

REALISIERUNG ERSTER  
QUANTENENTARTETER GASE  
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. Tim van Zoest,  
geboren am 25.09.1976 in Friedberg/Hessen

2008

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer  
Korreferent: Prof. Dr. L. Santos  
Tag der Promotion: 04. Juli 2008

# ZUSAMMENFASSUNG

Kalte Quantengase und speziell die Bose-Einstein-Kondensation bilden seit ihrer ersten Realisierung im Jahr 1995 ein neues und schnell wachsendes Forschungsfeld. Interessante quantenmechanische Phänomene wie Materiewellen-Interferenzen, Superfluidität, Solitonen oder Bloch-Oszillationen werden in zahlreichen Laboren weltweit untersucht. Auf dem Gebiet der Quantensensorik können solche Kondensate als ideale kohärente atomare Quelle dienen. Quantensensoren bieten vielversprechende Anwendungen vom Gebiet der Geodäsie über die Metrologie bis hin zu wichtigen Fragestellungen der fundamentalen Physik wie z.B. Tests des Äquivalenzprinzips. Hochpräzise Inertialsensoren können mit frei fallenden Atomen realisiert werden, die Empfindlichkeit steigt dabei quadratisch mit der Flugzeit. Eine Erhöhung der Sensitivität auf diesem Wege stellt hohe Anforderungen an die Minimierung der Temperatur der atomaren Ensembles und an die Realisierung einer vibrationsarmen Umgebung. Die Schwerelosigkeit bietet bei vielen dieser Fragestellungen den Vorteil von bisher unerreichten Regimes der kältesten Temperaturen, Erreichen makroskopischer Dimensionen der Materiewellenlänge sowie lange und ungestörte freie Entwicklungszeiten im Sekundenbereich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur zur Realisierung eines Bose-Einstein Kondensates (engl. „Bose-Einstein Condensate“, BEC) in schwerelosere Umgebung aufgebaut und das erste Bose-Einstein Kondensat unter Mikrogravitation verwirklicht. Für die Umsetzung des Projektes wurde als Mikrogravitationsplattform der Fallturm in Bremen gewählt, der mit 4,7 Sekunden freiem Fall, einer Repetitionsrate von 3 Experimenten am Tag, einer Mikrogravitationsgüte von  $\Delta g/g < 10^{-5}$  im Frequenzbereich von 0 bis 500 Hz und einer relativ leichten Zugänglichkeit zum Experiment die ideale Plattform darstellt. Der geringe Nutzraum von 170 cm Höhe und 60 cm Durchmesser, die Restriktion der zur Verfügung stehenden Energie durch Batterieversorgung, das maximal zulässige Gesamtgewicht von 500 kg sowie die notwendige Fernsteuerung des Experiments sind Rahmenbedingungen, die diesen Aufbau zum Prototypen eines mobilen BEC-Experiments für den Einsatz in ballistischen Raketen (TEXUS-Programm) oder im Weltraum (Raumstation ISS, Raumtransporter ATV) machen.

Realisiert wird das Bose-Einstein-Kondensat durch einen Atomchip [1], der die benötigten Magnetfelder für die Speicherung und Manipulation der eingesetzten Rubidiumatome bereitstellt. Atomchips bieten den Vorteil der geringen Energieaufnahme bei gleichzeitiger Erreichung größter Magnetfeldgradienten, was die für das Erreichen eines Bose-Einstein Kondensates notwendige evaporative Kühlung in den temporalen Bereich von einer Sekunde bringt. Hierdurch erst lässt sich das BEC während des freien Falls von 4,7 Sekunden generieren. Die Planung und die Umsetzung des Experimentes zielten auf eine robuste Apparatur für den Einsatz unter hohen Abbremsbeschleunigungen (50 g) ab. Die Integration aller Komponenten in die Apparatur sowie die Optimierung der Bose-Einstein Kondensation erfolgte zunächst am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität in Hannover und wurde nach Abschluss der Tests an das „Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation, ZARM“ überführt. Mit der Realisierung des ersten schwerelosen Kondensates am 13.11.2007 folgte im März 2008 die erste freie Entwicklung eines Kondensates im Zeitraum von einer Sekunde. Mit diesem Experiment sind neue Wege für viele Anwendungen gerade im Bereich der hochpräzisen Messungen durch Atominterferometer oder der Untersuchung von Kondensaten auf makroskopischen Längenskalen geschaffen worden. Die Konvergenz von hochsensiblen optischen Systemen, kalten Quantengasen auf der einen Seite und weltraumtauglichen, kompakten und ferngesteuerten Experimenten auf der anderen Seite ist demonstriert.

Schlagworte: Bose-Einstein-Kondensation, Schwerelosigkeit, Fallturm



# ABSTRACT

Physics based on laser cooled atomic ensembles and quantum degenerate gases, such as Bose-Einstein Condensates, became a fast growing field of research since the first realization of a Bose-Einstein Condensate with a dilute gas of atoms in 1995. Many quantum mechanical phenomena like matter waves interferences, superfluidity, solitons or Bloch-oscillations are research subjects in various laboratories worldwide. On the field of quantum sensors, condensates can serve as an ideal coherent atomic source. These quantum sensors have promising applications ranging from geodesy over metrology up to fundamental questions as tests of the equivalence principle. Inertial sensors can be realized with free-falling atoms, whereas the sensitivity increases with the quadratic time of flight. An increase of the sensitivity in this way gives the need of environments with low vibrations and of minimizing the energy to unprecedented temperatures. Microgravity offers the advantage of unequaled regimes of coldest temperatures, macroscopic dimensions of matter waves and longest free evolution of the condensate on the time scale of seconds.

Within the scope of this thesis, an experiment for the implementation of a Bose-Einstein Condensate in microgravity was designed and constructed followed by the realization of the first BEC under zero-gravity. The droptower in Bremen was chosen to be the most ideal platform, since there is a relatively easy access to the experiment, excellent micro-gravitational conditions of  $\Delta g/g < 10^{-5}$  in the frequency range of 0 to 500 *Hz*, 4.7 seconds of free fall and a repetition rate of up to three drops per day. The restrictions on the usable space (170 *cm* height with a diameter of 60 *cm*), the available power of the battery, the maximum weight and the exigency of a remote controlled system are basic conditions, that make this apparatus a prototype of a mobile BEC experiment implementable in ballistic rockets (TEXUS) or space missions like the ISS (International Space Ship) or the space carrier ATV (Automated Transfer Vehicle).

The experiment is realized by the use of an atom chip [1], which generates the necessary magnetic fields for trapping the rubidium atoms. Atomchips are excellent tools due to their small energy consumption with the possibility to create high magnetic field gradients which results in a fast evaporative cooling process of the atoms. The creation of a BEC within a free fall of 4.7 seconds is possible through this. The design and construction was made for the high decelerations up to 50 *g* at the impact of the drop capsule, in which the experiment is mounted. The first BEC within this apparatus was realized in the Institute of Quantum Optics in Hannover, before the experiment was relocated at the drop tower in Bremen. The implementation of the first BEC in microgravity on November 13th, 2007 was followed by the first free evolution of a condensate in the time domain of 1 second. This experiment can open new roads for applications especially in the field of atom interferometers. The interplay of a high sensitive optical systems and quantum optics on the one hand and a compact, robust and remote controlled experiment on the other hand is shown. With that, it is possible to implement quantum optics in space.

Keywords: Bose Einstein Condensation, droptower, microgravity



# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Statistik wechselwirkungsfreier Gase . . . . .	7
2.1.1	Die kritische Temperatur . . . . .	8
2.1.2	Phasenraumdichte . . . . .	11
2.2	Das wechselwirkende Ensemble und Thomas-Fermi-Limit . . . . .	12
2.2.1	Die Gross-Pitaevskii-Gleichung . . . . .	12
2.2.2	Ausheillänge . . . . .	14
2.2.3	Thomas-Fermi Näherung . . . . .	15
2.3	Dynamik und freie Entwicklung . . . . .	16
2.3.1	Freie Expansion einer thermischen Wolke . . . . .	16
2.3.2	Freie Expansion eines Bose-Einstein-Kondensates . . . . .	17
2.4	Grundlagen der Atominterferometrie . . . . .	19
2.4.1	Kohärenzlänge und fernwirkende Ordnung . . . . .	19
2.4.2	Prinzip eines Atominterferometers . . . . .	20
2.5	Das gravitationsfreie Inertialsystem . . . . .	22
2.5.1	Levitation der Atome . . . . .	22
2.5.2	Vorteil schwereloser degenerierter Gase für die Quantenmetrologie . . . . .	23
2.5.3	Quantenreflektionen an einer Oberfläche . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Konvention des kartesischen Koordinatensystems . . . . .	27
3.2	Der Fallturm Bremen . . . . .	28
3.2.1	Aufbau der eingesetzten Fallkapsel . . . . .	31
3.2.2	Zusammenstellung der Kapselkomponenten . . . . .	32
3.3	Vakuumsystem . . . . .	33
3.3.1	Vakuumpumpen . . . . .	35

3.3.2	Aufhängung der Kammer . . . . .	36
3.4	Auswahl der Atomspezies und Atomquelle . . . . .	37
3.5	Erzeugung und Kontrolle der Magnetfelder . . . . .	37
3.5.1	Externe Felder . . . . .	38
3.5.2	Atomchip . . . . .	41
3.5.3	Magnetische Abschirmung . . . . .	45
3.6	Das Lasersystem . . . . .	47
3.6.1	Modulationstransferspektroskopie . . . . .	47
3.6.2	MOPA-Modul . . . . .	49
3.6.3	Lock-Schema . . . . .	50
3.6.4	Aufteilungsmodul . . . . .	51
3.6.5	Strahlaufweitung . . . . .	53
3.7	Abbildungssystem . . . . .	54
3.8	Rechnergestützte Experimentsteuerung . . . . .	58
3.8.1	PXI-Messrechner . . . . .	59
3.8.2	Experimentsteuerung und Regelung der Laser . . . . .	62
3.8.3	Datenerfassung . . . . .	64
3.9	Anordnung der Komponenten in der Fallkapsel . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Erzeugung ultrakalter Atome</b>	<b>67</b>
4.1	Die makroskopische magneto-optische Falle . . . . .	67
4.2	Chipbasierte Fallen . . . . .	70
4.2.1	Atome in der Chip-basierten MOT . . . . .	71
4.2.2	Kühlen in der optischen Melasse und Umpumpen . . . . .	71
4.2.3	Fangen in der Ioffe-Pritchard Falle (Z-Falle) . . . . .	74
4.2.4	Weitere Konstellation einer Magnetfallen auf dem Chip . . . . .	76
4.3	Evaporatives Kühlen . . . . .	78
4.3.1	Phasenraumdichteerhöhung . . . . .	79
4.3.2	Relaxation der Falle . . . . .	80
4.4	Phasenübergang . . . . .	82
4.5	Haltefalle und Detektion . . . . .	86
<b>5</b>	<b>Erste Bose-Einstein Kondensate in Mikrogravitation</b>	<b>89</b>
5.1	Transport der Apparatur . . . . .	89
5.2	Vorbereitungsphase am Fallturm . . . . .	90
5.2.1	Temperaturstabilität des Systems . . . . .	90
5.2.2	Auswirkung der Temperatur auf die Atomzahl . . . . .	91
5.2.3	Labortests mit veränderter Schwerkraft . . . . .	92
5.2.4	Erzeugung von Kondensaten im Turm . . . . .	96
5.3	Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten unter Schwereelosigkeit . . . . .	96
5.3.1	Auslösezeitpunkt . . . . .	96

---

5.3.2	Wahl der Experimentparameter . . . . .	97
5.3.3	Gravitationsverschiebung in der Falle unter Schwerkraft . . . . .	97
5.3.4	Erstes Bose-Einstein-Kondensat unter Schwerelosigkeit . . . . .	98
5.4	Dipol-Oszillationen des Kondensats . . . . .	99
5.5	Ultralange Entwicklung des Kondensats . . . . .	101
5.5.1	Lebensdauer in flachen Fallen . . . . .	102
5.5.2	Ausbreitung der atomaren Wolke . . . . .	103
5.5.3	Aktuelle Untersuchungen der Expansion . . . . .	105
5.6	Untersuchungen optischer Abbildungsfehler . . . . .	107
5.7	Anstehende technische Modifikationen . . . . .	109
5.7.1	Adiabatische Passage in unmagnetische Zustände . . . . .	109
5.7.2	Bragg-Beugung des Kondensats . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Rubidium-Daten</b>	<b>119</b>
<b>B</b>	<b>Vakuumkammer</b>	<b>121</b>
<b>C</b>	<b>Spulenkörper</b>	<b>125</b>
<b>D</b>	<b>Magnetfelder</b>	<b>129</b>
<b>E</b>	<b>Stromtreiber</b>	<b>131</b>



# EINLEITUNG

Um das Jahr 1590, als Galileo Galilei Lektor für Mathematik an der Universität Pisa war, führte ihn seine Wissenschaft auch zu den Pendelbewegungen und Fallgesetzen. Galilei nutzte zur Untersuchung letzterer eine schiefe Ebene, auf die er verschiedene Kugeln hinab rollen ließ. Die Behauptung, er habe Fallversuche am Schiefen Turm vorgenommen, kann durch keine seiner Schriften wirklich belegt werden. Galilei unternahm so die ersten Untersuchungen zur Gravitation und der Massenanziehung überhaupt [2]. Er folgerte aus seinen Beobachtungen das schwache Äquivalenzprinzip, das besagt, dass alle Körper im Vakuum das gleiche Fallverhalten aufweisen. Jedoch halfen diese Ergebnisse nicht, den freien Fall selbst zu verstehen. Bis heute beschäftigten sich Wissenschaftler mit dem Verständnis dieser Kraft und versuchen die Stärke der Gravitationskraft, beschrieben durch die von Cavendish erstmals quantitativ bestimmte Gravitationskonstante  $G$  [3], immer genauer zu bestimmen [4]. Doch die relative Schwäche der Kraft und der Umstand, dass es keine Abschirmung hierfür gibt, machte eine präzise Bestimmung dergleichen schwer.

Eine andere Art dieser beschleunigten Bewegung ist die Rotation. Die Erdrotation wurde das erste Mal in einem Pendelversuch gemessen, der erstmals 1661 von Vincenzo Viviani durchgeführt und 1851 von Foucault wiederholt wurde, nach diesem dieser Versuch dann auch benannt wurde [5]. Das Pendel von Foucault kann in gewisser Weise schon als eine Präzisionsmessung der (Erd)rotation gesehen werden.

Fast zeitgleich mit Viviani, etwa 20 Jahre später, beschäftigte sich Newton mit der Mechanik und den von Kepler formulierten Gesetzen. Er postulierte Bewegungsgesetze [6], die überall gleich gültig waren, auf der Erde und am Himmel, was zu dieser Zeit keine Selbstverständlichkeit war. Die Newtonschen Gesetze bildeten für über zwei Jahrhunderte die Grundlage für die physikalische Beschreibung der Natur, bis sie durch die Einsteinsche Relativitätstheorie als ein Spezialfall eingeordnet wurde [7]. Einsteins allgemeine Relativitätstheorie beinhaltet auch die Erweiterung auf das „starke Äquivalenzprinzip“, indem sich ein beliebiges Experiment in zwei gleich beschleunigten Inertialsystemen völlig gleich verhält. Das zieht nach sich, dass nicht nur wie im schwachen

Äquivalenzprinzip die Gravitationskonstante, sondern jede Naturkonstante unabhängig von Ort und Zeit sein muss.

Jedoch sind heute Zweifel angebracht, ob das Äquivalenzprinzip richtig ist, so zum Beispiel die zeitliche Änderung von  $G$  wie auch deren Abhängigkeit von der Beschaffenheit eines Körpers. Die Schwierigkeiten der Vereinheitlichung der Gravitation mit der Quantenmechanik sowie das Verständnis der Ausgestaltung der fundamentalen Kräfte in ihrer uns bekannten Form führte schon kurz nach der Entdeckung der Relativitätstheorie zur Hinterfragung wichtiger Grundlagen der Physik wie dem Postulat des Äquivalenzprinzips sowie die Konstanz der Naturkonstanten. Aktuelle Entdeckungen wie die der dunklen Materie und Energie bzw. der Annahme einer von null verschiedenen kosmologischen Konstante fordern erneut unser Verständnis der Natur und unserer Modelle heraus. Bisherige Messungen konnten noch keine zeitliche Änderung der Naturkonstanten feststellen, jedoch können sie immer eine obere Grenze der Konstanz aufzeigen. Tests des Äquivalenzprinzips sind daher auch Tests der allgemeinen Relativitätstheorie. Entfernungsmessungen des Mondes konnten zeigen, dass der Unterschied des Verhältnisses  $M_G/M_I$  von schwerer zu träger Masse zwischen Erde und Mond kleiner als  $\Delta(M_G/M_I) = 10^{-12}$  und die zeitliche Variation kleiner als  $\dot{G}/G = 10^{-12}$  ist [8] (was immerhin 83-mal kleiner als das inverse Alter des Universums ist). Das ist der bis heute genaueste Test des schwachen Äquivalenzprinzips.

Messungen von Beschleunigungen und Rotationen haben seit den oben genannten Beispielen zu immer genaueren und höher auflösenden Experimenten geführt. So haben sich in den vergangenen 20 Jahren Atominterferometer zu exzellenten hochsensitiven Messinstrumenten entwickelt [9, 10, 11]. Atominterferometer profitieren zudem immens von der rasant wachsenden Technologie der Kontrolle über Atome durch Laserlicht und von der Erzeugung ultrakalter atomarer Ensembles sowie der rapiden Entwicklung des Feldes der quantenentarteten Gase. Bei diesen quantenentarteten Gasen handelt es sich um die makroskopische Besetzung der energetisch tiefsten Zustände, im Falle von Bosonen sogar dem energetisch tiefsten Zustand.

Das theoretische Gerüst für die Quantenentartung von Bosonen existiert seit 1925. Satyendranath Bose verfasste 1924 eine Abhandlung über „Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese“ [12], in dem er auf die Quantenstatistik von Photonen einging. Albert Einstein nahm diese These auf und wendete sie auf Atome mit ganzzahligem Spin an [13, 14]. Diese Statistik begründete die Vorhersage der Bose-Einstein-Kondensation<sup>1</sup>. In den Folgejahren wurde oftmals diskutiert und versucht, das Bose-Einstein Kondensat zu realisieren, z.B. durch die Kühlung und Verflüssigung von Helium. 1938 konnte so ein Phasenübergang festgestellt werden, der der Bose-Einstein-Kondensation zugeordnet werden konnte. Durch die starken molekularen Wechselwirkungen von  ${}^4\text{He}$  kann man hier allerdings kaum von der Kondensation eines idealen Gases sprechen [17, 18, 19]. 1995 gelang es schließlich den Gruppen um Ketterle ein Kondensat aus

---

<sup>1</sup>Neben der Bose-Einstein-Statistik gibt es noch die Fermi-Dirac-Statistik, die im Gegensatz zu den Bosonen mit ganzzahligem Spin die Fermionen mit halbzahligem Spin beschreibt (einen guten Überblick bietet [15]). Das erste degenerierte Fermi-Gas konnte 1999 realisiert werden [16].

Natrium [20] sowie Cornell und Wieman ein Bose-Einstein Kondensat aus  $^{87}\text{Rb}$  [21] zu erzeugen, für das sie 2001 den Nobelpreis erhielten. Seit der ersten Realisierung ist die Anzahl der Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten förmlich explodiert. So konnten mittlerweile zahlreiche Kondensate mit anderen Elementen hergestellt werden: H,  $\text{He}^*$ , Li, Na, K, Cr, Rb, Cs und Yb.

Die Bose-Einstein Kondensation hat die einzigartige Eigenschaft, dass eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes eintritt, in dem die Bosonen eine interatomare Kohärenz ausbilden. Diese makroskopische Wellenfunktion zeigt vollen Wellencharakter, so konnten 1997 erstmals Interferenzen zwischen zwei Kondensaten nachgewiesen werden [22]. Als Analogon zum Laser als monochromatische Quelle für Licht kann ein degeneriertes Gas als monochromatische atomare Quelle aufgefasst werden. Dieses Prinzip wird in einem Atomlaser verfolgt [23], wo die Atome meist durch Radiofrequenzübergänge in ungefangene magnetische Unterzustände ausgekoppelt werden [24]. Bose-Einstein-Kondensate bieten durch ihre kälteren und energetisch günstigeren Eigenschaften eine geeignete Basis als atomare Quellen für Atominterferometer.

Wie die Sensitivität in einem klassischen Lichtinterferometer mit der Armlänge gesteigert werden kann, so ist bei einem Atominterferometer die freie Entwicklungszeit der Atome der entscheidende Parameter. Die Sensitivität solcher Inertialsensoren wächst dabei quadratisch mit der Zeit der freien Entwicklung. Um diese freie Entwicklungszeit zu erhöhen, wurden verschiedene Ansätze entwickelt, so zum Beispiel atomare Fontänen, in welchen Atome gegen die Gravitation beschleunigt werden. Die durch die Gravitation verursachte Rückwärtsbewegung verdoppelt so die effektive freie Flugzeit der Atome [11, 25]. Alternativ kann die Vakuumapparatur verlängert [26] oder die Gravitation fast ausgeschaltet werden. Letzteres ist entweder durch das Anlegen einer der Gravitation entgegenwirkenden Kraft (Levitation) oder durch den Wechsel in ein „mitbewegtes“ Bezugssystem möglich, was sich auf verschiedenen Mikrogravitationsplattformen erreichen lässt. Die Internationale Raumstation, Raumtransporter wie das europäische „Automated Transfer Vehicle“ (ATV), Parabelflüge, ballistische Raketen und Fallturmexperimente bieten Vor- und Nachteile schwerelosere Umfelder. Das erste Präzisionsexperiment mit kalten Atomen, das die Vorteile des ausgedehnten freien Falls ausschöpfen möchte, ist das ACES-Projekt [27], das zwei Atomuhren (PHARAO) auf der Weltraumstation betreiben wird [28]. Im Gegensatz zur Raumstation oder den Parabelflügen haben die anderen Plattformen jedoch eine deutlich bessere Mikrogravitationsqualität, etwa  $\Delta g/g \approx 10^{-6}$  verglichen mit etwa  $10^{-3}$ . Fallturmexperimente haben zudem den bestmöglichen Zugang zum Experiment, jedoch die kürzeste Mikrogravitationsdauer. Der Fallturm in Bremen am „Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation“, ZARM, bietet eine Dauer des freien Falls von 4,7 Sekunden, die sich durch Zuhilfenahme eines Katapults auf etwa 9 Sekunden ausdehnen lässt.

Die Implementierung eines BECs als atomare Quelle für ein solches Atominterferometer bringt weitere entscheidende Vorteile mit sich. Zum einen ist die Expansionsgeschwindigkeit eines Kondensates hauptsächlich durch seine Wechselwirkungsenergie in der Falle gegeben. Durch die angestrebten langen Expansionszeiten sind die ultrakalten

Temperaturen und flachen Fallen mit sehr niedrigen Fallenfrequenzen und somit verminderter Wechselwirkungsenergie im Sub-Hertz-Bereich ein entscheidender Parameter. Der anschließende ausgedehnte freie Fall ohne einschließende Potentiale garantiert eine fast vibrationslose Umgebung des Systems. Ein weiterer Faktor für das Steigern der Sensitivität ist theoretisch das Unterschreiten des Quantenprojektionsrauschens (auch Schrotrauschen,  $\propto 1/\sqrt{N}$ ). Bose-Einstein-Kondensate bieten dafür das nötige Potenzial um das letztendlich fundamentale Heisenberg-Limit [29] zu erreichen ( $\propto 1/N$ ). Damit ließe sich die Genauigkeit um einen weiteren Faktor  $1/\sqrt{N}$  steigern. Das kann mit verschränkten Teilchen und der Benutzung beider Interferometereingängen mit korrelierten Bose-Einstein-Kondensaten [30, 31] oder gequetschten Zuständen [32, 33, 34], wie sie zuerst für atomare Uhren vorgeschlagen wurden, geschehen. Dieser Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten hat jedoch bislang keine technische Anwendung gefunden. Die praktische Relevanz solcher Systeme ist abzuwarten, zumal auch das technische Rauschen geringer als die Grenze des Schrotrauschens sein muss. Ein höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis lässt sich durch mehr Atome im Kondensat erzielen. So ist die Steigerung der Teilchenzahl im Kondensat auf  $10^6$  Atome ein Ziel, was in einer Nachfolgeapparatur angestrebt wird (Kap. 6).

Für das Erreichen dieses Zieles ist die Implementierung atomoptischer Elemente bis hin zur Realisierung eines vollständigen Atominterferometers in einer schwerelosen Umgebung ein erster Schritt. So zielt dieses Projekt auf die Entwicklung neuer atomoptischer Technologien für den Einsatz auf oben genannten Plattformen hin. Wichtige Punkte sind hierbei gerade die mechanische und thermische Stabilität solcher Komponenten. Darüber hinaus muss ein atomoptisches Experiment mit weiteren Einschränkungen kompatibel sein. So haben alle aufgezeigten Mikrogravitationsplattformen gewisse Restriktionen bezüglich Gewicht, Leistungsaufnahme, Kühlleistung, räumliche Ausmaße und Steuerung durch den Experimentator.

Alle diese Punkte waren Motivation für die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensates in einer schwerelosen Umgebung. Zum Einen kann die Interoperabilität von atomoptischen und weltraumtauglichen Experimenten gezeigt werden. Hierbei sind die Kontrolle der Restbewegung atomarer Ensembles und eine gute Reproduzierbarkeit wichtig. Oben beschriebene Steigerungen der Empfindlichkeit sind natürlich nur sinnvoll, wenn auch die systematischen Fehler auf eine vergleichbare Größenskala reduziert werden können. Außerdem lassen sich neben der Eigenschaft als ideale Quelle für atomare Inertialsensoren weitere wissenschaftliche Experimente unter Schwerelosigkeit verwirklichen wie die Untersuchung der Kohärenzzeit eines BECs, Erzeugung kältester Temperaturen, Realisation von sehr schwachen Fallen, in welchen die Gravitationskraft nicht kompensiert werden muss, bis hin zu sphärischen Atomlasern mit einer konstanten de Broglie-Wellenlänge. Als ideale Plattform für die Realisierung wurde der Fallturm in Bremen ausgewählt, der neben den oben beschriebenen Vorzügen der exzellenten Mikrogravitation auch eine sehr gute Zugänglichkeit zum Experiment bietet. Das Evakuieren und Wiederbelüften des Turms stellt die obere Grenze der Repetitionsrate dar, die auf 3 Fallversuche am Tag limitiert ist, jedoch kann hier im Gegensatz zu

---

Parabelflügen oder Raumtransportern täglich operiert werden.

Auf Basis dieser Punkte und mit den oben genannten Zielen wurde 2004 in einer Kooperation mit der Universität Hamburg, der Humboldt-Universität Berlin, der Universität Bremen, dem Max-Planck Institut in München und der Universität Ulm das Projekt „QUANTUS“ gegründet. Im Verlauf der folgenden drei Jahre konnte ein Experiment aufgebaut werden, was auf die Rahmenbedingungen des Fallturms Bremen angepasst war. Mit einer maximalen Größe von 173 *cm* und einem Durchmesser von 60 *cm* für das gesamte System inklusive aller Lasersysteme, Elektronik, Computersteuerungen, Akkus, Stromtreiber und natürlich dem Vakuumsystem ist somit das bis dato kompakteste BEC-Experiment geschaffen worden. Der notwendige geringe Energieverbrauch kann durch den Einsatz eines „Atomchips“ [1] realisiert werden, der am MPQ von der auf diesem Gebiet erfahrenen Gruppe um J. Reichel (jetzt ENS, Paris) gefertigt wurde. Wesentlich an der Entwicklung der Laser war die Zusammenarbeit mit den Universitäten Hamburg und Berlin, wodurch sehr kompakte Laserkomponenten entstanden sind, die nicht nur im vorliegenden Projekt eingesetzt werden, sondern mittlerweile zu einer Alternative herangereift sind, die auch in weiteren Experimenten wie dem Cold Atom Sagnac Interferometer (Hannover) [35], dem Projekt ATLAS (Hannover) oder dem „High Precision Mobile Atom Interferometer“ (Berlin) im Rahmen von FINAQS (Future Inertial Atomic Quantum Sensors) Verwendung finden. Der Zusammenbau des Experimentes erfolgte am Institut für Quantenoptik der Leibniz-Universität Hannover, die kompakte und robuste Auslegung des Systems ermöglichten danach einen relativ einfachen Transport an den Fallturm Bremen. Im März 2007 konnte mit diesem Experiment das erste Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden, das nach stetiger Verbesserung der einfließenden Parameter in einer sehr zuverlässigen Erzeugung von Rb-Kondensaten resultierte. Der Umzug des Experiments folgte im September 2007 an den Fallturm Bremen. Durch den übersichtlichen Aufbau konnte das Experiment innerhalb eines Tages abgebaut, transportiert und wieder aufgebaut werden, noch in der darauf folgenden Nacht wurde wieder das erste Kondensat erzeugt. Der chronologische Ablauf vom Aufbau des Experimentes über die Realisierung des ersten BECs in Hannover, dem Transport an den Fallturm mit Tests vor den ersten Fallexperimenten, der Realisierung des ersten BECs unter Schwerelosigkeit bis hin zum Erreichen von einer vollen Sekunde der freien Entwicklung eines Kondensates spiegelt auch den Aufbau der vorliegenden Arbeit wider:

Kapitel 2 ruft die theoretischen Grundlagen für die durchgeführten Experimente ins Gedächtnis und gliedert sich einerseits in die Beschreibung der Grundlagen für bosonische quantenentartete Gase sowie deren quantenmechanischer Beschreibung durch die Gross-Pitaevskii Gleichung und andererseits in die Dynamik und der freien Entwicklung von Kondensaten in gravitationsfreien Inertialsystemen. In Kapitel 3 folgt der gesamte experimentelle Aufbau der Apparatur. Da mit dieser Arbeit die erste vollständige Beschreibung des Experimentes vorliegt, sind hier relativ viele Details beschrieben, auf die sich zukünftige Mitarbeiter des Experimentes stützen können. Kapitel 4 beschreibt chronologisch den Weg von der Erzeugung der magneto-optischen Falle bis zum Er-

reichen des Phasenübergangs. Dieser Ablauf ist praktisch in jedem Experimentzyklus gegeben und spiegelt auch den Werdegang des Experimentes mit allen bis dahin notwendigen Optimierungsschritten wider. Die Erzeugung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit ist in Kapitel 5 beschrieben. Hier ist der Status des Experiments ab dem Umzug zum Standort Bremen ebenfalls chronologisch dargestellt, vom Umbau der Apparatur über die ersten Test bis zum ersten Bose-Einstein Kondensat unter Schwerelosigkeit und schließlich dem Erreichen von bisher unerreichten freien Entwicklungszeiten von einer Sekunde. Das Kapitel 6 legt die weitere Strategie des Experiments dar und gibt einen Ausblick auf die Zukunft des Projekts. Wichtige Punkte sind hier die Weiterentwicklung der Apparatur sowie der Neuaufbau einer nächsten Generation mit dem Ziel, mehr kondensierte Atome ( $\sim$  Faktor 50) auch im Katapultbetrieb mit einer Mikrogravitationsdauer von 9 Sekunden zu realisieren. Die Ausweitung von Experimenten mit degenerierten Gasen auf andere Plattformen wie ballistischen Raketen oder Raumgleitern mit wesentlich längeren Zeiten der Schwerelosigkeit soll keine virtuelle Vorstellung bleiben. Die Zielrichtung möglicher atomoptischer Experimente im Welt- raum bleibt die führende Motivation und fordert die Methoden und Konzepte der Atom- und Quantenoptik heraus.

