen

Der Atomchipaufbau besitzt zwei sogenannte mesoskopische Strukturen. Abbildung 5.7 zeigt die in der Simulation verwendete Geometrie für diese Strukturen. In grün ist das mesoskopische U und in gelb das mesoskopische H gezeigt. Beide Strukturen werden aus Drähten mit einem Durchmesser von 0,9 mm geformt und befinden sich 0.5 mm unterhalb des Basischips. Die zentrale Struktur des mesoskopischen Us hat eine Breite von 7 mm und eine Gesamtlänge von 25 mm. Im Folgenden wird zuerst das mesoskopische U behandelt, welches für die Formung des Quadrupolfelds der 3D-Chip-MOT und die Quadrupolfalle nötig ist. Anschließend wird das mesoskopische H vorgestellt, welches die großvolumigen harmonischen Fallen niedriger Fallenfrequenzen zum ersten Fangen der Atome nach der Melasse-Phase bereitstellt.



**Abbildung 5.7.:** Übersicht über die simulierte Geometrie der mesoskopischen Strukturen des Atomchipaufbaus. In grün ist das mesoskopische U und in gelb das mesoskopische H zu sehen.



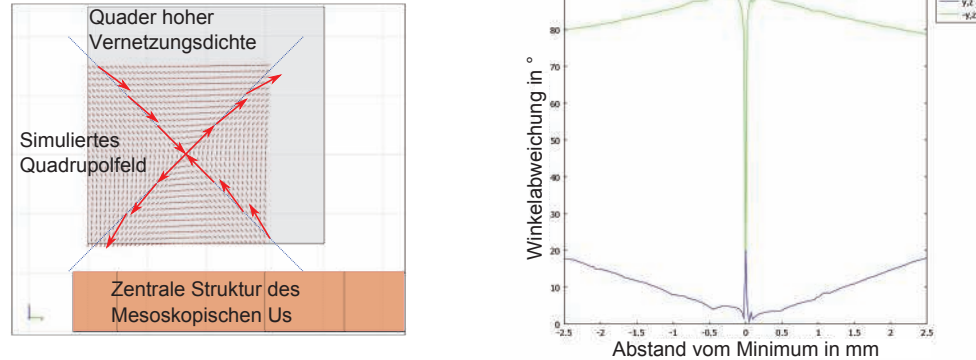


**Abbildung 5.9.:** Einfluss der seitlichen Schlitzern zur Symmetrisierung des Stromflusses. Je nach Länge der Schlitzern durchfließt der Strom von a nach c immer symmetrischer die zentrale Struktur. In Abbildung c ist zur Verdeutlichung der Symmetrie der Bereich der angezeigten Stromdichte reduziert worden.

Direkt oberhalb der zentralen Struktur befindet sich ein Quader feinerer Vernetzungsdichte. Innerhalb des Quaders wird das Quadrupolfeld erzeugt und ausgewertet. Neben wichtigen Eigenschaften, wie der Position des Minimums, oder den Magnetfeldgradienten des Felds entlang der Hauptachsen, ist insbesondere auch die Form des Magnetfeldes Gegenstand der Analyse. Ziel der Optimierung ist es eine Feldgeometrie möglichst nahe am idealen Quadrupolfeld zu generieren. Als Maß der Abweichung vom idealen Quadrupolfeld kann der eingeschlossene Winkel der Feldvektoren entlang einer Quadrupolachse mit dieser verwendet werden. Abbildung 5.10a zeigt eine simulierte optimierte Feldgeometrie. Hierbei lag der Strom durch das mesoskopische U bei 60 A und es wurde zusätzlich ein homogenes Magnetfeld sowohl in y-Richtung von 20 G, als auch in z-Richtung von -5 G angelegt. Die hervorgehobenen Magnetfeldvektoren dienen der Verdeutlichung der Abweichung von den idealen 45°-Achsen (blau, gepunktet) des Quadrupolfelds. Abbildung 5.10b zeigt den Verlauf dieser Winkelabweichung in Abhängigkeit des Abstandes vom Feldminimum. Für diese gewählte Geometrie zeigt sich ein Winkelabweichung von  $7,2^\circ/\text{mm}$  entlang der y,z-Richtung und  $4^\circ/\text{mm}$  entlang der -y,z-Richtung. Zur weiteren Reduktion dieser Abweichungen könnte die zentrale Struktur noch breiter ausgelegt werden. Dies würde jedoch auch eine Erhöhung des benötigten Stromes bedeuten. Eine elegantere Lösung bestünde in der gezielten Kompensation höherer Multipole [70].

Die zuvor in der Simulation ermittelten 60 A für das mesoskopische U sind für ein kompaktes, Batterie-getriebenes Experiment wie QUANTUS-II nicht tragbar. Daher wurde der eben vorgestellte Aufbau von Wildermuth et al. [32] durch eine Leiterschleife in Form des mesoskopische Us (s. Abb. 5.7) ersetzt. Das in der QUANTUS-II-Apparatur verwendete mesoskopische U ist somit deutlich kleiner, als das vorher simulierte. Durch die sechsfache Windung wird zur Er-

a Simuliertes Quadrupolfeld mit  $I_{Mesou} = 60 \text{ A}$ ,  $B_y = 20 \text{ G}$ ,  $B_z = -5 \text{ G}$       b Winkelabweichung der Richtung der Feldvektoren von der y,z-Richtung



**Abbildung 5.10.:** Simulierte, optimale Magnetfeldgeometrie des mesoskopischen Us. Abbildung (a) zeigt das simulierte Vektorfeld des Magnetfeldes. In blau sind die idealen Quadrupolachsen eingezeichnet und in rot sind einige Feldvektoren auf diesen Achsen hervorgehoben, um deren Winkelabweichung in Abhängigkeit des Abstandes zum Zentrum zu veranschaulichen. Abbildung (b) zeigt den Simulierten Verlauf dieser Winkelabweichung vom optimalen Quadrupolfeld.

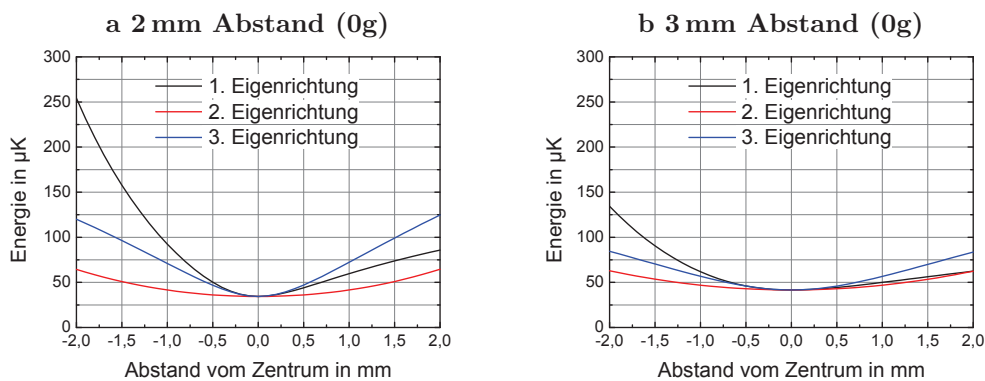
zeugung eines vergleichbaren Magnetfeldes lediglich ein sechstel des Stroms benötigt. Ferner ist durch die verwendeten einzelnen Drähte der Stromfluss innerhalb des mesoskopischen Us bestmöglich symmetrisch. Zur Simulation dieses gewickelten, mesoskopischen Us eignet sich die Methode finiter, stromdurchflossener Leiter wieder hervorragend. Somit kann nun mit dem mesoskopischen U in Kombination mit den Spulenpaaren zur Erzeugung der homogenen Felder das resultierende Quadrupolfeld ausschließlich mittels dem Gesetz von Biot-Savart berechnet und dessen Eigenschaften charakterisiert werden (vgl. Abb. 3.6).

## Das mesoskopische H

Das mesoskopische H wurde konzipiert, um die erste großvolumige Magnetfalle nach der optischen Zustandspräparation zu formen. Um den besten energetischen und räumlichen Überlapp zu garantieren, sollte die Magnetfalle bei typischen experimentellen Parametern laut Gleichung 3.5 Fallenfrequenzen im Bereich von wenigen Hz aufweisen. Dieser Forderung kann jedoch unter dem Einfluss der Gravitation nicht entsprochen werden, sodass das mesoskopische H lediglich für die erste Magnetfalle im Betrieb unter Mikrogravitation ausgelegt wurde. Abbildung 5.11 zeigt exemplarisch zwei Potentialverläufe von Magnetfallen, die mit dem mesoskopischen H in einer Entfernung zur Spiegeloberfläche von 2 mm (Abb. 5.11a) und 3 mm (Abb. 5.11b) simuliert wurden. Hierbei wur-

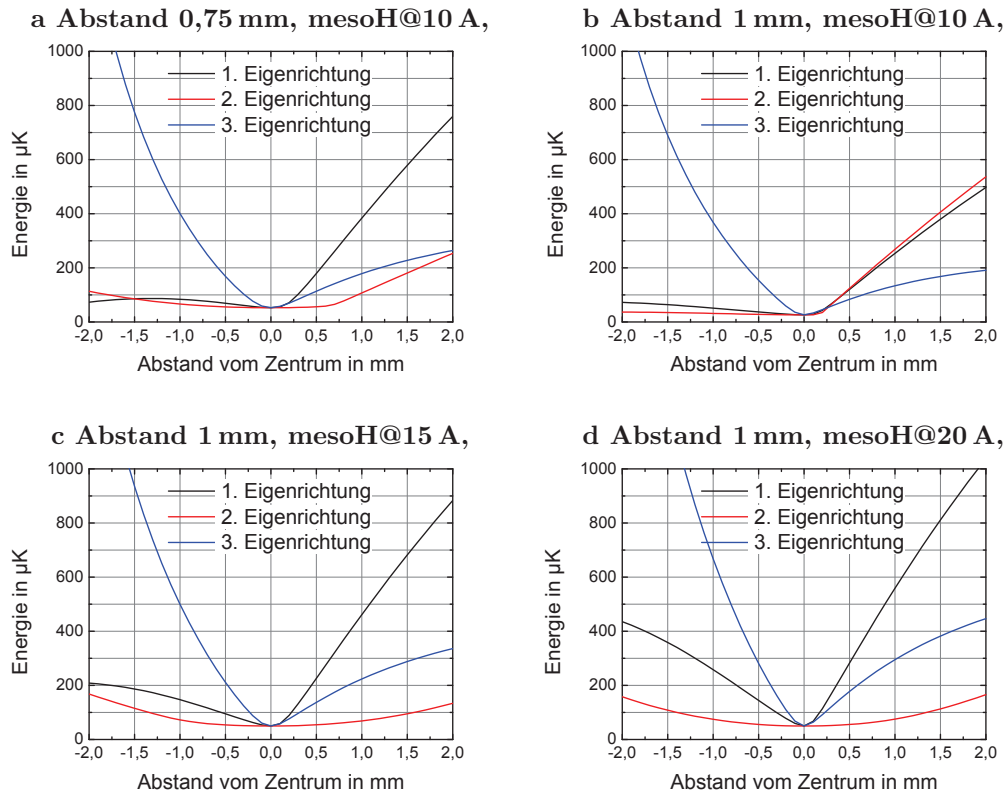
## 5. Simulationen der Magnetfelder und der Fallenpotentiale

den die Seitendrähte des mesoskopischen Hs mit 10 A simuliert, während für den Mittendraht lediglich 5 A angenommen wurde. Diese Änderung des Verhältnisses der Ströme ermöglicht eine Reduktion der radialen Fallenfrequenzen bei gleichbleibender axialer Frequenz. Die Fallenfrequenzen dieser Fallen betragen  $\nu_{(1,2,3)} = (12, 12, 4)$  Hz (a) und  $\nu_{(1,2,3)} = (7, 6, 4)$  Hz (b). Durch eine Anpassung der Stromstärke und des Verhältnisses der Ströme im mesoskopischen H können unter Mikrogravitation die Fallenfrequenzen gezielt an das atomare Ensemble angepasst und somit ein nahezu idealer Transfer in die erste Magnetfalle gewährleistet werden.



**Abbildung 5.11.:** Fallenkonfigurationen des mesoskopischen Hs in Schwerelosigkeit. Bei beiden Konfigurationen wurden in den Seitendrähten des mesoskopischen Hs ein Strom von 10 A verwendet, während der Strom im Mittendraht lediglich 5 A betrug. Über den y-Spulenstrom wurde die Position des Fallenminimums links auf 2 mm (y-Spule bei -105 mA) und rechts auf 3 mm (y-Spule bei -80 mA) gewählt.

Im Laufe der Optimierung des Experiments unter dem Einfluss der Gravitation zeigte sich eine positiv unterstützende Funktion des mesoskopischen Hs zum ersten rein magnetischen Fangen der Atome. Da das mesoskopische H lediglich für Ströme bis 10 A ausgelegt worden ist, fällt diese Unterstützung eher gering aus. Abbildung 5.12a zeigt eine Fallenkonfiguration, welche mit einem Strom von 10 A im mesoskopischen H mit einer Entfernung von  $750 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche simuliert wurde. In Abbildung 5.12b beträgt der Abstand 1 mm. Deutlich ist in diesen Abbildungen zu erkennen, wie der Einfluss der Gravitation die Falltiefe, insbesondere in der ersten Eigenrichtung der Falle, reduziert. Diese erste Eigenrichtung zeigt nahezu vollständig in Gravitationsrichtung. Des Weiteren lässt sich auch eine Deformierung des Potentials in der zweiten Eigenrichtung (nahezu x-Richtung) erkennen. Ferner zeigt die Simulation, dass die Fallenminima beider Konfigurationen um die 2 mm in x-Richtung verschoben sind.

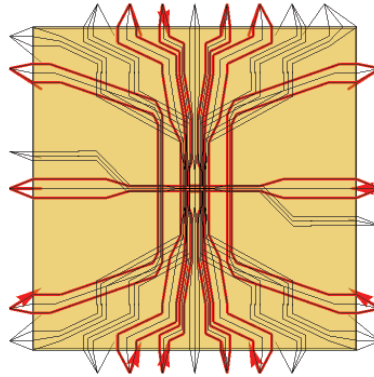


**Abbildung 5.12.:** Fallenkonfigurationen des mesoskopischen Hs. Abbildung (a) zeigt den Potentialverlauf einer durch 10 A im mesoskopische H erzeugten Falle mit einem Abstand von  $750 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche. Bei einer Entfernung von 1 mm ist kaum noch eine Falle vorhanden (b). Für höhere Ströme im mesoskopischen H (c,d) ist es auch unter dem Einfluss der Gravitation möglich, Fallen mit einem Abstand von 1 mm von der Spiegeloberfläche für die atomaren Ensembles zu erzeugen.

Wird jedoch der Strom in dem mesoskopischen H erhöht (s. Abb. 5.12c und 5.12d) so kann die Fallentiefe des Potentials deutlich gesteigert und der Versatz in x-Richtung reduziert werden. Für die Konfiguration mit 20 A im mesoskopischen H liegt das Fallenminimum bei  $(x, y, z) = (870, 210, 1000) \mu\text{m}$ . Durch diese Erhöhung des Stroms im mesoskopischen H sollte die Transfereffizienz der atomaren Ensembles in die erste Magnetfalle unter dem Einfluss der Gravitation deutlich gesteigert werden können.

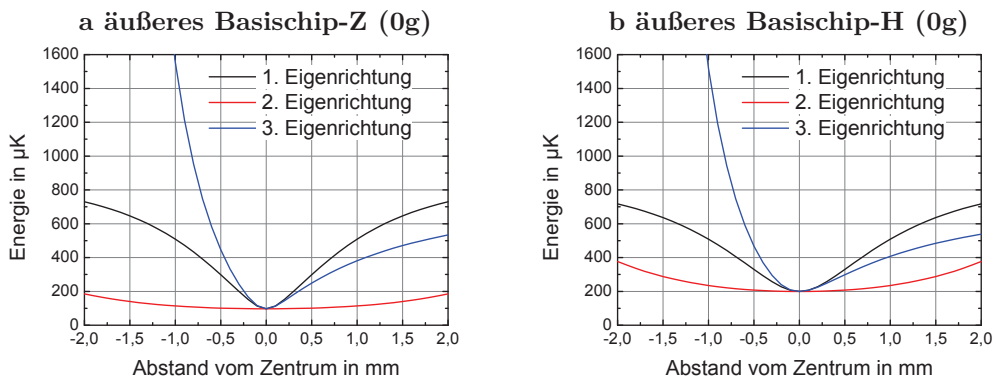
### 5.3.2. Simulationen des Basischips

Der Basischip ist das Bindeglied zwischen den mesoskopischen Strukturen und dem Experimentchip. In Abbildung 5.13 (vgl. Abb. 2.22) ist die für die Simulationen genutzte Geometrie des Basischips zu sehen. Da der Basischip in den in dieser Dissertation vorgestellten Ergebnissen ausschließlich in Kombination mit den anderen Lagen des Atomchip-Aufbaus Verwendung findet, werden in diesem Abschnitt einige allgemeine Eigenschaften der verwendeten Atomchips am Beispiel des Basischips erläutert.



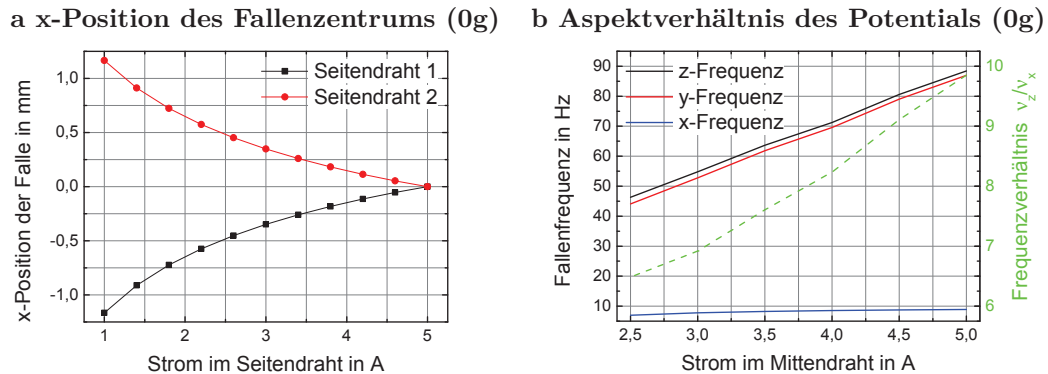
**Abbildung 5.13.:** Geometrie des Basischips in der Simulation.

In Abbildung 5.14 ist exemplarisch der Potentialverlauf einer Konfiguration des äußeren Basischip-Z dem Verlauf der Konfiguration als äußere H-Struktur gegenüber gestellt. Durch den insgesamt doppelt so hohen Stromfluss der H-Struktur in y-Richtung ist die resultierende Magnetfeldstärke in x-Richtung doppelt so hoch und der Fallenboden wird im Vergleich zur Z-Struktur doppelt so stark angehoben. Dieser Effekt kann ebenso durch das x-Spulenpaar erzeugt werden.



**Abbildung 5.14.:** Fallenkonfigurationen des Basischips in Kombination mit dem mesoskopischen H. Links ist der Potentialverlauf der kombinierten Falle aus äußerem Basischip-Z bei 4,9 A und dem mesoskopischen H bei 10 A gezeigt. Rechts ist eine Potential-Konfiguration dargestellt, bei welcher lediglich die äußere Z-Struktur des Basischips mit 4,9 A die Falle mit einem Abstand von 1 mm von der Spiegeloberfläche bildet.



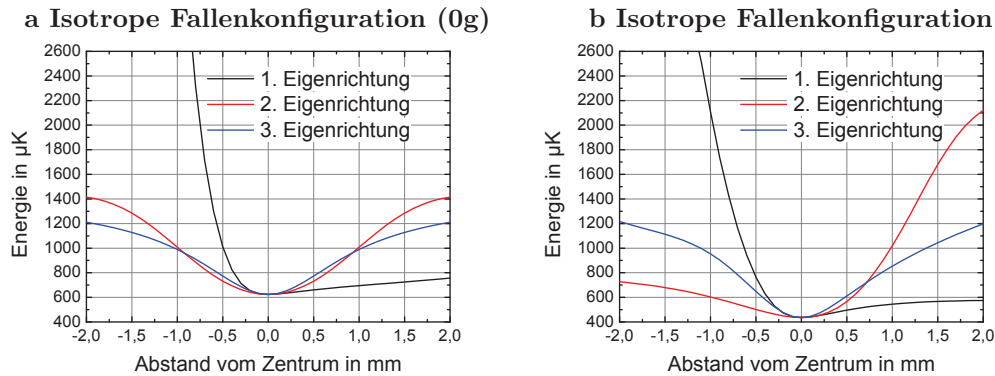


**Abbildung 5.15.:** Vorteile einer H-Struktur. Durch die Möglichkeit bei einer H-Struktur die Ströme in den Seitendrähten und dem Mittendraht unabhängig voneinander zu wählen, kann das Fallenzentrum in x-Richtung verschoben werden (a) oder das Frequenzverhältnis der Falle eingestellt werden (b).

Der Vorteil einer H-Struktur liegt in der Unabhängigkeit der Ströme in den Seitendrähten und dem Mittendraht. Durch ein Ungleichgewicht in den seitlichen Drähten kann die Position des Fallenminimums entlang der x-Richtung verschoben werden. Abbildung 5.15a zeigt die Ergebnisse einer Simulation, bei welcher jeweils einer der seitlichen Drähte in seinem Strom variiert wurde, während der andere Seitendraht und der Mittendraht des äußeren Basischip-Hs konstant bei 5 A betrieben worden sind. Durch eine Reduktion des Stroms im Seitendraht kann die x-Position des Fallenzentrums in Richtung des Seitendrahts verschoben werden.