---

# THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die wesentlichen theoretischen Grundlagen für das weitere Verständnis dieser Arbeit gelegt. Zunächst erfolgt eine Beschreibung nicht wechselwirkender Teilchen, die sich auf den Bereich der Statistik mit thermodynamischen Größen stützt. Im Kapitel 2.2 folgt die quantenmechanische Betrachtung mit der Beschreibung der Kondensatwellenfunktion und einer vereinfachten Beschreibung durch die Thomas-Fermi-Näherung. Die für diese Arbeit wesentliche freie Entwicklung von atomaren Ensembles beschreibt das Kapitel 2.3. Um den Einsatz von kondensierter Materie für die Atominterferometrie zu motivieren, werden grundlegende Prinzipien hierzu in Kapitel 2.4 erläutert, gefolgt von den Vorteilen der Schwerelosigkeit in Kapitel 2.5.

## 2.1 Statistik wechselwirkungsfreier Gase

Besonders interessant an der Bose-Einstein-Kondensation ist, dass die dieses Phänomen ausschließlich auf der Statistik bosonischer Teilchen beruht. Diese Statistik wurde, um eine Verbindung zur Planckschen Formel herzustellen, von S.N. Bose im Kontext der Lichtquantenhypothese aufgezeigt [12] und von A. Einstein auf das ideale Gas angewandt [13, 14]. Die daraus folgende, sogenannte Bose-Einstein Verteilungsfunktion beschreibt die Besetzung  $N_i$  der einzelnen Energieniveaus  $i$ <sup>1</sup>:

$$N_i = \frac{1}{\exp\left[\frac{\epsilon_i - \mu}{k_B T}\right] - 1}, \quad (2.1)$$

$T$  die Temperatur des Ensembles,  $\epsilon_i$  die Energie des  $i$ -ten Zustands,  $k_B \approx 1,38 \cdot 10^{-23} J/K$  die Boltzmann-Konstante und  $\mu$  das chemische Potential, welches bei gegebener Temperatur und Atomzahl die Verteilung der Teilchen auf die jeweiligen Ener-

---

<sup>1</sup>Für die in der Einleitung beschriebene Fermi-Dirac-Verteilung gilt  $N_i = \frac{1}{(\exp(\epsilon_i - \mu/k_B T) + 1)}$  [36]

gieniveaus beschreibt<sup>2</sup>. Wird über die Teilchenzahl in allen Niveaus summiert, so ergibt sich für die Gesamtteilchenzahl  $N$ :

$$N = \sum_i N_i = \sum_i \frac{1}{\exp\left[\frac{\epsilon_i - \mu}{k_B T}\right] - 1}. \quad (2.2)$$

Das chemische Potential  $\mu$  ist dabei immer kleiner als die Energie des Grundzustands  $\epsilon_0$ , da sich sonst für den Grundzustand eine negative Besetzungszahl ergeben würde, was physikalisch nicht sinnvoll ist. Mit immer kleineren Temperaturen wächst das chemische Potential immer weiter gegen den Wert  $\epsilon_0$  an und es kommt zu einer makroskopischen Besetzung des Grundzustands, die Bose-Einstein-Kondensation setzt ein. Mit diesem Phasenübergang ist die kritische Temperatur  $T_c$  verbunden, die wiederum von der Zahl der Atome  $N$  und der Form des die Atome einschließenden Potentials abhängt. Die kritische Temperatur ist die höchste Temperatur, bei der eine makroskopische Besetzung des energetisch niedrigsten Zustandes vorliegen kann. Da diese im weiteren Verlauf der Arbeit oft verwendet wird, soll hier die Herleitung der kritischen Temperatur kurz skizziert werden.

### 2.1.1 Die kritische Temperatur

Das in dieser Arbeit verwendete externe Potential wird durch eine Ioffe-Pritchard-Falle verwirklicht (Kap. 4.2.3), die sich als anisotrope harmonische Falle mit den klassischen Oszillatorfrequenzen  $\omega_i$  ausdrücken lässt:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2). \quad (2.3)$$

Ausgehend von der Besetzungsverteilung der Zustände in Gleichung 2.1 kann für thermische Zustände die Summe 2.2 durch ein Integral ersetzt werden:

$$N_{ex} = N - N_0 = \int_0^\infty d\epsilon \rho(\epsilon) N(\epsilon), \quad (2.4)$$

mit

$$N(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left[\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right] - 1} \quad (2.5)$$

und der Zustandsdichte [37]:

$$\rho(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3 \omega_1 \omega_2 \omega_3}. \quad (2.6)$$

<sup>2</sup>Bei höheren Temperaturen werden die quantenstatistischen Effekte vernachlässigbar, und es kommt statt 2.1 die klassische Boltzmann-Verteilung  $N_i = 1/\exp\{(e_i - \mu)/kT\}$  heraus

Da  $\mu$  in der Nähe des Phasenübergangs fast den Wert Null annimmt, folgt für das Integral 2.4

$$N - N_0 = \int_0^\infty d\epsilon \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3 \cdot \omega_1 \omega_2 \omega_3} \cdot \frac{1}{\exp\left[\frac{\epsilon}{k_B T}\right] - 1}. \quad (2.7)$$

Die Integration führt unter der Annahme eines dreidimensionalen harmonischen Oszillatorpotentials auf die Lösung [38]:

$$N - N_0 = \zeta(3) \left( \frac{kT}{\hbar\tilde{\omega}} \right)^3, \quad (2.8)$$

mit der Riemannschen Zeta-Funktion  $\zeta$  und dem geometrischen Mittel der Fallenfrequenzen  $\tilde{\omega} = (\omega_1 \omega_2 \omega_3)^{1/3}$ . Durch die Forderung, dass bei der Übergangstemperatur gerade noch alle Atom in angeregten Zuständen sind ( $N - N_0 = N$ ) folgt die kritische Temperatur  $T = T_c$ . Es ergibt sich zusammen mit Gleichung 2.8:

$$kT_c = \frac{\hbar\tilde{\omega} N^{1/3}}{[\zeta(3)]^{1/3}} \approx 0,94 \cdot \hbar\tilde{\omega} N^{1/3}. \quad (2.9)$$

Aus der Kombination der Gleichungen 2.8 und 2.9 ergibt sich der Anteil kondensierter Atome bei der Temperatur T [37, 39]:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (2.10)$$

### Endliche Teilchenzahl

Vorangehende Überlegungen gelten eigentlich nur für unendlich viele Teilchen im Ensemble  $N \rightarrow \infty$ . Dies ist jedoch in dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment nicht erfüllt. Die typische Atomzahl liegt bei den BECs der vorliegenden Arbeit etwa zwischen 7.000 und 10.000 Atomen. Folgende Überlegungen sollen die Größenordnungen der Abweichungen dieser Parameter aufzeigen. Jedes Atom besitzt eine Nullpunktenergie, welche die kleinste mögliche Energie auf

$$\Delta\epsilon_{min} = \frac{\hbar(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)}{2} = \frac{3\hbar\omega_m}{2} \quad (2.11)$$

begrenzt. Hierbei ist  $\omega_m$  das arithmetische Mittel  $\omega_m = (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)/3$ . Diese Nullpunktenergie verschiebt das chemische Potential bei der Übergangstemperatur und somit die Übergangstemperatur selbst. Näherungsweise ergibt sich für die Verschiebung nach [40]:

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = -\frac{\omega_m \zeta(2)}{2\tilde{\omega} [\zeta(3)]^{2/3}} N^{-1/3} \approx -0,73 \frac{\omega_m}{\tilde{\omega}} N^{-1/3}. \quad (2.12)$$

Der Quotient  $\omega_m/\tilde{\omega}$  ist durch das Aspektverhältnis der Falle gegeben, also das Verhältnis von der radialen zur axialen Fallenfrequenz ( $\lambda = \omega_{rad}/\omega_{ax}$ ). Dabei findet man

$\omega_m/\tilde{\omega} = (2\lambda + 1)/3\lambda^{2/3}$ . Die Fallenendkonfigurationen, die im Fallturm unter Schwerelosigkeit vorliegen, sind fast isotrope Fallen mit  $\lambda \approx 1$ . Abbildung 2.1 zeigt, wie sich das Einsetzen der Bose-Einstein Kondensation bei kleineren Teilchenzahlen zu niedrigeren Temperaturen verschiebt. In der Abbildung ist der Extremfall des Aspektverhältnisses von  $\lambda = 10$  angenommen.  $T_c$  ist dabei die kritische Temperatur im thermodynamischen Limes,  $N_0/N$  der Anteil der Atome im Kondensat. Man erkennt, dass bei nur 7000 Atomen die Bose-Einstein Kondensation bei einer um 5,7% kleineren Temperatur einsetzt, gegenüber dem Fall im thermodynamischen Limes. Dieser Effekt liegt für dieses Experiment im Rahmen der statistischen Unsicherheit und soll daher weiter nicht berücksichtigt werden.

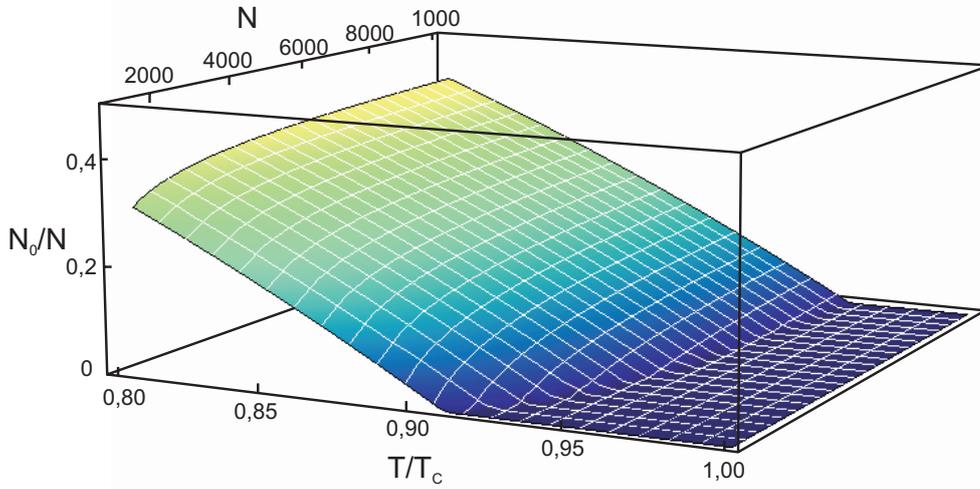


Abbildung 2.1: Einfluss der endlichen Teilchenzahl auf die Temperatur für das Einsetzen der Bose-Einstein Kondensation und den Anteil kondensierter Atome.  $T_c$  stellt die kritische Temperatur ohne die Effekte der endlichen Teilchenzahl im thermodynamischen Limes und  $N_0/N$  der Anteil kondensierter Atome dar. Für dieses Diagramm wurden Fallenfrequenzen von 10 Hz radial und 1 Hz axial angenommen, also ein Aspektverhältnis von  $\lambda = 10$ , das im Fallturm auf jeden Fall kleiner ist. Erkennbar ist, dass diese Abweichung selbst bei nur 1.000 Atomen in dieser Falle noch unter 10 Prozent ist.

Ein weiterer Effekt der endlichen Teilchenzahl ist die Verminderung der Atome im Kondensat. Dieser ergibt sich direkt aus der oben beschriebenen Verschiebung von  $T_c$  im Zusammenhang mit Gleichung 2.10:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 - \frac{\tilde{\omega}\zeta(2)}{2\omega_m[\zeta(3)]^{2/3}} \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 N^{-1/3}. \quad (2.13)$$

Nimmt man im thermodynamischen Limes einen Kondensatanteil von 50 % an, verschiebt sich dieser bei 7.000 Atomen um etwa 4,8 %. Die Schwankungen der Atomzahlen bei den Messungen sind größer, als dass man diesen Effekt messen könnte.

### 2.1.2 Phasenraumdichte

Für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation ist die Beschreibung der Phasenraumdichte unumgänglich. Durch Berechnung der Phasenraumdichte kann abgeschätzt werden, wie weit das Gas bei einer bestimmten Teilchenzahl noch gekühlt werden muss, um den Phasenübergang zu realisieren. Die Phasenraumdichte beschreibt die Zahl der Atome in einem Würfel mit der Kantenlänge der thermischen de Broglie Wellenlänge

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}. \quad (2.14)$$

Mit fallenden Temperaturen steigt das chemische Potenzial bis auf den Wert 0 an. Da das chemische Potenzial, wie oben beschrieben, nicht weiter steigen kann als die Energie des Grundzustands, entsteht bei noch kleineren Temperaturen eine makroskopische Besetzung des Grundzustands und die Phasenraumdichte nimmt makroskopische Größen an. Obige Definition gibt für die Phasenraumdichte

$$\Gamma = n_T(\mathbf{r}) \cdot \lambda_T^3 \quad (2.15)$$

Aus vorherigen Überlegungen lässt sich der Wert der Phasenraumdichte für das Einsetzen der Bose-Einstein Kondensation ermitteln. Für Temperaturen  $T < T_c$  und unter Annahme des thermodynamischen Limes ist die Dichte im thermischen Anteil durch das Integral über den Impulsraum gegeben [39]:

$$n_T(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{p} (2\pi\hbar)^{-3} \left[ \exp\left[\frac{\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \mu}{k_B T}\right] - 1 \right]^{-1} \quad (2.16)$$

mit  $\epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = p^2/2m + V_{ext}(\mathbf{r})$ . Nach Integration über den Impuls ergibt sich [39]:

$$n_T(\mathbf{r}) = \lambda_T^{-3} \cdot g_{3/2} \left( \exp\left[\frac{\mu - V_{ext}(\mathbf{r})}{k_B T}\right] \right) \quad (2.17)$$

mit

$$g_{3/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dx \sqrt{x} \cdot \frac{1}{z^{-1}e^x - 1} = \sum_{l=1}^\infty \frac{z^l}{l^{3/2}} \quad (2.18)$$

als einem Spezialfall der sogenannten Klasse der Bose-Funktionen<sup>3</sup> (siehe auch Abschnitt 2.3)

$$g_p(z) = \frac{1}{\Gamma(p)} \int_0^\infty dx x^{p-1} \frac{1}{z^{-1}e^x - 1} = \sum_{l=1}^\infty \frac{z^l}{l^p}, \quad (2.19)$$

bei dem Faktor

$$z = \exp\left(\frac{\mu}{k_B T}\right) \quad (2.20)$$

<sup>3</sup>Diese Funktionen sind in der Mathematik auch unter Polylogarithmen bekannt sind

handelt es sich um die Fugazität [39].

Die Phasenraumdichte für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation erhält man nun aus Gleichung 2.17. Für  $T < T_c$  gilt  $\mu = 0$  und somit die Fugazität  $z = 1$ . Das Produkt aus der Dichte mal der kubischen Broglie-Wellenlänge ergibt die Phasenraumdichte

$$\Gamma = n_T(\mathbf{r}) \cdot \lambda_T^3 = g_{3/2}(1) = 2,612 \quad (2.21)$$

## 2.2 Das wechselwirkende Ensemble und Thomas-Fermi-Limit

Bislang ist eine Wechselwirkung der einzelnen Teilchen untereinander noch nicht berücksichtigt worden. Dies würde bei der makroskopischen Besetzung des Grundzustands im Falle von  $^{87}\text{Rb}$  zu einer wesentlich höheren Dichte führen. Für atomare Spezies mit einer positiven Streulänge begrenzt die abstoßende Wechselwirkung der Teilchen untereinander jedoch die Dichte. Dieser Beitrag soll neben der kinetischen sowie potenziellen Energie mit einer Theorie beschrieben werden, die stationäre wie auch nicht-stationäre Situationen und somit eine Breite von physikalischen Problemen umfasst.

### 2.2.1 Die Gross-Pitaevskii-Gleichung

Ein System aus  $N$  Teilchen kann mit Hilfe der Einteilchenwellenfunktionen  $\varphi_i$  durch den Feldoperator

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \varphi_i \hat{a}_i \quad (2.22)$$

ausgedrückt werden. N. Bogoliubov hat bereits 1947 in seiner Molekularfeldtheorie (meist auch in englischsprachiger Literatur als „mean field Theorie“ bezeichnet) [41] oben beschriebenen Feldoperator aufgeteilt in [40]

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = \Psi_0(\mathbf{r}, t) + \hat{\Psi}'(\mathbf{r}, t), \quad (2.23)$$

wobei der komplexe Anteil  $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$  die Wellenfunktion des Kondensates darstellt (auch als „Ordnungsparameter“ bzw. in der englischen Literatur als „order parameter“ bezeichnet). Der Anteil  $\hat{\Psi}'(\mathbf{r}, t)$  beschreibt den nicht-kondensierten Anteil oder auch die sogenannte „Kondensatverarmung“. Die Tatsache, dass  $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$  kein Operator ist, rechtfertigt sich damit, dass es sich um eine große Zahl von Atomen im Grundzustand ( $N_0 \approx N_0 + 1$ ) handelt [39].

Um eine genauere Darstellung von der Kondensatwellenfunktion  $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$  zu erhalten, nutzen wir als Ausgangspunkt die Heisenberg-Darstellung, in der der Feld-Operator

folgende Gleichung erfüllt:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) = [\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t), \hat{H}] = \left[ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}, t) + \int \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}', t) V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}' \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t). \quad (2.24)$$

In nullter Näherung, wenn der Anteil der Teilchen im Kondensat hoch genug ist, kann der Operator  $\hat{\Psi}$  durch die Funktion  $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$  ersetzt werden. Da in dem Regime der verdünnten, kalten Gase fast ausschließlich s-Wellen-Streuung stattfindet, wird anstelle des Wechselwirkungspotentials  $V(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$  ein effektives Potential  $V_{eff}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$  eingeführt. Mit anderen Worten ändert sich die Wellenfunktion  $\Psi_0(\mathbf{r}, t)$  nur sehr wenig über die Distanz des interatomaren Abstandes. Hierbei ist  $g$  die sogenannte Kopplungskonstante, die über

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (2.25)$$

mit der s-Wellen Streulänge  $a$  und der Masse  $m$  der Atome verbunden ist [39, 40]. Zusammen ergibt sich aus 2.24 folgende Gleichung, die als „Gross-Pitaevskii-Gleichung“ bekannt ist:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_0(\mathbf{r}, t) = \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}, t) + g|\Psi_0(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Psi_0(\mathbf{r}, t). \quad (2.26)$$

Für eine zeitunabhängige Lösung wird der Separationsansatz

$$\Psi_0(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \cdot \exp(-i\mu t/\hbar) \quad (2.27)$$

mit  $\mu$  als chemischem Potential und  $\phi(\mathbf{r})$  als der zeitunabhängigen Wellenfunktion benutzt. Es ergibt sich

$$\left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) + g\phi^2(\mathbf{r}) \right) \phi(\mathbf{r}) = \mu\phi(\mathbf{r}), \quad (2.28)$$

mit der Normierung  $\int d\mathbf{r}\phi^2 = N_0 = N$  und der Dichte  $\phi^2(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r})$ .

Aufgrund der oben benutzten Näherungen kann zusammengefasst werden, dass die Gross-Pitaevskii-Gleichung dann gültig ist, wenn die s-Wellen Streulänge viel kleiner als der mittlere interatomare Abstand und die Teilchenzahl viel größer als 1 ( $N \approx N+1$ ) ist.

### Abschätzen der Größenordnungen

Die Streulänge für  $^{87}\text{Rb}$  ergibt sich nach [42] zu  $a = 5,77$  nm. Da Gleichung 2.26 nur dann gültig ist, wenn die mittlere Dichte klein gegenüber der Streulänge ist, muss  $\bar{n}|a|^3 \ll 1$  gelten. Ist diese Forderung erfüllt, spricht man auch von einem „verdünnten“

oder „schwach wechselwirkendem“ Gas. Bei der oben angegebenen Streulänge von Rubidium und einer mittleren Dichte im Kondensat von etwa  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  kommt man für dieses Experiment auf Werte mit einem Maximum von  $\bar{n}|a|^3 < 10^{-4}$ . Bei dem Vergleich mit der kinetischen Energie relativiert sich der Ausdruck jedoch etwas. Das Verhältnis von Wechselwirkungs- zu kinetischer Energie berechnet sich nach [40] zu:

$$\frac{E_{int}}{E_{kin}} \propto \frac{N|a|}{a_{ho}} \quad (2.29)$$

mit der harmonischen Oszillatorlänge

$$a_{ho} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\tilde{\omega}}}. \quad (2.30)$$

Der dimensionslose Parameter 2.29 liegt, wenn man sehr kleine Fallenfrequenzen annimmt (7.000 Atomen und ein geometrisches Mittel der Fallenfrequenzen von  $\tilde{\omega} = 2\pi \cdot 3 \text{ Hz}$ ) bei etwa 6,5 und somit immer noch in einem Regime in dem die interatomaren Wechselwirkungen größer sind als die kinetische Energie. Für Laborexperimente hingegen ist dieser Wert im Allgemeinen größer als 15. Von einem, wie oben bezeichnetem, schwach wechselwirkendem System spricht man eher aus Gründen des Vergleichs mit Systemen wie z.B.  $^4\text{He}$ , die, weil sie im flüssigen Zustand teilkondensieren, stark wechselwirkend genannt werden [43].

Zusammen mit obigem Verhältnis der Energien ist auch die Ausheillänge verknüpft, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden soll.

## 2.2.2 Ausheillänge

Für eine feste Zahl von Atomen wird für den Grundzustand die Gesamtenergie des Ensembles nur noch von der Teilchendichte  $n(\mathbf{r})$  bestimmt:

$$E(n) = \int d\mathbf{r} \left[ \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla \sqrt{n}|^2 + nV_{ext}(\mathbf{r}) + \frac{gn^2}{2} \right] \quad (2.31)$$

$$= E_{kin} + E_{ho} + E_{int}. \quad (2.32)$$

Hierbei entspricht  $E_{kin}$  der kinetischen Energie, die aus der Unschärferelation herrührt, und „Quantendruck“ genannt wird.  $E_{ho}$  ist die potenzielle Energie der harmonischen Falle und  $E_{int}$  die Wechselwirkungsenergie der Atome.

Die Relation zwischen kinetischer Energie und Wechselwirkungsenergie, die auch schon im letzten Abschnitt angesprochen wurde, bestimmt eine typische Längenskala, die Ausheillänge  $\xi$  genannt wird<sup>4</sup>. Wächst innerhalb dieser Längenskala die Dichte von einem Wert 0 auf den Wert  $n$  an, so ist in Gleichung 2.28 der kinetische Term

<sup>4</sup>Eigentlich ist sie besser unter „healing length“ bekannt, wie sie in der englischsprachigen Literatur genannt wird. Oftmals wird sie dort auch mit „coherence length“ bezeichnet, was aber mit der in Abschnitt 2.4.1 beschriebene Kohärenzlänge nichts zu tun hat.

$\sim h^2/(2m\xi^2)$  und der Wechselwirkungsterm  $\sim 4\pi\hbar^2an/m$ . Setzt man diese beiden Ausdrücke gleich, so ergibt sich für die Ausheillänge [40]

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{8\pi \cdot n \cdot a}}. \quad (2.33)$$

Oftmals wird mit der Ausheillänge auch die Länge bezeichnet, nach der ein Kondensat durch eine örtliche Störung „ausheilen“ kann. Um eine gute Vorstellung hiervon zu bekommen, kann man sich ein Kastenpotenzial mit  $N = n \cdot V$  Atomen vorstellen. Das Kastenpotenzial sei ein kubisches Volumen mit  $V = L^3$ , unendlich hohen Wänden und  $V_{ext} = 0$  innen. Die Wellenfunktion  $\phi(\mathbf{r})$  muss natürlich an der Potenzialgrenze verschwinden. Im Falle eines nicht-wechselwirkenden Gases ergibt sich für den Grundzustand eine sinusförmige Dichteverteilung mit der Wellenlänge  $2L$ . Durch die Wechselwirkung der Atome wird jedoch die Dichte in der Mitte konstant sein. Die Ausheillänge kann hier als die Länge angesehen werden, in der der „störende Effekt“ der Wand ausgeheilt ist. Durch die Dichteabhängigkeit der Ausheillänge liegt diese oftmals im Sub-Mikrometerbereich (für 10.000 Atome bei einer Fallenfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 50 \text{ Hz}$  ist die zentrale Dichte im Kondensat  $n(0) = 3,75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  was in einer Ausheillänge von  $0,37 \mu\text{m}$  resultiert). Die Realisierung von ultraflachen Fallen mit Fallenfrequenzen von unter einem  $\text{Hz}$ , wie sie im Fallturm möglich sind, kann die Ausheillänge auf mehrere Mikrometer ausdehnen und lässt „In Situ“-Beobachtungen von Dichtemodulationen auf dieser Längenskala zu (Bei 10.000 Atomen in einer Falle von  $\omega = 2\pi \cdot 0,5 \text{ Hz}$  ist die zentrale Dichte im Kondensat nur noch  $n(0) = 2,17 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , das entspricht einer Ausheillänge von  $15,5 \mu\text{m}$ ).

### 2.2.3 Thomas-Fermi Näherung

Für den oben beschriebenen Bereich, in dem die Wechselwirkungsenergie viel größer als die kinetische Energie ist, wird zur Lösung der Gross-Pitaevskii-Gleichung die sogenannte „Thomas-Fermi-Näherung“ angewendet. Durch den Vergleich der beiden Energien wird die kinetische Energie vernachlässigt und es ergibt sich eine einfache analytische Lösung der Problemstellung. Für die vorliegende Arbeit ist zu beachten, dass in typischen Fallen, die unter Gravitationseinfluss realisiert sind und höhere Fallenfrequenzen aufweisen, diese Näherung gut erfüllt ist. Bei sehr niedrigen Fallenfrequenzen hingegen, wie sie unter Schwerelosigkeit realisiert werden, kann diese Näherung grenzwertig sein kann. Numerische Simulationen der Gross-Pitaevskii-Gleichung wurden dafür mit analytischen Lösungen der Thomas-Fermi-Näherung verglichen. Abbildung 2.2 zeigt die numerisch erlangte Lösung der Gross-Pitaevskii-Gleichung im Vergleich mit der Thomas-Fermi Näherung. Gezeigt sind die Dichteprofile für 10.000 Atome bei einer Fallenfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ Hz}$  (Abbildung links) sowie  $\omega = 2\pi \cdot 0,2 \text{ Hz}$  und 5.000 Atome. Die vorliegenden Berechnungen wurden für isotrope Fallen gemacht. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messdaten und Fallenfrequenzen ist die Thomas-Fermi-Näherung ausreichend und kann in weiteren Berechnungen benutzt werden.

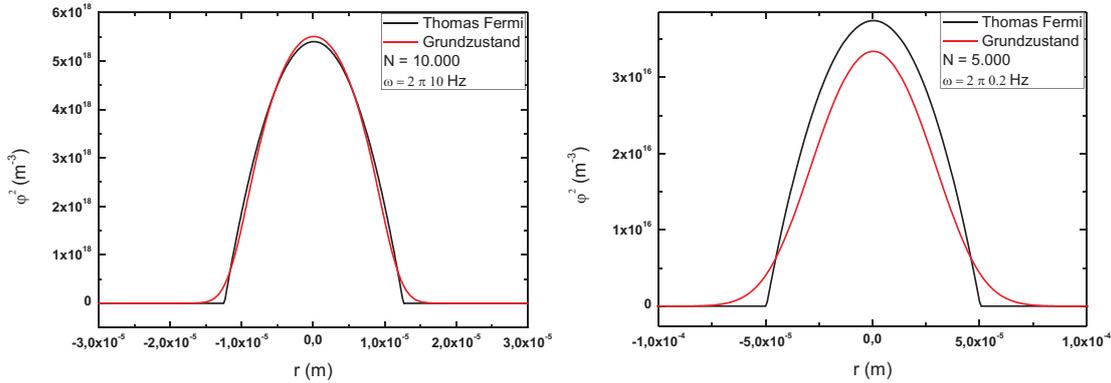


Abbildung 2.2: Dichteprofile aus der Thomas-Fermi-Näherung und der numerisch gelösten Gross-Pitaevskii-Gleichung. Bei 10.000 Atomen und einer Fallenfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ Hz}$  ist die Thomas-Fermi-Näherung noch eine gute Lösung, während sie für Fallenfrequenzen von  $\omega = 2\pi \cdot 0.2 \text{ Hz}$  und 5.000 Atomen schon deutlich abweicht.

Wie oben beschrieben ignoriert man den Term mit der kinetischen Energie, d.h. die Gross-Pitaevskii-Gleichung 2.28 reduziert sich damit zu [40]:

$$n(\mathbf{r}) = \phi^2(\mathbf{r}) = \frac{\mu - V_{ext}(\mathbf{r})}{g} \quad (2.34)$$

Dieses Dichteprofil hat die Form einer invertierten Parabel, was häufig als Kriterium zur Unterscheidung von einem Gauß-verteilten thermischen Ensemble genutzt wird. Abschließend sei noch bemerkt, dass sich im anderen Grenzfall, wenn die kinetische Energie viel größer als die Wechselwirkungsenergie ist, durch Vernachlässigung des Wechselwirkungsterms  $g\phi^2(\mathbf{r})$  einfach die Schrödingergleichung mit einer gaußförmig verteilten Dichte ergibt.