Wählt man ein Ungleichgewicht zwischen den Seitendrähten und dem Mittendraht, so kann das Aspektverhältnis des Potentials variiert werden. In Abbildung 5.15b wurde bei einem festen Abstand von  $500 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche der Strom im Mittendraht variiert, während die Ströme in den Seitendrähten des äußeren H-Struktur des Basischips fest auf 5 A blieben. Durch eine Halbierung des Stroms im Mittendraht wird die Fallenfrequenz in z- und y-Richtung ebenfalls halbiert, während die Fallenfrequenz in x-Richtung nahezu konstant bleibt. Das Aspektverhältnis der Falle reduziert sich somit von 10 auf nahezu 6.

Das Aspektverhältnis war auch Gegenstand der Untersuchung in der folgenden Simulation. Für die Anwendung einer magnetischen Linse ist es von Vorteil, eine möglichst isotrope Potentialkonfiguration zu nutzen. Abbildung 5.16 zeigt zwei Potentialverläufe, bei welchen im Abstand von  $100 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche Aspektverhältnisse nahe eins gesucht worden sind. Mit einem Strom von 5 A in der inneren H-Struktur des Basischips,  $-1,57 \text{ A}$  in den x-Spulen und  $-0,58 \text{ A}$  in den y-Spulen konnte für den Fall der Schwerelosigkeit eine Konfiguration mit

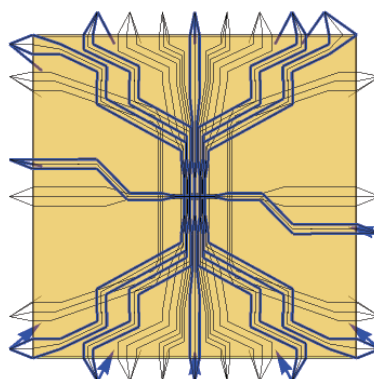


**Abbildung 5.16.:** Isotrope Fallenkonfiguration. Abbildung (a) zeigt den Potentialverlauf einer Realisierung einer nahezu isotropen Fallenkonfiguration in Schwerelosigkeit, während in Abbildung (b) der Potentialverlauf solcher Falle unter den Bedingungen der Schwerkraft dargestellt wird. Beide Konfigurationen wurden für einen Abstand von  $100 \mu\text{m}$  von der Spiegeloberfläche simuliert.

Fallenfrequenzen von  $\nu_{(1,2,3)} = (44, 33, 33) \text{ Hz}$  und einem Aspektverhältnis von 1,3 gefunden werden (s. Abb. 5.16a). Für den Fall wirkender Schwerkraft konnte mit ebenfalls 5 A in der inneren H-Struktur des Basischips und  $-0,58 \text{ A}$  in den y-Spulen, jedoch mit  $-2,4 \text{ A}$  in den x-Spulen eine Fallenkonfiguration mit den Frequenzen von  $\nu_{(1,2,3)} = (50, 39, 31) \text{ Hz}$  und einem Aspektverhältnis von 1,6 gefunden werden (s. Abb. 5.16b). Solche isotropen Fallen können ebenfalls mit der äußeren H-Struktur des Basischips in einem Abstand von etwa 1 mm oder mit einer Kombination aller Atomchiplagen weiter vom Chipaufbau entfernt gefunden werden (s. Abschnitt 5.3.4).

### 5.3.3. Simulationen des Experimentchips

Der Experimentchip ist für die schnelle Erzeugung eines BECs unerlässlich. Sowohl die Bereitstellung hoher Fallenfrequenzen zur schnellen evaporativen Kühlung, als auch Fallen niedriger Frequenzen zur Reduktion der Dichte des Ensembles werden durch den Experimentchip erzeugt. Um diesen Prozess optimieren zu können, ist eine genaue Kenntnis der Fallenkonfigurationen des Experimentchips notwendig. Da seine äußere Z-Struktur (s. Abb. 5.17, vgl. Abb. 2.23) innerhalb der in dieser Dissertation vorgestellten Sequenz mit



**Abbildung 5.17.:** Geometrie des Experimentchips in der Simulation.

einem Strom von 1,9 A verwendet wurde, soll diese Konfiguration im Folgenden näher erläutert werden. Zu diesem Zweck zeigt Abbildung 5.18 Simulationsergebnisse, die bei einem x-Spulenstrom von 0,1 A und variierendem y-Spulenstrom erlangt worden sind. In Abbildung 5.18a ist die Abhängigkeit des Fallenbodens und der Position des Fallenminimums vom y-Spulenstrom dargestellt. Durch die Erhöhung der Stromstärke in den y-Spulen wird der Abstand zur Spiegeloberfläche, aber auch der Fallenboden reduziert. Wie Abbildung 5.18b zeigt, geht mit der Reduktion des Abstandes und der Erhöhung des y-Spulenstroms auch eine Erhöhung der radialen Fallenfrequenzen, bei Verringerung der axialen Fallenfrequenz einher. Abbildungen 5.18c und 5.18d zeigen exemplarisch Potentialverläufe der Konfigurationen mit -1 A (c) und -2,5 A (d) in den y-Spulen.

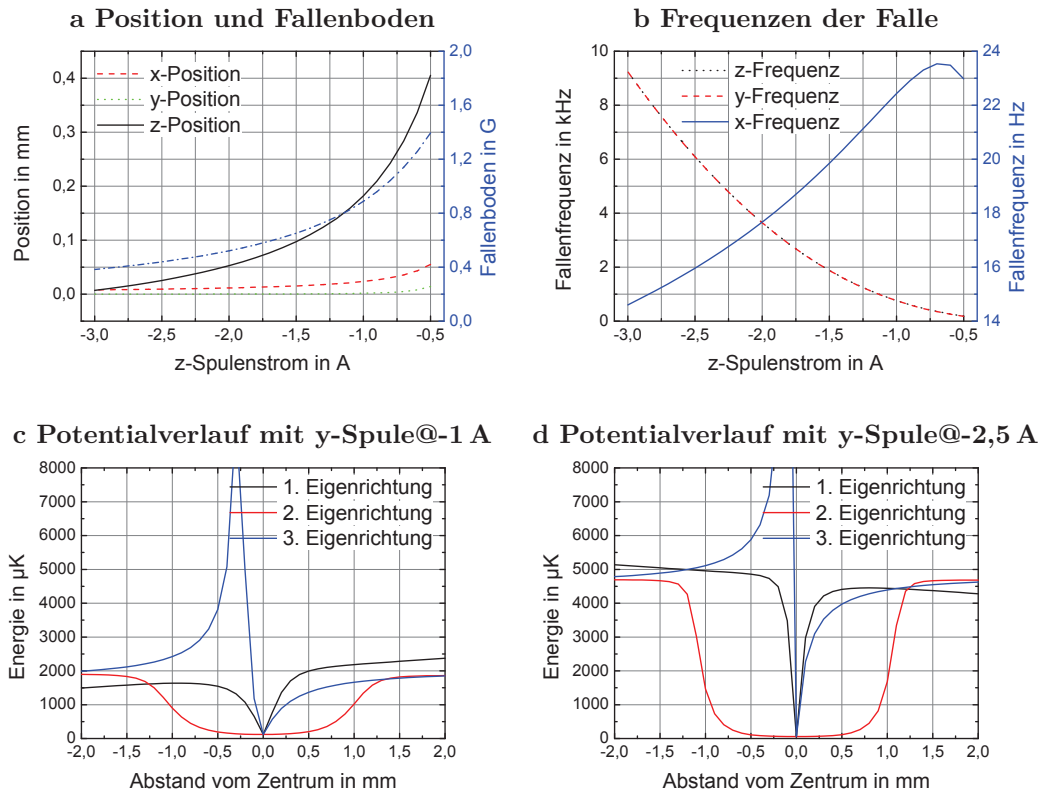
#### 5.3.4. Simulationen der Kombination der drei Lagen des Atomchipaufbaus

Zunächst wird dargestellt, wie der Basischip in Kombination mit dem mesoskopischen H zum ersten magnetischen Fangen des atomaren Ensembles nach der optischen Präparation genutzt wird. Anschließend werden Simulationsergebnisse im Bezug auf die in Abbildung 3.15 dargestellte Messung zur Dämpfung der Schwingung des atomaren Ensembles innerhalb der kombinierten Falle vorgestellt. Abschließend wird aufgezeigt, wie weit entfernt vom Atomchipaufbau eine Falle unter den Bedingungen der Schwerelosigkeit realisiert werden kann.

##### Erstes magnetisches Fangen nach der optischen Präparation

Wie im Abschnitt zuvor erwähnt, wird das atomare Ensemble nach der optischen Präparation mit Hilfe einer Magnetfalle eingefangen, welche durch eine Kombination aus dem mesoskopischen H und dem Basischip erzeugt wird. Hierbei wird das mesoskopische H mit 10 A und das äußere Basischip-Z mit 4,9 A betrieben. Diese Konfiguration entspricht der im Abschnitt 3.3.2 vorgestellten. In Abbildung 5.19a ist der simulierte Potentialverlauf dieser Konfiguration dargestellt. Die Position des Fallenminimums liegt bei  $(x, y, z) = (280, 260, 980) \mu\text{m}$  und die Fallenfrequenzen betragen  $\nu_{(1,2,3)} = (42, 37, 8) \text{ Hz}$ .

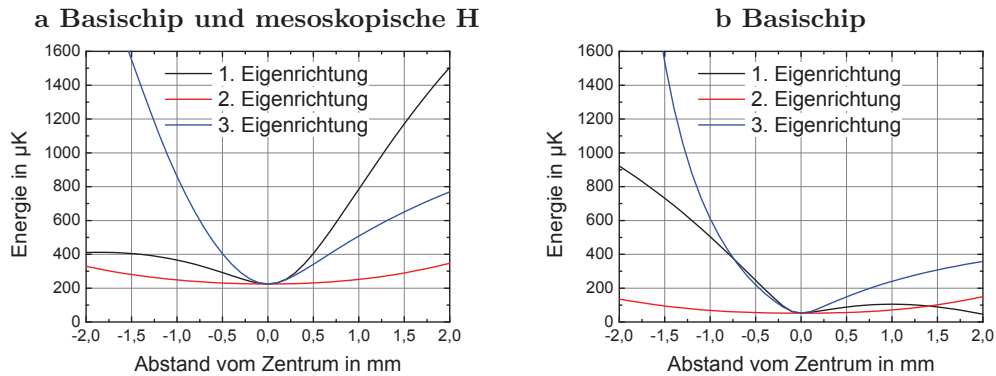
Dem gegenüber ist in Abbildung 5.19b eine Fallenkonfiguration gestellt, bei welcher eine Falle mit einem Abstand von 1 mm lediglich mit dem Basischip realisiert wurde. Deutlich ist zu erkennen, wie die Fallentiefe drastisch reduziert wurde und somit kein effizienter Transfer in eine Magnetfalle möglich ist, welche ausschließlich durch den Basischip gebildet wird.



**Abbildung 5.18.:** Eigenschaften der äußeren Z-Struktur des Experimentchips. Bei diesen Simulationen wurde die äußere Z-Struktur des Experimentchips mit einem Strom von 1,9 A und die x-Spulen mit einem Strom von 0,1 A versorgt. In Abbildung (a) ist die Position des Fallenminimums und die Höhe des Fallenbodens in Abhängigkeit des z-Spulenstroms dargestellt. Abbildung (b) zeigt die Abhängigkeit der Fallenfrequenzen. Ferner ist exemplarisch der Potentialverlauf der Konfiguration mit -1 A (c) und mit -2,5 A (d) im y-Spulenpaar gezeigt.

### Dämpfung der Schwingung in der kombinierten Falle

In Abbildung 3.15 wurde eine Messung vorgestellt, bei welcher die Schwingung des atomaren Ensembles mit Hilfe des Hinzuschaltens eines Drahtes des Experimentchips gedämpft werden konnte. In diesem Abschnitt wird anhand von simulierten Potentialverläufen dieses Dämpfungsverhalten erklärt. Durch eine Kombination aus 10 A im mesoskopischen H, 4,9 A in der äußeren Z-Struktur des Basischips, 0,4 A in den x-Spulen und -0,6 A in dem y-Spulenpaar, wird ein Potential erzeugt, welches in Abbildung 5.20a dargestellt ist. Dieses Potential weist Fallenfrequenzen von  $\nu_{(1,2,3)} = (31, 23, 7,7)$  Hz auf. Wird nun der mittlere senkrechte Draht des Experimentchips hinzu geschaltet, senkt sich der Fallen-



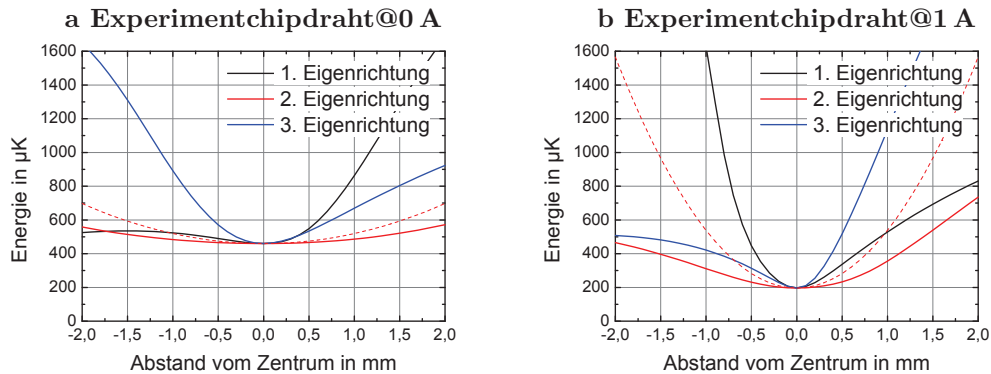
**Abbildung 5.19.:** Fallenkonfigurationen des Basischips in Kombination mit dem mesoskopischen H. Links ist der Potentialverlauf der Kombinierten Falle aus äußerem Basischip-Z bei 4,9 A und dem mesoskopischen H bei 10 A gezeigt. Rechts ist eine Potential-Konfiguration dargestellt, bei welcher lediglich die äußere Z-Struktur des Basischips mit 4,9 A die Falle mit einem Abstand von 1 mm von der Spiegeloberfläche bildet.

boden ab, die Falle wird komprimiert und somit die Fallenfrequenzen erhöht. Abbildung 5.20b zeigt den Potentialverlauf mit 1 A im mittleren senkrechten Draht des Experimentchips. Bei dieser Konfiguration betragen die Fallenfrequenzen  $\nu_{(1,2,3)} = (54, 48, 18)$  Hz.

Des Weiteren wird durch das Hinzuschalten des Drahts des Experimentchips die Anharmonizität der Falle erhöht. Zur Verdeutlichung der Anharmonizität wurde mittels gestrichelter Linien je ein zu der schwachen Fallenfrequenz gehörender harmonischer Verlauf eines Potentials eingezeichnet. Diese Erhöhung der Anharmonizität führt zu einer stärkeren Dämpfung der Schwingung des atomaren Ensembles.

### Größe Entfernung vom Chip

Für atominterferometrische Messungen ist eine große Entfernung von dem Chipaufbau von Vorteil, da die Kante des Chipaufbaus störende Beugungsmuster des Lichtstrahls zur Interferometrie verursacht. Daher wird in dieser Simulation gezeigt, wie weit sich unter den Bedingungen der Schwerelosigkeit das Potentialminimum vom Chip weg bewegen lässt. Hierzu wurden alle Chipstrukturen mit ihrem maximalen Strom simuliert. Der Strom im mesoskopische H wurde zu 10 A, in der äußeren H-Struktur des Basischips zu 5 A und in der äußeren H-Struktur des Experimentchips zu 2 A gewählt. Das x-Spulenpaar wurde mit -1 A simuliert und der Strom im y-Spulenpaar variiert. Abbildung 5.21a zeigt

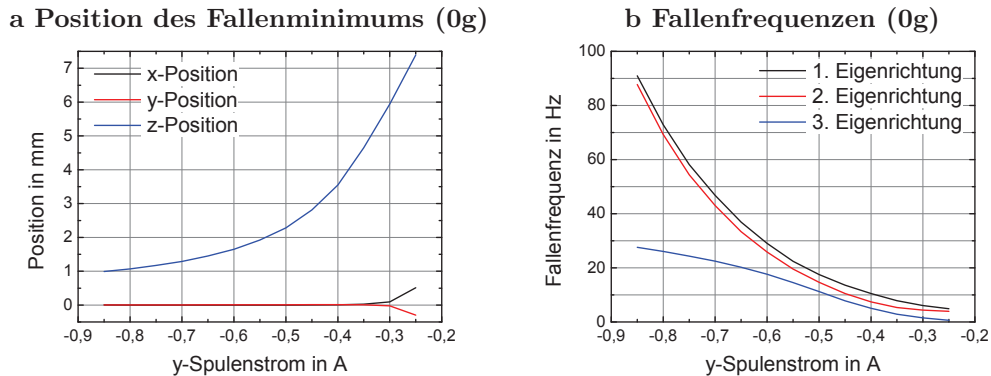


**Abbildung 5.20.:** Erhöhung der Anharmonizität der Falle. Abbildung (a) zeigt den Potentialverlauf ohne die Nutzung des Experimentchips. Durch eine zusätzliche Nutzung des mittleren senkrechten Drahts des Experimentchips bei 1 A (b) kann die Anharmonizität des Potentialverlaufs in der schwachen Eigenrichtung erhöht und somit eine Schwingung des atomaren Ensembles in der Falle stärker gedämpft werden. Die gestrichelte Linien zeigen zum Vergleich je einen zur Fallenfrequenz gehörenden quadratischen Verlauf.

das Verhalten der Position des Minimums und Abbildung 5.21b die Fallenfrequenzen in Abhängigkeit des  $y$ -Spulenstroms. Aus dieser Simulation geht hervor, dass das Potentialminimum mehrere Millimeter von der Spiegeloberfläche des Experimentchips wegbewegt werden kann.

## 5.4. Eichung der Simulation

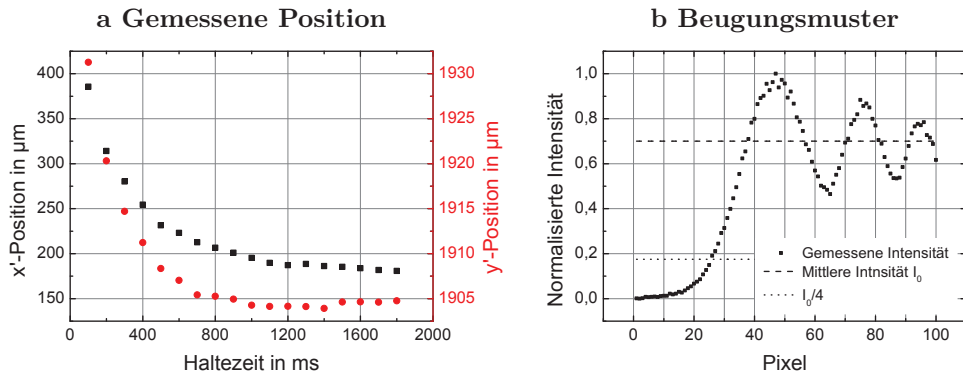
Die Fertigung von Bauteilen und deren Zusammenbau unterliegt stets Toleranzen, sodass ein CAD-Modell lediglich ein guter Anhaltspunkt für die wahre Geometrie des Aufbaus sein kann. Insbesondere der Atomchipaufbau weist hierbei einige Unsicherheiten auf, da zum einen die Dicke der Klebeschichten nicht vorhersagbar ist und zum anderen die Atomchips beim Kleben per Auge an Markierungen ausgerichtet worden sind. Dies macht es nötig, diese unbekannt Größen im System zu bestimmen und die Simulation auf die Gegebenheiten des existierenden Aufbaus zu eichen. Hierbei eignen sich die in den Magnetfallen gefangenen atomaren Ensembles besonders gut als Testkörper. Deren gemessene Position ermöglicht eine direkte Messung der Position des Minimums der Magnetfeldkonfiguration. Über solche Messungen der Position der atomaren Ensembles wurde die Simulation auf das Experiment geeicht. Nach sorgfältiger Charakterisierung der Stromtreiber der Spulen und des Atomchipaufbaus wurden unterschiedliche Messreihen zur Eichung der Simulation aufgenommen. Einige dieser Messreihen sollen hier exemplarisch vorgestellt werden.



**Abbildung 5.21.:** Simulation zur größtmöglichen Entfernung des Fallenminimums vom Chipaufbau. Links ist die Abhängigkeit der Position des Fallenminimums und rechts die der Fallenfrequenzen vom y-Spulenstrom gezeigt.

Zunächst wurde die Bestimmung der Position der atomaren Wolke analysiert. Hierbei wurde festgestellt, dass sich bei heißen Wolken hoher Teilchenzahl die Position innerhalb der Magnetfalle im Laufe der Haltezeit verändert (s. Abb. 5.22a). Dies ist auf die Asymmetrie der Falle zurückzuführen. Erst wenn die Atome nahe des Minimums konzentriert sind, ergibt der Schwerpunkt der Wolke eine gute Messgröße für die Position des Fallenminimums. Aus diesem Grund wurden die hier vorgestellten Messungen mit vorevaporierten Ensembles durchgeführt. Des Weiteren wurde die Teilchenzahl der Ensembles so eingestellt, dass die Detektion der Wolke nicht durch die Spitzendichte der Ensembles limitiert war. Ferner musste die Position der auf den Absorptionsoptionen sichtbaren Chipkante festgestellt werden. Hierzu wurde die Beugung des Lichtstrahls zur Detektion analysiert. Eine in  $y'$ -Richtung integrierte Intensitätsverteilung  $I(x')$  ist in Abbildung 5.22b zu sehen. Laut der Theorie der Beugung an einer Kante befindet sich die Kante bei  $I_0/4$ , wobei  $I_0$  der mittleren Intensität entspricht. Somit liegt die Spiegeloberfläche bei den Absorptionsoptionen bei etwa 23 Pixeln und zum Vergleich der Positionen gilt  $z_{\text{Sim}} = x' - 23 \cdot P_{\text{CCD}}/Z$ , wobei  $P_{\text{CCD}}$  die Pixelgröße des CCD-Chips von  $6,45 \mu\text{m}$  und  $Z$  der Vergrößerungsfaktor des Abbildungssystems von 1,78 ist.

Nach diesen vorbereitenden Schritten konnten die Messungen zur Eichung der Simulation durchgeführt werden. In einem ersten Schritt wurde die einfachste Konfiguration einer Atomchipfalle realisiert. Hierbei wurde lediglich die äußere Z-Struktur des Experimentchips mit 1,9 A versorgt und der Abstand des atomaren Ensembles als Funktion des Stroms der y-Spulen vermessen. Zusätzlich wurde der Fallenboden über 0,2 A in den x-Spulen angehoben. Die  $x'$ -Position des atomaren Ensembles (s. Abb. 5.23a) stimmt bis auf wenige Mikrometer mit der von der Simulation berechneten Position überein. Damit die gemessene Po-

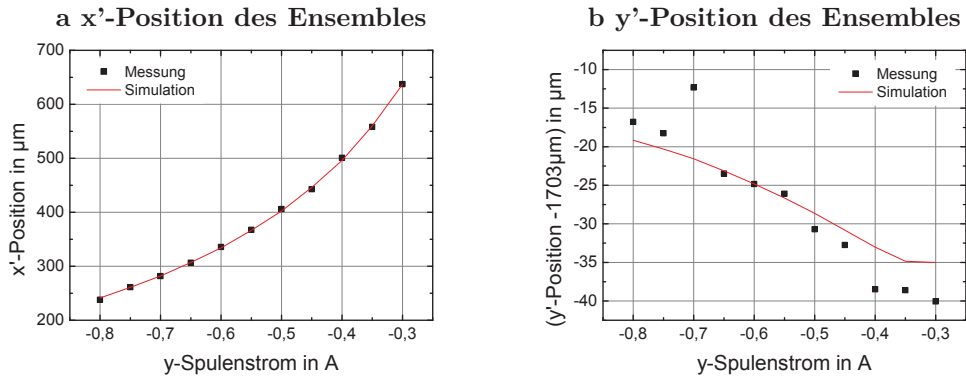


**Abbildung 5.22.:** Messungen zur Bestimmung des Ensembleschwerpunkts. Links ist die Änderung der Position einer in einer Magnetfalle gefangenen Wolke zu sehen. Im Laufe der Haltezeit und somit als Funktion der Teilchenzahl nimmt die Schwerpunktsposition der atomaren Wolke ab. Dies ist auf die Asymmetrie der Falle zurückzuführen. Rechts ist eine Messung der Intensitätsverteilung durch Beugung des Detektionsstrahls an der Chipkante zu sehen. Hierdurch konnte die Position der Chipkante auf 23 Pixel festgestellt werden.

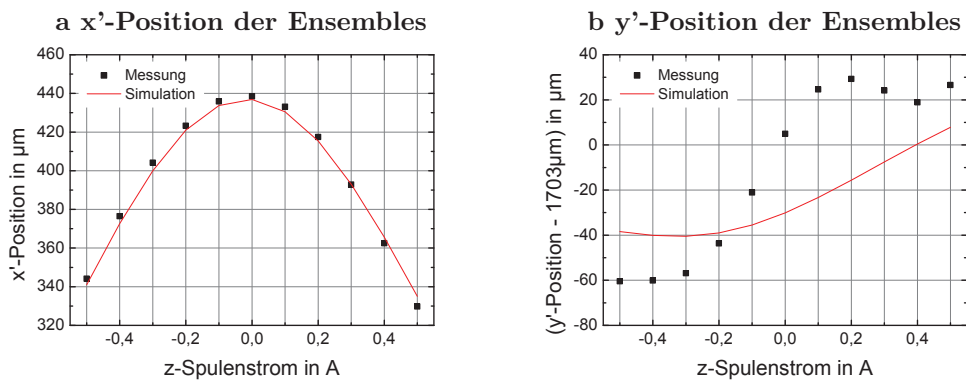
sitionen deckungsgleich mit der simulierten ist, musste die Position des Experimentchips in der Simulation zu  $z_{\text{Sim}} = -80 \mu\text{m}$  festgelegt werden. Diese Festlegung stimmt mit einer Messung der Spiegelschichtdicke inklusive der Dicke des verwendeten UHV-Klebers von  $60\text{-}120 \mu\text{m}$  überein, die mittels eines 3D-Mikroskops an einem baugleichen Experimentchip durchgeführt worden ist. Bei der  $y'$ -Position des atomaren Ensembles in Abhängigkeit des  $y$ -Spulenstroms (s. Abb. 5.23b) wird der Verlauf richtig wiedergegeben und die Abweichung der Simulation beträgt ebenfalls wenige Mikrometer. Durch diese Messung konnte ein Zusammenhang der  $y'$ -Position der Absorptionaufnahme mit der  $x, y$ -Position der Simulation von  $y' = 1703 \mu\text{m} + 1/\sqrt{2}(-x_{\text{Sim}} + y_{\text{Sim}})$  bestimmt werden.

Nach der eben vorgestellten Messung wurde mit der vorgenommenen Eichung die Abhängigkeit der Ensembleposition vom  $z$ -Spulenstrom vermessen. Hierbei wurde eine Falle realisiert, bei welcher die äußere  $Z$ -Struktur des Experimentchips mit  $1,9 \text{ A}$ , die  $y$ -Spulen mit  $-0,45 \text{ A}$  und die  $x$ -Spulen mit  $0,1 \text{ A}$  betrieben wurden. Für die Messung wurde nun der  $z$ -Spulenstrom variiert. Abbildung 5.24a zeigt die Abhängigkeit der  $x'$ -Position und die simulierte Position dieser Messung. Auch hier beträgt die Abweichung von den experimentellen Daten und der Simulation lediglich wenige Mikrometer. Die  $y'$ -Position hingegen zeigt eine deutliche Abweichung der simulierten Positionen von den gemessenen (s. Abb. 5.24b). Dies könnte auf eine Schwingung in  $x$ -Richtung zurückzuführen sein, die durch den Positionsversatz des Potentialminimums induziert wurde, welcher im Laufe der Messung durchgeführt worden ist.





**Abbildung 5.23.:** Messungen zur Eichung der Position des Experimentchips. Diese Abbildungen zeigen einen Vergleich der gemessenen Position des atomaren Ensembles mit der von der Simulation berechneten. Durch Messung der  $x'$ -Position in Abhängigkeit des  $y$ -Spulenstroms (a) konnte die Position des Experimentchips in der Simulation zu  $z_{\text{Sim}} = -80 \mu\text{m}$  festgelegt werden. Durch die Messung der  $y'$ -Position (b) konnte ein Zusammenhang von  $y' = 1703 \mu\text{m} + 1/\sqrt{2}(-x_{\text{Sim}} + y_{\text{Sim}})$  gefunden werden.



**Abbildung 5.24.:** Messungen zur Überprüfung der Eichung. Bei dieser Messung wurde bei einer gewählten Experimentchip-Falle der  $z$ -Spulenstrom variiert und die gemessene Position des atomaren Ensembles mit der berechneten Position der Simulation verglichen. Links ist die Abhängigkeit der  $x'$ -Position aufgetragen. Hier stimmt die simulierte Position gut mit der gemessenen überein. Rechts ist die  $y'$ -Position gezeigt. Die Abweichung der gemessenen Position in Vergleich zur Simulierten könnte auf eine Schwingung des atomaren Ensembles innerhalb der Fall zurückzuführen sein.

Letztlich konnten über vergleichbare Messungen die Positionen des Basischips und der mesoskopischen Strukturen bestimmt werden. Die in der Simulation verwendete Position der stromführenden Strukturen des Basischips konnten zu  $z_{\text{Sim}} = -1005 \mu\text{m}$  festgelegt werden. Die Position des mesoskopischen Mittendrahts ergab sich zu  $z_{\text{Sim}} = -2362 \mu\text{m}$ . Die Seitendrähte des mesoskopischen Hs wurden ihrem Durchmesser entsprechend auf  $z_{\text{Sim}} = -3262 \mu\text{m}$  festgelegt. Da bei den schwachen Fallen des Basischips und des mesoskopischen Hs die Gravitation eine immer stärkere Rolle spielt, ist die Bestimmung dieser Abstände stark von der Annahme der Richtung der Gravitation abhängig. Bei diesen Simulationen wurde eine ideal in y-Richtung wirkende Gravitation mit  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  angenommen.

## 6. Ausblick

Ein Test des Äquivalenzprinzips mittels Atominterferometrie ist wie im ersten Kapitel dargestellt Ziel mehrerer Experimente weltweit [20, 21, 22, 23]. Die präzise Kontrolle über ultra-kalte Gase, die technische Machbarkeit der schnellen Erzeugung quantenentarteter Gase und ihr Nutzen für die Atominterferometrie versprechen das Eötvös-Verhältnis  $\eta$  mit einer bisher unerreichten Sensitivität zu bestimmen. Eine ideale Umgebung für solche Tests böte das Weltall, was der Vorschlag des STE-QUEST Satelliten-Projekts [24] verdeutlicht. Diese Satellitenmission verspricht einen Test des Äquivalenzprinzips mit einer Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $\eta = 1 \cdot 10^{-15}$ .

In dieser Dissertation wurde eine Apparatur vorgestellt, die wegweisend für die Realisierung solch einer Satellitenmission ist. Durch den hohen Grad an Miniaturisierung konnte gezeigt werden, mit welchem Nutzlastbudget bei einer Satellitenmission nach heutigem Stand der Technik gerechnet werden muss. Die Demonstration der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten aus Rubidium mit einer Teilchenzahl von einigen  $10^5$  Atomen innerhalb von zwei Sekunden ist ein großer Schritt in Richtung der in der Satellitenmission geforderten  $10^6$  Atomen im BEC mit einer vergleichsweise langen Präparationszeit von 10 s. Folglich konnte gezeigt werden, dass die Atomchip-Technologie nicht nur in der Lage ist schnell BECs zu erzeugen, sondern auch hohe Teilchenzahlen generieren kann.

Die nächsten erforderlichen Schritte zur Durchführung eines Tests des Äquivalenzprinzips mit der QUANTUS-II-Apparatur werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Dieser Ausblick beginnt mit den nötigen Neuerungen zur Demonstration der **Atominterferometrie mit Rubidium**. Anschließend wird aufgezeigt, wie die **Interferometrie mit Rubidium auf lange Zeitskalen im Katapultbetrieb** ausgedehnt werden kann. Der letzte Aspekt bezüglich der QUANTUS-II-Apparatur soll die **Erweiterung auf Kalium und den Test des Äquivalenzprinzips** motivieren. Abschließend wird die **Nachfolgemission MAIUS** vorgestellt, die sich bereits im Aufbau befindet.

## 6.1. Atominterferometrie mit Rubidium

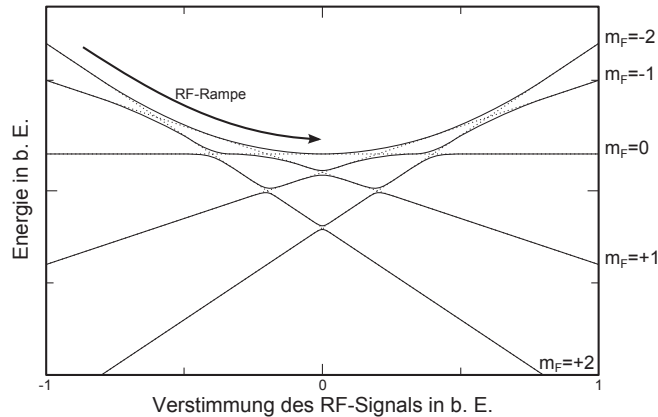
Die störungsfreie Entwicklung des atomaren Ensembles während des Interferometriezyklus ist unabdingbar für eine hohe Sensitivität, wie sie in diesem Experiment angestrebt wird. Da trotz zweifacher Schirmung kleine störende Restmagnetfelder in die Kammer eindringen können oder innerhalb der Schilde magnetische Störquellen sein könnten, muss das atomare Ensemble in einem Zustand präpariert werden, in welchem es lediglich schwach mit diesen Restmagnetfeldern wechselwirkt. Hierzu kann die schnelle adiabatische Passage verwendet werden [82, 83].

### Schnelle adiabatische Passage

Bei dieser Methode wird das atomare Ensemble, welches im magnetisch fangbaren Zustand  $|F = 2, m_F = +2\rangle$  präpariert ist, in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  überführt. Hierzu werden die  $m_F$ -Unterniveaus bei einem gegebenen Magnetfeld mittels eines RF-Signals miteinander gekoppelt. Durch diese Kopplung hebt sich die Entartung der Energien auf und es kommt in dem sogenannten *dressed state picture* zu den verbotenen Kreuzungen. Durch eine RF-Rampe können nun die Atome im Zustand  $|F = 2, m_F = +2\rangle$  in den Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  überführt werden. Abbildung 6.1 verdeutlicht schematisch den Vorgang der schnellen adiabatischen Passage. Die Forderung nach einer schnellen Passage bezieht sich auf Relaxationsprozesse, die im System stattfinden könnten. Da sich in diesem Experiment die Atome im Grundzustand befinden, kann diese Bedingung vernachlässigt werden. Ferner muss die Passage adiabatisch vollzogen werden. Damit das System den Änderungen folgen kann, sollte die Passage bei typischen experimentellen Parametern deutlich länger als eine Millisekunde dauern [84]. Mit diesem Präparationsschritt wird es möglich sein, nahezu alle Atome in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  zu überführen.

### Atominterferometrie

Der erste Schritt zur Demonstration atominterferometrischer Messungen mit der QUANTUS-II-Apparatur wird die Realisierung eines Gravimeters [17, 18] am Boden sein. Dazu können Lichtpulse durch den optischen Zugang der Interferometrikammer (s. Abschnitt 2.6.2) bei  $0^\circ$  eingestrahlt werden, welche diese bei  $180^\circ$  wieder verlassen. Außerhalb der Kammer werden diese Lichtpulse retroreflektiert und somit die für die Interferometrie nötigen Strahlteilerpulse und der Spiegel-Puls realisiert. Das Katapult-taugliche Lasersystem (s.



**Abbildung 6.1.:** Schema der schnellen adiabatischen Passage. Linien der selben Steigung entsprechen den selben  $m_F$ -Energieniveaus. Gepunktet sind die verbotenen Kreuzungen eingezeichnet. Der Pfeil symbolisiert die Frequenzrampe zur Überführung des Zustands  $|m_F = +2\rangle$  in den Zustand  $|m_F = 0\rangle$ .

Abschnitt 2.3.5) ist bereits in der Lage diese Lichtpulse zu generieren. Für eine Vermessung der Erdbeschleunigung muss die Frequenz der Lichtpulse zur Manipulation des atomaren Ensembles der Geschwindigkeit der frei fallenden Atome angepasst werden. Als Basis wird hierzu die rauscharme Frequenzkette (s. Abschnitt 2.5.3) dienen. Nach einer Interferometriesequenz von einigen Millisekunden kann die Besetzungsdifferenz beider Ausgangszustände mittels der bereits verbauten Fluoreszenz-Detektion (s. Abschnitt 2.4.2) gemessen werden. Solche Messungen könnten unter anderem zur Bestimmung der Erdbeschleunigung verwendet werden. Neben der technischen Weiterentwicklung der QUANTUS-II-Apparatur können somit erste Tests der Stabilität des Experiments durchgeführt werden [23].

## 6.2. Interferometrie mit Rubidium auf langen Zeitskalen im Katapultbetrieb

Nach dem Transfer der QUANTUS-II-Apparatur an den Fallturm Bremen muss das Experiment zunächst an die Anforderungen des Katapultbetriebs angepasst werden. Hierzu ist insbesondere eine neue Anordnung der in der Kapsel verbauten Komponenten nötig, damit das Gesamtsystem keine Unwucht aufweist. Ist diese Anordnung gefunden, werden alle Komponenten fest an die tragenden Strukturen der Kapsel verschraubt. Nach ersten Vortests auf einer gefederten Schwingungsplattform ist das Experiment für den Katapultbetrieb bereit.

### **Ausdehnung des freien Falls quantenentarteter Gase**

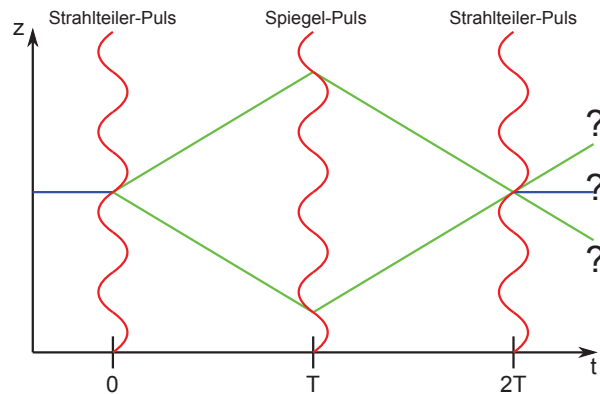
Ziel der ersten Messungen wird die Erzeugung und Ausdehnung des freien Falls quantenentarteter Gase im Fallturm sein. Zu diesem Zweck können mehrere Strategien verfolgt werden. Eine bereits mit der QUANTUS-I-Apparatur demonstrierte Methode besteht in der Verwendung einer magnetischen Linse vor der schnellen adiabatischen Passage. Mit Hilfe solch einer Linse ist es möglich die verbleibende kinetische Energie des Ensembles nach dem Entlassen aus der magnetischen Falle weiter zu reduzieren.

Eine weitere Methode zur Reduktion der kinetischen Energie des BECs besteht in einer adiabatischen Relaxation der Falle. Da die Expansionsraten eines BECs von den Fallenfrequenzen der sie freilassenden Falle abhängen, führen niedrige Fallenfrequenzen zu niedrigen Expansionsraten. Ziel solch einer Relaxation der Falle sollten Sub-Hz-Fallenfrequenzen sein. Um jedoch die Bedingung der Adiabaticität zu erfüllen, würde solch ein Prozess mehrere Sekunden in Anspruch nehmen. Hier könnten sogenannte Abkürzungen zur Adiabaticität [85, 86] Anwendung finden, welche innerhalb kürzester Zeit einen Transfer von Fallen mit hohen Frequenzen zu Fallen mit niedrigen Frequenzen ohne Anregung des atomaren Ensembles versprechen.

### **Atominterferometrie im Katapultbetrieb**

Sobald die Expansionsraten des freigelassenen Ensemble ausreichend niedrig sind, kann mit der Interferometrie im Fallturm mit der QUANTUS-II-Apparatur begonnen werden. Hierbei bietet sich insbesondere die Methode der doppelten Beugung an [87, 88]. Abbildung 6.2 zeigt das Schema dieser Interferometrie-technik. Der erste Licht-Puls teilt den in Schwerelosigkeit ruhenden Zustand  $|F = 2, p = 0\rangle$  (blau) kohärent in die beiden sich entfernenden Zustände  $|F = 1, \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  (grün) auf. Ein zweiter Puls vertauscht die Impulszustände und beide Zustände bewegen sich wieder zum Ausgangspunkt. An diesem angekommen wird der letzte Licht-Puls appliziert und die Materiestrahlen rekombiniert. Anhand der Besetzungsdifferenz der Zustände  $|F = 2, p = 0\rangle$  und der Summe aus den Zuständen  $|F = 1, \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  kann auf eine wirkende Beschleunigung in Richtung der Lichtpulse während der Interferometriesequenz zurückgeschlossen werden.

Dieses Schema der Atominterferometrie bietet mehrere Vorteile gegenüber einer Mach-Zehnder-Konfiguration. Die Tatsache, dass unter Schwerelosigkeit der Ausgangspunkt der Interferometriesequenz auch der Endpunkt ist, ermöglicht das Aufspannen unterschiedlich großer Raum-Zeit-Flächen bei gleichbleibender Detektionseffizienz. Somit kann eine sukzessive Steigerung der Propagations-



**Abbildung 6.2.:** Schema der Interferometrie mit doppelter Beugung. Der sich in Ruhe befindende Zustand  $|F = 2, p = 0\rangle$  (blau) wird mit einem Strahlteiler-Puls in eine kohärente Superposition aus  $|F = 1, \pm\hbar k_{\text{eff}}\rangle$  (grün) überführt. Nach Durchlaufen der Interferometriesequenz treffen beide Trajektorien wieder am Ausgangspunkt ein und das Interferometer wird mit dem letzten Strahlteiler-Puls geschlossen. Über die Besetzungsdifferenz der Zustände  $|F = 2, p = 0\rangle$  und der Summe aus den Zuständen  $|F = 1, \pm\hbar k_{\text{eff}}\rangle$  kann auf eine während der Sequenz wirkende Beschleunigung in Richtung der Lichtpulse geschlossen werden.

zeit  $2T$  im Interferometer vorgenommen werden. Des Weiteren wird mittels der Methode der doppelten Beugung eine Raum-Zeit-Fläche aufgespannt, die doppelt so groß, wie die eines Mach-Zehnder-Interferometers. Dieser Faktor zwei überträgt sich direkt in die erreichbare Sensitivität. Ferner ist die Technik mit Mehr-Photonen-Überträgen bei der Strahlteilung [89, 90] kompatibel. Für die Betrachtung systematischer Effekte des Interferometers ist die Eigenschaft, dass im Interferometer lediglich ein Hyperfeinzustand propagiert, von großem Vorteil. Diese Systematik in Kombination der Möglichkeit der zustandsselektiven Detektion machen die Methode der doppelten Beugung zum Mittel der Wahl eines Atominterferometers unter Schwerelosigkeit.