## 2.3 Dynamik und freie Entwicklung

Um den wesentlichen Unterschied in der freien Entwicklung zwischen thermischen Atomen und einem Bose-Einstein-Kondensat klar zu machen, werden hier die Expansion von thermischen Ensembles wie auch von Bose-Einstein-Kondensaten dargestellt. Über diese Betrachtungsweise kann die „bimodale Verteilung“ hergeleitet werden, die eine der grundlegenden Indizien für die Identifizierung eines BECs ist (Kap. 4.4). Im Anschluss sollen auch noch angeregte Moden thematisiert werden, die durch ein unkontrolliertes Ausschalten der Falle auftreten können.

### 2.3.1 Freie Expansion einer thermischen Wolke

Thermischen Atome behalten nach Abschalten der Falle, wenn dies schnell genug geschieht, ihren Impuls aus der zum Abschaltzeitpunkt gegebenen Impulsverteilung bei.

Ausgehend von Gleichung 2.17 kann man die Dichteverteilung nach einer gegebenen freien Entwicklung berechnen. Starten die Atome an einem Punkt  $\mathbf{r}_0$  und erreichen nach einer bestimmten Flugzeit  $\mathbf{r}$ , so ist der klassische Impuls der Teilchen  $\mathbf{p} = m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/t$ . Nach Integration über alle Positionen und Impulse zum Abschaltzeitpunkt ergibt sich eine Dichteverteilung zum Zeitpunkt  $t$  [44]:

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi \cdot \hbar)^3} \int d^3\mathbf{r}_0 d^3\mathbf{p} \frac{1}{\exp\left[\frac{\mu - H(\mathbf{r}_0, \mathbf{p})}{k_B T} - 1\right]} \delta^{(3)}\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \frac{\mathbf{p} \cdot t}{m}\right) \quad (2.35)$$

$$= \frac{1}{\lambda_T^3} \prod_{i=1}^3 \sqrt{\frac{1}{1 + \omega_i^2 t^2}} \times \quad (2.36)$$

$$\times g_{3/2} \left( \exp \left[ \left( \mu - \frac{m}{2} \sum_{i=1}^3 x_i^2 \left( \frac{\omega_i^2}{1 + \omega_i^2 t^2} \right) \right) \cdot \frac{1}{k_B T} \right] \right). \quad (2.37)$$

Für große Fallzeiten ( $t \gg \omega_x^{-1}, \omega_y^{-1}, \omega_z^{-1}$ ) gilt dann die Näherung [44]:

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\lambda_T^3} \cdot \frac{1}{\omega_x \omega_y \omega_z \cdot t^3} \cdot g_{3/2} \left( \exp \left[ \frac{\mu - \frac{mr^2}{2t^2}}{k_B T} \right] \right). \quad (2.38)$$

Im Fall von thermischen Wolken ist außerdem  $|\mu| \gg kT$  und  $\mu < 0$  woraus für die Fugazität folgt:

$$z = \exp \left[ \frac{\mu - \frac{mr^2}{2t^2}}{k_B T} \right] \ll 1. \quad (2.39)$$

Die Bose-Funktion  $g_{3/2}(z)$  beinhaltet die Quanteneffekte ununterscheidbarer Teilchen. In Abbildung 2.3 sind zwei verschiedene Bose-Funktionen gegen die Fugazität aufgezichnet. Für den thermischen Fall ist zu erkennen, dass im Falle kleiner Fugazitäten diese gut durch  $g(z)$  durch  $z$  angenähert werden kann.

### 2.3.2 Freie Expansion eines Bose-Einstein-Kondensates

In vielerlei Hinsicht ist die Dynamik sowie die zeitliche Entwicklung von Kondensaten in Magnetfallen wie auch im freien Fall interessant [45, 46]. Die Analyse des Impulsspektrum bietet oftmals mehr Informationen, eine Detektion der Wellenfunktion im Ortsraum ist aufgrund der Auflösung des Abbildungssystems meist nicht detektierbar. Aus diesem Grund werden viele quantitative Werte wie Temperatur, Teilchenzahl oder Oszillationen nach einer bestimmten Zeit des freien Falls (in der englischsprachigen Literatur auch oft als „time of flight“, TOF, bezeichnet) gewonnen. Im Falle von harmonischen Fallen der Form

$$U(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1,2,3} m\omega_j^2(t)r_j^2 \quad (2.40)$$

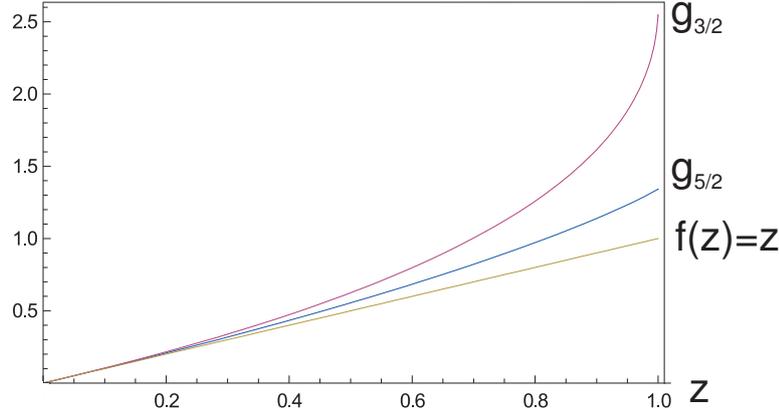


Abbildung 2.3: Darstellung der Bose-Funktionen  $g_{5/2}$  und  $g_{3/2}$ . Zum Vergleich ist der Verlauf  $f(\xi) = \xi$  verzeichnet. Bei kleinen Fugazitäten kann man  $g_{3/2}(\xi)$  gut durch  $\xi$  annähern.

wurde von 2 Gruppen unabhängig voneinander [45, 46] eine analytische Lösung für die Entwicklung der räumlichen Dichte in der Falle und nach Abschalten derselben entwickelt. In [45] wird von der zeitabhängigen Gross-Pitaevskii-Gleichung 2.26 ausgegangen. Da in dem zeitabhängigen Potential potenzielle in kinetische Energie umgewandelt wird, ist hier die Thomas-Fermi-Näherung nicht mehr anzuwenden. Eine unitäre Transformation eliminiert später die kinetische Energie. Diese Transformation beruht auf dem Modell eines klassischen Gases, in dem jedes Teilchen eine Kraft

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = -\nabla(U(\vec{r}, t) + g\rho_{cl}(\vec{r}, t)), \quad (2.41)$$

mit den Anfangsbedingungen  $\rho_{cl}(\vec{r}, 0) = N|\Phi_{TF}(\vec{r}, 0)|^2$  erfährt. Die Anfangsbedingungen sagen aus, dass die klassische Lösung der stationären Zustandsdichte mit der quantenmechanischen Lösung im Thomas-Fermi-Limit übereinstimmt. Im weiteren Verlauf wird für jedes Teilchen eine klassische Trajektorie angenommen und es ergibt sich ein Satz aus Differentialgleichungen

$$\ddot{\gamma}_j = \frac{\omega_j^2(0)}{\gamma_j\gamma_1\gamma_2\gamma_3} - \omega_j^2(t)\gamma_j, \quad (2.42)$$

mit  $j = (1, 2, 3)$  und  $\gamma$  als den zeitabhängigen Skalenfaktoren<sup>5</sup> für die Bewegungstrajektorien. Mit Hilfe dieser Differentialgleichungen, die im Prinzip die Entwicklung von Skalenparametern darstellen, lassen sich die Dichteverteilungen im TOF berechnen. Für den Fall sehr elongierter Fallen mit einem hohen Aspektverhältnis

$$\lambda = \omega_{rad}(0)/\omega_z(0) \gg 1, \quad (2.43)$$

<sup>5</sup>In Referenz [45] werden die Skalenfaktoren mit  $\lambda$  statt mit  $\gamma$  bezeichnet. Um hier Verwechslung mit dem Aspektverhältnis zu vermeiden, welches durchweg  $\lambda$  genannt wird, ist der Skalenfaktor hier umbenannt.

wie sie unter Laborbedingungen auftreten, geben [46, 45] noch analytische Lösungen für die Ausbreitung der Wolke in radialer wie auch axialer Richtung an:

$$R_{rad}(t) = R_{rad}(0)\sqrt{1 + \tau^2} \quad (2.44)$$

$$R_{ax}(t) = R_{ax}(0)\left(1 + \frac{1}{\lambda^2}[\tau \arctan \tau - \ln\sqrt{1 + \tau^2}]\right), \quad (2.45)$$

mit den Thomas-Fermi-Radien

$$R_{rad(ax)}(0) = a_{ho} \cdot \left(\frac{15 \cdot N \cdot a_s}{a_{ho}}\right)^{1/5} \cdot \frac{\tilde{\omega}}{\omega_{rad(ax)}} \quad (2.46)$$

und dem Parameter  $\tau = \omega_{rad}t$ .

## 2.4 Grundlagen der Atominterferometrie

Um die Vorteile der Schwerelosigkeit gerade für die Atominterferometrie ausloten zu können, sollen in diesem Unterkapitel die theoretische Grundlagen dafür gelegt werden. Um diese Relevanz besser auszuarbeiten, sollen jedoch zuerst die Begriffe der Kohärenz und die darauf basierenden Vorteile des BECs erläutert werden.

### 2.4.1 Kohärenzlänge und fernwirkende Ordnung

Grundlegendes Phänomen in der Bose-Einstein-Kondensation ist die große Kohärenzlänge und die fernwirkende Ordnung, die in der englischsprachigen Literatur mit „long-range order“ [19] bezeichnet wird. Da dies ein einheitlicher Begriff in der Physik der kondensierten Materie ist, soll dieser hier auch im Weiteren benutzt werden. Die weitere Ausführung folgt im wesentlichen der Darstellung in [39], dort wird die Einteilchen-Dichtematrix eingeführt:

$$n^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \rangle. \quad (2.47)$$

Besetzt nun ein System aus N Teilchen einen einzigen Zustand  $\Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ , so kann die N-Teilchen Wellenfunktion geschrieben werden als:

$$n_n^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = N \int d\mathbf{r}_2 \dots d\mathbf{r}_N \Psi_n^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \Psi_n(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \quad (2.48)$$

mit den Vielteilchen-Wellenfunktionen  $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ , die in obiger Gleichung auf 1 normiert sein sollen. Um hier der Statistik Genüge zu tragen soll nun die Verteilung der Atome auf die einzelnen Zustände n gewichtet werden. Das thermodynamische Gleichgewicht eines Systems ist durch die Boltzmann-Verteilung gegeben, so dass die Dichtematrix folgende Form annimmt [39]:

$$n^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{Q} \sum_n e^{-E_n/kT} n_n^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (2.49)$$

mit  $Q = \sum_n \exp(-E_n/kT)$ . Im thermodynamischen Grenzfall, in dem die Teilchenzahl gegen Unendlich geht ( $N \rightarrow \infty$ ), die Dichte  $n$  jedoch konstant bleibt, hängt die Einteilchen-Dichtematrix nur noch vom Betrag der relativen Variable ab, so dass man  $n^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  durch  $n^{(1)}(s)$  ersetzen kann und man erhält [39]

$$n^{(1)}(s) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} \cdot n(\mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}/\hbar} \quad (2.50)$$

mit dem Abstandsvektor  $\mathbf{s} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ . Diese Gleichung ist von fundamentaler Bedeutung. Ab einem bestimmten Abstand  $s_K$  unterschreitet die Einteilchendichtematrix einen bestimmten Wert und die Kohärenz ist nicht mehr gegeben. Das heißt dass die Größe  $s_K = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  als die „Kohärenzlänge“ bezeichnet werden kann. Für höhere Temperaturen gibt es eine größere Impulsverteilung und das Integral in Gl. 2.50 fällt mit größer werdendem  $s$  schneller auf Null ab. Bei kleineren Temperaturen steigt somit die Kohärenzlänge. Anders sieht der Fall in einem Bose-Einstein-Kondensat aus. Da der Grundzustand hier makroskopisch besetzt wird, kann die Dichteverteilung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$n(\mathbf{p}) = N_0 \delta(\mathbf{p}) + \tilde{n}(\mathbf{p}). \quad (2.51)$$

Betrachtet man jetzt nur die Atome im Kondensatanteil, und setzt den Teil in Gleichung 2.50 ein, ergibt sich im Falle eines Bose-Einstein-Kondensates:

$$\frac{N_0}{V} \cdot \int d\mathbf{p} \delta(\mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}/\hbar} = \frac{N_0}{V} = n_0. \quad (2.52)$$

Bei großen Abständen nimmt also die Dichtematrix hier nicht den Wert 0, sondern einen endlichen Wert  $n_0$  an, wodurch der Begriff „long-range order“ einleuchtend erscheint [19]. Der Extremfall ist bei  $T=0$ , wo die Dichte mit wachsendem  $s$  konstant bleibt. In Abbildung 2.4 ist das Verhalten der Dichtematrix gegen den relativen Abstand  $s$  dargestellt. Bei größeren Abständen erkennt man, dass der Ausdruck für thermische Atome Null wird, für Kondensate jedoch gegen einen Wert  $n_0$  strebt. Diese „long-range order“ konnte in einem Doppelspaltexperiment, in dem an zwei verschiedenen Stellen Teile des BECs mit Radiofrequenzen ausgekoppelt wurden, direkt sichtbar gemacht werden [47].

## 2.4.2 Prinzip eines Atominterferometers

Inertialsensoren für die Messung von Rotationen oder Beschleunigungen haben auf dem Gebiet der kalten Atome zunehmend an Bedeutung gewonnen. In Atominterferometern werden zur Messung solcher Größen Atomensembles kohärent aufgeteilt, durch Photonenimpulse umgelenkt und später wieder überlagert. Dabei gibt es mindestens zwei Ausgangskanäle, in denen die Atome detektiert werden. Um mit solchen Atominterferometern Rotationen oder Beschleunigungen messen zu können, bestehen die oben genannten Strahlteiler aus stehenden nahresonanten Lichtfeldern, die die Atome in den

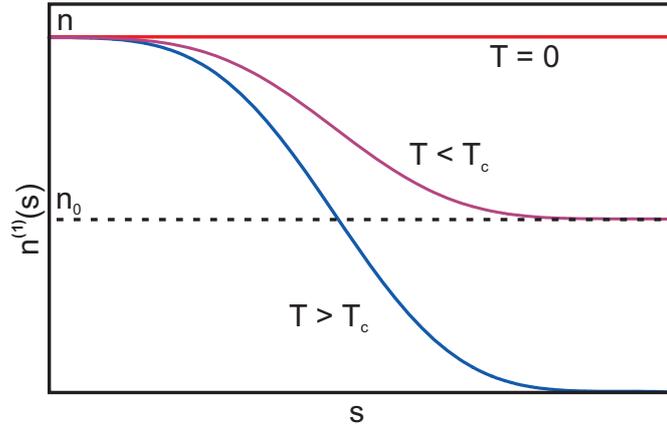


Abbildung 2.4: Einteilchen-Dichtematrix gegen den relativen Abstand  $s$ . Für Kondensate mit einer Temperatur  $T > T_c$  nimmt bei großen Abständen die Dichtematrix einen endlichen Wert an [39].

inneren wie auch den äußeren Freiheitsgraden trennen. Dadurch werden die Interferometerpfade örtlich voneinander getrennt [48]. Das Auslesen des resultierenden Interferenzmusters gibt Informationen über die Felder, die während der freien Propagation den einzelnen Wellenpaketen eine verschiedene Phase aufgeprägt haben. Effekte durch Beschleunigungen oder Rotationen können so mit sehr hoher Genauigkeit gemessen werden. So existieren gegenwärtig Gyroskope [49, 50] und Beschleunigungssensoren [11] auf atomarer Ebene, die vergleichbar mit optischen Interferometern sind [51].

Die maximal erzielbare Auflösung beim Auslesen der Phase hängt von der Anzahl der Atome ab, was auch als „Quantenprojektionsrauschen“ bezeichnet wird [52, 53]. Bei einem durch Projektionsrauschen limitierten Interferometer skaliert die erzielbare Auflösung mit  $\Delta\phi \propto \sqrt{N}^{-1}$ . Ein weiterer Faktor in der Sensitivität ist die Zeit der freien Propagation. So ist die Sensitivität  $\Delta\phi \propto T^\alpha$  mit  $\alpha = 1$  bei Rotationsmessungen und  $\alpha = 2$  bei Beschleunigungsmessungen. Aus beiden Beiträgen ergibt sich die gesamte Sensitivität

$$\Delta\phi \propto \frac{T^\alpha}{\sqrt{N}}. \quad (2.53)$$

Mit einer Verlängerung der Zeit der freien Entwicklung  $T$  lässt sich die Sensitivität durch eine höhere Akkumulierung der Phasendifferenz steigern. Für eine verlängerte Propagation der Atome kann der Wechsel in ein gravitationsfreies Inertialsystem vorgenommen werden, was im nächsten Abschnitt beschrieben werden soll.

## 2.5 Das gravitationsfreie Inertialsystem

Die oben aufgeführten Vorteile der Schwerelosigkeit, zum Beispiel die Realisierung von ultraflachen Fallen, lassen sich auch durch Kompensation einer der Schwerkraft entgegenwirkende Kraft erreichen. Dies geschieht meist magnetisch und wird auch als Levitation bezeichnet. Im Folgenden sollen die Vorteile und die Grenzen der Levitation aufgezeigt werden.

### 2.5.1 Levitation der Atome

Durch das magnetische Moment der Atome lässt sich auf diese durch einen Magnetfeldgradienten eine Kraft  $F = m_F \cdot g_F \cdot \mu_B \cdot \nabla \mathbf{B}$  ausüben, die der Gravitation entgegenwirkt. Eine Technik hierbei ist die sogenannte Gravito-Magnetische Falle, die ein aus Gravitation und Magnetfeldgradienten kombiniertes Potenzial bildet und so einen Einschluss in z-Richtung besitzt [54]. Durch die Forderung aus den Maxwell-Gleichungen, dass  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  sein muss, treten jedoch auch noch Gradienten in die anderen Raumrichtungen auf. In [54] werden diese durch Anlegen eines weiteren „Anti-Bias-Feldes“ kompensiert, was einen sehr flachen Einschluss in radialer Richtung bringt. Zudem zeigt eine weitere Berechnung der Magnetfelder, dass eine stabile Levitation in dieser Konfiguration nur zwischen

$$0,5 \cdot R < |z| < 0,63 \cdot R \quad (2.54)$$

existiert, wobei  $R$  der Radius der levitierenden Spule ist [55]. Levitation hat jedoch den großen Vorteil, dass sich hiermit wie in Schwerelosigkeit kleinste Fallenfrequenzen realisieren lassen und die Repetitionsrate dem eines normalen Laborexperiments gleicht. Einige Punkte gilt es jedoch zu beachten:

- Die magnetische Levitation kann immer nur eine Sorte Atome levitieren, da die Levitationskraft im Gegensatz zur Schwerkraft unabhängig von der Masse ist. Mit dem gleichen Levitationsfeld bekommt man also verschiedene Kräfte auf verschieden schwere Atome. So beträgt der Massenunterschied zwischen  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  bereits 2,35 Prozent, der in einer relativen Beschleunigung von  $23 \text{ cm/s}^2$  der Isotope zueinander resultiert und außerhalb jeglicher Skalen der Präzisionsmessungen liegt. Für Tests des Äquivalenzprinzips ist die Levitation nicht geeignet.
- Wie oben aufgeführt, kann die Levitation nur in einem kleinen Raumbereich geschehen. In [54, 55] beschränkt sich dieser Raumbereich auf  $650 \mu\text{m}$  in vertikaler Richtung. Bei sehr langen Expansionszeiten können jedoch Kondensatradien von einem Millimeter auftreten, wie es bei den längsten Entwicklungszeiten von einer Sekunde in dieser Arbeit geschehen ist. Auch hier zeigt sich ein begrenzender Faktor der Levitation.
- Rauschen des Magnetfeldes. Durch den Einschluss in radialer und vertikaler Richtung zeigt sich immer noch die Anwesenheit einer Falle. Gerade bei diesen sehr

flachen Fallen muss jedes Rauschen der Ströme des Magnetfeldes gut unterdrückt werden, um die ultrakalten Atome während der Levitationsdauer nicht zu heizen und so eine Zerstörung des Kondensats herbeizuführen.

- Das Auftreten der Gradienten in die Richtungen senkrecht zur Levitationsachse erfordert das Anlegen weiterer Magnetfelder, um diese Gradienten auszugleichen. Doch zunehmend viele Magnetfelder machen eine exakte Kontrolle über die Atome immer schwerer. Auch hier zeigt sich eine Einschränkung für den Einsatz in Präzisionsmessungen.

Levitation von Atomen gegen die Schwerkraft bringt sicher in vielerlei Hinsicht große Vorteile. So konnten in [54] durch die Realisierung von sehr flachen Fallen bislang kälteste Temperaturen von  $500\text{ pK}$  erreicht werden. Die unterschiedliche Kraft bei verschiedenen Isotopen oder gar Spinzuständen kann sogar genutzt werden, um spezielle spinpolarisierte Zustände zu isolieren [56]. Ein weiteres Augenmerk ist die verbesserte evaporative Kühlung, da durch das Fehlen der Gravitationsmulde (Kap. 5.3.3) von der gesamten Oberfläche gleichmäßig evaporiert werden kann [57, 58].

Für die Atominterferometrie, Tests des Äquivalenzprinzips und hochsensitive Quantensensoren sind aber die oben aufgeführten Punkte entscheidende einschränkende Parameter die einen Einsatz von quantenoptischen Systemen in einem schwerelosen Inertialsystem sinnvoll machen.

### 2.5.2 Vorteil schwereloser degenerierter Gase für die Quantenmetrologie

Um die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Phasensensitivität zu erhöhen, ist neben der Reduktion des Quantenprojektionsrauschens die Erhöhung der freien Entwicklungszeit des Ensembles, um dadurch die Akkumulation des Phasenunterschieds zu erhöhen. Hier ergibt sich allerdings eine Einschränkung durch die Gravitation. Bei den nötigen hochmodernen Vakuumsystemen und einer gut kontrollierbaren Peripherie sind gegenwärtige Experimente auf wenige Meter des „freien Falls“ beschränkt mit einer maximalen Entwicklungszeit von etwa  $300\text{ ms}$ . Für längere freie Entwicklungszeiten kommen z.B. atomare Springbrunnen mit Höhen bis zu  $1\text{ m}$  [59, 11] zum Einsatz. Für Tests des Äquivalenzprinzips sind gar Vakuumapparaturen mit einer Fallhöhe von  $10\text{ m}$  geplant [26].

Durch die fehlende Schwerkraft ist die im letzten Abschnitt aufgezeigte Begrenzung der freien Expansion durch die Größe der Vakuumkammer hinfällig. Kompakte Apparaturen können hier längste Entwicklungszeiten realisieren (Kap. 5.5). Doch auch in der Schwerelosigkeit kann die Sensitivität mit durch Doppler- und Sub-Doppler Kühlmethoden [60] gekühlten Atomen nicht beliebig gesteigert werden. Die damit erreichbaren Temperaturen im unteren Mikrokkelvin-Bereich entsprechen im Fall von Rubidium einer durchschnittlichen Bewegung der Atome im  $v_{rms} \approx 1\text{ cm/s}$  Bereich. Das heißt, dass in

der Schwerelosigkeit die Interferometer nicht durch die Länge bzw. Größe der Vakuumapparatur begrenzt sind, sondern durch die Anfangsbedingung, sprich der Temperatur der Atome und der damit verbundenen Expansion der Ensembles. Bei einer Entwicklungszeit  $T$  von länger als  $300 \text{ ms}$  wird eine „ultrakalte“, also quantendegenerierte Wolke benötigt, die Temperaturen um etwa  $100 \text{ nK}$  oder darunter aufweisen kann. Diese ultrakalten Temperaturen resultieren in sehr kleinen ballistischen Expansionen, was eine Entwicklungszeit von einer Sekunde und mehr realistisch erscheinen lässt.

Längere Entwicklungszeiten lassen sich auch mit „geführten“ Atominterferometern, entweder in Chipinterferometern [61, 62, 63] oder durch optische Strukturen [64], verwirklichen. Durch den Einschluss des BECs ist die mit der Wechselwirkung und der hohen Dichte verbundene Dekohärenz höher als ohne einschließendes Potenzial. Ein Lösungsweg liegt hier vielleicht bei fermionischen Systemen, einem degenerierten Fermi-Gas, wo aufgrund des Pauli-Prinzips der atomare Stoßquerschnitt bei genügend kleinen Temperaturen vollständig unterdrückt ist [65]. Der Quantendruck und die damit verbundene Ausdehnung in der Falle limitiert hier jedoch die Ortsauflösung und die Impulsverteilung reduziert den Interferenzkontrast. Als Hauptgrund für die Verbreiterung wird in der Referenz Intensitäts- sowie Phasenrauschen des optischen Gitters angegeben. Eine weitere Methode wurde kürzlich von [66] vorgestellt, hier wird die Wechselwirkung mittels einer Feshbach-Resonanz ausgeschaltet. Hier sind lediglich die Wechselwirkung der Atome mit dem fangenden Potenzial zu erwarten, die lediglich ganz ohne Falle ausgeschaltet werden können.

Die vorgestellten Vorteile der Schwerelosigkeit für die Quantenmetrologie und die Verbindung mit einem BEC als ideale Quelle fordert jedoch nicht nur die technische Machbarkeit, sondern auch die genaue Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten und deren freier Entwicklung. Durch längere Fallzeiten im von Magnetfeldern ungestörten Raum ist die freie Entwicklung von Kondensatwellenfunktionen sehr viel detaillierter beobachtbar, so zum Beispiel die zeitlichen Kohärenzeigenschaften von BECs. Im Fallturm in Bremen kann diese freie Entwicklung auf über 4 Sekunden ausgedehnt werden, im Katapultbetrieb sogar 9 Sekunden [67]. Durch Interferenzexperimente kann dann nach der langen Entwicklungszeit die Kohärenz des Ensembles überprüft werden. Splitten eines BECs mit blauverstimmt Licht [22], Splitten mit Bragg-Pulsen [68, 69, 70] oder Quantenreflexionen [71, 72, 73] an einer Oberfläche können hier hilfreiche Methoden und interessante Experimente für die Zukunft dieser Apparatur sein. Im nächsten Abschnitt sollen die Grundlagen der Quantenreflexion beschrieben werden, da dieses Experiment weitergehende Studien auf diesem Feld verspricht.

### 2.5.3 Quantenreflexionen an einer Oberfläche

Quantenreflexion<sup>6</sup> ist ein Phänomen, das die Reflexion einer Materiewelle von einem eigentlich attraktiven Potenzial wie zum Beispiel einer Siliziumoberfläche beschreibt. Für eine Erklärung des Phänomens wird folgender Fall angenommen. Bei  $z = 0$  sei

<sup>6</sup>Eine gute Zusammenfassung der Thematik findet sich in [74]

eine unendlich hohe Wand mit einem attraktiven Potenzial  $U(z)$ , was im Unendlichen 0 wird. Angenommen wird ebenfalls ein einlaufendes Teilchen mit einer kinetischen Energie  $E_i > 0$ . Für kleine Energien  $E_i$  kann, wenn die Änderung des Potenzials auf kurzen Skalen geschieht, das quantenmechanische Phänomen der Reflektion der Teilchen eintreten, ohne dass sie die Wand erreichen [75]. Die Bedingung für diese Quantenreflektion ist

$$\frac{d\lambda_{dB}}{dz} \geq 1. \quad (2.55)$$

Dabei ist  $\lambda_{dB}$  eine vom Ort  $z$  abhängige deBroglie-Wellenlänge mit

$$\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{E_i - U(z)}}. \quad (2.56)$$

Anders herum gesprochen muss die Forderung (2.55) gerade nicht erfüllt sein, damit sich das System klassisch verhält. Die Bedingung (2.55) ist für Potenziale der Form  $U(z) = -C_n/z^n$  mit  $n > 2$  erfüllt, wenn die kinetische Energie klein genug ist.

Solch ein Potenzial ist in der Nähe einer Oberfläche durch das „Casimir-Polder-Potenzial“ gegeben [76], was sich ausdrücken lässt als [76, 71]:

$$U(r) = -C_4 / \left[ \left( r + \frac{3\lambda}{2\pi^2} \right) r^3 \right] \quad (2.57)$$

Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des atomaren Übergangs. Durch größere Wellenlängen wird die Wahrscheinlichkeit der Quantenreflektion immer größer, sie ist in [71] mit

$$R \approx 1 - 4\beta_4 \frac{mv_{rad}}{\hbar} \quad (2.58)$$

gegeben, wobei sich  $\beta_4$  über den  $C_4$ -Koeffizienten  $C_4 = \beta_4^2 \hbar^2 / 2m$  ausdrücken lässt. Der  $C_4$ -Koeffizient ist abhängig von der Polarisierbarkeit der einfallenden Atome und dem Material der reflektierenden Fläche. Für Rubidium mit einer  $\text{Si}_4\text{N}_4$ -Oberfläche wurde dieser zu  $C_4 = 8,2 \times 10^{-56} \text{ J/m}^4$  bestimmt [77].

Das Casimir-Polder Potenzial hat eine  $z^{-3}$  Abhängigkeit für kleine  $z$  und eine  $z^{-4}$  Abhängigkeit für große  $z$  (siehe Gl. 2.57). Durch die in diesem Experiment realisierbaren sehr niedrigen Fallenfrequenzen und somit Temperaturen tritt die Quantenreflektion bei größeren Abständen  $z$  ein, womit sich die  $z^{-4}$  Abhängigkeit studieren lässt. Bisherige Experimente auf diesem Gebiet haben die Quantenreflektion mit fallenden Atomen bei einem sehr flachen Einfallswinkel [78, 79] oder mit levitierenden Feldern [71, 72] durchgeführt. Unter Schwerelosigkeit im Fallturm ließe sich ein störungsfreies Umfeld für die Beobachtung der Quantenreflektion realisieren. Durch die lange Entwicklungszeit der Atome sowie die ultrakalten Temperaturen könnten weitere interessante Messungen mit Geschwindigkeiten von  $v < 1 \text{ mm/s}$  bringen, dort nimmt die Reflektionswahrscheinlichkeit für Bose-Kondensate wieder ab, was durch Wechselwirkungseffekte (mean field Term) im BEC hervorgerufen wird [72]. Im Fall der Schwerelosigkeit ist der mean-field Beitrag durch das ausgeschaltete Potenzial nach 500 ms zu vernachlässigen, so dass die effektive Reflektion wieder steigt.