Der Nachteil der Methode der doppelten Beugung besteht in den sehr geringen Transfereffizienzen, die bisher bei den Strahlteilern und -spiegeln realisiert worden sind. Dies ist auf die Breite der Impulsverteilung der bisher verwendeten atomaren Quellen zurückzuführen. Durch die in Schwerelosigkeit mögliche Präparation des atomaren Ensembles mit sehr geringen Impulsverteilungen wird diese Limitation voraussichtlich aufgehoben. Im Falle einer monochromatischen Quelle würde die Effizienz der kohärenten Manipulation 100% betragen.

### 6.3. Erweiterung auf Kalium und Test des Äquivalenzprinzips

Kalium liegt in der Natur in drei Isotopen vor –  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$ . Die Erweiterung der QUANTUS-II-Apparatur auf alle Isotope von Kalium beinhaltet neben der Bereitstellung der Alkaligase vor allem die Erweiterung des Lasersystems. Das in dieser Dissertation vorgestellte Lasersystem (s. Abschnitt 2.3) ist in der Lage, Licht zum Fangen und Kühlen von Kalium bereit zu stellen. Dies könnte für die erste Erzeugung quantenentarteter Kalium-Ensembles genutzt werden. Final wird die Erweiterung des Katapult-tauglichen Lasersystems (s. Abschnitt 2.3.5) auf Kalium angestrebt. Dieses Lasersystem wird zusätzlich zum Fangen und Kühlen von Kalium, Interferometrie mit Kalium durchführen können.

#### Quantenentartung mit Kalium

Eine Quantenentartung konnte in anderen Experimenten bereits mit allen Isotopen erreicht werden. Das erste BEC mit  $^{41}\text{K}$  konnte mittels sympathetischer Kühlung mit  $^{87}\text{Rb}$  erzeugt werden [91]. Hierzu wird in der selben Magnetfalle ein ultra-kaltes Ensemble aus Rubidium und Kalium gefangen und anschließend das Rubidium mittels der evaporativen Kühlung via Mikrowellenstrahlung gekühlt. Durch elastische Stöße zwischen beiden Spezies wird auf diese Weise das Kalium sympathetisch gekühlt und beide Ensembles können zur Quantenentartung gebracht werden. Mittlerweile konnte  $^{41}\text{K}$  auch direkt mittels evaporativer Kühlung via Radiofrequenzstrahlung zur Kondensation gebracht werden [92].

Da  $^{40}\text{K}$  ein Fermion ist, sind s-Wellen-Stöße durch das Pauli-Prinzip verboten. Somit kann eine direkte evaporative Kühlung bei  $^{40}\text{K}$  nicht durchgeführt werden. Mittels der Technik der sympathetischen Kühlung mit  $^{87}\text{Rb}$  konnte jedoch ein quantenentartetes Fermi-Gas mit diesem Isotop erzeugt werden [93]. Diese Methode wurde auch in einem Atomchip-basierten Experiment angewandt, wodurch die Dauer der Erzeugung des quantenentarteten fermionischen Gases auf sechs Sekunden verkürzt wurde [94]. Dieses Resultat verspricht eine Quantenentartung des Fermions  $^{40}\text{K}$  mit der QUANTUS-II-Apparatur während des freien Falls.

$^{39}\text{K}$  besitzt wie  $^{41}\text{K}$  gute Stoßeigenschaften mit  $^{87}\text{Rb}$ , hat jedoch zum Nachteil, dass die interatomare Wechselwirkung attraktiv ist. Mit dieser attraktiven Wechselwirkung ist die Formation eines stabilen BECs aus  $^{39}\text{K}$  nicht möglich (s. Kap. 4). Mittels sogenannter Feshbach-Resonanzen lässt sich jedoch die interatomare Wechselwirkung bei  $^{39}\text{K}$  repulsiv einstellen [95]. Somit wurde es ermöglicht BECs mit  $^{39}\text{K}$  zu erzeugen [96]. Die genutzte Feshbach-Resonanz liegt jedoch bei einer Magnetfeldstärke von 403 G, welche mit dem gegenwärtigen Auf-



bau der QUANTUS-II-Apparatur nicht erzeugt werden kann. Eventuell könnte die sehr schmale Resonanz ( $<0,5$  G) bei 26 G zur Erzeugung eines stabilen BECs aus  $^{39}\text{K}$  genutzt werden.

### Test des Äquivalenzprinzips

Durch die in diesem Ausblick vorgestellten Methoden wird ein Test des Äquivalenzprinzips mit der QUANTUS-II-Apparatur im freien Fall ermöglicht. Dieser Test kann mit thermischen Ensembles, Bose-Bose-Mischungen oder Bose-Fermi-Mischungen durchgeführt werden. Im anspruchsvollsten Fall der quantenentarteten Mischungen kann davon ausgegangen werden, dass die Mischungen innerhalb von sieben Sekunden auf dem Atomchip erzeugt werden können. Somit blieben zwei Sekunden für die Atominterferometrie im freien Fall übrig. Da an dieser Stelle noch keine Aussagen über die für die Limitierung der Interferometrie wichtigen Rauschbeiträge getätigt werden können, wird für die Betrachtung der Sensitivität des Tests des Äquivalenzprinzips vom Quantenprojektionsrauschen  $\sigma_{\Phi, QPR}$  als einzige Rauschquelle ausgegangen. Ferner werden an dieser Stelle lediglich die Größenordnungen abgeschätzt, um das Potential der Methode darzustellen. Auf eine eingehende Analyse, wie sie im Rahmen von STE-QUEST [24] gegenwärtig durchgeführt wird, muss verzichtet werden, da sie den Rahmen dieses Ausblicks sprengen würde.

Mit einer Anregungseffizienz der Strahlteiler  $A$  von 100% und einer Wahrscheinlichkeit, ein Atom im angeregten Zustand zu detektieren, von  $P_{|1\rangle} = 0,5$  ergibt sich das Quantenprojektionsrauschen [97] zu

$$\sigma_{\Phi, QPR} = \frac{1}{A} \frac{\sqrt{P_{|1\rangle}(1 - P_{|1\rangle})}}{\sqrt{N}} = \frac{1}{2\sqrt{N}}. \quad (6.1)$$

Somit könnte für Rubidium-Ensembles von  $N_{Rb} = 10^5$  Atomen mit einer Propagationszeit im Interferometer von  $2T = 2$  s und einem effektiven Impulsübertrag von  $\hbar k_{eff, Rb} = 2 \cdot \hbar(2\pi)/(780 \text{ nm})$  eine Sensitivität auf Beschleunigungen von

$$\delta a_{Rb, QPR} = \frac{1}{4k_{eff, Rb}\sqrt{N_{Rb}T^2}} \approx 4,9 \cdot 10^{-11} \frac{m}{s^2} \quad (6.2)$$

mit einer einzigen Messung erreicht werden.

Für Kalium könnte mit einer Teilchenzahl von  $N_K = 10^4$ , einer Propagationszeit im Interferometer von  $2T = 2$  s und einem effektiven Impulsübertrag von  $\hbar k_{eff, K} = 2 \cdot \hbar(2\pi)/(767 \text{ nm})$  eine Sensitivität auf Beschleunigungen von

$$\delta a_{K,QPR} = \frac{1}{4k_{eff,K}\sqrt{N_K T^2}} \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \frac{m}{s^2} \quad (6.3)$$

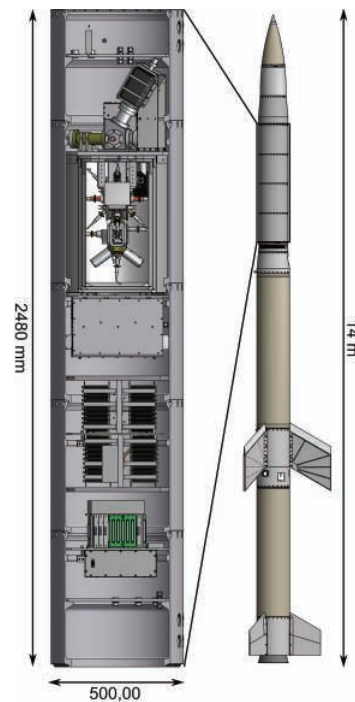
erreicht werden.

Somit wäre unter Annahme der einzigen Limitierung durch das Quantenprojektionsrauschen eine differentielle Messung beider Beschleunigungen und somit ein Test des Äquivalenzprinzips mit einer Sensitivität von  $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ m/s}^2$  mit einem einzigen Katapultstart der QUANTUS-II-Apparatur möglich.

## 6.4. Nachfolgemission MAIUS

Im Rahmen des Verbundprojekts QUANTUS-III wird momentan neben den Fallturm-Apparaturen QUANTUS-I und QUANTUS-II an einer Raketenmission Namens MAIUS (Materiewellen-Interferometrie unter Schwerelosigkeit) geforscht. Dieses Experiment hat zur Aufgabe erste quantenentartete Rubidium-Ensembles im Weltall zu erzeugen und diese zur Interferenz zu bringen. Hierzu soll ein Atominterferometer entstehen, welches mittels einer Rakete von dem Raketenstartplatz Esrange (European Space and Sounding Rocket Range) auf eine Höhe von bis zu 240 km beschleunigt wird. Frei im Weltall schwebend hat die Apparatur bis zu sechs Minuten Zeit ihre Experimente selbstständig durchzuführen, bis sie schließlich auf die Erde zurück stürzt und über ein Fallschirmsystem abgebremst wieder auf der Erde landet.

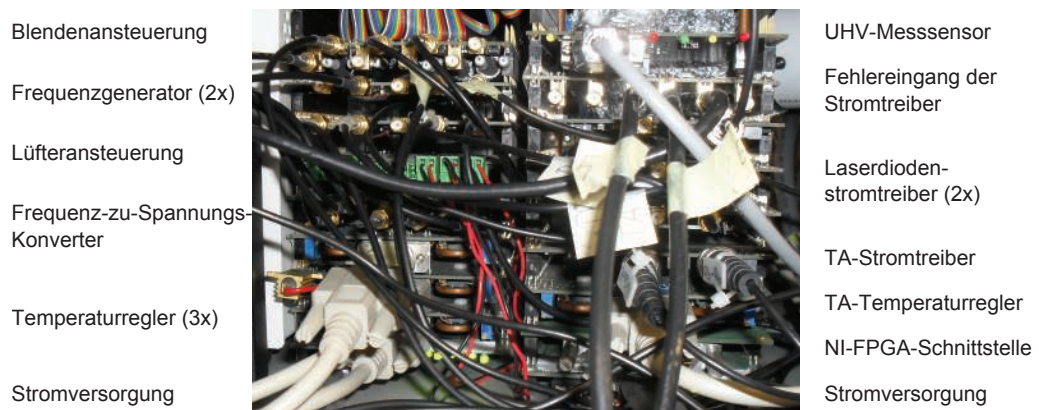
Basierend auf den in dieser Dissertation vorgestellten Vorarbeiten wurde ein Konzept entwickelt, welches eine nötige weitere Miniaturisierung der Komponenten bei weitaus höheren Anforderungen an die Stabilität ermöglichte. Bis zum jetzigen Zeitpunkt sind alle systemkritischen Komponenten mittels Rütteltests auf ihre Tauglichkeit bezüglich eines Raketenstarts getestet worden und der Zusammenbau der Apparatur hat begonnen. Besonders herausfordernd ist es, die nötige Zuverlässigkeit des Systems gewährleisten zu können und innerhalb von sechs Minuten Schwerelosigkeit das Experiment zu initialisieren und die entsprechenden Messkampagnen durchzuführen.



**Abbildung 6.3.:** CAD-Modell der Nutzlast und der Rakete

# A. Kompakte Elektronik

Angelehnt an den PC/104-Standard wurden am Institut für Quantenoptik von einem wissenschaftlichen Mitarbeiter, Dr. Thijs Wendrich, kompakte Elektronikmodule entwickelt. Diese Module bestehen aus quadratischen Platinen mit einer Kantenlänge von 100 mm und zeichnen sich durch zwei Steckerstiftleisten aus, über welche die Module übereinander gesteckt werden können. Über diese Stiftleisten kommunizieren die Module mittels eines Bus untereinander, können analoge Signale miteinander austauschen und werden mit Strom versorgt. Im Gegensatz zu gewöhnlicher Laborelektronik besitzen diese Module, bis auf wenige Ausnahmen, keine Schalter oder Trimmer und können somit ausschließlich computergestützt bedient werden. Hierdurch konnten die Frontblenden der einzelnen Module ausschließlich auf Ein- und Ausgänge beschränkt werden, was das erreichte Maß an Miniaturisierung erst ermöglichte (s. Abb. A.1). Die Module können über unterschiedliche Methoden angesteuert werden. Zum einen können die Module direkt auf einen „embedded-PC“ im PC/104-Format gesteckt und mit diesem angesteuert werden. Zum anderen sind momentan Module zum Steuern der Elektronik via Universal Serial Bus (USB) oder einer FPGA-basierten Karte der RIO-Serie der Firma National Instruments verfügbar. Nachfolgend werden die einzelnen Modultypen, die in dem hier beschriebenen Experiment Verwendung finden, und deren Funktionalität beschrieben.



**Abbildung A.1.:** Übersicht der im Experiment verbauten kompakten Elektronik.

An dieser Stelle einen besonderen Dank an Dr. Thijs Wendrich, ohne dessen Mithilfe das hier beschriebene Experiment wahrscheinlich an der Komplexität der Elektronik gescheitert wäre.

### A.1. Stromversorgung

Dieses Modul bietet die Anschlussmöglichkeit der Stromversorgung und verteilt diese auf die entsprechenden Stifte der Steckerstiftleisten. Zum vollen Betrieb der Module werden Spannungen von  $+3,45\text{ V}$ ,  $\pm 6,9\text{ V}$ ,  $\pm 13,8\text{ V}$  und  $\pm 20,7\text{ V}$  benötigt. Diese Spannungen entsprechen Vielfachen der Zellspannung der im Experiment verbauten Akkumulatoren. Somit ist es möglich vollständig auf die Nutzung von Schaltreglern zu verzichten, welche bei den benötigten Leistungen starke Störquellen wären. Jede Spannungsschiene ist auf einen Maximalstrom von  $8\text{ A}$  ausgelegt.

### A.2. NI-FPGA-Schnittstelle

Da bei QUANTUS-II eine FPGA-basierten Karte der RIO-Serie [NI, PXI-7854R] zur Experimentsteuerung (s. Abschnitt 2.7) verwendet wird, wurde ein Modul entwickelt, welches eine Schnittstelle zu diesem FPGA darstellt. Über ein Kabel mit 68 digitalen Leitungen [NI, SHC68-68-RDIO] wird der FPGA mit dem Schnittstellenmodul verbunden. Somit können sowohl Befehle zum Einstellen der Parameter der einzelnen Module, als auch zeitkritische Logik-Signale übertragen werden. Zusätzlich wird ein vom FPGA erzeugter Referenztakt an die Elektronikmodule übertragen.

### A.3. Frequenzgenerator

Im Lasersystem werden zum schnellen Schalten des Lichts und zur Manipulation dessen Frequenz akusto-optische Modulatoren (AOM) verwendet, welche zum Betrieb ein Radiofrequenzsignal bis  $200\text{ MHz}$  von ungefähr einem Watt Leistung benötigen. Zu diesem Zweck können die Frequenzgeneratoren eingesetzt werden, welche Signale bis  $250\text{ MHz}$  mittels einer direkten digitalen Synthese (DDS) erzeugen können. Die Ausgangsleistung des erzeugten Radiofrequenzsignals kann direkt mit den digitalen Ausgängen der FPGA-basierten Karte der RIO-Serie zeitkritisch von  $0\text{ dBm}$  auf  $<-60\text{ dBm}$  geschaltet werden. Dieser Schaltvorgang resultiert in einer Reaktionszeit der AOMs von  $1\text{ }\mu\text{s}$ . Im Experiment sind zwei dieser Module verbaut, wobei jedes Modul vier AOMs unabhängig ansteuern

kann. Über je einen Radiofrequenzverstärker [AA-Elektrooptik, AMPA-B30] wird das jeweilige Signal auf ein Watt verstärkt und anschließend an die AOMs weitergeleitet.

Ferner sind die Frequenzgeneratoren dank des verbauten Mikrochips [Analog Devices, AD9959] in der Lage Frequenzrampen, Mehrkanalmodulationen und weitere Funktionen auszuführen. Diese finden momentan im Experiment keine Verwendung, werden jedoch für den späteren Betrieb eines Atominterferometers benötigt.

## A.4. Blendenansteuerung

Um zwischen den unterschiedlichen Funktionen des Lasersystems (s. Abschnitt 2.3) schalten zu können, werden mechanische Blenden [Sunex, SHT934] verwendet. Diese befinden sich ebenfalls vor jeder Faser, die zu einer der Vakuumkammern führt. Geschaltet werden die Blenden von der Blendenansteuerung, welche bis zu acht Blenden schalten kann. Hierbei wird vor Beginn der Experimentzyklen die Sequenz in einen internen Speicher geladen und anschließend über ein von der FPGA-basierten Karte der RIO-Serie kommendes Taktsignal ausgeführt. Durch die Kombination der hier beschriebenen Blendenansteuerung und die verwendetet mechanischen Blenden werden Schaltzeiten 1 ms mit einer Verzögerung um 5 ms erreicht. Diese Schaltzeiten sind durch die Mechanik der Blenden limitiert.

## A.5. Temperaturregler

Für einen drifffreien Betrieb der im Experiment verwendeten Laser müssen diese in ihrer Temperatur stabilisiert werden. Hierzu dienen die Temperaturregler, welche über Thermistoren die aktuelle Temperatur des zu regelnden Körpers bestimmen und dessen Temperatur über verbaute Peltierelemente [Peltron, PKE 72/17 A] auf einen eingestellten Sollwert regeln. Basierend auf analoger Regeltechnik finden auf jeder Platine zwei PI-Regler Platz. Hierbei gibt es zwei Varianten an Regelparametereinstellungen. Bei der ersten Variante wurden beide PI-Regler auf die Stabilisierung je eines Trapezverstärkers eingestellt. Bei der zweiten Variante ist der eine PI-Regler in seinen Regelparametern auf die Temperaturstabilisierung der Laserdiode und der andere auf die Temperaturstabilisierung des Lasergehäuses der ECDLs angepasst worden. Über je ein Spindelpotentiometer kann der Sollwert der Temperatur des entsprechenden Reglers eingestellt werden. Das Auslesen der aktuellen Temperatur und des Fehlersignals, sowie das Ein- und Ausschalten der P- und I-Teile der Regler geschieht

computergestützt. Ferner bietet jeder Temperaturregler zusätzlich die Möglichkeit zwei weitere Thermistoren anzuschließen, um somit die Temperaturen an verschiedenen Orten des Experiments computergestützt auszulesen zu können. Es ist anzumerken, dass bei den Endstufen sehr hohe Leistungsdichten auftreten können und daher diese über Anschlüsse für eine Wasserkühlung verfügen. Bei der QUANTUS-II-Apparatur stellt sich jedoch eine Kühlung mit Lüftern als ausreichend heraus.

## A.6. TA- und Laserdiodenstromtreiber

Jedes dieser Module bietet für den Betrieb von Laserdioden oder TAs zwei rauscharme Stromquellen [98] mit einem maximalen Ausgangsstrom von bis zu 3 A. Über eine Lötoption kann dieser maximale Strom pro Stromquelle begrenzt werden. Je ein digital steuerbares Relais schaltet den Strom für die Laserdiode durch oder schließt die Diode kurz. Mit einer Auflösung von 16 Bit kann der Sollstrom der Laserdiode eingestellt werden. Für einen frequenzstabilen Betrieb der Laser ist es nötig den Strom der Laserdiode Regeln zu können. Hierzu besitzt jede Stromquelle einen Modulationseingang. Dieser Modulationseingang ist mittels einer Lötoption mit einer Leitung des analogen Bus (Leitungen 3 bis 10) verbunden, wodurch ein Kontakt zum Frequenzregelmodul hergestellt werden kann.

## A.7. Frequenz-zu-Spannungs-Konverter

Mittels des Frequenz-zu-Spannungs-Konverters werden Signale bis zu 1 GHz linear in eine Spannung konvertiert und ein Fehlersignal erzeugt. Die Erzeugung des Fehlersignals geschieht über eine Differenzbildung zwischen dem in eine Spannung umgewandelten Frequenzsignal und einer weiteren Eingangsspannung. Über dieses Eingangsspannung kann nun das generierte Fehlersignal gesteuert werden. Mittels des erzeugten Fehlersignals werden die Laser des Experiments mit Hilfe von analogen PID-Reglern in ihrer Frequenz stabilisiert.

## A.8. Frequenzregelmodul

Das Frequenzregelmodul ist ein FPGA-basiertes Modul zur Stabilisierung der Laserfrequenzen. Dieses Modul wird die Frequenz-zu-Spannungs-Konverter, alle PID-Regler zur Stabilisierung der Laserfrequenzen und die Elektronik zur Frequenzmodulationsspektroskopie der Referenzlaser ersetzen. Somit übernimmt

je ein Regelmodul alle Aufgaben zur Stabilisierung des Lasersystems für eine atomare Spezies. Es besitzt drei Hochfrequenzeingänge für Schwebungssignale zweier Laser und hat über die Steckerstiftleiste Kontakt zu den Stromtreibern, sodass pro Modul drei Laser mittels der Schwebungsfrequenz in ihrer Frequenz stabilisiert werden können. Des Weiteren besitzt das Modul einen Frequenzgeber, mit welchem ein Referenzlaser in seiner Frequenz durch eine Strommodulation moduliert werden kann. Das durch eine Photodiode detektierte Signal der Frequenzmodulationsspektroskopie des Referenzlasers wird über einen Eingang des Frequenzregelmoduls zurückgeführt, demoduliert und die Frequenzstabilisierung des Referenzlasers über den analogen Kontakt über die Steckerstiftleiste zum Stromtreiber durchgeführt. Die Regelbandbreite der Stabilisierungen beträgt 100 kHz mit einer digitalen Frequenzauflösung von 100 kHz.

Während das Frequenzregelmodul im in dieser Dissertation vorgestellten Lasersystem noch keine Anwendung findet, ist es bereits im Katapult-tauglichen Lasersystem (s. Abschnitt 2.3.5) verbaut und erfolgreich getestet worden.

## A.9. Ionengetterpumpentreiber

Zum Betrieb einer Ionengetterpumpe wird Hochspannung benötigt. Um diese im Experiment bereit zu stellen wird momentan ein kommerzieller Ionengetterpumpentreiber [Digital, SPC] verwendet. Dieser soll demnächst durch eine kompaktere Eigenbauvariante ersetzt werden, welche sich momentan in der Testphase befindet. Mit der Eigenbauvariante kann eine Hochspannung bis zu 5 kV erzeugt werden. Über den fließenden Strom kann auf den in der Vakuumkammer herrschenden Druck zurückgerechnet werden. Dieser Wert kann digital über den Bus ausgelesen werden.

## A.10. UHV-Messsensormonitor

Ergänzend zur Ionengetterpumpe wird der im Vakuumsystem herrschende Druck über einen Kaltkathodenmesssensor [Pfeiffer, IKR270] bestimmt. Ausgelesen wird dieser Sensor durch den UHV-Messsensormonitor, welcher das vom Sensor kommende Spannungssignal misst und weiterverarbeitet. Somit kann der aktuell herrschende Druck computergestützt ausgelesen werden kann. Des Weiteren besitzt der UHV-Messsensormonitor eine rudimentäre Anzeige. Befindet sich der Druck in einem Bereich von  $10^{-11}$  bis  $10^{-8}$  mbar wird dies durch eine grüne Leuchtdiode angezeigt. Wird dieser Druckbereich über- oder unterschritten, leuchtet die jeweilige gelbe Leuchtdiode. Sollte der Sensor gar einen Fehler aufweisen, leuchtet eine rote Leuchtdiode.





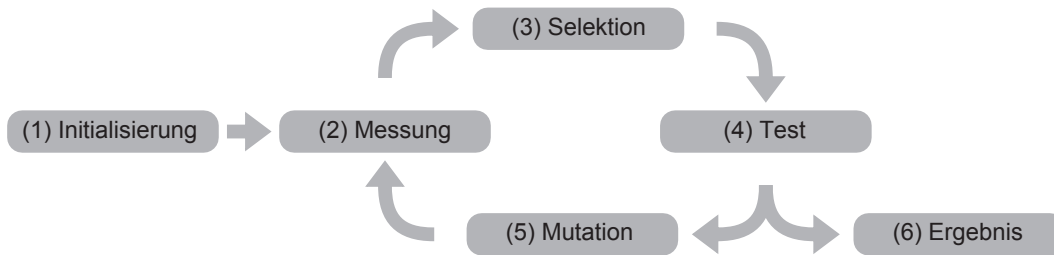
## B. Evolutionärer Algorithmus

Heutige quantenoptische Experimente, wie das in dieser Dissertation vorgestellte, haben einen hohen Komplexitätsgrad erreicht, sodass die Steuerung dieser ausschließlich mit Rechnerunterstützung möglich ist. Dieser Umstand ermöglicht es, dem Experiment automatisierte Messvorschriften vorzugeben, welche dieses ausführt und die gesammelten Ergebnisse speichert. Eine naheliegende Erweiterung dieser Automatisierung ist die rechnergestützte Bewertung des Messergebnisses und die eigenständige Erstellung weiterer Messvorschriften in Abhängigkeit der gemessenen Werte.

Hierzu wurde die Experimentsteuerung der QUANTUS-II-Apparatur um einen evolutionären Algorithmus namens „Differential Evolution“ [99, 100] erweitert. Dieses metaheuristische Suchverfahren ermöglicht das näherungsweise Ermitteln einer optimalen Lösung einer beliebigen kombinatorischen Problemstellung. Dazu bedient sich der Algorithmus der Grundprinzipien der biologischen Evolution. Eine zufällige Startpopulation wird anhand einer zu definierenden Fitnessfunktion selektiert und lediglich die angepasstesten Individuen werden durch Mutation oder Rekombination schrittweise verändert, woraufhin erneut selektiert wird und der Kreislauf sich schließt. Dieser Zyklus wird mehrere Generationen wiederholt, bis eine Abbruchbedingung erfüllt wurde. Am Ende der Evolution besteht die Population ausschließlich aus Individuen, die das Problem bestmöglich lösen und das Optimum wurde somit näherungsweise ermittelt.

### B.1. Theoretische Behandlung der erweiterten „Differential Evolution“

Die „Differential Evolution“ arbeitet mit multidimensionalen Funktionen reeller Zahlen und kann daher gut geometrisch verstanden werden. Ein großer Vorteil der „Differential Evolution“ ist ihr Skalierungsverhalten bezüglich ihrer freien Parameter, welches besser als quadratisch verläuft. Für den Einsatz an einem Experiment, welches technischem Rauschen und Drift unterliegt, wurde die „Differential Evolution“ um den Aspekt der Lebensdauer der Individuen erweitert. Der schrittweise Ablauf der „Differential Evolution“ ist in folgender Abbildung (B.1) dargestellt und wird anschließend genauer erläutert.



**Abbildung B.1.:** Schematisch dargestellter Ablauf der „Differential Evolution“: Nach einer Initialisierung (1) beginnt die Messung (2) der initialisierten Populationen. Die anschließende Selektion der angepassten Individuen (3) führt zu einer Elterngeneration, welche auf Abbruchbedingungen der Evolution getestet wird (4). Ist die Evolution noch nicht beendet, beginnt eine erneute Iteration, indem eine Mutation der Elterngeneration durchgeführt wird (5) und eine erneute Messung der mutierten Population den Kreis schließt. Sollten die Abbruchbedingungen erreicht worden sein, endet der Algorithmus und die aktuelle Elterngeneration besteht aus den angepassten Individuen, die das Problem bestmöglich lösen.

(1) Zu Beginn einer jeden Evolution werden zwei Populationen zufällig erzeugt, welche die nullte Elterngeneration  $\mathcal{E}_0$  und die nullte Mutantengeneration  $\mathcal{M}_0$  darstellen. Durch einen globalen Parameter  $\delta$  wird die Anzahl  $N = \delta \cdot d$  der Individuen jeder Generation bestimmt, wobei jedes Individuum ein  $d$ -dimensionaler Vektor ist und eine Realisierung des Experiments darstellt. Somit wird jeder Parameter der experimentellen Realisierung  $\delta$ -häufig variiert. Da das Experiment ein real gegebener Aufbau ist, fließen an dieser Stelle Beschränkungen für die  $d$ -vielen Einträge eines jeden Vektors in den Algorithmus. Jeder Eintrag muss innerhalb eines Intervalls  $[U_n, O_n]$  mit  $n \in \mathbb{N} < d$  liegen. Erfüllt ein Eintrag diese Bedingung nicht, so wird der Eintrag auf den Grenzwert des Intervalls gesetzt.

(2) Sukzessiv werden die  $d$ -dimensionalen Vektoren  $\mathbf{y}_i$  der Mutanten-Population an das Experiment übertragen, welches daraufhin mit der Messung beginnt. Über eine gegebene Fitnessfunktion wird aus den Messergebnissen ein Fitnesswert  $\Xi_i$  bestimmt und jedem Vektor  $\mathbf{y}_i$  dieser Fitnesswert zugewiesen. Im Falle der nullten Generation werden in diesem Schritt ebenfalls die Fitnesswerte der nullten Elterngeneration  $\mathcal{E}_0$  gemessen.

(3) In diesem Schritt wird die Elterngeneration  $\mathcal{E}_j$  mit der Mutantengeneration  $\mathcal{M}_j$  verglichen. Dieser Vergleich geschieht auf Basis der Individuen, wobei das Individuum  $\mathbf{x}_i \in \mathcal{E}_j$  mit dem Individuum  $\mathbf{y}_i \in \mathcal{M}_j$ , mit  $i \in \mathbb{N} < N$  verglichen wird. Aus diesen Vergleichen wird jeweils das Individuum in die neue Elterngeneration  $\mathcal{E}_{j+1}$  übernommen, welches den besseren zugehörigen Fitnesswert  $\Xi_i$  aufweist. Hierbei wird der Wert  $\Sigma_i$  des Zählers des übernommenen Individuum inkrementiert.

(4) Die aus den Vergleichen ermittelte neue Elterngeneration  $\mathcal{E}_{j+1}$  wird auf Abbruchbedingungen hin getestet und es wird entschieden, ob eine weitere Iteration initiiert oder die Evolution beendet wird. Abbruchbedingungen können z. B. eine maximale Anzahl an Iterationen oder eine unter eine festgelegte Grenze gefallene Standardabweichung der konvergierenden Fitnesswerte sein.

(5) Im Falle einer erneuten Iteration wird aus der aktuellen Elterngeneration  $\mathcal{E}_{j+1}$  eine neue Mutantengeneration  $\mathcal{M}_{j+1}$  erzeugt. Hierzu wird in einem ersten Schritt der globale Parameter Lebensdauer,  $\sigma \in \mathbb{N} < N$ , eingeführt. Dieser stellt sicher, dass bei der Messung aufgetretene Fehler, die zu einem überschätzten Fitnesswert  $\Xi_i$  geführt haben, im Laufe der Evolution aussortiert werden. Sollte der Zähler  $\Sigma_i$  eines Individuums  $\mathbf{x}_i$  den Wert von  $\sigma$  erreichen, so wird das Individuum direkt in die Mutantengeneration übernommen und sowohl der Fitnesswert  $\Xi_i$ , als auch der Zähler  $\Sigma_i$  des Elternindividuum  $\mathbf{x}_i$  auf Null zurückgesetzt. Handelte es sich bei dem Fitnesswert  $\Xi_i$  um einen Messfehler, so wird das Individuum bei der erneuten Messung einen geringeren Fitnesswert aufweisen und aussortiert.

In einem zweiten Schritt wird ein zur Evolution komplementärer Vorgang eingeführt. Zum einen wird ein Index  $c \in \mathbb{N} < N$  zufällig bestimmt. Durch diesen Index wird das  $c$ -te Individuum  $\mathbf{y}_c$  der Mutantengeneration  $\mathcal{M}_{j+1}$  direkt durch das  $c$ -te Individuum  $\mathbf{x}_c$  aus der Elterngeneration  $\mathcal{E}_{j+1}$  gebildet. Hierdurch wird gewährleistet, dass mindestens ein Individuum direkt übernommen wird. Weiterhin wird ein globaler Parameter  $\zeta \in (0, 1)$  eingeführt, der eine zusätzliche Beimischung direkt übernommener Individuen steuert. Für jedes Individuum  $\mathbf{y}_k$  wird eine Zufallszahl  $z_k \in (0, 1)$  bestimmt. Sollte für diese Zufallszahl  $z_k < \zeta$  gelten, so wird auch das  $k$ -te Individuum  $\mathbf{y}_k$  direkt durch  $\mathbf{x}_k$  gebildet.

Im finalen, dritten Schritt wird ein globaler Elitefaktor  $\varepsilon \in (0, 1]$  eingeführt, welcher aus der Elterngeneration  $\mathcal{E}_{j+1}$  den Bruchteil  $\varepsilon$  der besten Individuen auswählt. Aus diesem Bruchteil werden über eine Linearkombination  $N$ -viele mutierte Individuen  $\mathbf{m}_i$  erzeugt via:

$$\mathbf{m}_i = \mathbf{x}_k + \eta \times (\mathbf{x}_l - \mathbf{x}_m), \quad k, l, m \in \mathbb{N} < \varepsilon \cdot N.$$

Hierbei ist  $\eta \in (0, 1]$  ein frei wählbarer globaler Skalierungsparameter, welcher hauptsächlich für die Konvergenz der Evolution verantwortlich ist. Weiterhin werden  $k, l$  und  $m$  so gewählt, dass sie nicht denselben Wert aufweisen.

Zusammenfassend werden die Einträge der neuen Mutantengeneration folgendermaßen bestimmt:

$$\mathbf{y}_i = \begin{cases} \mathbf{x}_i, & \text{wenn } \Sigma_i = \sigma \\ \mathbf{x}_i, & \text{wenn } i = c, \text{ oder } z_i < \zeta \\ \mathbf{m}_i, & \text{sonst.} \end{cases}$$

Diese Individuen  $\mathbf{y}_i$  der neuen Mutantengeneration  $\mathcal{M}_{j+1}$  werden nun dem Experiment zum Messen übertragen (2) und der Zyklus schließt sich.

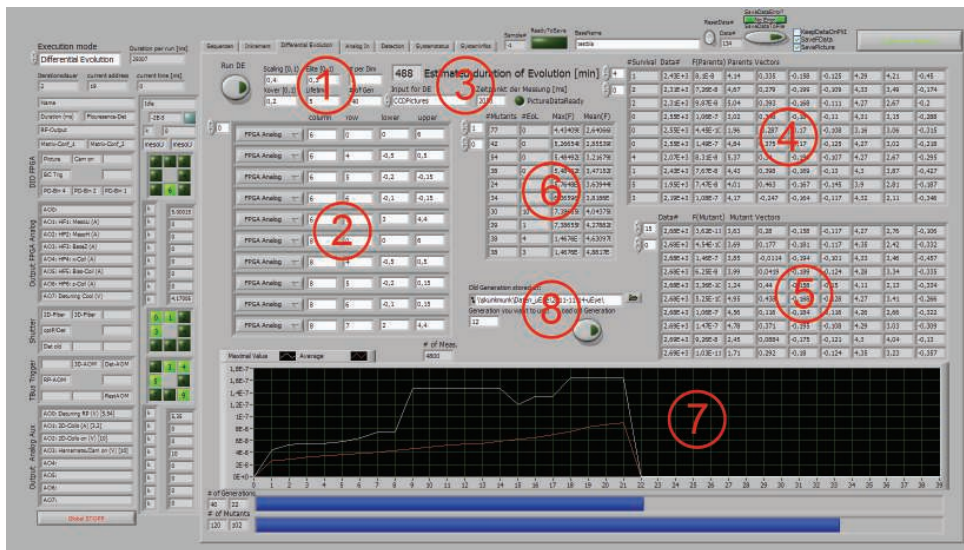
(6) Sollten in (4) die Abbruchbedingungen erfüllt worden sein, endet die Evolution und anhand der letzten Elterngeneration kann die bestmögliche Lösung des Problems ermittelt werden. Hierzu bietet sich das Individuum mit der besten Fitnessfunktion oder eine Mittelung über einige der Individuen in der letzten Elterngeneration an. Weiterhin kann durch eine Auswertung aller ermittelten Generationen der Verlauf der Evolution und deren Effizienz ermittelt werden. Somit kann je nach Problemstellung ein optimaler Satz an globalen Parametern ermittelt und die Effizienz der erweiterten „Differential Evolution“ gesteigert werden. Folgende Tabelle B.1 fasst die fünf globalen Parameter der erweiterten „Differential Evolution“ zusammen:

Parameter	Funktion
$\delta$	Häufigkeit der Variation jedes Parameters des Experiments
$\sigma$	Maximal erlaubte Lebensdauer der Individuen
$\zeta$	Beimischung der direkt von der Elterngeneration übernommenen Individuen
$\varepsilon$	Bruchteil der zur Mutation herangezogenen Individuen der Elterngeneration
$\eta$	Verkürzung der Schrittweiten zur Konvergenz der Evolution

**Tabelle B.1.:** Auflistung der globalen Parameter zur Steuerung der „Differential Evolution“.

## B.2. Implementierung im QUANTUS-II-Experiment

Die „Differential Evolution“ stellt einen von vier im Experiment verfügbaren Betriebs-Modi dar. Die Steuerelemente des evolutionären Algorithmus befinden sich in der zugehörigen Registerkarte. Anhand dieser in Abbildung B.2 ge-



**Abbildung B.2.:** Registerkarte zur Steuerung der „Differential Evolution“. Mit den Eingabeflächen (1) bis (3) wird die „Differential Evolution“ programmiert. Die Anzeigefelder (4) bis (7) fassen alle relevanten Informationen des Fortschritts der Evolution zusammen. Mit (8) kann eine beliebige Generation einer bereits durchgeführten Evolution geladen werden.

zeigten Registerkarte, soll die Implementierung der „Differential Evolution“ im QUANTUS-II-Experiment dargelegt werden.

Mit den Eingabeflächen (1) bis (3) wird die „Differential Evolution“ programmiert. Bei (1) werden die globalen Parameter (s. Tab. B.1) und die Anzahl zu durchlaufender Generationen eingestellt. Die Liste (2) gibt an, welche Parameter der Messvorschrift der Evolution unterzogen werden sollen. Hierbei wird in der ersten Spalte der zu verändernde Parametertyp ausgewählt. Diese Typen umfassen die analogen Ausgänge des FPGAs, die Ausgänge des Analogausgangsmoduls, die Frequenz des Funktionsgenerators und die Dauer des auszuführenden Steuerbefehlssatzes. Die zweite Spalte gibt an, zu welchem Steuerbefehlssatz der Parameter gehört. Im Falle der analogen Ausgänge wird in der dritten Spalte eingestellt, welcher der vorhandenen analogen Ausgänge verändert werden soll. Letztendlich wird in den Spalten vier und fünf die untere Grenze  $U_n$  und die Obere Grenze  $O_n$  eines Parameters definiert. Die Fitnessfunktion der „Differential Evolution“ kann bei (5) eingestellt werden. Als Argumente dieser Funktion können das Fluoreszenzsignal der verbauten Photodiode oder Ergebnisse der Auswertung der Absorptionenaufnahmen verwendet werden. Bei der Photodiode stehen sowohl das während des Experimentzyklus alle 10 ms aufgenommene, als auch das zu vorgegebenen Zeiten aufgenommene Signal mit einer Taktung von  $10 \mu\text{s}$  zur Verfügung. Bei der Auswertung der Absorptionenaufnahmen werden die pro Messzyklus aufgenommenen Bilder über das Netzwerk an den Auswer-

terechner geschickt, welcher anschließend mit einem ermittelten Messwert antwortet. In diesen Messwert können alle extrahierbaren Messgrößen der Absorptionaufnahme, wie zum Beispiel die ermittelte Teilchenzahl oder die Größe der Wolke, einfließen.

Wurde die „Differential Evolution“ gestartet, werden in den Anzeigefeldern (4) bis (7) alle relevanten Informationen des Fortschritts der Evolution zusammengefasst. Für die Mutantengeneration  $\mathcal{M}_i$  (4) wird in der ersten Spalte die zum Individuum zugehörige eindeutige Datennummer der Messung angezeigt. Gefolgt wird diese von dem Wert der gemessenen Fitnessfunktion  $\Xi_i$  und dem Individuum  $\mathbf{y}_i$ . Bei der angezeigten Elterngeneration  $\mathcal{E}_i$  (5) wird zusätzlich noch der Zähler  $\Sigma_i$  des Individuums  $\mathbf{x}_i$  angezeigt. Die Tabelle (6) fasst den Verlauf der Evolution zusammen, indem sie die Anzahl an neu in die Elterngeneration übernommenen Mutanten, die Häufigkeit der abgelaufenen Lebensdauern, den besten Fitnesswert und den Mittelwert aller Fitnesswerte der jeweiligen Generation anzeigt. Zusätzlich wird graphisch der Verlauf des besten Fitnesswertes und der Verlauf des Mittelwertes in Abhängigkeit der Generation in (7) angezeigt. Die beiden Balken am unteren Rand zeigen den Gesamtfortschritt der gemessenen Mutanten und Generationen an.

Weiterhin bietet die Implementierung eine Ladefunktion (8) an. Mit dieser kann auf eine beliebige Generation einer durchgeführten Evolution zurückgegriffen werden, um diese an der gewünschten Stelle fortzuführen. Hierdurch könnten zum Beispiel der Einfluss der globalen Parameter auf das Ergebnis und die Effizienz der Evolution untersucht werden. Eine weitere Einsatzmöglichkeit wäre die zeitliche Unterteilung einer besonders langen Evolution. Bisher wurde die Ladefunktion noch nicht benötigt.

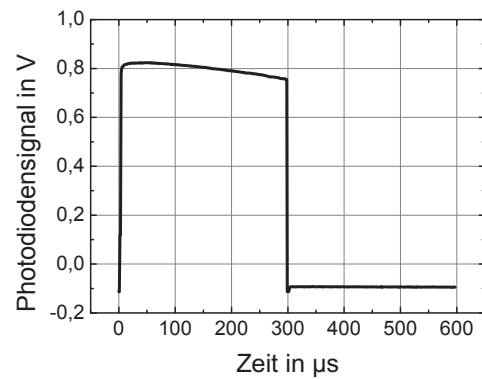
### B.3. Beispiele von Optimierungen mit Hilfe des evolutionären Algorithmus

In diesem Abschnitt sollen drei Beispiele von Optimierungen vorgestellt werden. Zunächst wird ausführlich am Beispiel einer Optimierung der Teilchenzahl in der 3D-Chip-MOT die Auswertung der „Differential Evolution“ erörtert. Anschließend soll anhand einer fehlgeschlagenen Optimierung der optischen Melasse der kritische Einfluss der Wahl der Fitnessfunktion gezeigt werden. Zum Schluss vergleicht die Optimierung der Teilchenzahl im BEC das Ergebnis einer Optimierung von Hand mit dem Ergebnis der „Differential Evolution“.