# EXPERIMENTELLER AUFBAU

Im folgenden Kapitel wird das experimentelle Gesamtkonzept des Projektes QUANTUS erläutert. Mit der Realisierung des ersten transportablen, ferngesteuerten und fallturmtauglichen Experiments auf dem Gebiet der quantenentarteten Gase sind gegenüber bekannten Laborexperimenten bedeutende Modifikationen eingetreten. Daher werden alle Einzelteile sowie das technische Zusammenspiel aller Baugruppenelemente des Experimentes beschrieben. Insbesondere wird auf die Anordnung der Komponenten eingegangen, da bei einer hohen „Packungsdichte“, wie in diesem Experiment, sehr leicht Störungen der einzelnen Komponenten untereinander auftreten können. Dies gilt besonders für die RF-empfindlichen Elemente der an der Frequenz-Stabilisierung der Laser beteiligten elektronischen Regelungen.

Nach der Einführung einer einheitlichen Konvention des Koordinatensystems wird im zweiten Abschnitt auf den strukturellen Aufbau der Fallkapsel, in der das Experiment untergebracht ist, sowie der Infrastruktur am Fallturm in Bremen eingegangen. Im dritten bis fünften Teil dieses Kapitels werden das Vakuumsystem, was das notwendige Umfeld schafft und die für das Fangen der Atome wichtigen magnetischen Felder beschrieben. Der nächste notwendige Teil des Experiments, die Bereitstellung des zum Kühlen, Fangen und Detektieren der Atome benötigten Laserlichts und das dem zugrunde liegende System zur Frequenzstabilisierung der entsprechenden Laser folgt im sechsten Abschnitt. Das Kapitel schließt mit der zeitgenauen rechnergestützten Fernsteuerung des Experiments, die für den Einsatz im Fallturm oder auch auf eventuell zukünftigen Plattformen im Weltraum notwendig ist.

### 3.1 Konvention des kartesischen Koordinatensystems

Für die Beschreibung des Experimentes wird ein festes kartesisches Koordinatensystem für die gesamte Arbeit definiert. Dabei soll die Fallachse der Kapsel als „z-Achse“, die Achse in Blickrichtung der die Atome detektierenden Experiment-Kamera (Kap. 3.7)

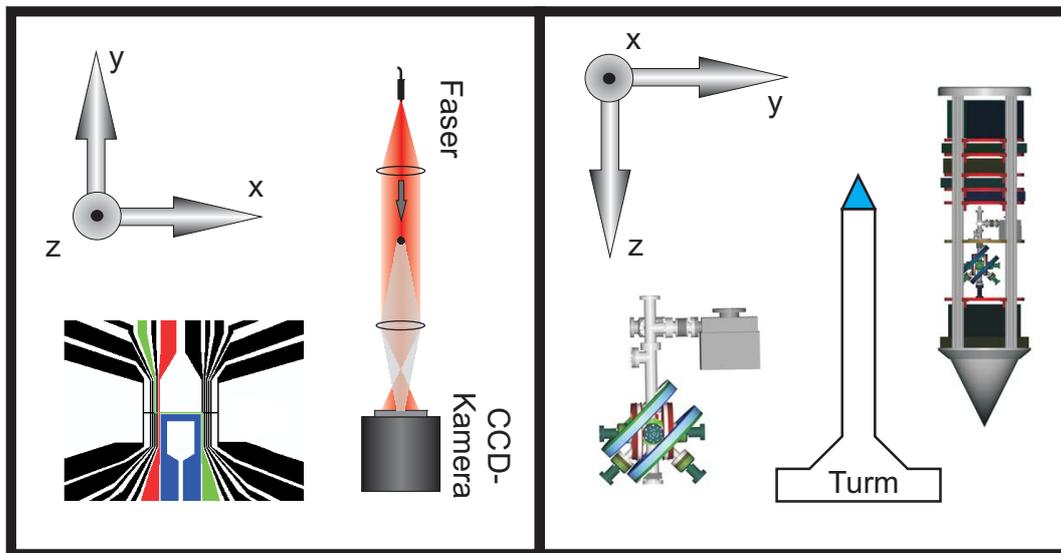


Abbildung 3.1: Festgelegtes Koordinatensystem in der Arbeit. Die z-Achse zeigt in Richtung der Fallbeschleunigung, die y-Achse in Blickrichtung der CCD-Kamera und die x-Achse steht senkrecht auf den beiden anderen.

als „y-Achse“, und die Richtung senkrecht zu den beiden anderen als „x-Achse“, die gleichzeitig auch die schwache Achse der Magnetfalle darstellt, bezeichnet werden. In Abb. 3.1 sind die wesentlichen experimentellen Komponenten zusammen mit dem in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystem dargestellt. Im Gegensatz zum vorliegenden Experiment wird in radialsymmetrischen Fällen oftmals die schwache Achse mit z bezeichnet. Da es aber auch Sinn macht, die Fallrichtung der Kapsel und somit die Richtung der Gravitation  $\mathbf{g} = g \cdot \mathbf{e}_z$  zu setzen, wird hier auf diese mögliche Verwechslungsgefahr hingewiesen.

## 3.2 Der Fallturm Bremen

Der Fallturm in Bremen bietet ein Umfeld für Mikrogravitationsexperimente am Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation (ZARM) der Universität Bremen. Mit einer Höhe von insgesamt  $145\text{ m}$  und einer Freifall-Strecke von  $119\text{ m}$  können an dieser Einrichtung Mikrogravitationszeiten von bis zu  $4,7$  Sekunden erreicht werden. Der Fallturm bietet einen relativ leichten Zugang mit einer hohen Mikrogravitationsgüte von  $\Delta g/g < 10^{-5}$  im Frequenzbereich bis  $500\text{ Hz}$ . Im Gegensatz dazu sind andere Plattformen wie Parabelflüge von geringerer Mikrogravitations-Qualität und haben nur eine begrenzte Anzahl von Missionen zur Verfügung. Ebenso wie weltraumgestützte Missionen stellen sie außerdem höhere Anforderungen in Bezug auf Sicherheit und benötigen eine längere Vorbereitungsphase. Andererseits bestehen solche Systeme jedoch

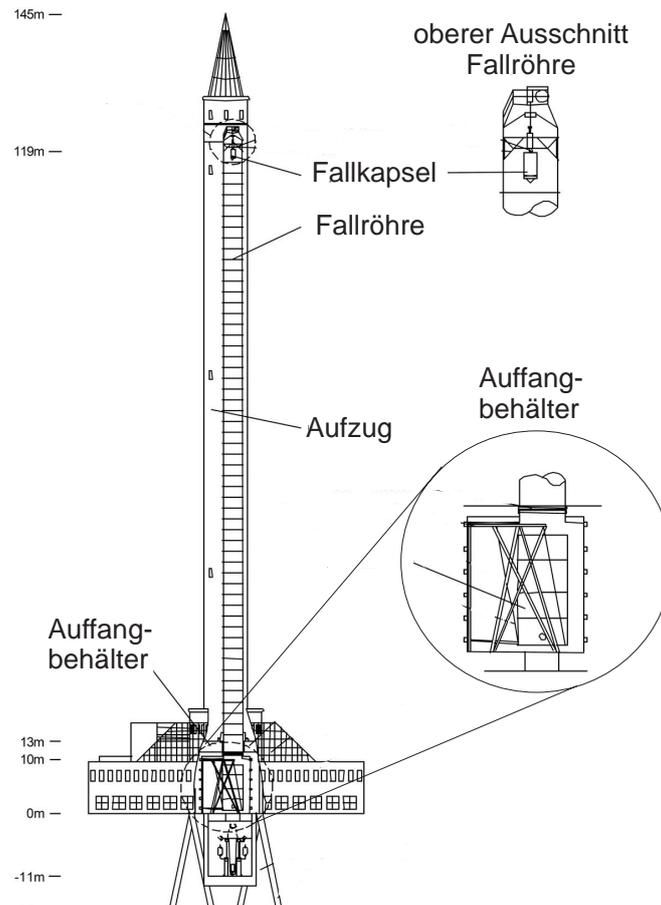


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung des Fallturms. Rechts sind vergrößert der obere Teil der Fallröhre mit Fallkapsel sowie der untere Teil mit Abbremsbehälter dargestellt (Quelle: ZARM-FaBmbH).

mit den Vorteilen der längeren Mikrogravitationszeit. Zusätzlich bietet der europäische Raumtransporter „ATV“ *Automated Transfer Vehicle* eine ähnlich gute Mikrogravitationsgüte wie der Fallturm und steht auch im Blickpunkt der weiteren Zukunft dieses Projekts.

Eine grundlegende Idee für dieses Projekt war die Demonstration der technischen Machbarkeit von quantenoptischen Experimenten in oben beschriebenen Umgebungen. Die Herausforderung der technischen Umsetzung und die Weiterentwicklung des Systems machen eine anfangs relativ häufige Wartung und eine damit verbundene Arbeit in einer „normalen“ Laborumgebung notwendig. Für dieses Experiment ist der Fallturm durch seine exzellent kleine Restgravitation, einer Fallzeit von 4,7 Sekunden und einer leichten Zugänglichkeit zum Experiment die ideale Plattform.

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Fallturms in Bremen. Dabei ist innerhalb des eigentlichen Turms eine aus mehreren Stahlelementen gefertigte Fall-

röhre, die vor einem Freifall-Experiment auf unter 20 *mbar* evakuiert wird. Das Abpumpen der Luft im Turm ist für zwei Gründe essenziell: Einerseits erzeugt der Auffang der Fallkapsel in einem mit Styropor-Kügelchen gefüllten Behälter eine statische Reibung am Styropor, was zu einer Explosion durch den vorhandenen Sauerstoff führen würde. Andererseits verbessert sich die Mikrogravitationsgüte im Turm, da die Kapsel nicht durch die restliche Luft gebremst wird. Durch die Evakuierung auf unter 20 *mbar* ist, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, eine Restgravitation von unter  $10^{-5}$  *g* im Frequenzbereich bis 500 *Hz* nach 1,5 Sekunden Fallzeit sichergestellt. Durch die Trägheit schwingt

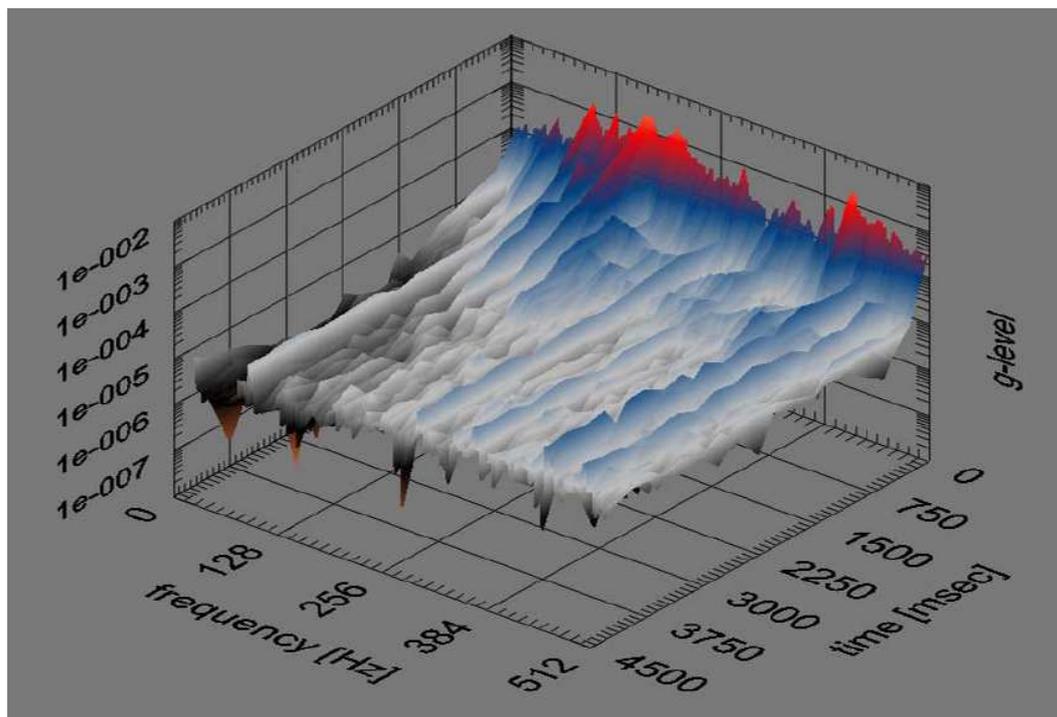


Abbildung 3.3: Restbeschleunigung im Fallturm im Frequenzband von 0 bis 500 *Hz* in Abhängigkeit von der Fallzeit. Nach 1,5 Sekunden sind alle Restbeschleunigungen auf ein Level von unter  $10^{-5}$  *g* gesunken (Quelle: ZARM-FaBmbH).

die Experimentstruktur nach dem Übergang in den freien Fall nach, was erst ab einer Fallzeit von 1,5 Sekunden auf ein Level unter  $10^{-5}$  *g* gedämpft ist.

Die Fallzeit kann durch einen installierten Katapultbetrieb, in dem die Kapsel zeitlich eine Parabelbahn beschreibt, auf 9,3 Sekunden ausgedehnt werden. Der Katapultbetrieb bedingt jedoch in Bezug auf Größe und Gewicht der am Fallturm eingesetzten Experimentierkapseln (siehe Kap. 3.2.1) weitere Einschränkungen. Zu Beginn des Projektes im April 2004 war jedoch das Katapult noch nicht im Betrieb, so dass das vorliegende Experiment auf die größeren Kapseln für den reinen Fallbetrieb ausgelegt wurde. Die Option des Katapults wird im Nachfolgeprojekt (siehe Kap. 6) verwirklicht werden.

Pro Tag können am Fallturm Bremen bis zu 3 Freifallversuche vorgenommen werden. Die wesentliche Einschränkung hierbei ist die Zeit, die für die Evakuierung und dem Wiederbelüften des Turms sowie für die Bergung der Fallkapsel aus dem mit Styropor gefüllten Behälter benötigt wird.

Das experimentelle Umfeld des Fallturms stellt sehr spezielle Ansprüche an die durchgeführten Experimente, die insbesondere für atom-optische Experimente weit über den Standard hinausgehen. Äußere Einflüsse, wie zum Beispiel das Magnetfeld, haben einen nicht zu vernachlässigenden Effekt auf das Experiment und müssen bei der Wahl von Experimentparametern mit einbezogen werden. Weitere Details zum Fallturm können in [67] nachgelesen werden.

### 3.2.1 Aufbau der eingesetzten Fallkapsel

Für QUANTUS wird das Standardmodell der Fallkapsel eingesetzt. Seine Dimensionen definieren das Gesamtvolumen, Gewicht sowie Höhe und Durchmesser des Experiments. Die Kapsel wird im Folgenden daher kurz beschrieben. In Abbildung 3.4 ist die eingesetzte Kapsel schematisch dargestellt. Die Kapsel hat einen freien Innendurch-

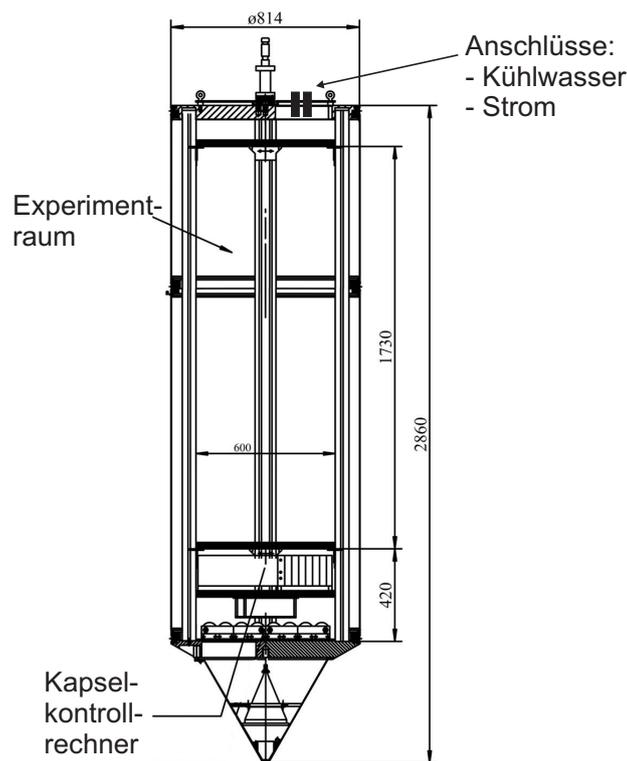


Abbildung 3.4: Technische Zeichnung einer Fallkapsel für den Einsatz im Fallturm Bremen. Die lange Version weist einen Platz für das Experiment von 1,73 m und einen Durchmesser von 60 cm auf (Quelle: ZARM-FaBmbH).

messer von 60 cm und eine Gesamtlänge von 2,86 m, davon 1,73 m Nutzraum für das Experiment. Einzelne Komponenten des Experiments sind auf verschiedene Etagen verteilt, die in der Fallkapsel in beliebigen Abständen angebracht werden können. Wesentliche Bestandteile der Kapsel sind das Gerüst, die Hülle und die Kapselspitze, wobei die beiden zuletzt genannten Teile nur im Fallbetrieb zum Einsatz kommen. Eine weitere Einschränkung neben dem effektiv nutzbaren Raum stellt das zulässige Gesamtgewicht der Kapsel von 500 kg dar, wovon etwa 234 kg für das Experiment zur Verfügung stehen. Diese Grenze wird von dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Experiment um etwa 90 kg überschritten, das jedoch durch eine höhere Granulatfüllung im Auffangbehälter kompensiert werden konnte.

Da der Fallturm vor einem Abwurf evakuiert wird, ist die Fallkapsel luftdicht verschlossen, um in der Kapsel selbst einen atmosphärischen Druck aufrechtzuerhalten. Es konnten daher elektrische Komponenten eingesetzt werden, die auf dem Prinzip der Konvektionskühlung beruhen.

Die Leistungsaufnahme der Kapsel ist durch die vom Betreiber bereitgestellte elektrische Zuleitung auf 280 Watt begrenzt (10 A bei 28 V). Durch eine Batteriepufferung (Kapazität 25 Ah, 28 V Nominalspannung) kann jedoch zeitweise mehr Leistung bereitgestellt werden (maximal ein Strom von 40 A). Die während des Betriebs des Experiments dissipierte Wärmeleistung wird durch ein Kühlwassersystem über die obere Abdeckung der Kapsel abgegeben, wobei die maximale Leistungsabgabe auf 2,3 kW begrenzt ist. Die gesamte Versorgungseinheit wird erst kurz vor dem Abwurf getrennt, so dass das Experiment maximal die anschließenden 10 Minuten autark betrieben werden muss. Das Experiment selbst wird über einen Rechner in der Fallkapsel ferngesteuert, der via kabelloser Funkübertragung (WLAN) mit der Steuerzentrale des Fallturms verbunden ist, hierüber erfolgt auch der Datenaustausch. Von dieser Steuerzentrale wird auch der gesamte Ablauf eines Freifallexperiments überwacht. Weitere Einzelheiten finden sich in [67].

### 3.2.2 Zusammenstellung der Kapselkomponenten

Beim Einbau der verschiedenen für das Experiment benötigten Komponenten muss einerseits auf die Ausrichtung bezüglich der Fallachse der Kapsel, andererseits auf die Anordnung der einzelnen Komponenten relativ zueinander geachtet werden. Durch die hohen Beschleunigungen von 50 g, die beim Aufprall der Kapsel auftreten, müssen Scherkräfte auf zerbrechliche Teile unbedingt vermieden werden. So wurde zum Beispiel darauf geachtet, dass viele elektronische Platinen, wie sie in Computern und Stromtreibern mehrfach vorhanden sind, nicht senkrecht zur Fallrichtung eingebaut werden, um einen Bruch dieser zu vermeiden.

In den folgenden Abschnitten soll nun auf die einzelnen Bestandteile des Experiments eingegangen werden. Die Unterteilung richtet sich dabei auf die drei Hauptaspekte Vakuumsystem, Magnetfelderzeugung und Laserlicht, die die wesentlichen Komponentengruppen eines jeden quantenoptischen Experiments ausmachen.

### 3.3 Vakuumsystem

Atom-optische Experimente sowie die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten erfordern ein Ultrahochvakuum, um ein von störendem Restgas und den damit verbundenen inelastischen atomaren Stößen nahezu befreites Umfeld zu garantieren. Auf Grund des geringen Platzangebots wurde QUANTUS im Gegensatz zu den meisten BEC Experimenten als Einkammersystem realisiert. In vielen Experimenten mit ultrakalten atomaren Gasen werden die Atome zunächst in einer ersten Kammer aus dem Hintergrundgas gefangen und anschließend über eine differenzielle Pumpstufe in eine zweite Vakuumkammer mit einem geringeren Hintergrund-Dampfdruck gebracht und dort gefangen, um Lebensdauer verkürzende Stöße mit dem Hintergrundgas zu vermeiden. Der vorlie-

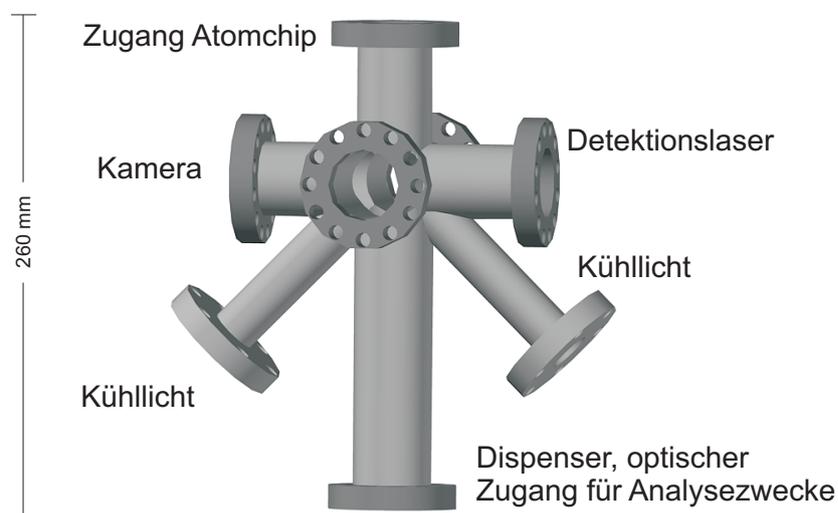


Abbildung 3.5: Zentrale Vakuumkammer ohne Magnetspulen und Vakuumfenster. Zu sehen sind die Zugänge für das Kühllicht, die Detektion, das Umpumplicht, die Kamera die Dispenser sowie den Zugang für den Chip

gende Einkammeraufbau erfordert einen Kompromiss zwischen dem Laden einer ausreichend hohen Zahl von Atomen aus dem Hintergrundgas einerseits und einem genügend kleinen Druck für eine lange Lebensdauer des atomaren Ensembles in der Magnetfalle (Kap. 4.2.3) andererseits. Um einen möglichst geringen Hintergrundgasdruck zu erreichen (etwa  $10^{-11}$  mbar), wurde die Vakuumkammer in Ihren Ausmaßen so klein wie möglich gehalten bei einer entsprechend geringen Pumpleistung von 20 l/s. Das System wurde komplett aus dem unmagnetischen Stahl der Sorte *DIN 1.4429* gefertigt, um eine Magnetisierung des Stahls, der durch die erzeugten externen Magnetfelder aufträte, zu vermeiden. Für die Sicherstellung der UHV-Qualität (*Ultra-Hoch Vakuum*)

und der Stabilität des Systems wurde auf die bewährte Methode von CF-Dichtungen (conflat) mit Kupferdichtringen zurückgegriffen.

Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Zeichnung der zentralen Kammer, in der die Bose-Einstein-Kondensate erzeugt und untersucht werden. Die zentrale Kammer besteht aus einem „Kreuz“, an das von unten noch zwei zusätzliche Rohre im  $45^\circ$ -Winkel angebracht wurden. Diese beiden unteren von der Kammerachse wegstehenden Zugänge sowie die beiden senkrecht dazu stehenden, sind optische Zugänge für das Kühllicht der magneto-optischen Falle (MOT [80, 81], siehe auch Kapitel 4.1). Die beiden anderen in der waagerechten liegenden Zugänge bilden die optischen Zugänge für die Absorptionbildgebung (Kapitel 3.7), einen Zugang für die Kamera und der gegenüberliegende für das Detektionslicht. Alle optischen Zugänge erfolgen über beidseitig antireflexbeschichtete (AR) UHV-Fenster, deren Beschichtung im Frequenzbereich bei  $780\text{ Hz}$  sowie bei  $1030\text{ Hz}$  eine Transmission von über  $99\%$  garantiert (siehe Anhang B.4). Technische Details der gesamten Kammer können dem Anhang entnommen werden.

Die untere Öffnung dient dem Einbringen der Dispenser, zusätzlicher Analyse (z.B. Beobachten der Atome bezüglich der Chipposition) und kann als eine weitere Option für eine Manipulation der Atome durch optische Maßnahmen dienen. Denkbar wäre zum Beispiel ein weit blauverstimmter Laser zur Teilung für die Realisierung von Interferenzstudien der Dekohärenz des Kondensats (siehe auch Kap. 6) [44, 22]. Der verbleibende Zugang, in der Abbildung vertikal oben angeordnet, dient zum einen zur Platzierung des Atomchips, zum anderen erfolgt hierdurch der Zugang zu den Vakuumpumpen. Der Atomchip wird an einem sogenannten „Zwischenflansch“ befestigt, der über eine kompakte Befestigung eine stabile Anbindung des Chips an die Kammer garantiert.

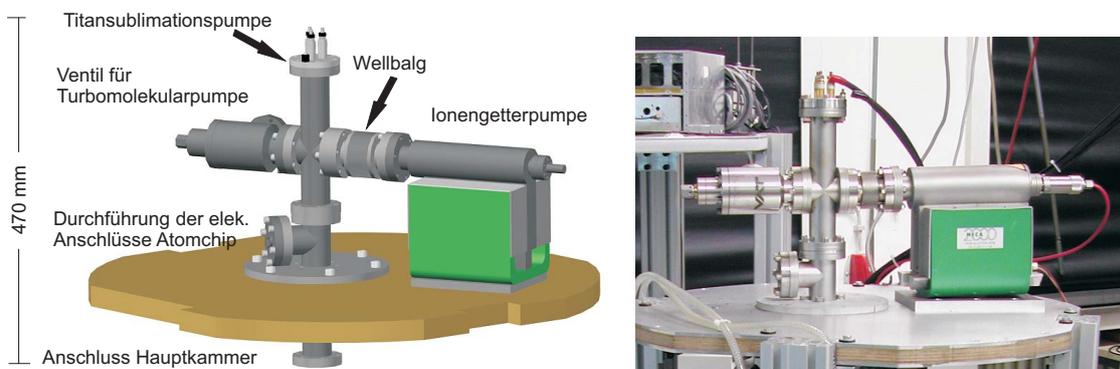


Abbildung 3.6: Oberer Teil der Vakuumkammer mit Vakuumpumpen und elektrischen Zugängen für den Chip. Am unteren Zugang befindet sich die Hauptkammer mit den Spulen zur Erzeugung der zum Betrieb notwendigen magnetischen Felder

Über der zentralen Kammer befinden sich 4 weitere Zugänge des Vakuumsystems. Der erste Zugang ist mit einem 9-poligen Stecker, montiert auf einem CF-Flansch, bestückt und ermöglicht die kompakte Anbindung aller elektrischen Zuleitungen für den Atomchip.

Die Experimentkammer wird über ein 4-Wegekreuz mit Hilfe einer Ionengetterpumpe und Titansublimationspumpe evakuiert. Die Initialisierung des Drucks in der Kammer erfolgt mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe, die nach Erreichen des Soll-drucks  $10^{-9}$  mbar von dem gesamten Vakuumsystem mit Hilfe eines Ventils abgetrennt wird. Im Folgenden werden diese 3 Pumpen kurz beschrieben.

### 3.3.1 Vakuumpumpen

Da die diversen kommerziell erhältlichen Vakuumpumpen für unterschiedliche Druckbereiche ausgelegt sind und sie außerdem eine spezifische Eignung für bestimmte Gase aufweisen, ist der Einsatz mehrerer Pumpen in einem Experiment mit kalten atomaren Gasen unbedingt erforderlich. Die Ionengetterpumpe kann durch ihren sehr geringen Energieverbrauch kontinuierlich betrieben werden und kann im Fallturmbetrieb durch Batterien versorgt werden, die Titansublimationspumpe benötigt a priori keine kontinuierliche Stromversorgung.

#### Turbomolekularpumpe

Die Turbomolekularpumpe ist für die Vorevakuierung des Systems zuständig und basiert auf einer rein mechanischen Pumpwirkung. Das System wird mit Hilfe einer Drehschieberpumpe in Kombination mit einer Turbomolekularpumpe auf  $10^{-9}$  mbar evakuiert. Bei diesem Druckwert wird dieses Pumpensystem mit Hilfe eines Ganzmetallventils (*Reihe 571, VAT GmbH*) abgetrennt und durch eine Ionengetterpumpe und eine Titansublimationspumpe ersetzt. Die Ionengetterpumpe kann so den vorevakuierten Druck auf den unteren  $10^{-11}$  mbar-Bereich weiter absenken. Lediglich bei einem notwendigen Öffnen des Vakuumsystems ist das Zuschalten der Turbomolekularpumpe wieder notwendig, was seit der ersten Entlüftung nicht mehr der Fall war.

#### Ionengetterpumpe

Die Pumpwirkung einer Ionengetterpumpe (*PID25, MECA2000, 25 l/s*) beruht auf der Ionisierung des Gases durch Elektronenstoß und Beschleunigung der Teilchen durch Anlegen einer Hochspannung (im vorliegenden Fall 4000 Volt, was jedoch von dem gegebenen Druck abhängt) zur effektiven Adsorption und Implantierung der ionisierten Atome in der aus Titan bestehenden Kathode. Um die freie Weglänge der Elektronen zu erhöhen und somit die Pumpwirkung zu verstärken liegt ein aus Permanentmagneten erzeugtes homogenes Feld an, was die Elektronen auf Kreisbahnen zwingt und so die Zahl der Stöße pro Elektron erhöht. Der somit erzeugte Strom, der im vorliegenden Druckbereich von  $10^{-11}$  mbar im  $\mu A$ -Bereich liegt, liefert einen Hinweis auf den in der Kammer herrschenden Druck<sup>1</sup>. Die Ionengetterpumpe besitzt eine auf die Gegebenhei-

<sup>1</sup>Hierbei ist zu beachten, dass der Strom natürlich nur von dem gepumpten Gas erzeugt wird und daher auch nur dessen Partialdruck anzeigt. Schlechter oder fast nicht gepumpte Gase wie Edelgase und

ten des Fallturms angepasste Halterung der Hochspannungselemente, um Spannungsüberschläge durch die anliegende Hochspannung beim Abbremsen der Fallkapsel zu vermeiden. Alle Schrauben in der Pumpe wurden ab Werk punktgeschweißt, um ein Lösen im Inneren der Pumpe zu vermeiden. Die Steuereinheit der Pumpe (*SPC, Varian*) hat eine effektive Leistungsaufnahme von 4,8 W und kann während eines Freifallversuchs von der Batterie gespeist werden. Die oben angesprochenen Permanentmagneten erzeugen ein relativ hohes Magnetfeld in ihrem Umfeld, was den Einsatz eines abschirmenden  $\mu$ -Metalls mit einer sehr hohen Permeabilitätszahl (2 mm Wandstärke) notwendig macht (Kap. 3.5.3).

### **Titansublimationspumpe**

In einem zeitlichen Zyklus von etwa 4 Wochen wird die Titansublimationspumpe (*ZST23, Thermo Vacuum Generators, jetzt VGScienta*) in Betrieb genommen. Deren Pumpwirkung besteht darauf, dass von einem starken Filament ( $\varnothing = 2 \text{ mm}$ ) verdampftes Titan eine Verbindung mit der inneren Wand der Vakuumkammer eingeht, um dann als reaktives Element Restgas aus der Kammer zu binden. Ein Hochstromnetzgerät ermöglicht Sublimation von Titan durch Ohmsches Heizen. Die Titansublimationspumpe, bestehend aus den oben angeführten Titanfilamenten, Hochstromdurchführungen und Anschlüssen für das Hochstromnetzgerät, befindet sich am oberen Ende der Vakuumkammer. Die Filamente sind vertikal in U-Form ausgerichtet, um mechanische Spannungen und ein Brechen des Titanfilaments durch die hohen Kräfte im Fallturm vermeiden werden. Insgesamt stehen 3 Filamente zur Verfügung, was im Falle eines defekten Filaments leicht den Wechsel auf ein zweites ermöglicht, ohne ein Öffnen des Vakuumsystems vornehmen zu müssen.

### **3.3.2 Aufhängung der Kammer**

Um mechanische Spannungen in der Kammer beim Abbremsvorgang der Fallkapsel zu vermeiden, ist die gesamte Vakuumapparatur nur über eine Halterung mit der Struktur der Fallkapsel verbunden. Über zwei Klemmbacken, die um das Mittelrohr der Kammer greifen, ist diese an einer Plattform aufgehängt (siehe auch Abb. 3.6 und 3.7). Alle restlichen Elemente wie Spulen, Optik und CCD-Kamera sind direkt an der Vakuumkammer befestigt und sind so zu dieser fixiert, um Relativbewegungen der Komponenten zueinander zu vermeiden. Die Ionengetterpumpe ist aufgrund ihres Gewichts als einzige Komponente nicht direkt an der Kammer befestigt sondern ist direkt mit der Fallkapsel verbunden und zur Vermeidung mechanischer Spannungen über einen flexiblen Wellbalg mit der Vakuumkammer verbunden, der kleine Relativbewegungen ausgleichen kann (siehe Abb. 3.6).

---

Rubidium werden daher nicht berücksichtigt.

### 3.4 Auswahl der Atomspezies und Atomquelle

Die Wahl des Elements für die erste Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats unter Schwerelosigkeit fiel die Wahl auf das Isotop  $^{87}\text{Rb}$ . Der zum Betrieb der magneto-optischen Falle eingesetzte Kühlübergang liegt im nah-infraroten Bereich bei  $780\text{ nm}$ , was den Einsatz kommerzieller Diodenlaser ermöglicht. Ein weiterer Vorteil sind die für die spätere Evaporationskühlung vorteilhaften Stoßeigenschaften. Eine hohe elastische Stoßrate ist wichtig für eine effiziente evaporative Kühlung [82, 83, 84]. Nicht zuletzt eignen sich die Rubidiumatome gut für die Atominterferometrie, da Elemente mit ausreichend langlebigen Niveaus<sup>2</sup> nicht durch Dekohärenzprozesse durch spontanen Zerfall die Interferenzen überdecken.

Als atomare Quelle für das Experiment dienen mit Rubidiumchromat gefüllte Dispenser (*SAES Getters, Mailand*), die mit Hilfe eines angelegten elektrischen Stroms durch resistive Wärmeentwicklung auf einige hundert Grad geheizt werden. Dadurch bricht die Verbindung auf, Rubidium verdampft und erhöht so den Rubidiumpartialdruck in der Vakuumkammer. Die Dispenser besitzen eine Schutzschicht, so dass die Rubidiumverbindung nicht durch Reaktion mit der Luft oxidiert wird. Sie werden im geschlossenen Zustand in das Vakuumsystem eingebracht und ab einem Strom von etwa  $3,5\text{ A}$  wird die Rubidium haltige Schicht freigelegt. Dadurch wird eine unerwünschte Reaktion des Rubidiums mit der Umgebungsluft vor dem Einbau in das Vakuumsystem vermieden. Der Vorteil der Dispenser ist, dass sie sich schnell schalten lassen und relativ nah an den Einfangbereich der magneto-optischen Falle herangebracht werden können [85]. Dies geschieht über eine Halterung, die in das untere Rohr der Vakuumkammer eingeführt wird und 3 Dispenser gleichzeitig aufnehmen kann. Die Halterung selbst bildet über die Kammer einen Kontakt, während das andere Ende der Dispenser an jeweils einer Stromdurchführung angeschlossen ist. Versorgt werden die Dispenser direkt von DCDC-Wandlern (*C1529-165, Schulz-Electronic*), die mit einer angelegten Steuerspannung den ausgegebenen Strom regeln. Die damit einhergehenden Nachteile eines relativ hohen Rauschpegels von  $\Delta I/I \approx 10^{-2}$  und relativ hohen Schaltzeiten von  $25\text{ ms}$  sind für den Betrieb der Dispenser irrelevant. Während des Experimentierens ist nur ein Dispenser im Betrieb, im Falle eines entleerten Dispensers kann auf einen zweiten umgeschaltet werden, ohne das Vakuumsystem belüften zu müssen. Seit der Erzeugung der ersten MOT am 20. Februar 2005 war bei ständigem Experimentierbetrieb jedoch bis dato (Mai 2008) ein Wechsel nicht erforderlich.

### 3.5 Erzeugung und Kontrolle der Magnetfelder

Die Notwendigkeit sehr flacher Fallen bei der adiabatischen Dekompression sowie möglichst geringer Inhomogenitäten der Felder erfordert eine präzise Herstellung, Anord-

<sup>2</sup>Bei Rubidium sind z.B. die Hyperfein-Grundzustände  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  oder  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  solche langlebigen Zustände.

nung und Montage der Spulen. Zudem sind sehr rauscharme Stromquellen erforderlich, um Heizprozesse bzw. Schwingungen des Kondensats zu vermeiden. Homogene Felder werden zur Kompensation von Störfeldern bzw. in Kombination mit dem Atomchip benötigt. Die magnetischen Potenziale in diesem Experiment werden aus einer Kombination von (Anti-)Helmholtz-Spulen und elektrischen Mikrostrukturen auf einem sogenannten „Atomchip“ gebildet. Die Leiterbahnen des Atomchips befinden sich relativ nah am Fallenzentrum ( $50 \mu\text{m}$  bis  $1,2 \text{ mm}$ ) während die Spulen um die Vakuumkammer angeordnet sind (Abb 3.7). Daher werden die Magnetfelder dieser Spulen auch „externe Felder“ genannt. Im Folgenden sollen alle magnetfelderzeugenden Komponenten im Einzelnen beschrieben werden. Dabei werden zuerst die externen makroskopischen Spulen beschrieben, bevor näher auf den Atomchip eingegangen wird. Im Anschluss wird noch die Magnetfeldabschirmung beleuchtet, die für einen störungsfreien Ablauf im Fallturm wichtig ist.

### 3.5.1 Externe Felder

An der Kammer befinden sich insgesamt 4 Spulenpaare, drei davon für die Bereitstellung homogener Felder und ein Paar für die Erzeugung eines Magnetfeldgradienten. Tabelle 3.5.1 zeigt eine Übersicht über die verschiedenen Spulenpaare. Wichtig

Spulenpaar	Windungen N	mittl. Abstand d [mm]	mittl. Radius r [mm]	Feld/Gradient im Zentrum
MOT	250	110	127,5	$1,73 \frac{\text{G}}{\text{cmA}}$
BIAS (y)	100	90	90	$10 \frac{\text{G}}{\text{A}}$
Korrektur 1 (horizontal, x)	10	51	41,7	$1,75 \frac{\text{G}}{\text{A}}$
Korrektur 2 (vertikal, z)	10	60	60	$1,5 \frac{\text{G}}{\text{A}}$

Tabelle 3.1: Übersicht der technischen Daten der im Experiment eingesetzten Spulenpaare.

an der Konzeption war die Erzeugung der gewünschten Magnetfelder mit möglichst geringer elektrischer Leistung und kurzen An- und Abschaltzeiten, wobei gleichzeitig der optische Zugang für die benötigten Laserstrahlen berücksichtigt werden musste. Abbildung 3.7 zeigt eine Übersicht über die Anordnung der Spulen um die zentrale Vakuumkammer. Im Idealfall werden homogene Magnetfelder und homogene Magnetfeldgradienten durch Spulen in Helmholtz- bzw. Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt (Abstand der Spulen = Radius) [86]. Um jedoch die erforderlichen optischen Zugänge nicht zu beeinträchtigen, stand für die benötigten Spulenkonfiguration nur ein einge-

schränkter Platz zur Verfügung. Darum musste teilweise von der optimalen Konfiguration abgewichen werden. Die gewählten Konfigurationen weisen jedoch im relevanten Bereich der MOT bzw. der Magnetfalle eine genügende Homogenität auf (bei dem Korrektur-Feld K1 und einem maximalen Strom von  $7\text{ A}$  ergibt sich eine Krümmung von  $\partial^2 B/\partial x^2 \approx 3,8\text{ mG/mm}^2$ , was einer Fallenfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 0,78\text{ Hz}$  entspricht). Die Magnetfelder der von der Helmholtz-Konfiguration abweichenden Spulen sind dem Anhang C zu entnehmen.

### MOT-Spulen

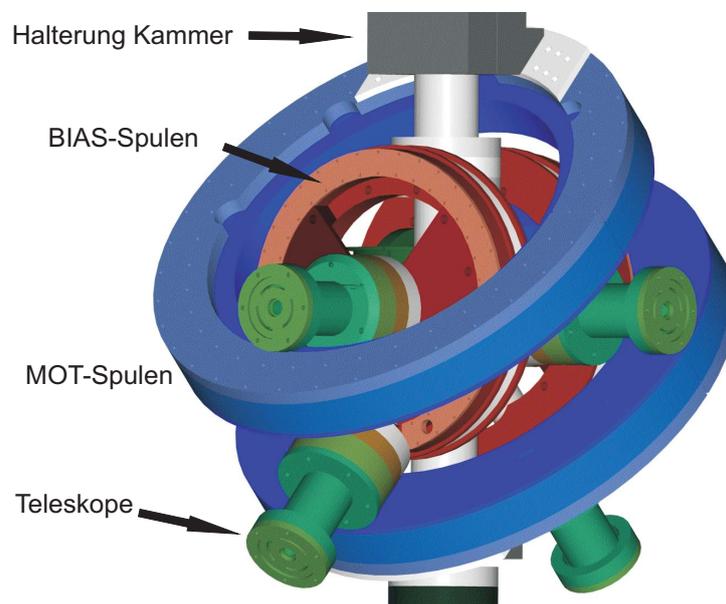


Abbildung 3.7: Vakuummotorkammer mit externen Spulen. Dargestellt sind die MOT-Spulen (blau) sowie die BIAS-Spulen (rot). Die kleineren Korrekturspulen liegen enger an der Kammer und sind in dieser Darstellung nicht zu erkennen. Einzelheiten im Text.

Für einen möglichst großen Einfangradius der Atome in die magneto-optische Falle werden die Gradienten der sogenannten „externen MOT“ durch zwei makroskopische Spulen erzeugt, die von außen an die Vakuummotorkammer angebracht sind (Abb.3.7). Dieses Spulenpaar wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit „MOT-Spulen“ bezeichnet. Bei der in dieser Arbeit verwendeten magneto-optischen Falle handelt es sich um eine sogenannte „Spiegel-MOT“, die im Gegensatz zu einer herkömmlichen MOT mit vier statt sechs unabhängiger Kühllicht-Strahlen auskommt.

Die verspiegelte Chipoberfläche reflektiert zwei der vier Strahlen und sorgt für Kühllicht aus gegenläufigen Strahlenpaaren mit der jeweils richtigen Lichtpolarisation aus allen drei Raumrichtungen [87]. Eine optimierte Laderate der Spiegel-MOT ergibt sich

bei einem Magnetfeldgradienten von  $10\text{ G/cm}$  [88]. Als ein gutes Verhältnis für die Spulen von Größe / Leistung und Effizienz hat sich eine Kombination aus einem Radius von  $127,5\text{ mm}$  mit 250 Windungen bei einem Spulenstrom von  $7\text{ A}$  ergeben<sup>3</sup>. Bei einem Spulendrahtdurchmesser von  $1,2\text{ mm}$  beträgt die Heizleistung bei einem Strom von  $7\text{ A}$  bereits 155 Watt pro Spule, was eine Kühlung dieser Spulen unumgänglich macht. Der Spulenkörper ist dazu so konstruiert, dass neben der Aufnahme für die Drahtwindungen ein Kanal für Kühlflüssigkeit vorgesehen ist (siehe Anhang C). Durch das automatische Ankoppeln des Kühlsystems im Fallturm ist es möglich, die Spulen bis kurz vor dem freien Fall zu kühlen (Kap. 3.2.1). Da die MOT nur etwa 10 Sekunden geladen wird, kann das Experiment durchaus fünf Zyklen ohne Kühlung betrieben werden. Dies wird bei dem eigentlichen Einsatz im Abwurfbetrieb ausgenutzt.

Durch die hohe Windungszahl von  $N = 250$  weisen die Spulen eine erhebliche magnetische Induktivität auf. Um hier die Abschaltvorgänge zu optimieren, wurden die Spulenkörper geschlitzt angefertigt, damit Wirbelströme in diesen vermieden werden. Dennoch betrug die Abklingzeit des Magnetfeldes etwa  $72\text{ ms}$  nach Abschalten der Stromquelle. Für eine Optimierung der Abklingzeit wird der Stromkreislauf durch Schließen eines im offenen Zustand niederohmigen MOSFETs (*MTP20N15E*, *Advanced Power Technologies*) getrennt. Auf diese Weise konnten die Abschaltzeiten von vormals  $72\text{ ms}$  auf  $2,6\text{ ms}$  reduziert werden (Zeit für das Abfallen auf 10 % des Magnetfeldes).

Der Strom für die Spulen wird direkt durch steuerbare DCDC-Wandler erzeugt, die ihre Eingangsspannung von  $28\text{ V}$  Akkus beziehen. Mit ihrer Hilfe lassen sich die notwendigen Spannungen und elektrischen Leistungen, die den Windungszahlen angepasst werden müssen, auf relativ einfache Weise erzeugen. DCDC-Wandler zeigen ein hohes Stromrauschen, welches durch die Induktivität der Spulen der externe MOT gefiltert wird. Verbleibende Anteile haben sich als unkritisch erwiesen. Die  $28\text{ V}$  Akkus können bis kurz vor dem Abwurf der Kapsel über das Versorgungssystem geladen werden, so dass eine dauerhafte Versorgung der MOT-Spulen für Tests unmittelbar vor dem Abwurf gewährleistet ist.

## Homogene Magnetfelder

Drei Spulenpaare erzeugen die notwendigen homogenen Felder, die einerseits für die Kompensation externer Felder verantwortlich sind und auch die örtliche Position der Atome in der MOT verschieben können andererseits werden sie für das Wechselspiel mit dem Atomchip benötigt. Wesentlich hierfür ist das Magnetfeld in  $y$ -Richtung, welches in Kombination mit dem Atomchip ein Quadrupolfeld erzeugt (siehe Kap. 3.5.2, Abb. 3.8 sowie [87, 89, 90]). Der Einsatz steiler Fallen mit Vibrationsmoden von  $6\text{ kHz}$  setzt Feldstärken bis zu  $60\text{ G}$  voraus (Kap. 3.5.2). Die Spulen mit einem Radius sowie gegenseitigem Abstand von  $90\text{ mm}$  exakte Helmholtz-Konfiguration und bei einem erzeugen bei einem maximal möglichen Strom von  $7\text{ A}$  ein Magnetfeld von  $70\text{ G}$ . Da

<sup>3</sup>Größere Spulen sind durch zu hohe Ströme und somit der zur Verfügung stehenden Energie begrenzt, kleinere Spulen schränken den optischen Zugang ein.

solch hohe Felder im Experiment nur während der evaporativen Kühlung mit einer kurzen Dauer von einer Sekunde benötigt werden (Heizleistung etwa  $38\text{ W}$  pro Spule), ist eine Kühlung dieser Spulen nicht notwendig.

Die anderen beiden Spulenpaare, deren Achse in  $x$ - sowie  $z$ -Richtung ausgerichtet ist, dienen der Kompensation und Variation homogener Felder. Mit Hilfe dieser Spulen wird z.B. während der optischen Melasse das Magnetfeld exakt auf Null geregelt. Diese haben jeweils 10 Windungen und können ebenfalls mit einem maximalen Strom von  $7\text{ A}$  betrieben werden. Die so maximal erzeugbaren homogenen magnetischen Felder von  $10,5\text{ G}$  für die  $x$ -Richtung bzw.  $13,2\text{ G}$  für die  $z$ -Richtung reichen völlig zur Kompensation in diesen Richtungen aus. Die Windungszahl bewirkt außerdem nur eine geringe resistive Wärmeentwicklung, wodurch auch diese Spulen ohne Kühlung auskommen. Mit horizontalem Feld in  $x$ -Richtung lässt sich außerdem noch eine Variation des Fallenboden-Offsets vornehmen, der für die Vermeidung von Majorana-Spin-Flips in der Magnetfalle wichtig ist [91, 92].

### 3.5.2 Atomchip

Der Atomchip ist das zentrale Element zur Erzeugung aller relevanten Feldgradienten und Krümmungen (außer der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen „externen“ MOT). Atomchips bieten gerade für dieses Experiment maßgebliche Vorteile. Zum einen weisen sie eine hohe Kompaktheit und mechanische Stabilität auf, was für das vorliegende experimentelle Umfeld unumgänglich ist. Zum anderen lassen sich mit Atomchips sehr hohe Fallenfrequenzen von bis zu  $6\text{ kHz}$  im vorliegenden Fall und damit sehr kleine Rethermalisierungszeiten des atomaren Ensembles realisieren, so dass zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases durch Verdampfungskühlen eine sehr kurze Evaporationszeit von etwa einer Sekunde nötig ist<sup>4</sup>, so dass die Produktion desselben während der 4,7 Sekunden freien Falls stattfinden kann. Drittens ist durch die Realisierung des Magnetfeldgradienten mit nur einem Draht die Leistungsaufnahme auf ein Minimum reduziert, so dass sich die gesamte Magnetfalle mit Batterien betreiben lässt. Nicht zuletzt lassen sich durch die vielfältigen Möglichkeiten der Bearbeitung lithographischer Oberflächen zahlreiche Chipvarianten und somit Fallengeometrien herstellen, womit sich eine Fülle interessanter Experimente realisieren lassen wie z.B. Aufteilen und Rekombination quantenentarteter Gase [93, 94, 95], magnetische Förderbänder [1, 96] oder kohärente Strahlteiler [63, 97]. Da die grundlegende Funktionsweise in zahlreichen Arbeiten detailliert beschrieben worden ist, soll hier nur auf die fundamentalen Grundlagen eingegangen werden. Für weitere Details sei auf die abundante Literatur verwiesen [89, 90].

---

<sup>4</sup>Die Evaporationszeit ist über die Stoßrate und die Dichte des Ensembles mit der Fallenfrequenz verknüpft. Bei Fallenfrequenzen von  $300\text{ Hz}$ , wie es bei makroskopischen Spulen der Fall ist, dauert die Evaporation bis zu 30 Sekunden. Wegen der Fallenverluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas wird dann natürlich auch ein erheblich besseres Vakuum benötigt.

### Funktionsprinzip eines Atomchips

Im Rahmen dieser Arbeit wurden im Wesentlichen nur zwei Leiterbahnkonfigurationen eingesetzt. Der in QUANTUS eingesetzte Chip diente zur Realisierung einer magneto-optischen Falle und der Ioffe-Pritchard-Falle, die im Folgenden beschrieben werden. Zum einen besteht die Möglichkeit, mittels einer U-förmigen Leiterbahnkonfiguration ein 3D-Magnetfeld-Gradienten zu erzeugen, der im Zusammenspiel mit dem entsprechenden Laserlicht eine magneto-optische Falle bildet. Zum anderen kann mit einer z-förmigen Leiterbahn eine Ioffe-Pritchard-Falle [98, 38] mit einem lokalen nichtverschwindenden Magnetfeldminimum realisiert werden. In Abbildung 3.8 ist die prinzi-

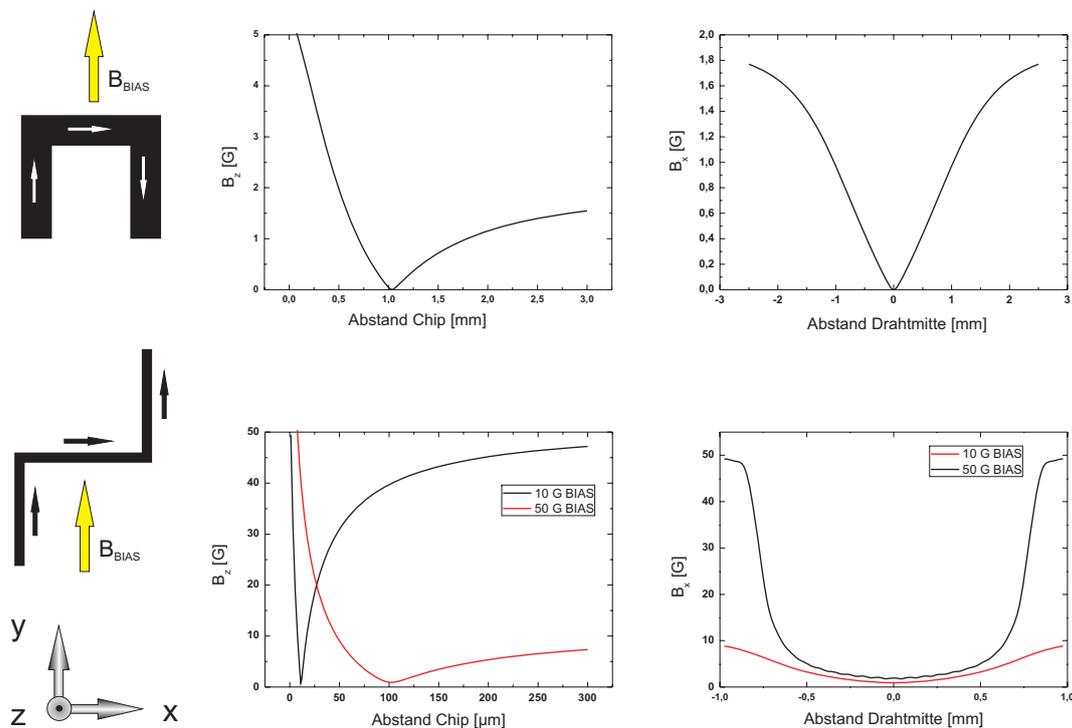


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Atomchips. Dargestellt sind wichtigsten Leiterbahnkonfigurationen U und Z mit zugehörigem externem Feld  $B_{BIAS}$  in  $y$ -Richtung sowie die sich daraus ergebenden Potenziale in  $x$ - und  $z$ -Richtung.

pielle Funktionsweise dieser beiden Leiterbahnkonfigurationen schematisch dargestellt. Im oberen Teil ist die magneto-optische Falle mit der Leiterbahn in U-Form dargestellt. Die rechts daneben gezeigten Potenziale zeigen jeweils den Magnetfeldverlauf in  $z$ -Richtung (von der Chipoberfläche weg) sowie in  $x$ -Richtung (parallel zum Mitteldraht des U), wobei jeweils der Absolutbetrag des Magnetfeldes gegen den Abstand zur Chipoberfläche resp. dem Abstand zur Drahtmitte angegeben ist. Wichtig ist bei der MOT der lineare Feldverlauf in der Nähe des Zentrums eines Quadrupolfelds. Im unteren Teil ist

die z-förmige Konfiguration für den Fall der Ioffe-Pritchard-Falle dargestellt. Da der Strom in den beiden Zuleitungen in die gleiche Richtung fließt, addieren sich bei der Z-Falle im Gegensatz zur U-Konfiguration die x-Komponenten des Magnetfelds auf und es verbleibt ein Magnetfeld im Fallenminimum. Dieser „Fallenboden“ ist zur Vermeidung von Majorana-Spin-Flips [91, 92] notwendig<sup>5</sup>, und lässt sich mit der im vorherigen Kapitel beschriebenen Korrekturspule in x-Richtung noch variieren.

Die Position des Fallenminimums und die mit der Fallenfrequenz verbundene Magnetfeldkrümmung hängen von dem externen Feld wie auch der Stromstärke durch den Chip-Draht ab. Für eine Abschätzung dieser Größen kann man in erster Näherung das Biot-Savart-Gesetz für unendlich dünne Leiter anwenden und dieses nach dem Abstand  $z$  vom Draht umstellen. Dieses ergibt für die Näherung eines unendlichen dünnen Leiters in dem homogenen Magnetfeld  $B_y$  folgende Gleichung für die Position des Minimums im Abstand  $z_0$  zum Leiter

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{B_{BIAS}}, \quad (3.1)$$

mit dem Drahtstrom  $I$  und der Permeabilität des Vakuums  $\mu_0$ . Da die Gradienten und Krümmungen des Felds unabhängig vom homogenen externen Feld sind, lassen sich sofort auch diese angeben:

$$B'(z) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{z^2} = -2 \cdot 10^7 \left[ \frac{G}{cm} \right] \cdot \frac{I [A]}{z^2 [\mu m^2]} \quad (3.2)$$

$$B''(z) = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{I}{z^3} = 4 \cdot 10^{11} \left[ \frac{G}{cm^2} \right] \cdot \frac{I [A]}{z^3 [\mu m^3]} \quad (3.3)$$

Bei den vorangegangenen Überlegungen ist allerdings zu beachten, dass die Gleichungen 3.1 bis 3.3 nur für unendlich dünne und unendlich lange Leiter gelten. Korrekturen ergeben sich durch die endliche Breite der Leiterbahnen [89, 88], Effekte an den Ecken der Leiter [99], Einflüsse der verschiedenen Stromdichten und Störungen infolge von Stromrauschen aufgrund nicht perfekter Leiterbahnen [100, 101]. Für die exakten Berechnungen der einzelnen Felder, Gradienten und Krümmungen sei auf weiterführende Literatur verwiesen [89, 90]

Aus den soeben angestellten stark vereinfachten Überlegungen ergeben sich die radiale und die axiale Fallenfrequenz  $\omega_{rad}$  und  $\omega_{ax}$  zu

$$\omega_{rad} = \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m}} \frac{B'}{\sqrt{B_0}} \quad (3.4)$$

$$\omega_{ax} = \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{m}} \sqrt{B''} \quad (3.5)$$

mit dem Bohrschen Magneton  $\mu_B$ , der Masse von Rubidium  $m$  und den Faktoren  $m_F$  und  $g_F$  der jeweiligen gefangenen Zustände [88]. Da die Fallenfrequenzen eine wichtige

<sup>5</sup>Durch ein verschwindendes Magnetfeld im Minimum entarten die magnetischen Unterzustände und können wieder mischen. Dadurch entstehen auch von der Falle ungefangene Zustände.

Größe für die Berechnung vieler Parameter wie z. B. der freien Expansion nach Entlassen aus der Falle sind, reicht die oben angegebene Krümmung als Lösung oft nicht aus. Für eine genauere Berechnung kann hier auf Numerische Berechnungen oder FEM-Methoden (Finite Element Berechnungen) zurückgegriffen werden. Die hieraus resultierenden Simulationswerte lassen sich mit Messungen überprüfen und können dann in weniger zugänglichen Regimes aufschlussreiche Werte liefern.

### Aufbau des Chips

Abbildung 3.9 zeigt schematisch die Leiteroberfläche des Chips sowie den Aufbau und die Befestigung. Auf der linken Seite ist eine schematische Zeichnung mit der verwendeten Chipgeometrie, dargestellt ist hier nur das zentrale Stück des gesamten Chips. Der Chip hat eine quadratische Grundfläche mit einer Kantenlänge von  $2\text{ cm}$ , das mittlere Drahtstück der U- und der Z-Konfiguration eine Länge von  $2\text{ mm}$ . Die Oberfläche des Chips bildet ein aufgeklebter dielektrischer Spiegel, der die Strahlen für die Spiegel-MOT reflektiert. Die Leiterbahnen auf dem Chip mit einer Breite und einer Höhe von  $50\text{ }\mu\text{m}$ <sup>6</sup> wurden mit lithographischen Methoden hergestellt und mit Hilfe von Bonddrähten elektrisch kontaktiert. Die Obergrenze für den Strom beträgt  $2\text{ A}$ , um ein Durchglühen der Bonddrähte zu vermeiden. Der Anschluss von vakuumtauglichen Kapton-Kabeln, welche die elektrische Verbindung vom Atomchip zu dem mit einer 9-poligem Durchführung (Sub-D Stecker) versehenen UHV-Flansch herstellen, erfolgt über Goldstifte, die rechts und links des Chips an Keramik-Blöcken befestigt sind.