### B.3.1. Optimierung der 3D-Chip-MOT

Die 3D-MOT stellt innerhalb der Forschung an ultra-kalten neutralen Atomen ein Standardwerkzeug dar und ist somit insbesondere für Rubidium sehr gut verstanden. Diese Situation ändert sich für die im QUANTUS-II-Experiment realisierte Variante einer 3D-Chip-MOT, welche durch eine  $2D^+$ -MOT geladen wird. Hier ist das Zusammenspiel der einzelnen Parameter nicht offensichtlich. Dies wird zusätzlich durch die starre Abhängigkeit der Frequenz des Kühllichts für die  $2D^+$ -MOT von der Frequenz der Kühlstrahlen der 3D-Chip-MOT verschärft. Somit ist die Optimierung der 3D-Chip-MOT ein herausragender Kandidat zum Test der automatischen Optimierungsroutine.

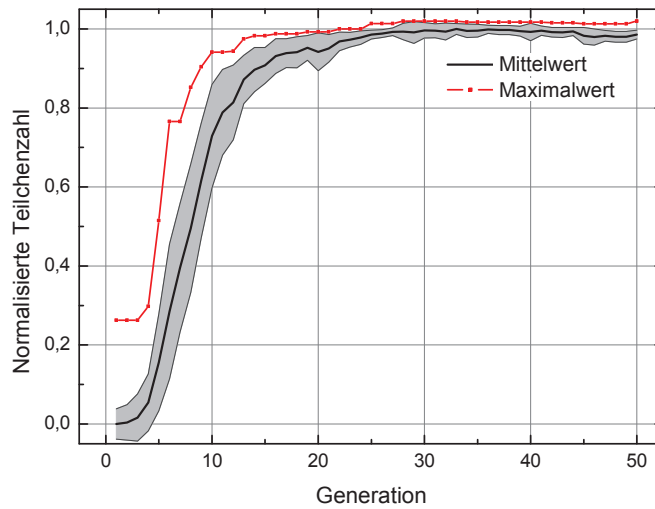
Zur Optimierung der Teilchenzahl in der 3D-Chip-MOT wurden sechs Parameter durch die „Differential Evolution“ variiert. Hierzu zählen der Strom in den Spulen der  $2D^+$ -MOT (Parameter 1), der Strom in der mesoskopischen U-Struktur (Parameter 2), die Ströme der für die 3D-Chip-MOT notwendigen Spulen (y-Spule: Parameter 3, z-Spule: Parameter 4), die Verstimmung der Kühlstrahlen der 3D-Chip-MOT<sup>1</sup> (Parameter 5) und die über die RF-Leistung eines AOMs gesteuerte Lichtleistung der Kühlstrahlen der 3D-Chip-MOT (Parameter 6). Als Fitnessfunktion wurde die über  $300\mu\text{s}$  gemittelte Fluoreszenz der in der MOT gefangenen Atome aufgenommen und von dieser das über  $300\mu\text{s}$  gemittelte Hintergrundlicht abgezogen. In Abbildung B.3 ist beispielhaft solch ein Signalverlauf gezeigt.



**Abbildung B.3.:** Beispiel eines Signalverlaufs zur Bestimmung des Fitnesswerts.

Abbildung B.4 fasst das Ergebnis dieser Optimierung zusammen. Im Laufe der Evolution steigt der Mittelwert der Fitnesswerte aller Individuen je Generation (schwarz) bis zur 30. Generation an und sättigt anschließend. Dies bedeutet, dass innerhalb von 30 Generationen die Evolution das Optimum erreicht hat und ein Großteil der Individuen innerhalb einer Generation das Problem bestmöglich lösen. Dies wird durch den schattierten Bereich angezeigt, welcher die Standardabweichung aller Fitnesswerte je Generation anzeigt. Die roten Punkte zeigen in Abbildung B.4 den jeweils besten Fitnesswert je Generation an und somit gegen welchen Wert die Evolution strebt.

<sup>1</sup>Gleichzeitig wird die Verstimmung der Kühlstrahlen der  $2D^+$ -MOT variiert, da diese vom selben Laser erzeugt werden.



**Abbildung B.4.:** Entwicklung der normierten 3D-MOT-Teilchenzahl im Laufe der Evolution. Gezeigt ist der Mittelwert (schwarz), die Standardabweichung (grau, schattiert) und der Maximalwert (rot, gepunktet) der Fitnesswerte aller Individuen je Generation.

Zur Auswertung des Verlaufs der „Differential Evolution“ ist es sinnvoll die Entwicklung der einzelnen Parameter zu studieren. In Abbildung B.5 sind diese Entwicklungen zusammengefasst. Die schwarze Linie zeigt den Mittelwert aller Parameterwerte je Generation. Der grau schattierte Bereich gibt die Streuung der Werte in Form der Standardabweichung an und in rot ist der Verlauf des zum besten Fitnesswert gehörenden Parameterwert dargestellt.

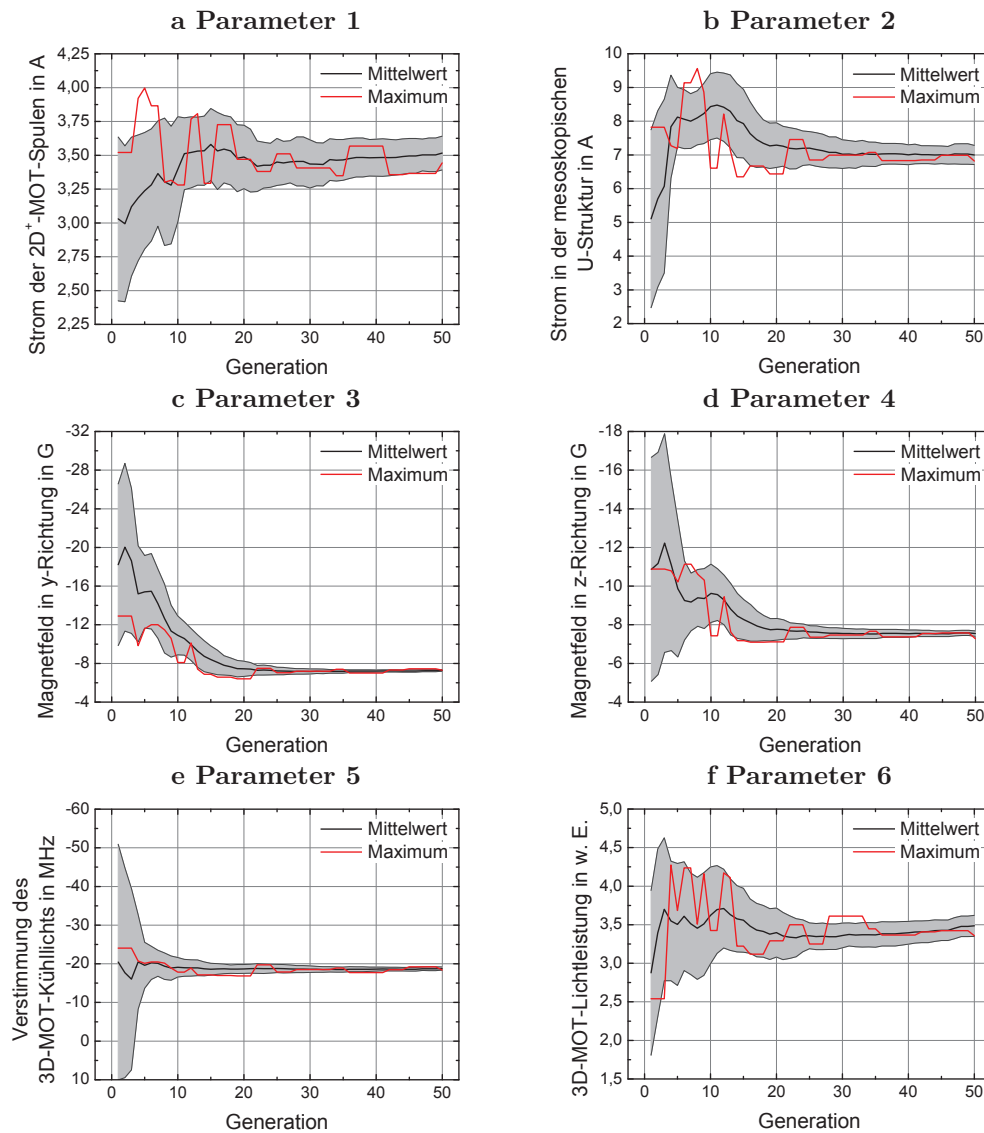
Aus diesen Graphen lässt sich der beste Parametersatz zur Lösung des Problems ermitteln. Im Falle dieser Optimierung ergeben sich die in der Tabelle B.2 zusammengefassten optimalen Parameterwerte.

Parameter	1	2	3	4	5	6
Mittelwert	3,5 A	7 A	-7,2 G	-7,6 G	-18,8 MHz	3,5 w. E.
Bestwert	3,4 A	6,8 A	-7,3 G	-7,3 G	-18,4 MHz	3,4 w. E.

**Tabelle B.2.:** Von der „Differential Evolution“ gefundene Parameterwerte zur Optimierung der 3D-Chip-MOT. Angegeben sind der Mittelwert und der zum besten Fitnesswert gehörende Parameterwert der letzten Generation.

Weiterhin kann aus der Streuung der Parameterwerte herausgelesen werden, wie tolerant das System auf kleine Änderungen des jeweiligen Parameters reagiert. Es ist zum Beispiel gut zu erkennen, wie sich die Streuung der Parame-

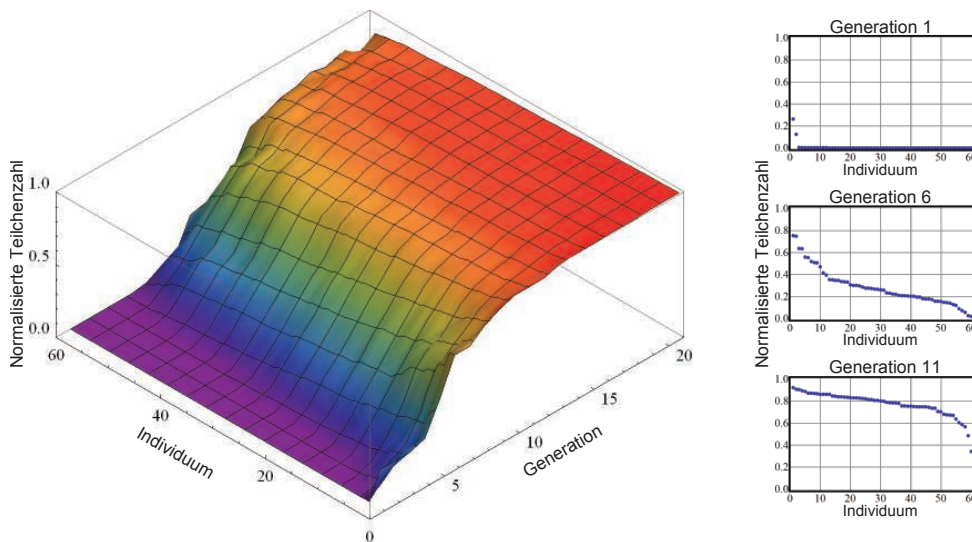




**Abbildung B.5.:** Entwicklung der Parameterwerte während der Optimierung der 3D-Chip-MOT. Dargestellt sind die Werte der während der Evolution variierten Parameter in Abhängigkeit der Generation. Hierbei zeigt die schwarze Linie den Mittelwert aller Parameterwerte je Generation. Der grau schattierte Bereich gibt die Standardabweichung der Parameterwerte an. In rot ist der Verlauf des zum besten Fitnesswert gehörenden Parameterwert dargestellt.

terwerte 3-5 im Laufe der Evolution stark reduziert und somit lediglich einen kleinen Bereich (etwa 1%) für Variationen zulässt. Parameter 1, 2 und 6 hingegen weisen am Ende der Evolution noch eine größere Streuung auf (etwa 4%). Ferner lässt sich bei Parameter 6 ein signifikanter Drift (etwa  $1\sigma$ ) ab der 30. Generation bis zum Ende der Evolution beobachten. Da die „Differential Evolution“ sich fortlaufend an die Gegebenheiten des Experiments anpasst, kann dies ein Hinweis auf einen Verlust an Lichtleistung geben, welcher durch die Erhöhung des Parameters 6 im Laufe der Evolution kompensiert wird. Dieser Verlust wird höchstwahrscheinlich durch die degradierende Effizienz der Faserkopplungen verursacht.

Um den Fortschritt der Evolution bewerten zu können, bietet es sich an, die Fitnesswerte der einzelnen Individuen zu betrachten. Abbildung B.6 zeigt die Fitnesswerte aller Individuen der ersten 21 Generationen an, wobei die Individuen innerhalb einer Generation nach absteigenden Fitnesswerten sortiert wurden. Es ist zu erkennen, dass in der ersten Generation lediglich zwei Individuen einen von Null verschiedenen Fitnesswert aufweisen. Fortan steigen im Laufe der Evolution die Fitnesswert der Individuen, bis sie beim globalen Maximum sättigen. Lediglich ein kleiner Anteil an Individuen erreicht dieses Optimum nicht. Dieser Anteil ist der direkten Beimischung aus der Elterngeneration  $\zeta$  verschuldet und bringt ein Zufallselement in die „Differential Evolution“. Hierdurch wird verhindert, dass sich die Optimierung auf ein lokales Maximum einschränkt, indem einzelne Individuen zum Ausreißen vom gefundenen Maximum gezwungen werden.



**Abbildung B.6.:** Entwicklung der Fitnesswerte im Laufe der Evolution.

### B.3.2. Optimierung der optischen Melasse

Ziel der nun kurz vorgestellten Optimierung der optischen Melasse war das Erreichen möglichst tiefer Temperaturen. Hierzu sollte die Ausdehnung des klassischen Gases nach einer freien Expansion möglichst gering sein. Da jedoch Ensembles mit geringen Teilchenzahlen ebenfalls gering ausgedehnte Wolken zur Folge haben, ist auch die gemessene Anzahl an Atomen in dem Ensemble von Relevanz. Daher wurde bei dieser Messung auf die Dichte der gemessenen Wolke nach einer freien Expansion von 10 ms optimiert. Zur Bestimmung des Fitnesswerts wurde mit Hilfe der Absorptionsoptik eine Aufnahme der angepassten Gauß-Breite der Wolke in  $x'$ -Richtung  $\sigma_{x'}$  und mittels der zeitgleich vorgenommenen Fluoreszenzmessung die Teilchenzahl  $N_{\text{FDet}}$  ermittelt. Die Anpassung der Breite der Wolke in  $y'$ -Richtung war nach einer freien Expansion von 10 ms nicht zuverlässig, da sich die Wolke zum Teil bereits aus dem erfassbaren Bereich des Bildausschnitts hinaus entwickelt hat. Somit gilt bei dieser Optimierung für die Fitnesswerte

$$\Xi_i = \frac{N_{\text{FDet},i}}{\sigma_{x',i}^3},$$

nach freier Entwicklung von 10 ms.

Diese Wahl der Fitnessfunktion führte zu einem in Abbildung B.7 beispielhaft gezeigtem Optimum. Die „Differential Evolution“ hat die in diesem Falle zur Verfügung stehenden neun Parameter so variiert, dass sie die Atome möglichst homogen im Raum verteilte, um somit einen hell leuchtenden Untergrund für die Fluoreszenzmessung zu schaffen. Lediglich an einem Ort blieb das atomare Ensemble wenig dichter, sodass die angepasste Gauß-Funktion eine geringe Breite aufwies. Dies war nicht Ziel dieser Optimierung und soll exemplarisch für den Einfluss der gewählten Fitnessfunktion stehen. Diese Optimierung wurde mit einer angepassten Fitnessfunktion wiederholt.

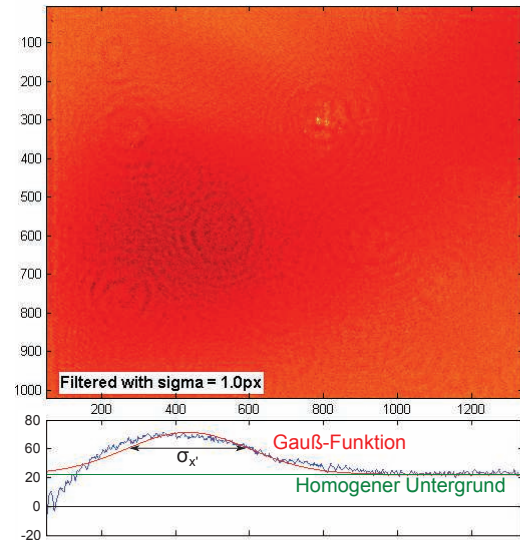


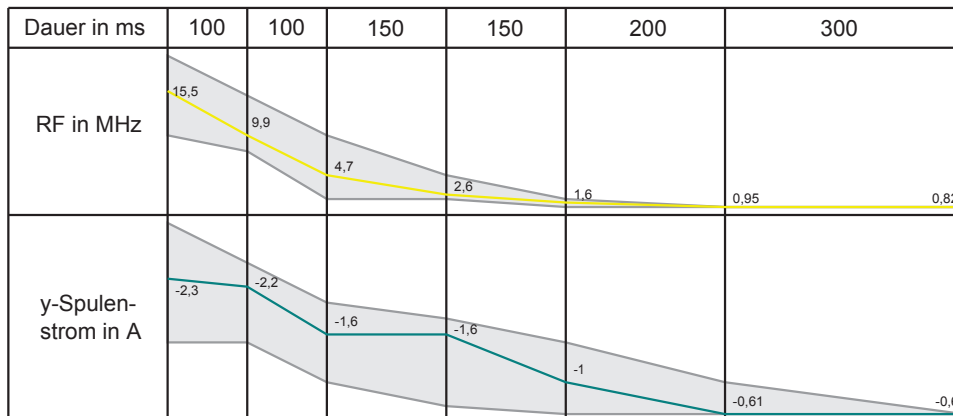
Abbildung B.7.: Beispiel einer Absorptionsoptik zur Bestimmung des Fitnesswerts.

$$\Xi_i = \begin{cases} \frac{N_{x',i}}{\sigma_{x',i}^3}, & \text{wenn } N_{\text{FDet},i} > N_0 \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases}$$

Hierbei steht  $N_{x'}$  für die ermittelte Teilchenzahl der Gauß-Anpassung und  $N_0$  ist eine gewählte Mindestanzahl an Teilchen. Mit dieser Optimierung konnten die von Hand gemessenen optimalen Einstellungen für die optische Melasse reproduziert werden.

### B.3.3. Optimierung der evaporativen Kühlung

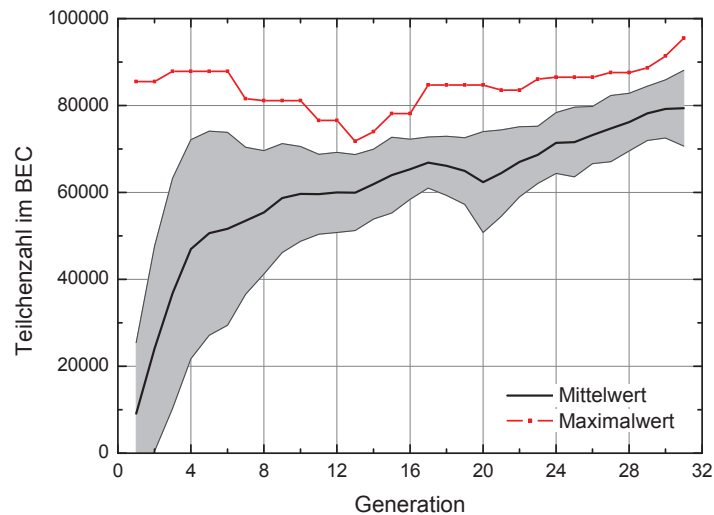
Gegenstand der in diesem Abschnitt vorgestellten Optimierung ist der Vorgang der evaporativen Kühlung. Hierbei wurde die zeitliche Abfolge der Sequenz vorgegeben und mittels einer Variation der Radiofrequenzen zur evaporativen Kühlung und der y-Spulenströme<sup>2</sup> versucht, die Teilchenzahl im BEC zu erhöhen. Die Sequenz bestand aus sechs Schritten, die über lineare Rampen verbunden waren. Die Endwerte der Sequenz mit einer Frequenz von 0,82 MHz und einem y-Spulenstrom von -0,6 A wurden, wie der zeitliche Verlauf, vorgegeben. In Abbildung B.8 ist die Sequenz schematisch dargestellt. Die grauen Bereiche geben die der DE vorgegebenen Suchintervalle und die eingezeichneten Verläufe die von der DE gefundenen Lösungen an.