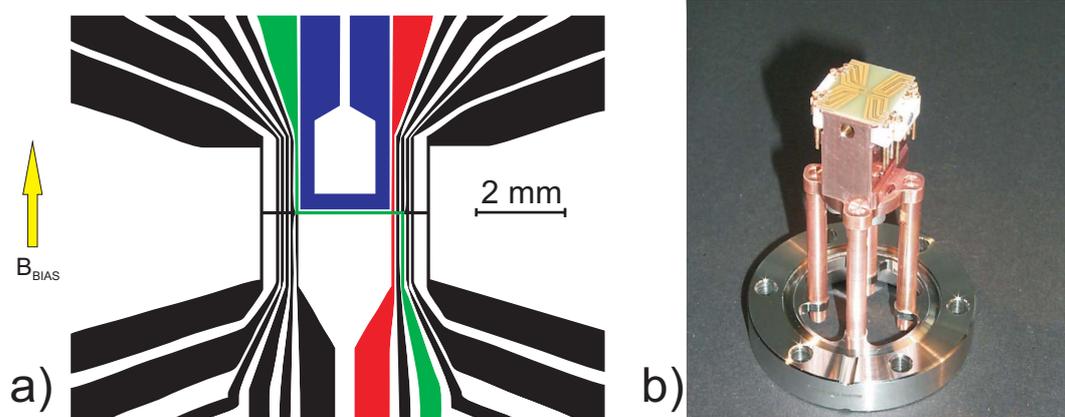


Abbildung 3.9: a) Schematische Darstellung des in diesem Experiment verwendeten Atomchips. Die benutzten Leiter sind das U für die MOT (blau), das Z für die IP-Falle (grün) sowie ein Draht für eine weitere Fallenkonstruktion (rot). b) Experimentelle Realisierung des Chips mit Aufhängung, wärmeabführenden Kupferblock, den Befestigungsstangen sowie dem Zwischenflansch, der auch die Verbindung der Hauptkammer mit den Vakuumpumpen ermöglicht.

<sup>6</sup>Die Breite der benötigten U-Struktur beträgt aufgrund der Notwendigkeit kleinerer Gradienten und höheren Volumina in der MOT etwa  $200\text{ }\mu\text{m}$ .

Die Realisierung für dieses Experiment ist in Abbildung 3.9 b) gezeigt. Mit den feinen Strukturen im Mikrometerbereich und den Strömen von 2 A sind Stromdichten von  $800 \text{ A/mm}^2$  verbunden. Um die Wärmeentwicklung möglichst gering zu halten, sind die Leiterbahnen aus Gold gefertigt. Die restliche anfallende Wärme wird über einen als Wärmesenke dienenden Kupferblock abgeführt. Im Gegensatz zu vielen laborbasierten Chipexperimenten ist der Chip über relativ kurze Stangen an einem „Zwischenflansch“ befestigt. Dieses sorgt für eine stabile Halterung des Chips relativ zur Kammer und somit auch zu den Spulen und dem einfallenden Kühllicht.

Während Stromrauschen in den makroskopischen Spulen kaum eine Rolle spielt, da dieses durch deren relativ große magnetische Induktion herausgefiltert wird, setzt im Gegensatz dazu der Atomchip das Stromrauschen direkt und ungedämpft in Magnetfeldrauschen um. Darum ist auf eine besonders gute Schirmung der Kabel zu achten, um externe Störeinflüsse durch Einfangen von elektromagnetischen Wellen im Frequenzbereich der Fallenfrequenzen über die Zuleitungen so gut wie möglich zu unterdrücken. Daher sind alle elektrischen Zuleitungen zum Chip mit abgeschirmten Kabeln versehen. Durch die extrem kleinen Leiterbahnen auf dem Chip dürfen die Ströme pro Experimentzyklus maximal 3 Sekunden lang auf 2 A laufen, um ein Durchbrennen der Leiterbahnen und der oben erwähnten Bonddrähte zu vermeiden. Der Chip ist daher einerseits mit Schmelzsicherungen (2,2 A, flink) zur Vermeidung zu hoher Ströme und andererseits über einen elektronischen Timerbaustein NE555 zur Vermeidung von zeitlich zu langen Strömen (3,2 s) aufgrund eventueller Software-bedingter Fehler des Mess- und Steuerrechners (Kap. 3.8.1) gesichert.

Durch die hohe Sensitivität der Chipfalle auf die Ströme waren stromerzeugende Quellen mit einem stabilen Ausgangsstrom erforderlich. Daher kommen Stromtreiber mit einem sehr geringen Rauschlevel von  $I_{noise}/I_{max} < 10^{-5}$  zum Einsatz, die komplett batteriebetrieben versorgt werden (*BCSP7, high finesse*) und auf die besonderen Bedürfnisse des Experiments ausgelegt sind. Durch den Batteriebetrieb wird Stromrauschen aufgrund von Erdungsschleifen, die als Antenne fungieren, unterdrückt. Jeder Stromtreiber besteht dabei aus 2 Modulen, einem Steuerelement sowie dem eigentlichen Stromtreiber, beide werden separat mit Batterien betrieben. Die hierfür benötigten Akkus sind lageunabhängige, robuste Blei-Akkumulatoren (*Cyclon Serie, Hawker Energy*), die mit Einzelzellen von jeweils 2 Volt auf die jeweils benötigte Spannung ausgelegt sind. Weitere Details zu den Stromtreibern können in [102] nachgelesen werden, im Anhang findet sich ein Funktionsschema der verwendeten Quellen.

### 3.5.3 Magnetische Abschirmung

Die rauscharmen Stromtreiber sorgen für rauscharme Magnetfelder, was für eine stabile Magnetfalle Grundvoraussetzung ist. Eine weitere Modulation des Magnetfelds kommt jedoch durch externe Störfelder zustande, die im statischen Fall im Labor durch Spulen kompensiert werden können. Im Fallturm werden durch die örtliche Variation des Experiments diese Felder dynamisch und eine Abschirmung der Felder ist nötig. Die

externen Magnetfelder im Turm weisen eine Schwankungsbreiten von bis zu 500 mG auf, die das Betreiben des Experimentes im ohne eine Magnetfeld-Abschirmung unmöglich machen. Die Abschirmung wird durch einer Metalllegierung verwirklicht, die eine hohe Permeabilität aufweist und damit die Magnetfelder in das Metall umleitet. So bleibt der Innenraum weitgehend feldfrei.

Die beiden experimentellen Abschnitte der Melassenkühlung und das Ende der evaporativen Kühlung (siehe Abschnitt 4.2.2 und 4.3) sowie die Atome während der freien Entwicklung sind besonders sensibel auf Fluktuationen des äußeren Magnetfelds. Hier zeigen schon Änderungen von einigen zehn Milligauß einen negativen Effekt auf das Kühlen in der Melasse bzw. auf den Anteil kondensierter Atome am Ende der Evaporation. Abbildung 3.10 a) zeigt die Fluktuationen des Magnetfelds mit und ohne

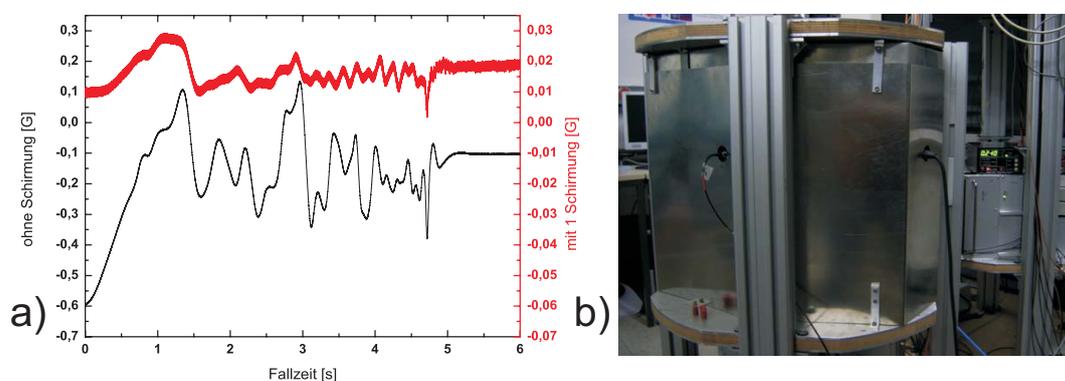


Abbildung 3.10: Messung des Magnetfelds mit und ohne  $\mu$ -Metallabschirmung. Zwischen der linken und der rechten Skala besteht ein Faktor 10. Mit der Abschirmung (rote Kurve) konnte die Fluktuation des Magnetfelds etwa um einen Faktor 40 gesenkt werden. Der Offset des absoluten Magnetfelds kommt von einer leichten Magnetisierung des Sensors, der aber auf die Messung der Magnetfeldschwankung keinen Einfluss hat.

$\mu$ -Metallabschirmung während eines Abwurfs (Faktor 10 zwischen den Achsen). Die Abschirmung unterdrückt statische und dynamische Störfelder der Umgebung um einem Faktor 40. Ein entstandener Offset kommt durch eine leichte Magnetisierung des Sensors, der aber auf das Resultat der Magnetfeldstreuung keinen Einfluss hat. Eine zweite Abschirmung konnte das Magnetfeld nur noch um einen Faktor 2 senken. Da die Ausrichtung der Kapsel bezüglich des Turms und somit der externen Felder immer gleich ist, wurde die Achse mit den kleinsten Fluktuationen im Magnetfeld mit der Achse des magnetischen Fallenbodens (x-Richtung) zusammengelegt. Die Kapselhalterung erlaubt eine präzise Ausrichtung der Kapsel vor dem Abwurf, so dass der Atomchip so ausgerichtet werden konnte, dass die das Magnetfeld am Fallenminimum bestimmende Achse mit der Achse der geringsten Störfeldvariationen zusammenfällt.

## 3.6 Das Lasersystem

Die Manipulation der Atome mit Laserlicht, wie z.B. die Laserkühlung und -speicherung sowie die Detektion, erfordern schmalbandige fallturmtaugliche Laser mit hoher mechanischer sowie optischer Stabilität. Die völlige Neukonzeptionierung von Lasermodulen mit neuen, selbstgebauten optischen Elementen ist in enger Zusammenarbeit mit den Universitäten der Kooperation erfolgt. Eine kleine Strahlhöhe von 2 cm sowie die kompakten Aufbauten mit möglichst kurzen Strahlwegen sind experimentell sinnvoll, um die optischen Komponenten unempfindlich gegen äußere mechanische Erschütterungen und Temperaturschwankungen, wie sie im Fallturm vorliegen, zu machen.

Das gesamte Lasersystem ist aus verschiedenen mit Singlemode-Fasern (*PMC-850-5,1-NA013-3-APC-400-P, Schäfer und Kirchhoff*) gekoppelten Modulen aufgebaut und beruht auf Diodenlasersystemen mit DFB-Dioden (distributed feedback diode, *EYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-0000, eagleyard photonics GmbH*). Diese Dioden zeichnen sich durch ein in der aktiven Zone des Halbleiters eigenes Gitter aus, was einen Laser im *single-mode*-Betrieb bei einer relativ schmalen Bandbreite ( $\sim 3$  MHz) verwirklicht. Die Wellenlänge wird mit Hilfe eines Peltier-Elements grob über die Temperatur gesteuert, die Stabilisierung selbst erfolgt dann über den an der Laserdiode angelegten Strom. Das Lasersystem besteht aus insgesamt vier Modulen: 3 Lasermodule dienen der Erzeugung des benötigten Lichts. Ein Aufteilungsmodul dient der Überlagerung, Aufteilung und dem An- und Ausschalten des entsprechenden Lichts. Außerdem wird hier das Licht für den Umpumper und der Detektion überlagert und in eine eigene Faser gebracht.

Die äußeren Beeinträchtigungen, wie etwa Temperaturänderungen und mechanische Belastung, stellen hohe Anforderungen an die Stabilisierung - z.B. an den Fangbereich des Laserlocks oder der Grenzfrequenz des Korrektursignals. Das System beruht auf einem Mastermodul, das spektroskopisch auf einen atomaren Übergang von Rubidium stabilisiert ist. An diesen Laser sind alle Laser mit Hilfe von Schwebungsmessungen elektronisch angebunden. Letztere Methode besitzt einen hohen Fangbereich und erlaubt eine hohe Regelfrequenz. In Abbildung 3.11 sind die für die Lasermanipulation der Atome die relevanten Übergänge von Rubidium dargestellt. Der Masterlaser ist technisch bedingt auf das Isotop  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert. Der Rückpumper ist über ein Mikrowelleninterferometer und die anderen benötigten Laser über einen digitalen Phasenfrequenzdetektor elektronisch an den Masterlaser gekoppelt (Kap. 3.6.3). Im Folgenden sollen diese Systeme im Einzelnen beschrieben werden.

### 3.6.1 Modulationstransferspektroskopie

Die Modulationstransferspektroskopie (engl. modulation transfer spectroscopy) bewährt sich in diesem Experiment als zuverlässige und robuste Laserstabilisierung [103, 104]. Außerdem hat sie den großen Vorteil, dass es sich um eine Offset-freie Stabilisierung handelt. Sie ist in das Mastermodul integriert, das in Abbildung 3.12 mit dem einge-

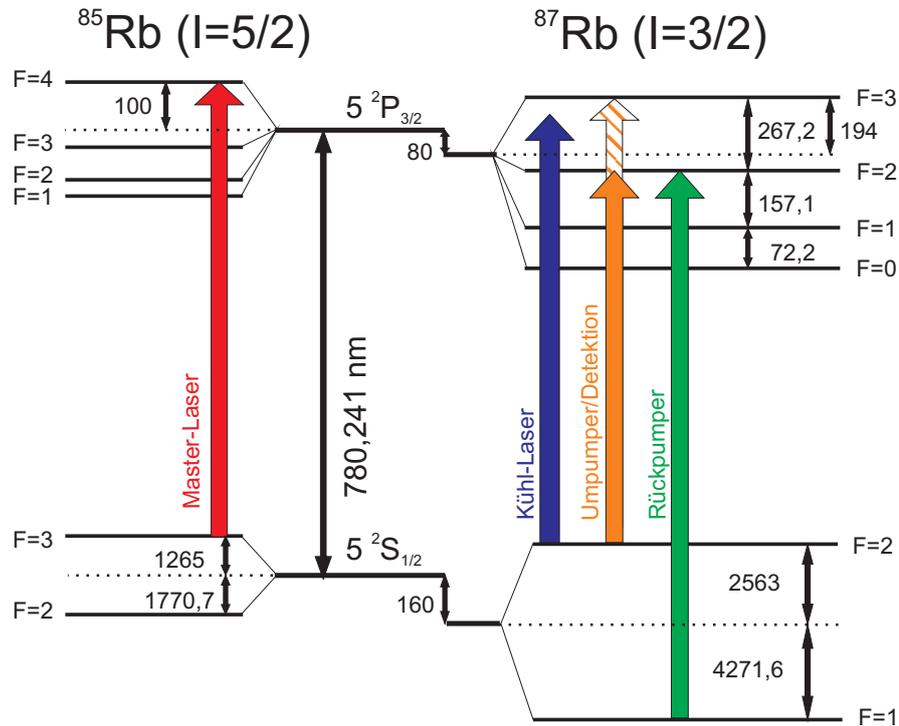


Abbildung 3.11: Vereinfachtes Termschema von Rubidium. Eingezeichnet sind nur die verwendeten Zustände.

zeichneten Strahlengang dargestellt ist. Die DFB-Laserdiode befindet sich in der linken oberen Ecke des Moduls. Der Strahl durchläuft eine optischen Isolator und wird dann aufgeteilt, nur ein kleiner Teil von etwa  $1 \text{ mW}$  wird für die Spektroskopie benötigt. In der Spektroskopie wird der Strahl weiter aufgeteilt, in einen Pump- und einen Abtaststrahl (grüner und roter Strahl in Abb. (3.12)). Dabei werden mit einem EOM (*Model 4004, New Focus*) Seitenbänder auf den Pumpstrahl aufmoduliert (Modulationsfrequenz  $7,43 \text{ MHz}$ ). Diese Seitenbänder werden über eine 4-Wellenmischung auf den Abtaststrahl aufgeprägt. Die so entstandene Schwebung wird von der Photodiode detektiert und mit einem phasenverschobenen Anteil der Modulationsfrequenz über einen Mischer demoduliert. Liegt die Modulationsfrequenz in der Größenordnung der Linienbreite wie hier von Rubidium mit etwa  $6 \text{ MHz}$ , ergibt sich ein offsetfreies Regelsignal. Einzelheiten sind in [103, 104] erläutert.

Der Masterlaser ist auf den Übergang  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 4\rangle$  von dem Isotop  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert, was zwei Vorteile mit sich bringt. Zum einen zeigt dieser Übergang in der Modulationstransferspektroskopie das größte Regelsignal. Zum anderen liegen die Schwebungsfrequenzen, die durch Überlagerung mit den Kühl- und Umpump-lasern entstehen, im Bereich von  $1,3 \text{ GHz}$ , die sich mit dem in Kap 3.6.3 beschriebenen digitalen Phasenfrequenzdetektor besser verarbeiten lassen.

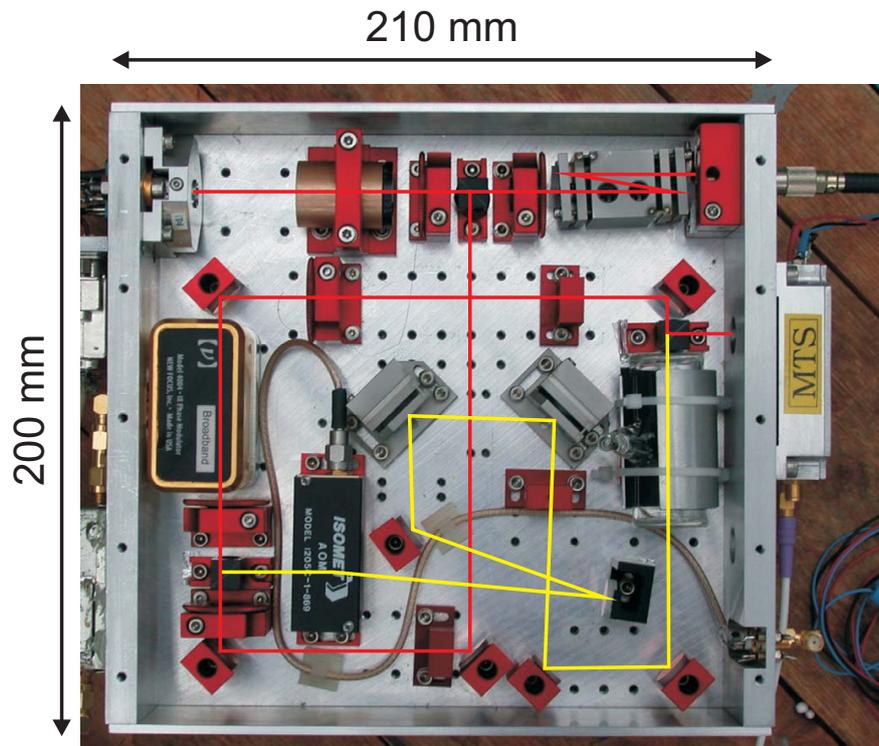


Abbildung 3.12: Master-Lasermodul mit eingezeichnetem Strahlengang. Der Pumpstrahl ist in rot, während der Abtaststrahl in gelb eingezeichnet ist.

### 3.6.2 MOPA-Modul

Das MOPA Modul (Master Oscillator Power Amplifier) ist der Verstärker für das benötigte Kühl-Laserlicht und sorgt für eine ausreichende Kühlleistung für die magneto-optische Falle. In dem Modul befindet sich eine DFB-Diode, die über 2 optische Isolatoren das in den Trapezverstärker (*EYP-TPL-0780-01000-3006-CMT03-0000, 1 Watt, eagleyard photonics GmbH*) injizierte Licht bereit stellt (Abb. 3.13). Der Verstärker hat eine maximale Ausgangsleistung von einem Watt. Das verstärkte Licht wird nach einem weiteren optischen Isolator (Transmission 80 %) über zwei justierbare Spiegel auf eine polarisationserhaltende Singlemode-Faser justiert. Von dem Licht können, bedingt durch ein relativ schlechtes Strahlprofil, nur etwa 40 Prozent der gesamten Leistung in die Faser gekoppelt werden, was in einer maximalen Ausgangsleistung am Fasernende von 320 mW resultiert. Meist wird die Verstärkung jedoch nur auf die benötigten 160 mW Leistung im Verteilermodul (Kap. 3.6.4) eingestellt. Um eine ausreichende Kühlung des Trapezverstärkers zu erzielen, ist dieser auf einem Kupferblock montiert, der über ein Peltier-Element temperaturstabilisiert wird (Abb. 3.13 oben rechts). Das Peltier-Element gibt die Wärme an das äußere Gehäuse ab, das zur besseren Kühlung an dieser Stelle Kühlrippen aufweist.

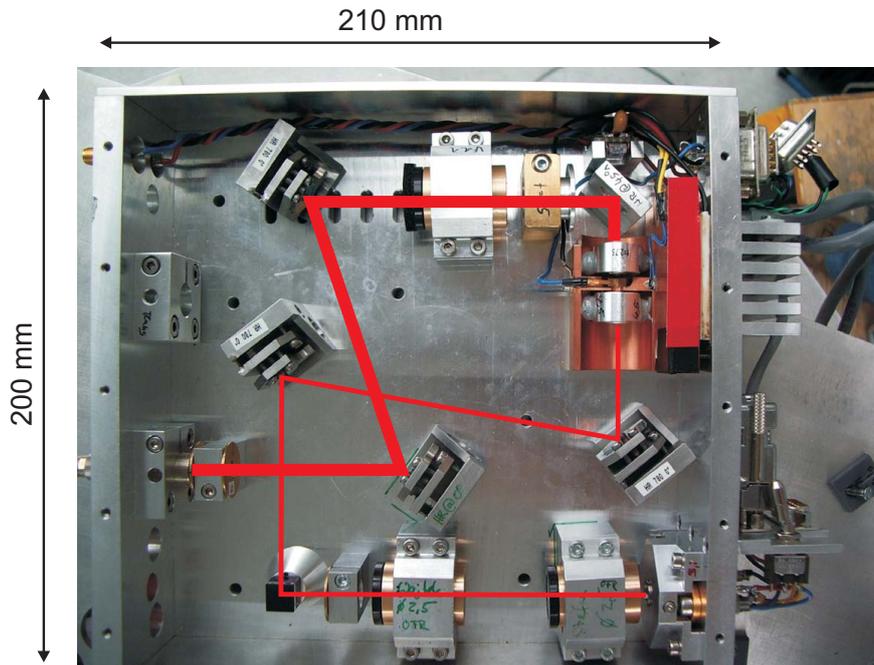


Abbildung 3.13: MOPA-Modul mit Trapezverstärker. Das verstärkte Licht ist fett eingezeichnet.

### 3.6.3 Lock-Schema

Nachfolgend soll noch einmal übersichtlich das Zusammenspiel der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Laser sowie das gesamte Lockschema gezeigt werden. Abbildung 3.14 zeigt das Lockschema mit den drei einzelnen Lasermodulen sowie die Ausgänge des erzeugten Lichts zum Experiment. Die Schwebungsmessungen werden im Aufteilungsmodul realisiert, das im nächsten Unterkapitel beschrieben werden soll.

#### Mikrowelleninterferometer

Der Rückpump-Laser ist über ein Mikrowelleninterferometer elektronisch auf die Frequenz des Masterlasers stabilisiert. Dazu wird das Licht des Masterlasers mit dem des Rückpumpers überlagert. Die entstandene Schwebungsfrequenz ( $5,44 \text{ GHz}$ ) wird mit einer schnellen Photodiode aufgenommen und mit einem Leistungsaufteiler (*ZFSC-2-10G, mini-circuits*) geteilt (Abb. 3.15). Ein Zweig des geteilten Signals wird über einen Phasenschieber (*P1506, ATM, tactron Elektronik*) verzögert und anschließend mit dem nicht verzögerten Signal wieder gemischt (*ZMX-7GLHR, mini-circuits*). Durch die Variation (Scannen) des Masterlasers entstehen durch das anschließende Mischen der beiden Signale Interferenzmuster, auf die der Laser elektronisch stabilisiert wird.

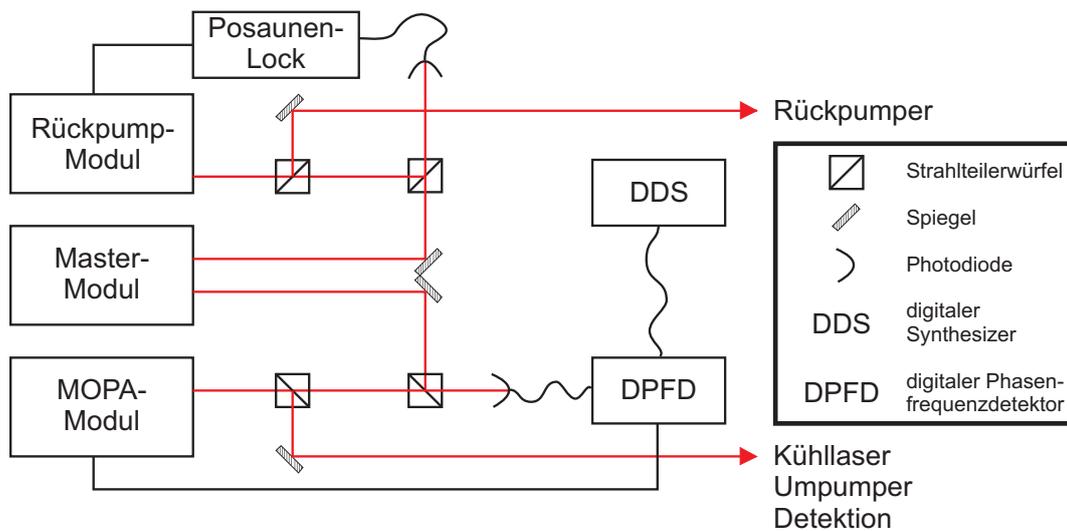


Abbildung 3.14: Lockschema der verwendeten Laser. Der Masterlaser ist auf einen atomaren Übergang von  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert, während die anderen Laser elektronisch angebunden werden.

### Stabilisierung der übrigen Laser

Die restlichen benötigten Frequenzen werden mittels eines Phasenfrequenzdetektors elektronisch geregelt. Der Phasenfrequenzdetektor (*HMC440QS16G*, Hittite Microwave Corporation, 10 - 1200 MHz) vergleicht dabei die durch 4 geteilte Schwebungsfrequenz des benötigten Lichts des MOPA-Moduls und des Masterlaser mit der Referenzfrequenz eines „direct digital Synthesizer“ (DDS, *DDSPA*, *AA-Opto-Electronics*, 10 - 350MHz, 15 bit Ausgangsfrequenz). Es entsteht ein digitales Regelsignal, auf das wiederum das Licht des MOPA-Moduls bei der jeweils benötigten Frequenz stabilisiert werden kann. Durch das schnelle Schalten des DDS (20 MHz) ist es möglich, die Kühlfrequenz, die Umpumpfrequenz und die Detektion mit der gleichen Stabilisierung laufen zu lassen, da die verschiedenen Laserfrequenzen nicht zeitgleich benötigt werden.

### 3.6.4 Aufteilungsmodul

Das Aufteilungsmodul stellt die Verbindung zwischen den oben beschriebenen Lasermodulen und dem Experiment her. Die Grundplatte hat die Größe eines 19-Zoll Racks und bildet mit der Halterung der anderen Laserboxen eine Einheit. Eine schnelle Nachjustage des Moduls ist durch eine leicht erreichbare Positionierung in der Fallkapsel gewährleistet. Insgesamt befinden sich an dem Modul 8 Faserkoppler an der Frontseite, 3 Zugänge von den im vorigen Abschnitt beschriebenen Lasermodulen und 5 Abgänge für die 4 Kühllaser der Spiegel-MOT sowie einen für Umpumper/Detektion. In diesem Modul werden die in Kap. 3.14 vorgestellten Schwebungsmessungen vorgenommen, die für das elektronische Anbinden der beiden Lasermodule Rückpumper und Kühllaser an

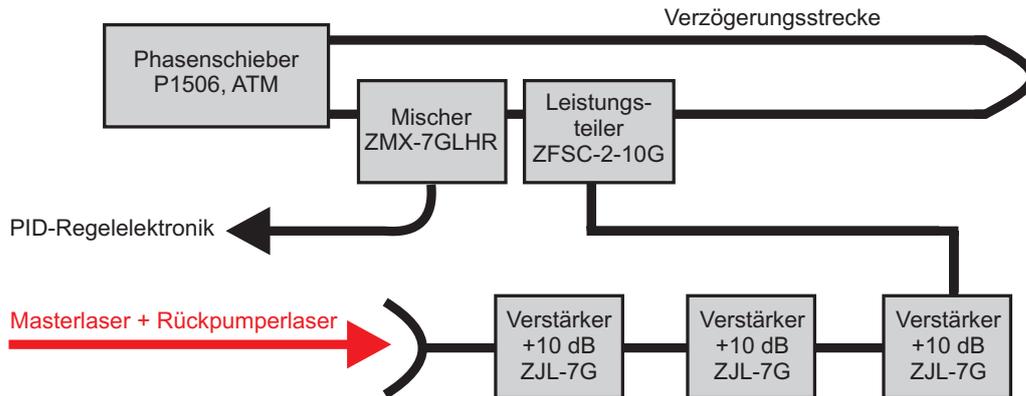


Abbildung 3.15: Funktionsprinzip des Mikrowelleninterferometers. Die aufgenommene Schwebungsfrequenz wird verstärkt, aufgeteilt und später wieder gemischt. Dabei wird ein Zweig verzögert, wodurch Interferenzsignale entstehen.

das Mastermodul nötig sind. Die beiden überlagerten Strahlengänge sind in Abb. 3.16 auf der linken unteren Bildhälfte zu erkennen. Mit Hilfe von AOMs kann das Licht schnell geschaltet werden ( $< 1 \mu s$ ), für das komplette Verdunkeln des Lichtes sind direkt vor den Fasern mechanische Shutter installiert (Schaltzeit  $4 ms$ ). Die Justage auf die einzelnen Fasern geschieht über „Doppelspiegelmodule“, die 2 justierbare Spiegel auf kleinstem Raum vereinen. Sie sind in Abbildung 3.16 im unteren rechten Teil direkt vor den Fasern zu erkennen. Die für die Schwebungsmessungen verwendeten Photodioden werden über separate 9V-Block-Batterien versorgt. Dadurch werden Erdungsschleifen und somit ein Rauschen der Signale vermieden.