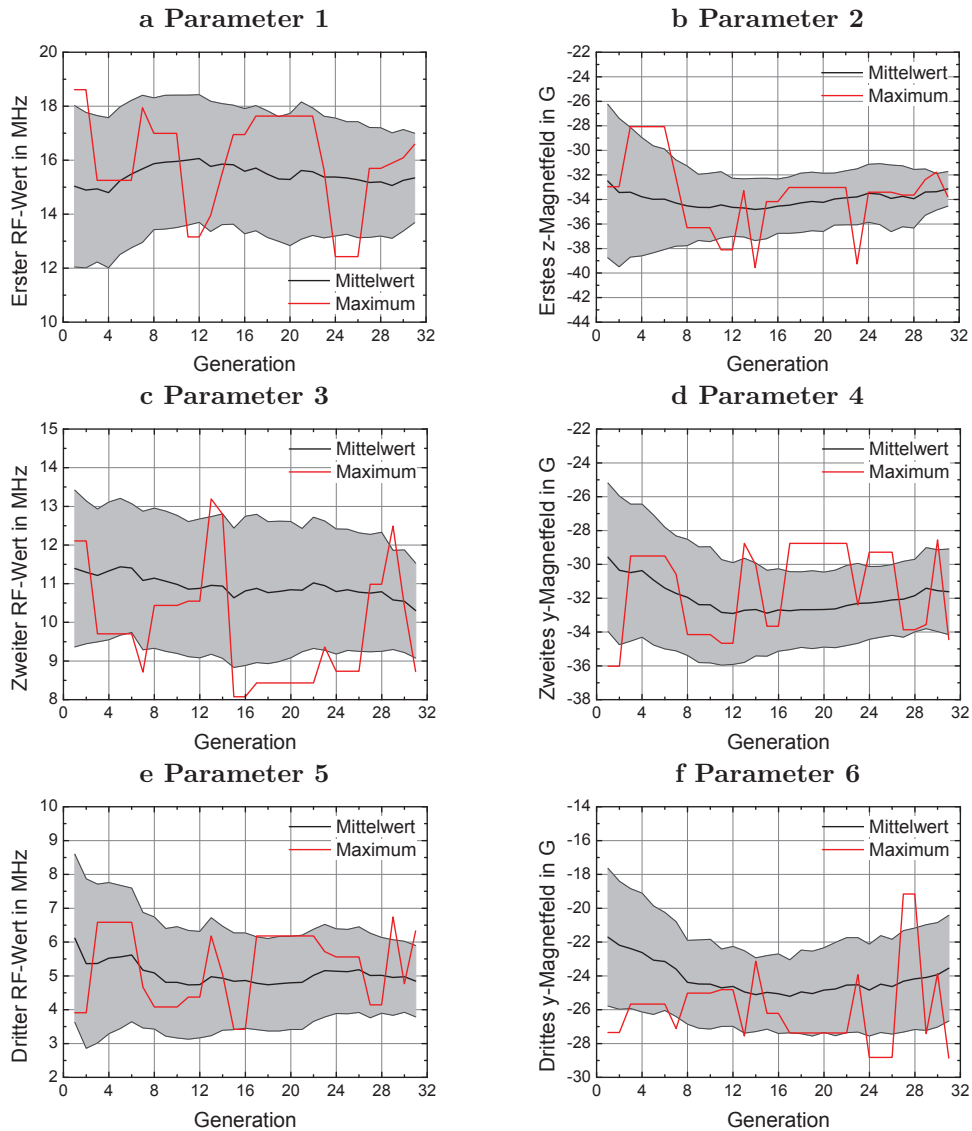
**Abbildung B.8.:** Vorgegebene Sequenz zur Optimierung der BEC-Teilchenzahl. Die graue schattierten Bereiche spiegeln die Intervalle wieder, in welchen die DE die Parameter variieren konnte. Die eingezeichneten Verläufe entsprechen der am besten angepassten Lösung des Problems. An jeder Anschlussstelle ist der von der DE ermittelte optimale Wert angegeben.

<sup>2</sup>Es sei daran erinnert, dass das y-Spulenpaar Magnetfeldstärken von 14,6 G/A erzeugt.

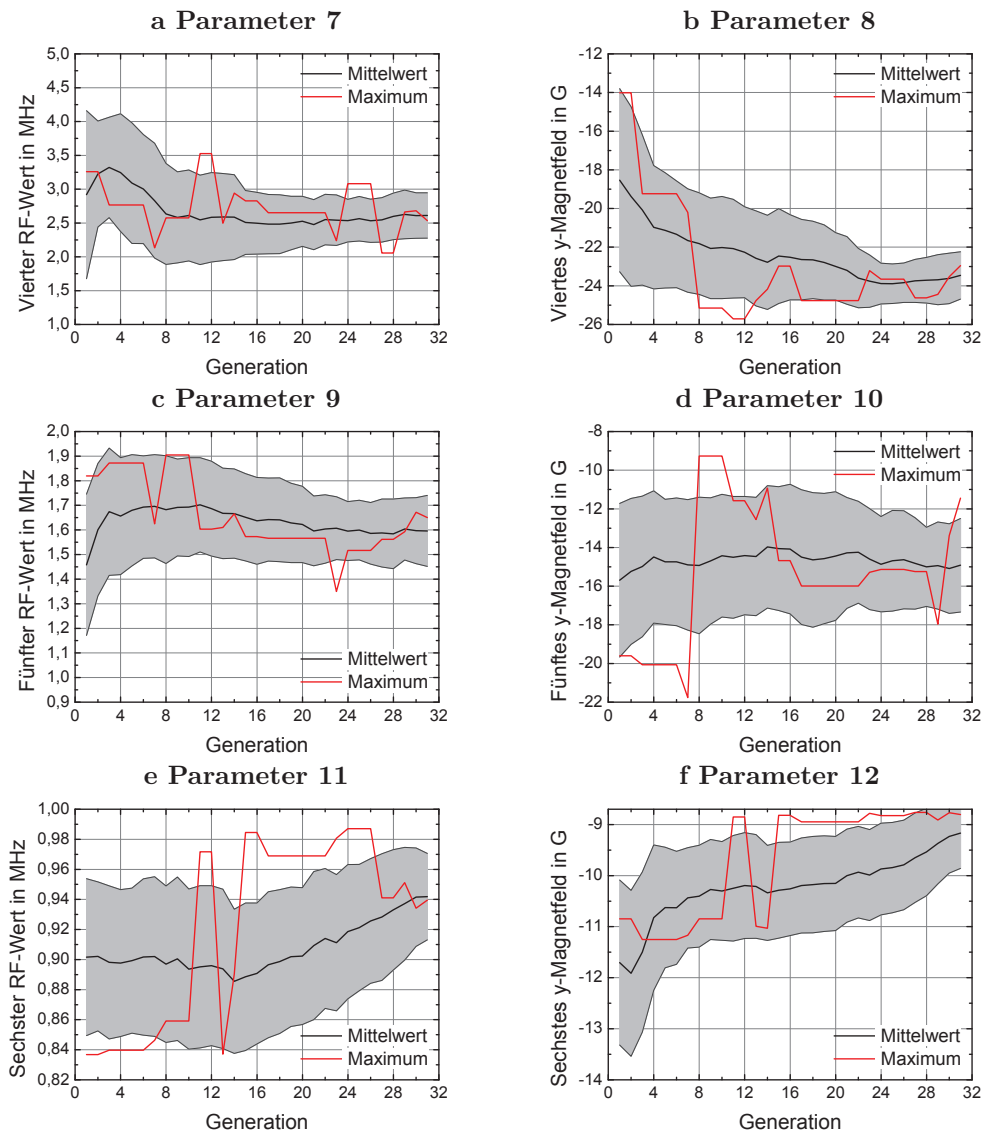
Durch sukzessive Variation einzelner Parameter von Hand konnte mit dieser Sequenz eine Anzahl von  $7,9 \cdot 10^4$  Atomen im BEC erreicht werden. Mit dieser Evolution über 30 Generationen konnte die Atomzahl im BEC auf  $9,6 \cdot 10^4$  Atomen über Nacht gesteigert werden. Abbildung B.9 zeigt den Verlauf der maximalen und über die Generation gemittelten Teilchenzahlen im BEC über den Fortschritt der Generationen an. Die Abbildungen B.10 und B.11 zeigen die Entwicklung der einzelnen Parameter im Laufe der Evolution. Hierbei suggeriert der Graph B.9 die Möglichkeit der weiteren Steigerung der Teilchenzahl im Laufe weiterer Generationen, jedoch eine anschließend durchgeführte Evolution erbrachte keine weitere Steigerung der Teilchenzahl. Ein nächster Schritt zur weiteren Optimierung der evaporativen Kühlung könnte eine zusätzliche Variation der Dauern der einzelnen Schritte und der RF-Leistung während der Evaporation sein.



**Abbildung B.9.:** Entwicklung der BEC-Teilchenzahl im Laufe der Evolution. Gezeigt ist der Mittelwert (schwarz), die Standardabweichung (grau, schattiert) und der Maximalwert (rot, gepunktet) der Fitnesswerte aller Individuen je Generation.



**Abbildung B.10.:** Entwicklung der Parameterwerte 1–6 während der Optimierung der evaporativen Kühlung. Dargestellt sind die Werte der während der Evolution variierten Parameter in Abhängigkeit der Generation. Hierbei zeigt die schwarze Linie den Mittelwert aller Parameterwerte je Generation. Der grau schattierte Bereich gibt die Standardabweichung der Parameterwerte an. In rot ist der Verlauf des zum besten Fitnesswert gehörenden Parameterwert dargestellt.

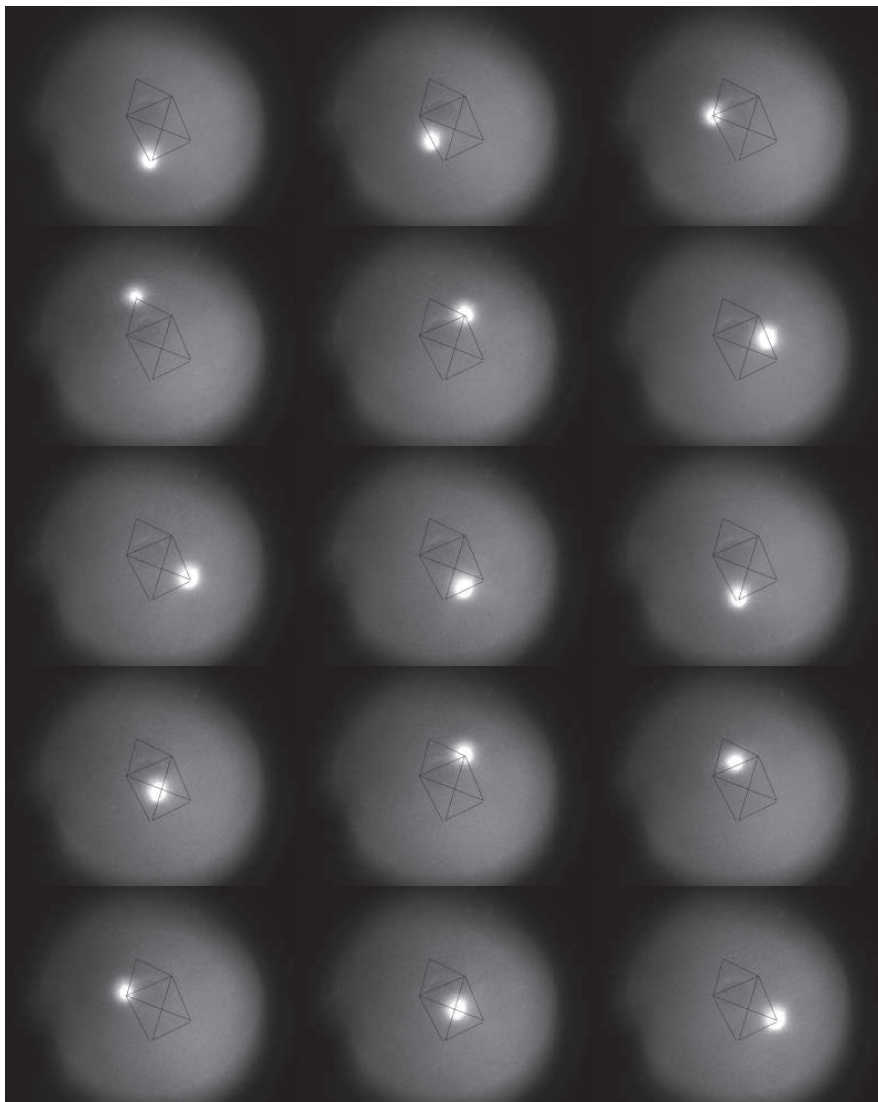


**Abbildung B.11.:** Entwicklung der Parameterwerte 7–12 während der Optimierung der evaporativen Kühlung. Dargestellt sind die Werte der während der Evolution variierten Parameter in Abhängigkeit der Generation. Hierbei zeigt die schwarze Linie den Mittelwert aller Parameterwerte je Generation. Der grau schattierte Bereich gibt die Standardabweichung der Parameterwerte an. In rot ist der Verlauf des zum besten Fitnesswert gehörenden Parameterwert dargestellt.





## C. Position des $2D^+$ -MOT-Strahls



**Abbildung C.1.:** Position des Atomstrahls in Abhängigkeit der Spulenströme. Das Loch in der Mitte gehört zur differentiellen Pumpstufe und führt in die Interferometrikammer. Mit Hilfe der Spulenströme konnte das Haus vom Nikolaus gezeichnet werden.



## D. Aufnahme der Apparatur

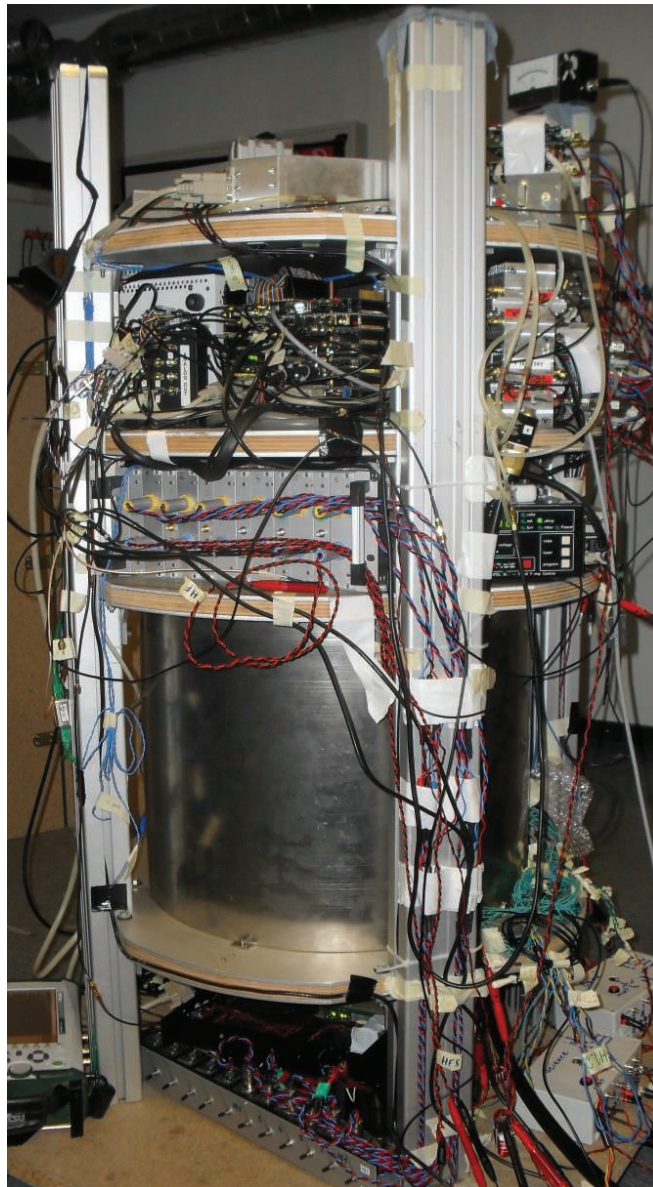


Abbildung D.1.: Aufnahme der QUANTUS-II-Apparatur.



# Literaturverzeichnis

- [1] Tim van Zoest. *Realisierung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit*. PhD thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [2] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könemann, H. Müntinga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Bose-Einstein Condensation in Microgravity. *Science*, 328(5985):1540–1543, 2010.
- [3] M. Schrenk. Galileo versus Aristotle on Free Falling Bodies. *Logical Analysis and History of Philosophy - History of Philosophy of Nature*, 7, 2004.
- [4] R. V. Eötvös, V. Pekár, and E. Fekete. Beiträge zum Gesetze der Proportionalität von Trägheit und Gravität. *Ann. d. Physik*, 373(9):11–66, 1922.
- [5] A. Einstein. Prinzipielles zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Ann. d. Physik*, 360(4):241–244, 1918.
- [6] ESAs Fundamental Physics Roadmap Advisory Team (FPR-AT). Fundamental Physics Roadmap. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=47600>, 2010. Download from 06-Jan-2013.
- [7] S. Schlamminger, K.Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach, and E. G. Adelberger. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Phys. Rev. Lett.*, 100(4):41101, 2008.
- [8] J.G. Williams, S.G. Turyshev, and D.H. Boggs. Lunar laser ranging tests of the equivalence principle. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18):184004, 2012.
- [9] Louis de Broglie. *Recherches sur la théorie des quanta*. PhD thesis, Sorbonne, Université Paris I, 1924.

- [10] C. Davisson and L. H. Germer. The scattering of electrons by a single crystal of nickel. *Nature*, 119:558–560, 1927.
- [11] O. Carnal and J. Mlynek. Young’s double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2689, 1991.
- [12] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2693, 1991.
- [13] E. M. Rasel, M. K Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light. *Phys. Rev. Lett.*, 75:2633, 1995.
- [14] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé. Optical ramsley spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67:177, 1991.
- [15] M. A. Kasevich and S. Chu. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Appl. Phys. B*, 54:321, 1992.
- [16] Ch. J. Bordé. Quantum theory of atom-wave beam-splitters and applications to multidimensional atomic gravito-inertial sensors. *Gen. Rel. Grav.*, 36:475, 2004.
- [17] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu. High-precision gravity measurement using atom interferometry. *Metrologia*, 38:25–61, 2001.
- [18] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, and A. Peters. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscope and Navigation*, 2(3):170–177, 2011.
- [19] S. Fray and M. Weitz. Atom-based test of the equivalence principle. *Space science reviews*, 148(1):225–232, 2009.
- [20] P. Hamilton, T. Barter, G. Kim, B. Mukherjee, and Holger Müller. Progress towards a test of the universality of free fall using a  ${}^6\text{Li}$ - ${}^7\text{Li}$  atom interferometer. *Bulletin of the American Physical Society*, 57, 2012.
- [21] S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, and M. A. Kasevich. Testing General Relativity with Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 98(111102), 2007.
- [22] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Light-pulse atom interferometry in microgravity. *Eur. Phys. J. D.*, 53:353–357, 2009.

- 
- [23] Jonas Hartwig. *Analyse eines atominterferometrischen Gravimeters hinsichtlich eines Quantentest des Äquivalenzprinzips*. PhD thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2012.
- [24] STE-QUEST proposing team. STE-QUEST Mission Proposal. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=49355>, 2010. Download from 25-Dec-2012.
- [25] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 1924:261, 1924.
- [26] S. N. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.*, 26:178, 1924.
- [27] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, 1995.
- [28] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969, 1995.
- [29] S. S. Szigeti, J. E. Debs, J. J. Hope, N. P. Robins, and J. D. Close. Why momentum width matters for atom interferometry with Bragg pulses. *New Journal of Physics*, 14(2):023009, 2012.
- [30] S. Chaudhuri, S. Roy, and C. S. Unnikrishnan. Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations. *Phys. Rev. A*, 74, 2006.
- [31] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3398, 1999.
- [32] S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer. Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces. *Phys. Rev. A*, 69, 2004.
- [33] M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, T. Schumm, B. Cieslak, S. Myrskog, A. Stummer, S. Aubin, and J. H. Thywissen. Dual-species quantum degeneracy of  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$  on an atom chip. *AIP Conference Proceedings, ICAP 2006*, 869(1):241–249, 2006.
- [34] Zarm drop tower bremen - user manual, June 2011.
- [35] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266:609–613, 2006.

- [36] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E. M. Rasel, and W. Ertmer. Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. *Optics Communications*, 280:443–447, 2007.
- [37] J. Rudolph. Towards atom interferometry in microgravity. Master’s thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [38] Gary C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Optics Lett.*, 5:15–, 1979.
- [39] D. Becker. Realisierung eines kompakten und frequenzstabilen Diodenlasersystems für die Lasermanipulation von Kalium. Bachelor’s Thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [40] V. Schkolnik. Realisierung eines kompakten und schmalbandigen Diodenlasersystems zur Kühlung und Manipulation von Rubidium. Master’s thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [41] M. Rabinovic. Vorbereitung der Inbetriebnahme der 2D+-MOT des Experiments QUANTUS-II. Bachelor’s Thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [42] M. Lachmann. Realisierung, Charakterisierung und Weltraumqualifizierung von Strahlformungsoptiken. Bachelor’s Thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover.
- [43] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer,, 2007.
- [44] D. Becker. Demonstration einer neuartigen kompakten chip-basierten Quelle kalter Atome. Master’s thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2011.
- [45] David A. Smith, Simon Aigner, Sebastian Hofferberth, Michael Gring, Mauritz Andersson, Stefan Wildermuth, Peter Krüger, Stephan Schneider, Thorsten Schumm, and Jörg Schmiedmayer. Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips. *Optics Express*, 19:8471–8485, 2011.
- [46] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data, 2010.
- [47] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, and D. Guéry-Odelin. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Opt. Lett.*, 32:3143–3145, 2007.
- [48] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding bose-einstein condensates, 1999.



- 
- [49] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Physics*, 1:57–62, 2005.
- [50] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, J. Verdu, and J. Schmiedmayer. Radiofrequency-dressed-state potentials for neutral atoms. *Nature Physics*, 2:710–716, 2006.
- [51] T. Könemann. *Konzeption, Entwicklung und Umsetzung von atomoptischen Fallturmexperimenten für den Einsatz unter Schwerelosigkeit am Fallturm Bremen*. PhD thesis, Universität Bremen, 2009.
- [52] S. Aubin, M. H. T. Extavour, S. Myrskog, L. J. LeBlanc, J. Est‘eve, S. Singh, P. Scrutton, D. McKay, R. McKenzie, I. D. Leroux, A. Stummer, and J. H. Thywissen. Trapping Fermionic 40K and Bosonic 87Rb on a Chip. *Journal of Low Temperature Physics*, 140, 2005.
- [53] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. M. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. J. Dittus, G. Nandi, W. P. Schleich, and R. Walser. Bose–Einstein condensates in microgravity. *Appl. Phys. B*, 84:663–671, 2006.
- [54] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A*, 73:13410, 2006.
- [55] W. D. Phillips. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721–741, 1998.
- [56] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8, 1990.
- [57] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52, 1995.
- [58] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11, 1994.
- [59] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999.
- [60] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169–172, 1988.

- [61] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35(4):1535–1546, 1987.
- [62] F. Reinhard. *Design and Construction of an Atomic Clock on an Atom Chip*. PhD thesis, Laboratoire Kastler-Brossel, Université Paris VI, 2009.
- [63] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, and J. T. M. Walraven. Adiabatically changing the phase-space density of a trapped bose gas. *Phys. Rev. Lett.*, 78(6):990–993, 1997.
- [64] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell. Stable, Tightly Confining Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1995.
- [65] Georg Kleine Büning. *Lange Kohärenzzeit optisch gefangener Ensembles*. PhD thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2001.
- [66] W. Ketterle and N.J Van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 37:181–236, 1996.
- [67] O.J. Luiten, M.W. Reynolds, and J. T. M. Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trap gas. *Phys. Rev. A*, 53:381, 1996.
- [68] S. Jöllnbeck. *Eine Quelle Bose-Einstein-kondensierter Ensembles auf Basis eines mesoskopischen Atomchips*. PhD thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2012.
- [69] M. Hyodo, K. Nakayama, M. Watanabe, and Ohmukai R. Mirror magneto-optical trap exploiting hexapole-compensated magnetic field. *Phys. Rev. A*, 67(1):013419, 2007.
- [70] S. Jöllnbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt. Hexapole-compensated magneto-optical trap on a mesoscopic atom chip. *Phys. Rev. A*, 83:043406, 2011.
- [71] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon. High-accuracy measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. *Europhys. Lett.*, 45(5):558 – 564, 1999.
- [72] J. Guena, P. Rosenbusch, P. Laurent, M. Abgrall, D. Rovera, G. Santarelli, M.E. Tobar, S. Bize, and A. Clairon. Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock. *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroel. and Freq. Contr.*, 57(3):647 – 653, 2010.
- [73] Remi Geiger. *Senseur inertielle à ondes de matière aéroporté*. PhD thesis, Laboratoire Charles Fabry de l’Institut d’Optique, l’Université Paris Sud XI, 2011.

- 
- [74] E. A. Salim S. R. Segal M. B. Squires D. M. Farkas, K. M. Hudek and D. Z. Anderson. A compact, ransportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose-Einstein condensates. *Appl. Phys. Lett.*, 96:093102, 2010.
- [75] L. Pitaevskii and S. Stringari. *Bose-Einstein Condensation*. Oxford University Press, 2003.
- [76] Carsten Klempt. *Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen*. PhD thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [77] Y. Kagan, A. E. Muryshev, and G. V. Shlyapnikov. Collaps and Bose-Einstein-Condensation in a trapped Bose gas with negative scattering length. *Phys. Rev. Lett.*, 81:933–937, 1998.
- [78] Y. Castin and R. Dum. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.*, 77(27):5315, 1996.
- [79] Y. Kagan, E.L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov. Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential. *Phys. Rev. A*, 54:R1753–R1756, 1996.
- [80] C. J. Pethick and H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Bose Gases*. Cambridge University Press, 2002.
- [81] Michael Eckart. *Non-equilibrium dynamics of trapped gases in controlled geometries*. PhD thesis, Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ulm, 2008.
- [82] J. C. Camparo and R. P. Frueholz. Parameters of adiabatic rapid passage in the 0-0 hyperfine transition of 87Rb. *Phys. Rev. A*, 30(2):803 – 811, 1984.
- [83] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques DuPont-Roc, and Gilbert Grynberg. *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Wiley Science Paperback Series, reprint edition, 1998.
- [84] Stephan Tobias Seidel. Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten unter Schwerelosigkeit. Master’s thesis, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [85] Xi Chen, A. Ruschhaupt, S. Schmidt, A. del Campo, D. Guéry-Odelin, and J. G. Muga. Fast optimal frictionless atom cooling in harmonic traps: Shortcut to adiabaticity. *Phys. Rev. Lett.*, 104(6):063002, 2010.
- [86] J.-F. Schaff, X.-L. Song, P. Capuzzi, P. Vignolo, and G. Labeyrie. Shortcut to adiabaticity for an interacting Bose-Einstein condensate. *Europhys. Lett.*, 93(2):23001p1 – 23001p5, 2011.

- [87] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Phys. Rev. Lett.*, 103(8):080405, 2009.
- [88] Thomas Lévèque. *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. PhD thesis, Observatoire de Paris, L'Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [89] S. w. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien, and M. A. Kasevich.  $102\hbar k$  large area atom interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 107(13):130403, 2011.
- [90] H. Müller, S. w. Chiow, S. Herrmann, and Steven Chu. Atom interferometers with scalable enclosed area. *Phys. Rev. Lett.*, 102(24):240403, 2009.
- [91] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294:1320 – 1322, 2001.
- [92] T. Kishimoto, J. Kobayashi, K. Noda, K. Aikawa, M. Ueda, and S. Inouye. Direct evaporative cooling of  $^{41}\text{K}$  into a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 79:031602(R), 2009.
- [93] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio. Fermi-Bose quantum degenerate  $^{40}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  mixtures with attractive interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 89(15):150403, 2002.
- [94] S. Aubin, S. Myrskog, M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, D. McKay, A. Stummer, and J. H. Thywissen. Rapid sympathetic cooling to Fermi degeneracy on a chip. *Nature Physics*, 2:384 – 387, 2006.
- [95] Ch. D'Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni. Feshbach resonances in ultracold  $^{39}\text{K}$ . *New Journal of Physics*, 9:223, 2007.
- [96] Matteo Zaccanti. *Tuning of the interactions in ultracold K-Rb quantum gases*. PhD thesis, Università degli studi di Firenze, 2007.
- [97] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland. Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems. *Phys. Rev. A*, 47(5):3554 – 3570, 1993.
- [98] K. G. Libbrecht and J. L. Hall. A low-noise high-speed diode laser current controller. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(8):2133, 1993.
- [99] R. Storn and K. Price. Differential evolution - a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. *J. Glo. Opt.*, 11:341–359, 1997.

- [100] Ken Price, Rainer Storn, and Jouni Lampinen. *Differential Evolution - A Practical Approach to Global Optimization*. Springer-Verlag, 2005.



# Abbildungsverzeichnis

1.1. Schema der Mach-Zehnder-Geometrie für ein ruhendes und ein frei fallendes Experiment . . . . .	4
2.1. Schematische Darstellung des Fallturm Bremen . . . . .	11
2.2. CAD-Modell der Katapultkapsel . . . . .	14
2.3. CAD-Zeichnung des modularen Lasersystems inklusive Plattform	16
2.4. Aufnahme des Rubidium-Referenzlasermoduls . . . . .	17
2.5. Aufnahme des Rubidiummoduls . . . . .	18
2.6. Aufnahme des Mischmoduls . . . . .	20
2.7. Optikaufbauten zur Strahlaufweitung. . . . .	22
2.8. Katapult-taugliches Lasersystem . . . . .	24
2.9. Schema des optischen Abbildungssystems. . . . .	26
2.10. Aufnahmen eines atomaren Ensembles bei unterschiedlichen Verstimmungen des Detektionsstrahls . . . . .	28
2.11. Bestimmung der Vergrößerung des Abbildungssystems mittels der Fallparabel eines atomaren Ensembles . . . . .	28
2.12. Aufnahme der Platine zur Chip-Stromverteilung und Sicherung .	32
2.13. Verarbeitung der Schwebungssignale zur Stabilisierung der Rubidium-Laserfrequenzen . . . . .	34
2.14. Phasenrauschen des 100 MHz Oszillators und des Frequenzvervielfachers . . . . .	35
2.15. Aufnahme der im magnetischen Schild verbauten Komponenten	39
2.16. Schematische Darstellung der Vernetzung Rechnersysteme mit dem Experiment . . . . .	42
2.17. Oberfläche der Experimentsteuerung . . . . .	43
2.18. Beispiel einer Rampenform mit einer Dauer von einer Sekunde .	46
2.19. Auszug aus dem bei QUANTUS-II verwendeten FPGA-Programms	47
2.20. Atomchipaufbau . . . . .	49
2.21. Mesoskopische Strukturen . . . . .	50
2.22. Basischip . . . . .	51
2.23. Experimentchip . . . . .	52
2.24. Magnetische Abschirmung . . . . .	53
3.1. Position des Atomstrahls . . . . .	58

3.2. Abhängigkeit des Atomflusses vom Magnetfeldgradienten . . . . .	58
3.3. Optimierung des Flusses der 2D <sup>+</sup> -MOT durch Verstimmung des Kühllichts in Abhängigkeit des Magnetfeldgradienten. . . . .	59
3.4. Atomfluss und mittlere Geschwindigkeit der Atome der 2D <sup>+</sup> -MOT	60
3.5. Abhängigkeit der Laderaten der 3D-Chip-MOT vom Magnetfeld in z-Richtung . . . . .	61
3.6. Simulationsergebnisse zur Abhängigkeit der Laderaten der 3D- Chip-MOT vom Magnetfeld in z-Richtung . . . . .	62
3.7. Ladekurve der 3D-Chip-MOT . . . . .	63
3.8. Absorptionenaufnahmen der in der MOT und in der K-MOT ge- speicherten Atome . . . . .	64
3.9. Vermessung der Temperatur in Abhängigkeit der angelegten Ma- gnetfelder zur Kompensation parasitärer Magnetfelder . . . . .	65
3.10. Vermessung der Temperatur in Abhängigkeit der Verstimmung, Lichtleistung und Dauer. . . . .	66
3.11. Optische Zustandspräparation in Abhängigkeit der Lichtfrequenz	67
3.12. Die Quadrupolfalle . . . . .	71
3.13. Die harmonischen Fallen . . . . .	72
3.14. Induzierte Schwingung in der ersten Magnetfalle . . . . .	72
3.15. Dämpfung der Schwingung in der Magnetfalle . . . . .	73
3.16. Eigenschaften der steilen Magnetfalle nahe am Atomchip . . . . .	74
3.17. Sequenz der Evaporation . . . . .	76
3.18. Verlauf der PSD-Erhöhung ist Abhängigkeit der Teilchenzahl . .	77
3.19. Mit der vorgestellten Sequenz erzeugtes Bose-Einstein-Kondensat	78
3.20. Zusammenfassung der Sequenz zur Erzeugung quantenentarteter atomarer Ensembles auf einem Atomchip . . . . .	79
4.1. Absorptionenaufnahmen des Übergangs vom thermischen Ensem- ble zum BEC . . . . .	88
4.2. Anteil an kondensierten Atomen und Temperatur des thermi- schen Ensembles . . . . .	89
4.3. Messungen zum Wechsel des Aspektverhältnisses . . . . .	89
5.1. Schematische Darstellung einer simulierten stromdurchflossenen Fläche . . . . .	92
5.2. Güte der Approximation der stromdurchflossenen Fläche . . . . .	93
5.3. Vergleich der Geometrie der Spule . . . . .	94
5.4. Magnetfeldgradient der 2D <sup>+</sup> -MOT-Spulen bei 1 A Stromstärke .	94
5.5. Einfluss der Anzahl an Segmenten je Spule für das z-Spulenpaar	95
5.6. Übersicht über grundlegende Strukturen der Leiterbahnen auf Atomchips . . . . .	96



5.7. Übersicht über die simulierte Geometrie der mesoskopischen Strukturen des Atomchipaufbaus . . . . .	96
5.8. Übersicht der verwendeten Geometrie der FEM-Simulation . . . . .	97
5.9. Einfluss der seitlichen Schlitze zur Symmetrisierung des Stromflusses . . . . .	98
5.10. Simulierte, optimale Magnetfeldgeometrie des mesoskopischen Us . . . . .	99
5.11. Fallenkonfigurationen des mesoskopischen Hs in Schwerelosigkeit . . . . .	100
5.12. Fallenkonfigurationen des mesoskopischen Hs . . . . .	101
5.13. Geometrie des Basischips in der Simulation . . . . .	102
5.14. Fallenkonfigurationen des Basischips in Kombination mit dem mesoskopischen H . . . . .	102
5.15. Vorteile einer H-Struktur . . . . .	103
5.16. Isotrope Fallenkonfiguration . . . . .	104
5.17. Geometrie des Experimentchips in der Simulation . . . . .	104
5.18. Eigenschaften der äußeren Z-Struktur des Experimentchips . . . . .	106
5.19. Fallenkonfigurationen des Basischips in Kombination mit dem mesoskopischen H . . . . .	107
5.20. Erhöhung der Anharmonizität der Falle . . . . .	108
5.21. Simulation zur größtmöglichen Entfernung des Fallenminimums vom Chipaufbau . . . . .	109
5.22. Messungen zur Bestimmung des Ensembleschwerpunkts . . . . .	110
5.23. Messungen zur Eichung der Position des Experimentchips . . . . .	111
5.24. Messungen zur Überprüfung der Eichung . . . . .	111
6.1. Schema der schnellen adiabatischen Passage . . . . .	115
6.2. Schema der Interferometrie mit doppelter Beugung . . . . .	117
6.3. CAD-Modell der Nutzlast und der Rakete . . . . .	120
A.1. Übersicht der im Experiment verbauten kompakten Elektronik . . . . .	121
B.1. Schematisch dargestellter Ablauf der „Differential Evolution“ . . . . .	128
B.2. Registerkarte zur Steuerung der „Differential Evolution“ . . . . .	131
B.3. Beispiel eines Signalverlaufs zur Bestimmung des Fitnesswerts . . . . .	133
B.4. Entwicklung der normierten 3D-MOT-Teilchenzahl im Laufe der Evolution . . . . .	134
B.5. Entwicklung der Parameterwerte während der Optimierung der 3D-Chip-MOT . . . . .	135
B.6. Entwicklung der Fitnesswerte im Laufe der Evolution . . . . .	136
B.7. Beispiel einer Absorptionaufnahme zur Bestimmung des Fitnesswerts . . . . .	137
B.8. Vorgegebene Sequenz zur Optimierung der BEC-Teilchenzahl . . . . .	138
B.9. Entwicklung der BEC-Teilchenzahl im Laufe der Evolution . . . . .	139

B.10. Entwicklung der Parameterwerte 1–6 während der Optimierung der evaporativen Kühlung . . . . .	140
B.11. Entwicklung der Parameterwerte 7–12 während der Optimierung der evaporativen Kühlung . . . . .	141
C.1. Position des Atomstrahls in Abhängigkeit der Spulenströme . .	143
D.1. Aufnahme der QUANTUS-II-Apparatur . . . . .	145

# Tabellenverzeichnis

2.1. Vergleich der im Abschnitt dargestellten Mikrogravitationsplattformen. . . . .	10
2.2. Zuweisungstabelle des Atomchip-Stromverteilers . . . . .	33
2.3. Liste der im Experiment verwendeten PXI-Komponenten . . . . .	44
2.4. Messung der Abschirmfaktoren des magnetischen Schildes durch die Herstellerfirma Sekels . . . . .	53
B.1. Globale Parameter der „Differential Evolution“ . . . . .	130
B.2. Von der „Differential Evolution“ gefundene Parameterwerte zur Optimierung der MOT . . . . .	134



# DANKSAGUNG

---

Ich möchte an erster Stelle meinen Eltern

Erika und Erwin

Dankeschön sagen.

Vielen Dank für einfach Alles.

Und nun folgt „der Rest“ ...

Ich möchte mich zunächst bei Prof. Dr. Wolfgang Ertmer und Prof. Dr. Ernst Rasel für die beeindruckenden Rahmenbedingungen bedanken, die das Institut für Quantenoptik den forschenden Doktoranden bieten kann. Ich durfte in den letzten Jahren miterleben, wie sich das Institut stets weiterentwickelt hat und mittlerweile zu einer beachtlichen Größe angewachsen ist.

Speziell möchte ich mich dabei bei Ernst bedanken. Er bot mir die Gelegenheit meine Diplomarbeit an dem Institut anzufertigen und anschließend brachte er mir viel Vertrauen entgegen, sodass ich nahezu frei QUANTUS-II verwirklichen durfte.

Weiter gehts mit dem Sekretariat. Was wäre das Institut ohne unser Sekretariat? –Planlos! Insbesondere möchte ich Frau Pfennig danken, da ihr militärischer, aber immer liebevoller Ton mich umso mehr angespornt hat, die Finanzen des QUANTUS-II-Projekts gut zu verwalten, sodass unsere Abrechnungsmeetings meist problemlos von statten gingen.

Der nächste Dank geht an die Feinmechanik-Werkstatt. Während meiner Diplomarbeit und vor allem während der ersten zwei Jahre des QUANTUS-II-Projekts war ich wirklich häufig unten und habe bei den vielen Besprechungen viel über die gravierenden Unterschiede zwischen der Machbarkeit eines CAD-Modells und der Machbarkeit des Bauteils gelernt. Nun, wo die Apparatur steht

und tut, bin ich umso erstaunter, dass all die vielen kleinen Bauteile dieses Aufbaus wirklich zusammen passen. Nicht zu Letzt ist das Herrn Witzlau zu verdanken, der im Laufe seine jahrelangen Tätigkeit am Institut gelernt hat, genau das Bauteil zu fertigen, das man haben will und nicht zwingend das, was die technische Zeichnung dazu sagt.

Da die QUANTUS-Kooperation mittlerweile fast unübersichtlich Groß geworden ist, möchte ich mich pauschal einfach bei allen Mitgliedern des Verbundprojektes bedanken. Für die Zusammenarbeit, aber auch für die Abende zwischen den DLR-Treffen.

Und jetzt kommen endlich all diejenigen, die das Gelingen dieser Arbeit vor allem ermöglicht haben. Und das sind **alle Doktoranden und Post-Docs unseres Instituts!** Die sehr gute Atmosphäre im Institut macht das Institut zu weitaus mehr, als nur zu einem Arbeitsplatz. Seien es Fragen zur Physik, aber auch anderen Themen, oder das (kurzfristige) Verleihen von Geräten – im Institut wird dir immer geholfen! Insbesondere als am Wochenende eines Nachts „Regen im Labor viel“ eilten unzählige Helfer aller Experimente mitten in der Nacht zur Hilfe, sodass noch schlimmeres verhindert werden konnte.

Vielen Dank dafür!!!

Außerdem auch vielen Dank für die unzähligen schönen Feierabende und Wochenenden, die wir gemeinsam genießen! Und für alles andere ...

Jetzt soll ich noch Dankeschön Christian schreiben und auch wenn es hier nicht zählt: blümerant!

Ach ja, und einen dickes Dankeschön an das DLR und unsere Agenten Herrn Forke und Herrn Kuhl – unsere Treffen waren stets Ansporn und Spaß zugleich.

**Schlagwörter:** Insomnia, Mad Dog, Einhorn, Eischnee, Fachsprachenzentrum, FImSA, Dänemark, Schartenkach, Pool rugby, Hosengin, Wo ist das A?

# PUBLIKATIONSLISTE

- *Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms*  
M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E. M. Rasel and W. Ertmer  
Opt. Comm. 280 : 443–447, 2007
- *Bose-Einstein Condensation in Microgravity*  
T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, et al.  
Science 328(5985) : 1540–1543, 2010.
- *Quantum tests of the equivalence principle with atom interferometry*  
N. Gaaloul, H. Ahlers, T. A. Schulze, Y. Singh, S. T. Seidel, W. Herr, W. Ertmer and E. M. Rasel  
Acta astronautica 67(9-10) : 1059–1062, 2010
- *Degenerate Quantum Gases in Microgravity*  
J. Rudolph, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, T. A. Schulze, S. T. Seidel, C. Rode, V. Schkolnik, E. M. Rasel, et al.  
Microgravity science and technology 23(3) : 287–292, 2011
- *Embolic events caused by aortic thrombi: An underestimated entity?*  
D. Stoevesandt, C. Klempt, R. Scheubel, W. Herr, S. Hettwer, K. Werdan, R. E. Silber, T. Kraya, O. Thews and A. Schlitt  
Journal of Thrombosis and Thrombolysis (Online First), 2012

## Proceedings

- *Cold atom sagnac interferometer*  
T. Wendrich, M. Gilowski, T. Mueller, et al.  
Proceedings of the 2007 IEEE international frequency control symposium  
– Jointly with the 21st european frequency and time forum  
Vol 1–4 : 647–647, 2007
- *iSense: A Portable Ultracold-Atom-Based Gravimeter*  
M. de Angelis, M. C. Angonin, Q. Beaufils, et al.  
Proceedings of the 2nd european future technologies conference an exhibition 2011  
Procedia Computer Science 7 : 334–336, 2011



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Waldemar Herr  
Geburtstag 06.12.1981 in Tokmak, ehem. UdSSR  
Familienstand ledig

## Promotions-Studium

seit 01/2008 *Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik*  
in der Arbeitsgruppe von  
Prof. Dr. Ernst Maria Rasel  
Thema: „Analyse eines Atomaren Gravimeters  
hinsichtlich eines Quantentest des  
Äquivalenzprinzips“

## Studium

11/2007 *Diplom in Physik*  
Leibniz Universität Hannover

10/2006 – 11/2007 *Diplomarbeit*  
Thema: „Realisierung eines schmalbandigen  
Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung  
zur rauscharmen Detektion und Manipulation  
von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe der  
Atom-Licht-Wechselwirkung“

10/2002 – 11/2007 *Studium der Physik*  
an der Leibniz Universität Hannover

## Ersatzdienst

06/2001 – 2002 *Zivildienst* an der Kinderklinik,  
Medizinische Hochschule Hannover

## Schulabschluss

06/2001 *Abitur*  
am Gymnasium Schillerschule, Hannover



## Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Dissertation selbständig verfasst und die benutzten Hilfsmittel und Quellen sowie gegebenenfalls die zu Hilfsleistungen herangezogenen Institutionen vollständig angegeben habe, und dass diese Dissertation nicht schon als Masterarbeit, Diplomarbeit oder ähnliche Prüfungsarbeit verwendet worden ist.

---

(Waldemar Herr)