Das 19-Zoll Rack der Lasermodule sowie das Aufteilungsmodul werden über das Kühlsystem temperaturstabilisiert, um ein Erwärmen der Experimentierkapsel im geschlossenen Zustand zu vermeiden. Dazu sind an der Seite aller Module mäanderförmige Leitungen angebracht, durch die das Kühlwasser geleitet wird. Das über den Deckel der Fallkapsel angekoppelte Kühlsystem kann die Temperatur auf etwa  $\Delta T = 1 K$  stabilisieren.

### AOM-Ansteuerung

Die Ansteuerung der Akusto-optischen Modulatoren im oben beschriebenen Aufteilungsmodul wird von einer dazu gehörenden Ansteuer-Baugruppe übernommen. Auf diesem Modul befinden sich die RF-Quellen (Voltage Converting Oscillator, VCO), RF-Schalter (*ZYSWA-2-50DR, mini-circuits*) und RF-Verstärker (*ZHL-32A, mini-circuits*) für die benötigten Frequenzen der einzelnen AOMs. Ein Kühlkörper dient als Halterung für die AOMs und deren Verteiler, der durch die große Oberfläche eine verbesserte Konvektionskühlung für die entstandene Wärme der Verstärker aufweist.

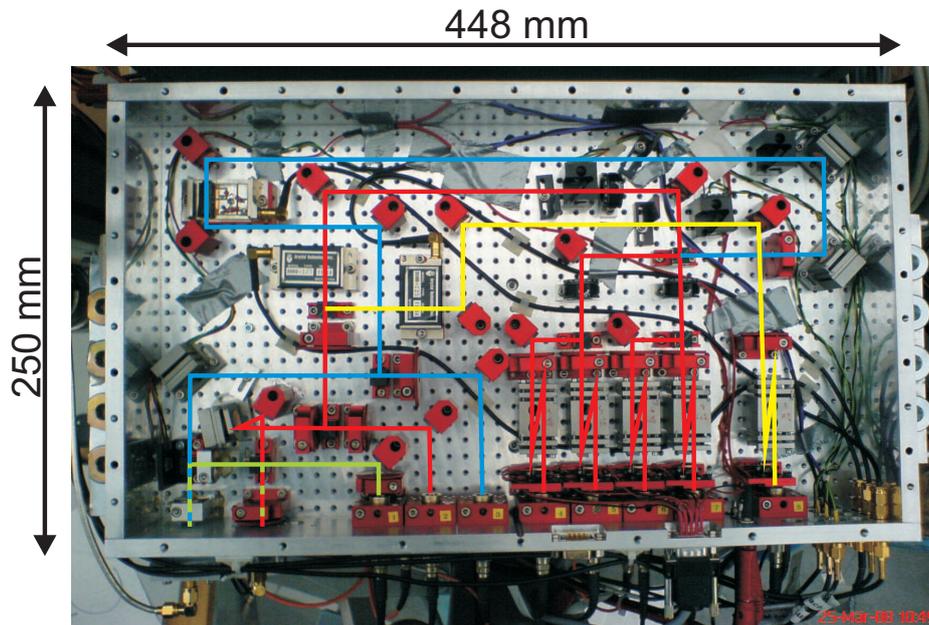


Abbildung 3.16: Aufteilungsmodul mit eingezeichnetem Strahlengang. Eingezeichnet sind der Kühllaser mit der 1 zu 4 Aufteilung (rot), der Detektionslaser (gelb), der Rückpumper (blau) und der Masterlaser (grün). Schwebungsmessungen sind gestrichelt in beiden Farben eingezeichnet.

### 3.6.5 Strahlaufweitung

Das Kühlen und Fangen der Atome (Kap. 3.7) geschieht mit kollimierten, aufgeweiteten Strahlen mit einem Durchmesser von  $21\text{ mm}$ . Die Aufweitung der Laser auf  $21\text{ mm}$  wird durch Teleskope realisiert, die das mit einem Öffnungswinkel austretende Licht aus einer Faser mit einer Konkavlinse ( $f = 80\text{ mm}$ ) kollimieren. In Abbildung 3.17 ist eines der im Experiment verwendeten Teleskope dargestellt. Am linken Ende befindet sich ein Faserkoppler (*HPLC-NTT-FC-SM-SL3.7, AMS-technologies*), der direkt am Teleskop befestigt ist. Die Fasern haben eine numerische Apertur (NA) von 0,13. Diese charakterisiert den aus der Faser austretenden gaußförmigen Strahlungskegel und ist der Sinus des halben Öffnungswinkels ( $NA = \sin \alpha/2$ ). Bei der numerischen Apertur von 0,13 ergibt sich ein halber Öffnungswinkel von  $7,45^\circ$ , der bei einem erzielten Strahldurchmesser von  $21\text{ mm}$  einen Abstand zur Plankonvexlinse von  $80,3\text{ mm}$  bedeutet (siehe Abbildung). Dieses System kommt durch den vorgegebenen Öffnungswinkel der Faser mit einer einzigen Linse aus, was mögliche Abbildungsfehler durch Reflektionen an Oberflächen vermindert. Der Abstand zwischen der Linse und dem Faserausgang lässt sich mit einem Gewinde einstellen, so dass der Strahl leicht kollimiert werden kann. Mit Befestigungsschrauben kann das ganze Teleskop direkt an der Kammer befestigt werden, um einen Versatz des Kühllichts gegenüber der Kammer und der damit verbundenen Position der magneto-optischen Falle zu verhindern. Hinter dem Faserkoppler befindet sich ein  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, das auf einer drehbaren Halte-

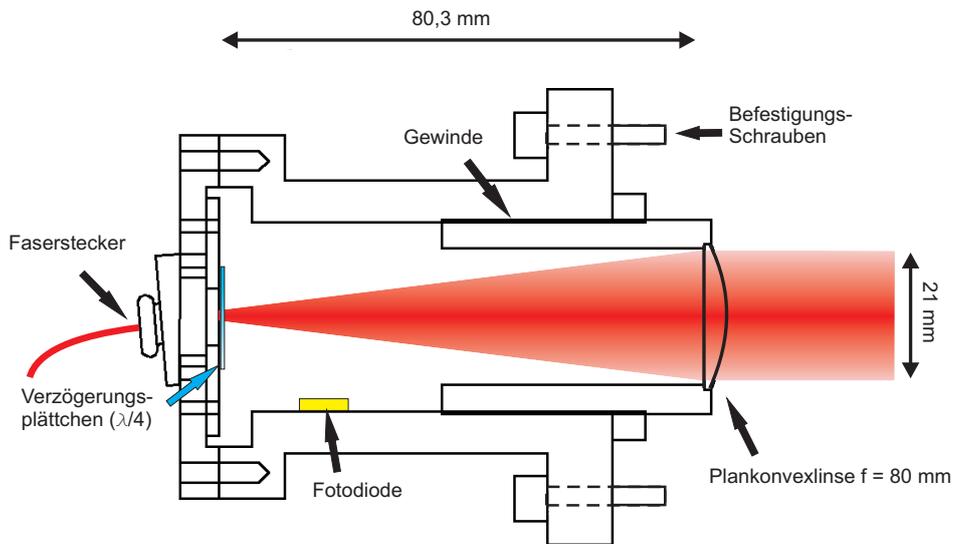


Abbildung 3.17: Teleskop zur Aufweitung und Kollimation des Laserlichts. Links ist die polarisationserhaltende Faser angeschlossen, die einen Öffnungswinkel von 12 Grad hat. Eine antireflex-beschichtete Linse ( $\varnothing = 22 \text{ mm}$ ) kollimiert den Strahl. Durch eine eingebaute Verzögerungsplatte wird der Strahl zirkular polarisiert.

rung befestigt ist und die Einstellung der benötigten zirkularen Polarisation des Lichts ermöglicht. Eine im Teleskop befestigte Fotodiode nimmt Streulicht des Strahls auf und misst so die Intensität des Laserlichts. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass bei einer Intensitätsmessung die anderen optischen Zugänge, insbesondere das Licht der gegenüberliegenden Seite, abgedunkelt werden, um eine durch fremdes Streulicht verfälschte Messung zu vermeiden.

### 3.7 Abbildungssystem

Alle wichtigen aufzunehmenden Informationen wie Teilchenzahl, Ausdehnung der Wolke, optische Dichte und somit auch die Temperatur, Dichte und Phasenraumdichte werden über die in diesem Experiment verwendete Absorptionsbildgebung gewonnen. Dabei wird die Atomwolke mit einem kollimierten Strahl beleuchtet. Die Atome absorbieren einen Teil des auf sie einfallenden Lichtes und reemittieren es wieder isotrop in den Raumwinkel  $4\pi$ , so dass der somit erzeugte Schatten von einer CCD-Kamera (*C8484-15G, Hamamatsu*) aufgenommen werden kann [44].

Abb. 3.18 zeigt die schematische Darstellung des in diesem Experiment aufgebauten Abbildungssystems. Dieses ist, um wenig optische Defekte in den Bildern durch störende Interferenzstreifen zu bekommen und robust aufgrund der äußeren Anforderungen zu sein, möglichst einfach gehalten. Mit den in Kap. 3.6.5 beschriebenen Tele-

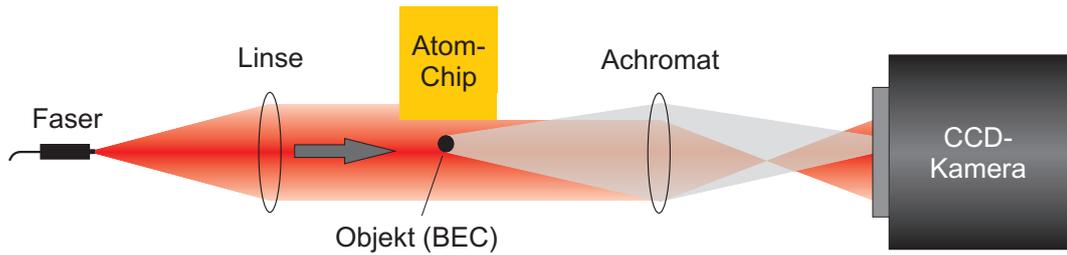


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der Absorptionsabbildung im vorliegenden Experiment. Das Absorptionslicht tritt aus einer polarisationserhaltenden Faser aus, die darauffolgende Linse kollimiert den Strahl. Mit dem 1:1-Abbildungssystem wird der Gegenstand in Originalgröße auf den CCD-Chip abgebildet.

skopen trifft ein kollimierter Lichtstrahl durch ein in der Abbildung nicht eingezeichnetes Vakuum-Sichtfenster auf die Atome. Ein Achromat (Brennweite  $f=60\text{mm}$ ) bildet das entstandene Schattenbild in einer 1:1-Abbildung auf den CCD-Chip mit einer Pixelgröße von  $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$  ab, was somit auch die Auflösung des Systems ist. Alle in diesem Strahlengang vorkommenden optischen Komponenten weisen beidseitig eine bei  $780 \text{ nm}$  antireflektive Beschichtung auf, die in praktisch interferenzstreifenfreien Bildern resultiert.

Die Lichtleistung des Absorptionslasers beträgt etwa  $300 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , was bei einer Sättigungsintensität von  $1,66 \text{ mW}/\text{cm}^2$  etwa 20% von dieser entspricht. Damit ist garantiert, dass die Atome nicht in Sättigung getrieben werden. Das  $\sigma^+$ -polarisierte Licht ist auf den Übergang  $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F=3, m_F=3\rangle$  stabilisiert und bildet einen geschlossenen Übergang.

Um alle unerwünschten Resteffekte aus dem Bild zu eliminieren, wird nach  $130 \text{ ms}$  ein zweites Bild ohne Atome aufgenommen, das bei der Berechnung der Atomzahl subtrahiert wird (siehe nächsten Abschnitt). Das Bose-Einstein-Kondensat wird durch das erste Bild zerstört und die thermischen Atome sind nach dieser Zeit verschwunden.

### Kalibration der Pixelgröße

Die genaue Einstellung der Kamera und die Pixelgröße bei der Abbildung können durch Flugzeitaufnahmen verifiziert werden. Dazu wird die Position des Schwerpunktes der Atomwolke in Pixel abgezählt. Durch die präzise zeitliche Computeransteuerung und die Möglichkeit des sehr schnellen Ausschaltens der Chipfalle ist die Flugzeit von den Atomen Time of Flight, TOF) exakt bekannt. Trägt man nun die Position in Pixel gegen die Fallzeit auf, kann aus dem Fit der Abbildungsmaßstab der Kamera bestimmt werden.

Der in Abb. 3.19 gezeigte Fit  $y = y_0 + at^2$  ergibt den Parameter  $a = (0,74 \pm 0,05) \frac{\text{Pixel}}{\text{ms}^2}$ . Ein Skalenfaktor SF verbindet den Fit mit der wirklichen Fallzeit

$$\frac{1}{2}gt^2 = SF \cdot \left[ \frac{\text{m}}{\text{Pixel}} \right] \cdot a \cdot t^2 \quad (3.6)$$

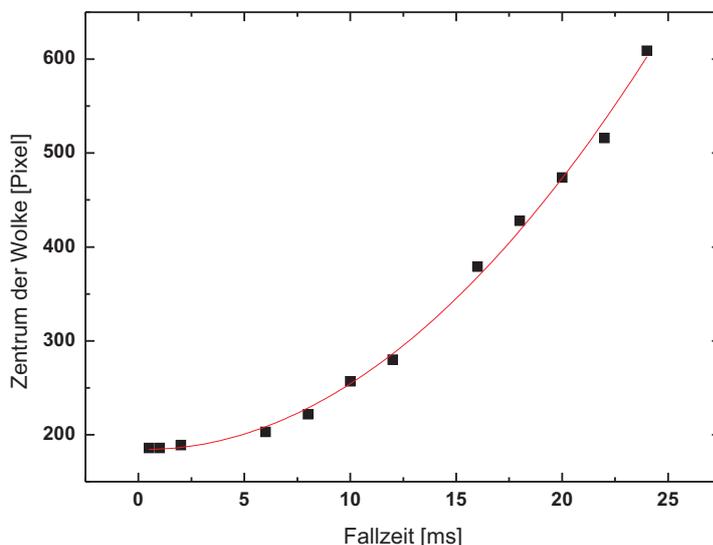


Abbildung 3.19: Kalibration der Pixelgröße der Kamera. Der Fit zeigt eine Kalibration von  $(6,59 \pm 0,44) \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$ . Berechnung im Text.

mit der Gravitationskonstante  $g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{ms}^2}$ . Der hier gezeigte Fit ergibt einen Skalenfaktor von  $(6,59 \pm 0,44) \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$ , der bei der vorliegenden 1:1 Abbildung gut mit der vom Hersteller angegebenen Pixelgröße von  $6,45 \text{ m}$  übereinstimmt.

### Berechnung der Atomzahl

Die Berechnung der Atomzahl erfolgt über die optische Dichte des Systems. Die optische Dichte bestimmt den Abfall der Intensität hinter der Atomwolke (Sichtachse der Kamera ist die y-Achse):

$$I(x, z) = I_0 e^{-D(x, z)}. \quad (3.7)$$

Die optische Dichte ist bestimmt durch

$$D = \sigma \cdot \int n \, dy, \quad (3.8)$$

wobei  $n$  die Dichte der Atome ist und  $\sigma$  gegeben ist durch:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 2 \frac{I}{I_s} + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}}. \quad (3.9)$$

Dabei ist  $\delta$  die Verstimmung,  $I/I_s$  die Intensität in Einheiten der Sättigungsintensität,  $\Gamma$  die Linienbreite des Übergangs ( $\Gamma = 2\pi \cdot 6,06 \text{ MHz}$  für den benutzten Übergang)

und  $\sigma_0$  der resonante Wirkungsquerschnitt, welcher durch

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}} \quad (3.10)$$

gegeben ist [105].

Um die Atomzahl zu bestimmen, löst man Gl. 3.8 nach  $\int ndz$  auf, integriert über die beleuchtete Fläche  $A$  und bekommt

$$N = \frac{D}{\sigma} \cdot A. \quad (3.11)$$

Nun muss noch die optische Dichte  $D$  experimentell bestimmt werden. Die Intensität der beiden aufgenommenen Bilder werden als Matrizen abgespeichert und im Programm MatLab pixelweise weiterverarbeitet. Um das Dunkelrauschen der Kamera (hauptsächlich durch Elektronenrauschen der Kamera mit  $10 e^-$  r.m.s. beim verwendeten Modell) noch mit einzubeziehen, wird einmal pro Messtag ein Dunkelbild der Kamera ohne jegliche Beleuchtung aufgenommen. Die drei aufgenommenen Matrizen „ATOME“ für die Atome, „BEAM“ für das Hintergrundbild und „NOISE“ für das Dunkelbild gehen direkt in die optische Dichte und somit in die Teilchenzahlberechnung mit ein [44]:

$$D = \ln \left( \frac{I_0(x, z)}{I(x, z)} \right) = \ln \left( \frac{BEAM - NOISE}{ATOME - NOISE} \right) \quad (3.12)$$

Nach Einsetzen aller Werte in Gleichung 3.11 erhält man direkt die Atomzahl des Ensembles.

### Bestimmung der Temperatur

Bei der Erzeugung und Charakterisierung von kalten atomaren Ensembles ist die Temperatur einer der wichtigsten experimentellen Parameter. Für die Bestimmung der Temperatur macht man sich den Anteil thermischer Atome in einer bimodalen Verteilung (siehe Kap. 4.4) zunutze. Zu diesem Zweck wird an den thermischen Teil eine Gauß-Funktion gefittet, aus der sich die Temperatur zu

$$T_i = m \cdot \frac{\sigma_i^2(t)}{k_B(t^2 + \omega_i^{-2})} \quad (3.13)$$

ergibt [44].  $\sigma_i^2(t)$  ist hierbei die Breite der Gauß-Funktion,  $m$  die Masse von Rubidium,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $\omega_i$  die Fallenfrequenz in der Raumrichtung  $i$  mit  $i = \{x, y, z\}$ . Oftmals lässt sich die Temperatur genauer, auch ohne das notwendige Wissen der Fallenfrequenzen, aus zwei Aufnahmen mit verschiedener Flugzeit ermitteln. Die Fallenfrequenz fällt dann heraus und man erhält:

$$T_i = m \cdot \frac{\sigma_i^2(t_2) - \sigma_i^2(t_1)}{k_B(t_2^2 - t_1^2)} \quad (3.14)$$

mit den beiden Flugzeiten  $t_1$  und  $t_2$  und den dazugehörigen Breiten der thermischen Wolken.

### Berechnung der übrigen Parameter

Durch die Bestimmung der optischen Dichte und den Flugzeitmessungen lassen sich fast alle relevanten Parameter einer atomaren Wolke bestimmen. Neben der im letzten Abschnitt erläuterten Atomzahl- und Temperaturbestimmung lässt sich über die Dichte, Teilchenzahl und Temperatur auch die Phasenraumdicke ermitteln. Durch die verschiedenen Ausbreitungen eines quantenentarteten Gases sowie einer thermischen Wolke lassen sich durch verschiedene Fits (bimodale Verteilung, Kap. 4.4) die Zahl der Atome im BEC sowie im thermischen Untergrund bestimmen, wovon das Verhältnis  $N_0/N$  von kondensierten Atomen zu thermischen Atomen folgt und somit die Grenztemperatur  $T_c$ .

Weitere Einzelheiten zur Atom-Licht Wechselwirkung sowie der quantitativen Bestimmung von anderen Messwerten wie der Phasenraumdicke sind gut in [44] beschrieben. Daher soll hier nur auf diese Literatur verwiesen werden.

## 3.8 Rechnergestützte Experimentsteuerung

Die Ansteuerung des Experiments ist gerade bei diesem Experiment sehr individuell gestaltet. Das System muss voll fernsteuerbar sein und autark ablaufen können. Dazu wurde für die Experimentsteuerung ein Echtzeit-Computersystem (PXI Real Time System) von National Instruments eingebaut. Diese Systeme sind Industrierechner mit einem eigenen Betriebssystem und am Fallturm in Bremen bereits im Einsatz. Im Experiment sind zwei dieser Rechner eingebunden. Das erste Real-Time-System ist von der technischen Unterstützung des Fallturmpersonals vorgesehen und überwacht die technischen Parameter während des Experimentablaufs im Turm. Hier werden physikalische Umgebungsparameter (z.B. Temperatur, Druck) in der Fallkapsel aufgenommen, einzelne Daten können eingelesen werden und auch digitale sowie analoge Ausgangskanäle stehen zu Verfügung. Dieser Rechner wird im weiteren Verlauf als Kapselrechner bezeichnet, ist im Detail in [67] beschrieben und soll hier nicht weiter erläutert werden. Leider ist die Zahl der analogen Ausgänge dieses Systems auf 8 Kanäle begrenzt. Da in diesem Experiment jedoch eine Vielzahl weiterer analoger Kanäle benötigt wird und eine auf Mikrosekunden genaue Zeitsynchronisation zwischen den digitalen und den analogen Ein- und Ausgangskanälen gefordert ist, ist zur Experimentsteuerung ein weiteres PXI System implementiert worden. Dieser Rechner soll im Weiteren als Messrechner bezeichnet werden.

In Abbildung 3.20 ist die Vernetzung aller in diesem Experiment beteiligten Rechner gezeigt. Die beiden Host-Computer und der Auswerterechner befinden sich in der Steuerzentrale, während die restlichen Elemente in der Fallkapsel eingebaut sind.

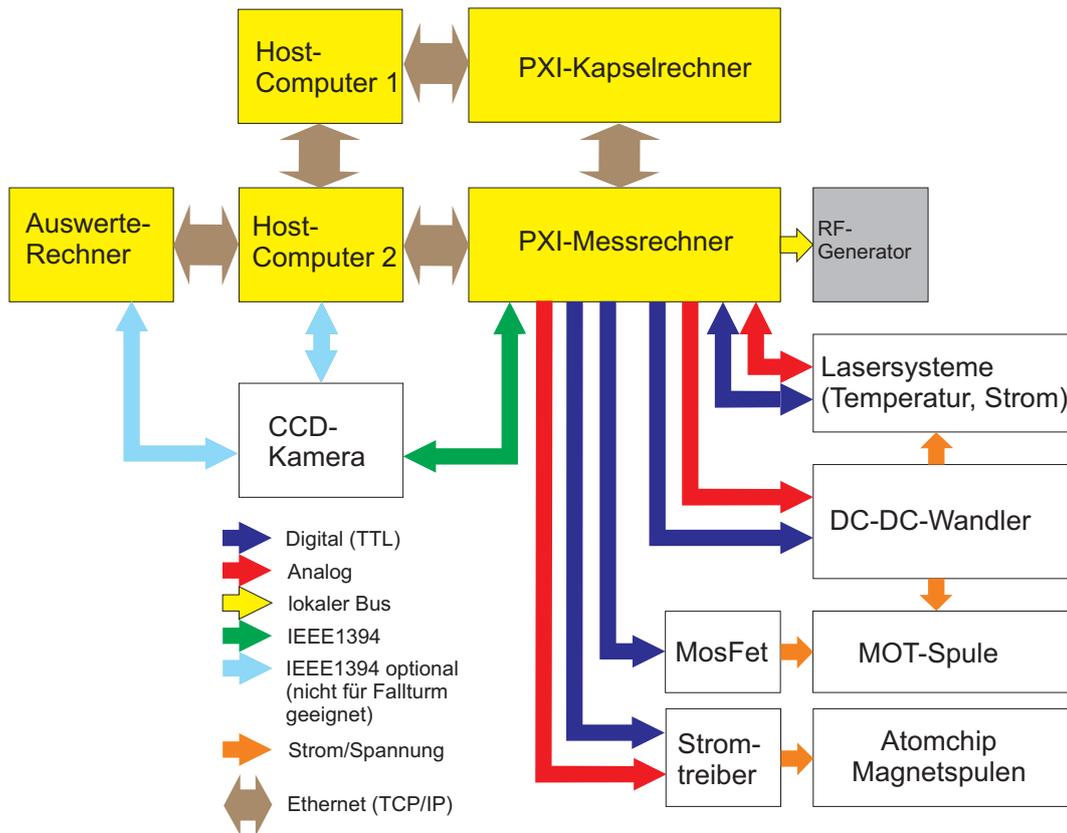


Abbildung 3.20: Vernetzung der in diesem Experiment verwendeten Messrechner und Ansteuerung der einzelnen Komponenten.

### 3.8.1 PXI-Messrechner

Die Hardware des Messrechners besteht aus Standardkomponenten von *National Instruments*<sup>7</sup>, die in Tab. 3.8.1 aufgeführt sind.

Bei dem ausgewählten Chassis handelt es sich um das gleiche Modell, das bei anderen Fallexperimenten im Fallturm zum Einsatz kommt und auf die dort auftretenden Kräfte positiv getestet wurde. Ein weiterer Vorteil dieses Chassis ist, dass die Signalleitungen im hinteren Bus, von den einzelnen eingesetzten Karten zum Controller die gleiche Länge haben, und somit keine Laufzeit-Verzögerung der Signale auftritt, was das Chassis realtimefähig macht. Der Controller wurde mit einer Flash-Festplatte ausgerüstet (250 MByte), da konventionelle Festplatten den mechanischen Schock am Ende eines freien Falls (50 g) nicht überstehen würden. Die Ansteuerung des Messrechners erfolgt über WLAN. Ein Empfangsgerät ist in der Fallkapsel fest eingebaut, das mit im Fallturm installierten Antennen kommuniziert. Die grafische Bedienoberfläche befindet sich auf einem Mobilrechner im Kontrollraum des Fallturms (Host-Computer 2

<sup>7</sup>www.ni.com

NI-Komponente	Funktion	Merkmal
PXI-1000B	Chassis	8 Steckplätze realtimefähig
PXI 8176	Controller	PXI Rechner Flash-Festplatte
PXI-6259	Multifunction Analog Input Digital I/O	32 AI 16 bit 4 AO 16 bit 48 DIO
PXI-6723	Multifunction Analog Output	32 AO 13 bit 8 DIO
PXI-6602	Counter/Timer	8 Timer 80 MHz
PXI-8252	IEEE-Interface	3 IEEE-Ports (Kamera)
PXI-5406	Function Generator	10kHz – 40MHz

Tabelle 3.2: Eingesetzte Karten des PXI-Echtzeitsystems.

in Abb. 3.20), der im Laborbetrieb einfach über ein normales Netzkabel am Experiment angeschlossen ist. Die Versorgung des Messrechners erfolgt über die fest in der Fallkapsel eingebauten 28V-Akkus. Durch eine Steuerung über den Kapselrechner ist es möglich, im Fall eines softwareseitigen Fehlers das Messrechnersystem neu zu starten oder ganz auszuschalten. Während der Zeit der Evakuierung des Fallturms (2 Stunden) kann so Akkukapazität gespart und die Wärmeentwicklung in der geschlossenen Fallkapsel reduziert werden. Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten etwas näher beschrieben werden.

### PXI-6259 Multifunction Card

Mit dieser Karte werden die digitalen Ein- und Ausgänge, die analogen Eingänge sowie der analoge Ausgang der homogenen Spulen in y-Richtung gesteuert. Digitale Kanäle im Experiment sind/steuern an:

#### dynamisch:

- 3 Kanäle für die AOMs (Schalten Kühllicht/Umpumper/Rückpumper)
- Trigger für die zeitliche Absicherung des Chips (Kap. 3.5.2)
- Trigger für die Kamera
- MOSFET für das Ausschalten der externen MOT
- Trigger für den Start der Evaporationsrampe (RF-Kühlen)
- 5 Kanäle für das Schalten der 5 mechanischen Shutter

- 16 Kanäle für die Ansteuerung des digitalen Synthesizer (Kap. 3.6.3)

**statisch:**

- 3 Kanäle für das An/Ausschalten der Regelungen der einzelnen Laser
- 2 Kanäle für das An/Ausschalten des Scans von Master- und Kühllaser

Die dynamischen (hardware-getakteten) Kanäle unterscheiden sich von den statischen dadurch, dass sie die Sequenz vorher in die jeweiligen Karten speichern und sie dann in Echtzeit ablaufen lassen. Die statischen Kanäle (software-getakteten) reagieren nur auf direkte Änderungen im Programm, was eine Verzögerung von etwa  $2\text{ ms}$  zur Folge hat. Diese Verzögerung ist insbesondere bei den im Experimentzyklus verwendeten Kanälen nicht hinnehmbar. Da die PXI-6259 Karte insgesamt 48 Kanäle bereitstellt, davon 32 hardware-getaktet, reicht sie vorerst noch für dieses Experiment aus.

**PXI-6723 Analoge Ausgangskarte**

Die PXI-6723 Karte steuert alle analogen Ausgangskanäle (13 bit Auflösung), mit Ausnahme der Stromregelung der Spulen mit Feld in y-Richtung, deren Ansteuerung wegen einer höheren benötigten Auflösung von der vorher beschriebenen PXI-6259 übernommen wird (hier sind allerdings nur 4 solcher Kanäle vorhanden). Analoge Ausgänge sind:

- 3 Kanäle für die Ströme der 3 restlichen Spulenpaare
- Stromwert für den Dispenser
- 3 Kanäle für die Stromwerte der einzelnen Chipströme (U, Z, Dimple)
- 3 Kanäle für die Einstellungen der Intensitäten von Kühllaser/Umpumper/Rückpumper (gesteuert über AOMs)

Vor einem Experimentzyklus wird die gesamte Sequenz in die Speicher der Karten geschrieben und mit dem Start zeitgleich ausgegeben. Die Synchronisation des Systems übernimmt die Timing-Karte PXI-6602, die einen  $10\text{ kHz}$ -Takt vorgibt, den die oben aufgeführten Karten (PXI 6259 und PXI 6723) abtasten. Dieser  $10\text{ kHz}$  Takt lässt sich noch höher frequentieren, was aber die Ladezeit für die Sequenz verlängert.

**PXI-5406 Funktionsgenerator**

Der ausgewählte Funktionsgenerator hat eine Bandbreite von 0 bis  $40\text{ MHz}$  bei einer Auflösung von 16 bit. Dieser betreibt die Radiofrequenz-Rampe während der evaporativen Kühlung. Da als Antenne für die RF-Abstrahlung der Chip selbst benutzt wird (Kap. 4.3), ist nur eine sehr geringe Ausgangsleistung erforderlich ( $< 10\text{ mW}$ ). Dies

macht den Einsatz eines Verstärkers verzichtbar. Dem Funktionsgenerator werden über das Steuer-VI<sup>8</sup> die benötigten Rampen direkt einprogrammiert. Die zeitliche Synchronisation erfolgt über einen externen Triggerimpuls, den die Multifunktionskarte PXI-6259 bereit stellt.

### 3.8.2 Experimentsteuerung und Regelung der Laser

Die softwareseitige Ansteuerung des Experiments erfolgt mit dem Programm *LabView* von National Instruments. Für den eigentlichen Experimentablauf, die Steuerung der Kamera sowie die Regelung der Laser sind eigene Steuerprogramme geschrieben worden, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen.

#### Ferngesteuerte Regelung der Laser

Die Notwendigkeit der Fernsteuerung des Experimentes verlangt es auch, dass die Regelung der Laser über das Netzwerk betrieben wird. Die eigentliche elektronische Regelung findet in der Fallkapsel statt. Die Regelsignale, Einstellen des Stromes und Ein- und Ausschalten der Regelung erfolgt über die Funkverbindung auf dem Steuerrechner im Kontrollzentrum. Abbildung 3.21 zeigt die programmierte Benutzeroberfläche mit den Regelsignalen der drei oben beschriebenen Lasermodule sowie die dazugehörigen Steuerelemente. Die Frequenz für den Kühllaser wird in der Steueroberfläche des Experiments eingestellt (Zyklusprogrammierung, siehe nächster Abschnitt), da diese sich im Verlauf eines Zyklus ändert.

#### Zyklusprogrammierung

Die zeitliche Steuerung des eigentlichen Experimentablaufs und die Synchronisation aller Kanäle müssen auf Mikrosekundenbasis genau laufen. Eine programmierte Konsole zeigt dazu den Überblick über alle Kanäle mit der jeweiligen Zeiteinteilung. Zurzeit ist das Experiment mit einer Frequenz von  $10\text{ kHz}$  getaktet. Abbildung 3.22 zeigt einen Ausschnitt aus der Oberfläche einer typischen Steuerkonsole, wie sie im Experiment verwendet wird. Jede Spalte in der Steuerkonsole zeigt eine Zeit in Takteinheiten von  $100\ \mu\text{s}$  und die Einstellungen für analoge sowie digitale Kanäle. Nachdem die vorher eingestellten Werte aller Kanäle in die jeweiligen Karten (Abschnitt 3.8.1) geladen sind, erfolgt nach einem manuellen Startsignal die synchrone Ausgabe aller Kanäle. Das Panel wird dann von links nach rechts abgearbeitet. Im Wesentlichen ist diese Bedieneroberfläche in 5 Teile aufgeteilt (im Bild mit Nummern versehen). Die zentralen Bestandteile sind:

1. Digitale Kanäle. Das ganze VI ist chronologisch aufgebaut, jede Änderung wird durch eine neue Spalte ausgedrückt. Für jede Spalte kann die Zeit separat festgelegt werden.

---

<sup>8</sup>VI=Virtual Instrument, Software-Steuerung bei National Instruments

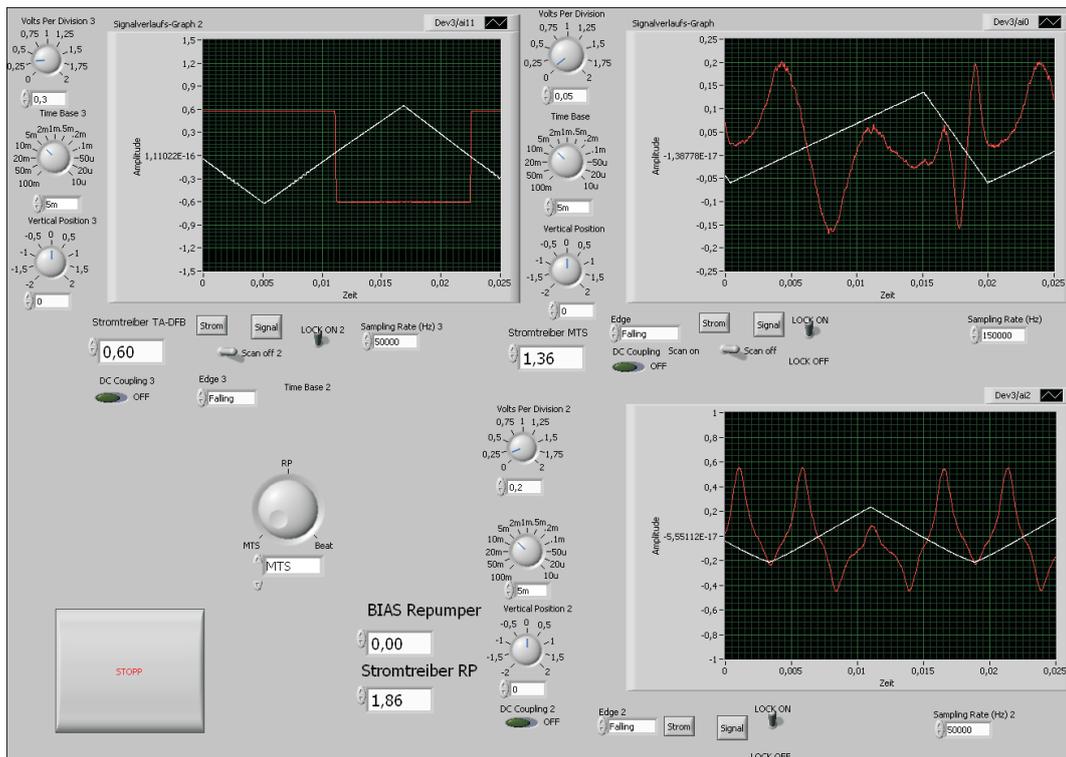


Abbildung 3.21: Bedienoberfläche für die Fernsteuerung der Laser. Zu sehen sind die Regelsignale der Laser sowie die notwendigen Stellelemente.

2. Analoge Kanäle. Die zeitliche Ansteuerung ist synchron zu den digitalen Kanälen, außerdem können von Spalte zu Spalte verschiedene Rampen der analogen Werte gefahren werden.
3. Ansteuerung der RF-Evaporation. In 5 Schritten werden lineare Rampen der Radiofrequenz für die evaporative Kühlung gefahren. Das Triggern der Rampen erfolgt über einen externen digitalen TTL-Puls.
4. Schalteinheit für den Fallturmbetrieb.

### Abwurfkonzept

Der genaue Abwurfzeitpunkt kann von Fallturm-technischer Seite nicht exakt festgelegt werden. Inklusive programmatischer Zeitschleifen ist dieser nur auf ein Fenster von etwa  $300\text{ ms}$  genau bestimmbar. Um jedoch sicherzustellen, dass einzelne Schritte während eines Experimentzyklus immer an den gleichen Stellen im Fallturm stattfinden (aus Gründen der unsteady Magnetfelder, siehe auch Kap. 3.5.3), muss sich der Start eines Experimentzyklus nach dem genauen Abwurfzeitpunkt richten. Ein Schmitt-Trigger reagiert auf die fallende Flanke eines Gravitationssensors (1g-0g Übergang) und erzeugt

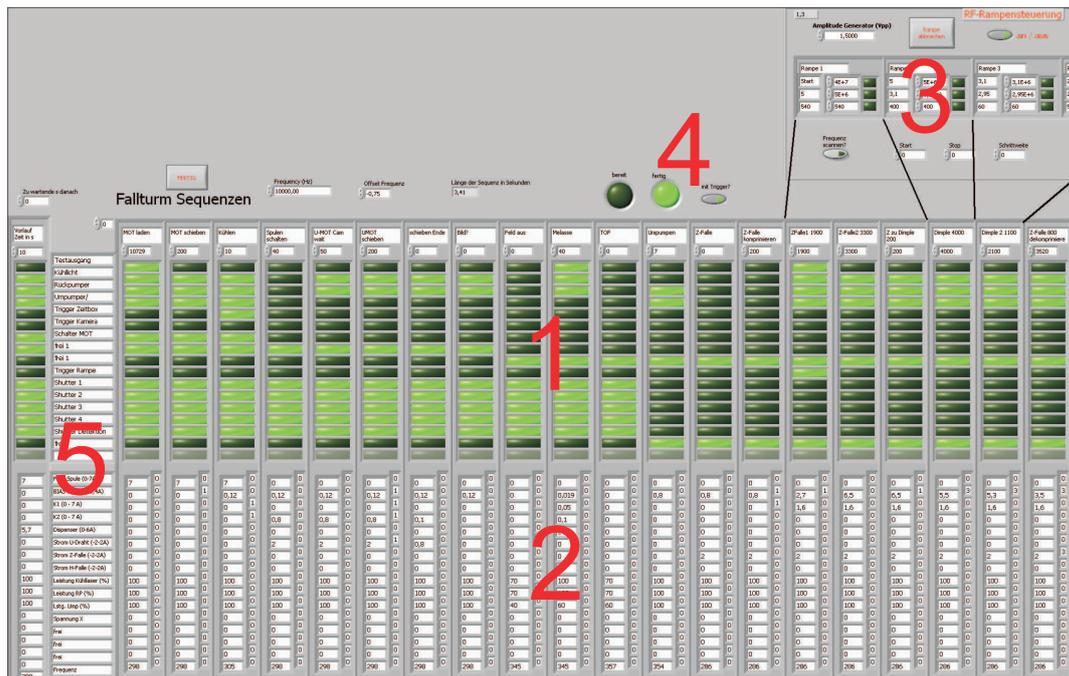


Abbildung 3.22: Steuersequenz eines Experimentzyklus mit allen Kanälen. 1) digitale Kanäle, 2) analoge Kanäle, 3) RF-Steuerung (Evaporaationskühlen), 4) Schalteinheit für Fallturmbetrieb, 5) Beschriftung der Kanäle.

einen TTL-Triggerimpuls, der das oben beschriebene manuelle Startsignal übernimmt. Die Sequenz startet dann zeitgleich mit dem Moment des Abwurfs<sup>9</sup>.

### 3.8.3 Datenerfassung

Die Datenerfassung im Experiment erfolgt ausschließlich über die CCD-Kamera (siehe Abschnitt 3.7). Die CCD-Kamera ist über IEEE1394 (FireWire) an den Messrechner angeschlossen, worüber sie auch ihre Spannungsversorgung bezieht. Das Triggern erfolgt extern mit einem TTL-Signal der digitalen Karte (PXI-6259). Damit ist die Synchronisation mit anderen Kanälen sichergestellt. Dabei öffnet die Kamera ihren elektronischen Shutter so lange, wie der externe Trigger auf „high“ ist. Für den Labor bzw. Fallturmbetrieb wird die Datenerfassung in 2 verschiedene Modi geschaltet.

#### Datenerfassung im Labor

Im Laborbetrieb wird die Kamera direkt an den Auswerterechner angeschlossen, auf dem eine Software der Herstellerfirma (*Wasabi*<sup>®</sup>, *Hamamatsu*) installiert ist. So können die Bilder direkt auf dem Auswerterechner gespeichert werden und mit dem Auswert-

<sup>9</sup>Das Laden der magneto-optischen Falle erfolgt jedoch vorher, siehe Kapitel 4.1

programm in MatLab<sup>®</sup> quantitativ weiterverarbeitet werden. Das Auswertprogramm kann automatisch nach neu erstellten Dateien suchen und verarbeitet so immer die jüngste Datei, was einen schnellen Experimentierbetrieb ermöglicht.

### Datenerfassung im Fallturmbetrieb

Oben beschriebene Methode ist im Fallturmbetrieb nicht möglich, da die Kamera nicht direkt an den im Kontrollraum befindlichen Auswerterechner angeschlossen werden kann. Die firmeneigene Software der Kamera läuft außerdem nicht auf dem Messrechner, da sie mit dem Betriebssystem von National Instruments (*RTOS, real time operating system*) nicht kompatibel ist. Für die Aufnahme der Bilder wurde darum ein Kamera-VI programmiert. Die Bilder werden dann auf dem Messrechner in der Fallkapsel abgespeichert und über die WLAN Verbindung auf den lokalen Auswerterechner heruntergeladen.

## 3.9 Anordnung der Komponenten in der Fallkapsel

Der Aufbau des Experiments erfolgte im Labor am Institut für Quantenoptik in Hannover. Um eine leichte Transportabilität zu gewährleisten, wurde die Fallkapsel in zwei Teilen aufgebaut, was im Gegensatz zu einer einzigen Struktur mit einer Länge von 215 cm einfacher zu handhaben war. Nach dem Umzug zum Fallturm der Universität Bremen musste schließlich das System auf eine Fallkapsel umgebaut werden.

Der Umbau erforderte die Überlegung der genauen Anordnung der einzelnen Elemente. Abbildung 3.23 zeigt den kompletten Aufbau, wie er im Fallturm zum Einsatz kommt. Das Lasersystem (a) wurde mitsamt der dazu gehörigen Elektronik ganz oben in der Kapsel befestigt, um einen schnellen Zugang im Falle einer Nachjustage des optischen Systems zu haben. Um aufsteigende Wärme in der Fallkapsel und damit ein Aufheizen der Lasermodule zu verhindern, werden die Module mit mäanderförmigen Kühlkörpern temperaturstabilisiert. Die Temperatur des Kühlwassers kann dabei auf  $\Delta T = 1 K$  genau geregelt werden. Der Abfluss des Kühlmäanders der Laser bildet den Zulauf der Kühlung der MOT-Spulen, die nicht wie die Lasermodule auf eine konstante Temperatur angewiesen sind. Unter dem Lasersystem befindet sich der Experimentrechner, die Anschlüsse desselben, die DCDC-Wandler und die MOSFETs für die MOT-Spulen (b). Die meisten Steuerleitungen des Computers sind mit dem Elektronikrack der Laser verbunden, wodurch es sinnvoll erschien, diese beiden Komponenten so nah wie möglich zu platzieren. Durch den begrenzten Raum in der Kapsel und die Länge der Vakuumkammer befindet sich deren oberer Teil, die Titansublimationspumpe, durch eine Bohrung in der Plattform ebenfalls auf dieser Ebene. Darunter befindet sich der obere Teil der Vakuumkammer mit der Ionengetterpumpe und der Durchführung für die Dispenser (c). Hier sind auch die Radiofrequenz-Elemente für die elektronischen Laserstabilisierungen und das Ansteuermodul für die Akusto-Optischen Modulatoren (AOM). Diese Komponenten sind relativ klein und konnten so den restlichen Raum um

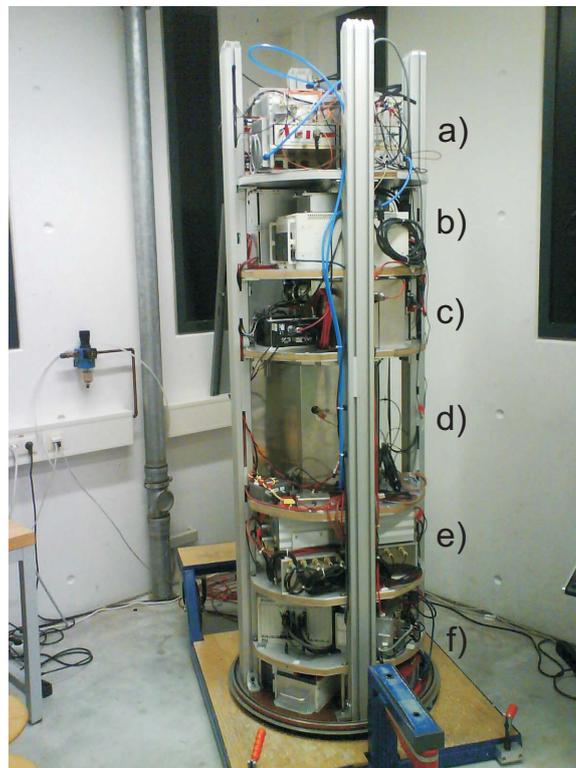


Abbildung 3.23: Aufbau des gesamten Experiments. Wie im Text beschrieben, befinden a) die Lasermodule, b) der Messrechner und DCDC-Wandler, c) die (abgeschirmte) Ionengetterpumpe und der Controller d) der Hauptteil der Vakuumkammer, hier von der Abschirmung verdeckt, e) die Stromtreiber und Batterien für die Magnetfelder und f) infrastrukturelle Bauelemente des Fallturms

den oberen Teil der Vakuumkammer füllen. Unterhalb hiervon (d) ist dann die Hauptkammer (Kap. 3.3) mit allen optischen Zugängen, der CCD-Kamera sowie der magnetischen Abschirmung (Kap. 3.5.3), direkt über der vorletzten Plattform, auf welcher die Stromtreiber sowie die Akkus für die Spulen der Magnetfelder und den Chip befestigt sind (e). Diese Akkus sind bei weitem das schwerste Element in der ganzen Apparatur für welche der unterste Platz sinnvoll ist. So wird ein leichtes Kippen der Fallkapsel um eine horizontale Achse während des Fallens minimiert.

---

# ERZEUGUNG ULTRAKALTER ATOME

Nachdem im letzten Kapitel die technischen Aspekte des Projektes dargelegt wurden, soll im folgenden Kapitel chronologisch der Weg vom Fangen der Atome in der magneto-optischen Falle über das Umladen in die Fallen des Atomchips sowie das evaporative Kühlen mit dem anschließenden Phasenübergang zum quantenentarteten Bosegas beschrieben werden. Der Zyklus bis zur Erzeugung eines BECs ist dabei im Freifallexperiment komplett mit dem im Labor identisch. Das Relaxieren der Falle mit dem BEC sowie die Dynamik des BEC nach dem Abschalten der Falle sind jedoch unter Schwerelosigkeit verschieden und sollen im Kapitel 5 dargelegt werden.

## 4.1 Die makroskopische magneto-optische Falle

Die erste Stufe des Experimentzyklus ist das Fangen und Kühlen der Atome in der makroskopischen MOT<sup>1</sup>, deren Quadrupolfeld mit externen Spulen realisiert wird. Der folgende Abschnitt soll das Fangen der Atome mit verschiedenen Techniken, die Optimierung der MOT bezüglich Verstimmung und Intensität sowie das Optimieren und Messen der Temperatur in der MOT beschreiben.

Bei der für QUANTUS benutzten magneto-optischen Falle handelt es sich um eine „Spiegel-MOT“, die mit vier statt mit sechs Kühllaserstrahlen auskommt, da zwei Strahlen an einem Spiegel retroreflektiert werden. Als Spiegel dient die Chipoberfläche des Atomchips [87], was für die benötigte Kompaktheit dieses Experiments eine unverzichtbare Lösung darstellt.

Die Falle wird aus dem Hintergrundgas mit Teilchen niedriger Geschwindigkeit beladen. Die in Kapitel 3.4 beschriebenen Dispenser evaporieren Rubidium, wodurch dessen Partialdruck in der Kammer erhöht wird, was die Laderate der MOT erhöht. Hier

---

<sup>1</sup>Makroskopisch im Gegensatz zu der zeitlich darauf folgenden U-MOT, die durch den Chip gebildet wird.

muss das richtige Verhältnis gefunden werden, da ein zu hoher Partialdruck neben der Erhöhung der Laderate auch eine Verminderung der Lebensdauer in der späteren Magnetfalle zur Folge hat. Daher schalten sich die Dispenser nach dem Laden der MOT ab und erst am Schluss eines Experimentzyklus wieder ein, um den Partialdruck von Rubidium während eines Zyklus so gering wie möglich zu halten [88]. Ein schnelleres „Schalten“ des Druckes ist prinzipiell mit der LIAD-Technik möglich (Light Induced Atom Desorption), was mit diesem Experiment untersucht wurde [106]. In diesem Fall werden Dispenser in Intervallen im Tage- bis Wochenbereich gezündet und beschichten die Innenwände der Experimentierkammer mit Rubidium. Eingestrahltetes kurzwelliges ( $< 500 \text{ nm}$ ) Licht hoher Intensität kann dann die Atome von den Wänden desorbieren, dabei existiert eine klare Abhängigkeit zwischen der eingestrahelten Wellenlänge und dem erzeugten Rubidiumpartialdruck [106]. Es zeigte sich jedoch selbst bei einer UV-Wellenlänge von  $395 \text{ nm}$  in der MOT eine Atomzahl von  $(2,1 \pm 0,03) \times 10^6$  Atomen (Abb. 4.1), was für die weiteren Phasen im Experiment nicht ausreichend ist. Im Vergleich mit einer Oberfläche aus Glas (Vakuum-Glaszellen) zeigt Stahl hier als Träger des zu desorbierenden Materials Rubidium eine wesentlich schlechtere Effizienz [106].

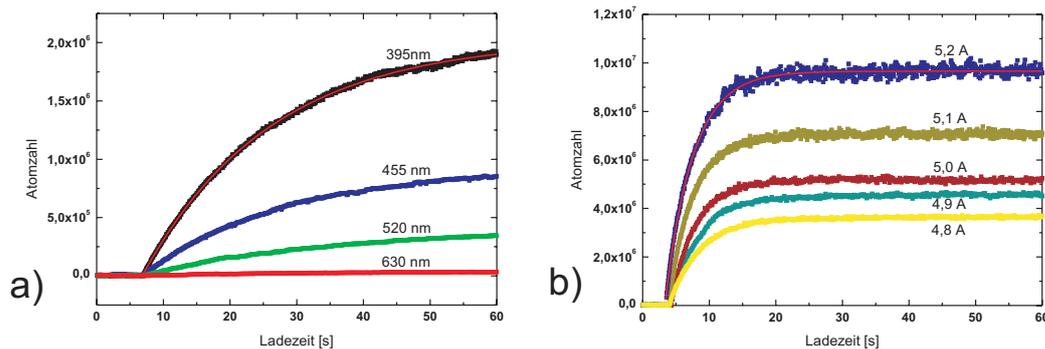


Abbildung 4.1: Laderaten der MOT bei verschiedenen Parametern. a) Für das Laden durch LIAD bei verschiedenen Wellenlängen des Desorptionslicht, der Fit bei  $395 \text{ nm}$  zeigt eine Ladezeit von  $(19,2 \pm 0,1) \text{ s}$  bei einer Atomzahl von  $(2,1 \pm 0,1) \times 10^6$ . b) Für das Laden der MOT bei verschiedenen Dispenserströmen. Der Fit bei  $5,2 \text{ A}$  zeigt eine gemessene Ladedauer von  $(4,2 \pm 0,1) \text{ s}$  bei einer Atomzahl von  $(9,7 \pm 0,1) \times 10^6$

Um ausreichend hohe Teilchenzahlen für die weiteren Umladeprozesse fangen zu können, wurde die Laderate sowie die Teilchenzahl in der MOT bei verschiedenen Dispenserströmen vermessen. Bei  $5,2 \text{ A}$  lädt die MOT etwa 10 Millionen Atome in einer Ladezeit von über 4 Sekunden. Die Ladezeit deutet darauf hin, dass der Hintergrunddampfdruck noch nicht zu groß ist, um eine ausreichende Lebensdauer in der Magnetfalle zu erreichen. Die Teilchenzahl ist jedoch für die späteren zum Teil verlustreichen Prozesse wie der Evaporationskühlung hoch genug, um eine ausreichende Menge Atome in das Kondensat zu bekommen.

Ein weiterer wichtiger Punkt für das Erreichen hoher Teilchenzahlen in der magneto-

optischen Falle ist die Verstimmung des Kühl-Laserlichts gegen die Resonanz des Kühlübergangs. Abbildung 4.2 zeigt die in der MOT gefangene Atomzahl gegen die Verstimmung des Kühllasers in Linienbreiten (Linienbreite für die verwendete  $D_2$ -Linie ist  $\Gamma \approx 6 \text{ MHz}$ ). Es konnte für diesen Aufbau experimentell gezeigt werden, dass bei einer Verstimmung von etwa 3,4  $\Gamma$  die maximale Atomzahl erreicht werden konnte.

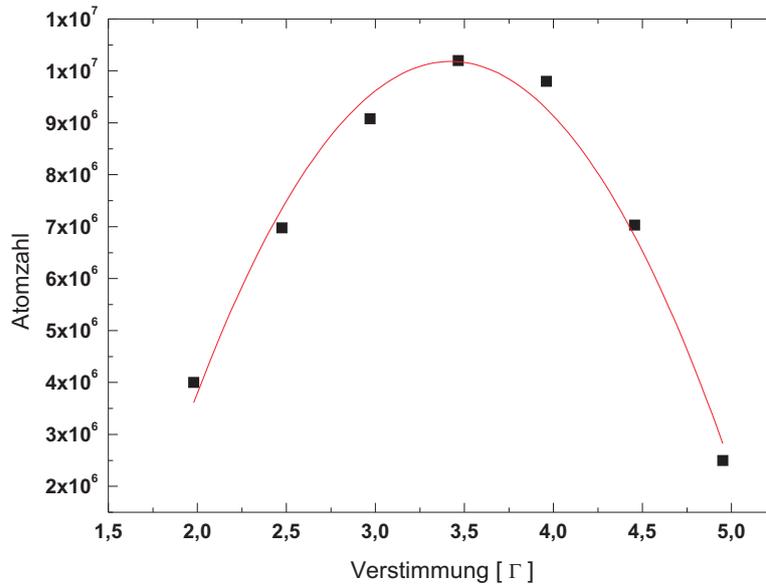


Abbildung 4.2: Erreichte Atomzahl in der MOT bei verschiedenen Verstimmungen. Der Fit zeigt eine optimale Verstimmung bei 3,4 Linienbreiten.

Der weitere Experimentverlauf erfolgte bei einem kontinuierlichen Dispenserstrom von 5,4 A, der in den folgenden 2,5 Jahren aufgrund der stetigen Entleerung kontinuierlich auf 5,7 A erhöht wurde. Auf diese Weise können etwa  $1,2 \times 10^7$  Atome in die Spiegel-MOT geladen werden, bei einer Kühlleistung von etwa 12 mW pro Strahl und einem überlagerten Rückpumper (Kap. 3.6.4) mit einer Leistung von etwa 0,8 mW pro Strahl. Die in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigten Atomzahlen wurden bei Dispenserströmen von 5,2 A aufgenommen und erreichen darum nur eine Atomzahl von  $1 \times 10^7$ .

Ein weiteres Merkmal der Umladeeffizienz der Atome auf den Chip ist die Temperatur der MOT. Für die Bestimmung der Temperatur wurden jeweils die Größen der Wolken nach unterschiedlicher Flugzeit in beide für die CCD-Kamera sichtbaren Richtungen bestimmt. Dazu kann man in Gleichung 3.14 die Zeit  $t_2 = 0$  setzen und erhält nach Umformung

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\frac{T_i \cdot k_B}{m} \cdot t^2 + \sigma^2(0)}. \quad (4.1)$$

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.3 dargestellt, mit dem aus Gleichung 4.1 resultierenden Fit. Die Fits ergaben Temperaturen von  $T_x = (226 \pm 16) \mu\text{K}$  sowie

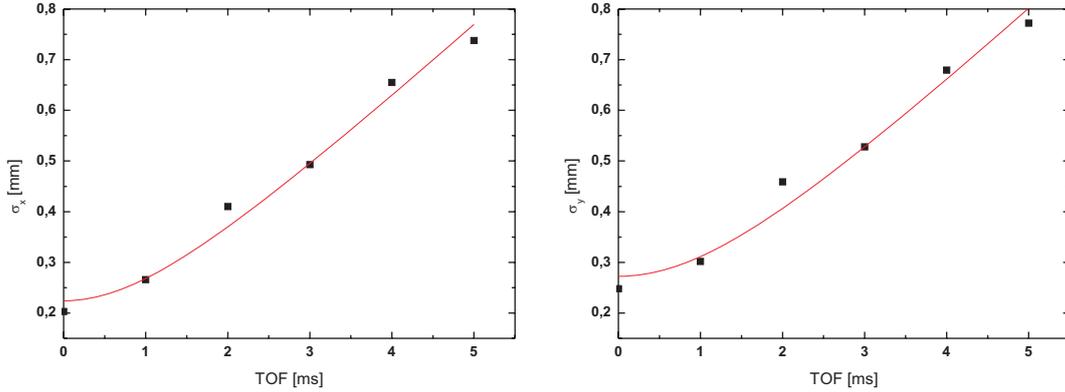


Abbildung 4.3: Gemessene Radien der Wolke nach verschiedenen Flugzeiten zur Temperaturbestimmung. Die Fits zeigen Temperaturen von  $T_x = (226 \pm 16) \mu K$  sowie  $T_y = (238 \pm 20) \mu K$ .

$T_y = (238 \pm 20) \mu K$ . Mit dieser Temperatur ist ein Regime erreicht, in dem man die Atome gut auf den Chip umladen kann [89].

Um die gefangenen Atome räumlich an die Position zu schieben, an der sich später das Magnetfeldminimum der U-MOT (oder auch Chip-MOT, Kap. 3.5.2) befindet, werden die homogenen Felder in  $y$ -Richtung in  $20 \text{ ms}$  von  $0 \text{ G}$  auf  $1,2 \text{ G}$  gerampt, was das Fallenzentrum näher an den Chip bis zur Position der U-MOT heranrückt (von etwa  $700 \mu m$  auf  $400 \mu m$  Abstand zur Chip-Oberfläche). Das Verschieben erfolgt nahezu ohne Verluste der gefangenen Atome. In den auf die Ladeprozedur folgenden  $4 \text{ ms}$  wird das Laserlicht ausgeschaltet und der die U-MOT betreibende Strom angeschaltet.

## 4.2 Chipbasierte Fallen

Atomchips bestehen im Wesentlichen durch ihre geringe physikalische Größe und der geringen Energieaufnahme im Vergleich zu herkömmlichen makroskopischen Magnetfallen. Dieser Vorteil kommt besonders im Fallturmexperiment zum tragen, da hier Energie- und Platzangebot geringer ist als in üblichen Experimenten. Im Vergleich zu konventionellen Magnetfallen haben Chipfallen ein kleineres Volumen, weisen jedoch einen wesentlich höheren Einschluss auf. Das bietet für dieses Experiment entscheidende Vorteile. Der hohe Einschluss resultiert in einer hohen Dichte des Ensembles, was für eine schnelle und effiziente Evaporationskühlung wichtig ist (Kap. 4.3). Die Atome werden aus der ersten MOT in eine Chip-basierte MOT umgeladen, bevor sie in einer Melasse weiter gekühlt werden. Zur Steigerung der Umladerate in die Magnetfalle werden die Atome aus den verschiedenen Zeeman-Niveaus optisch in den Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  umgepumpt, in dem dann die Evaporationskühlung erfolgt.

### 4.2.1 Atome in der Chip-basierten MOT

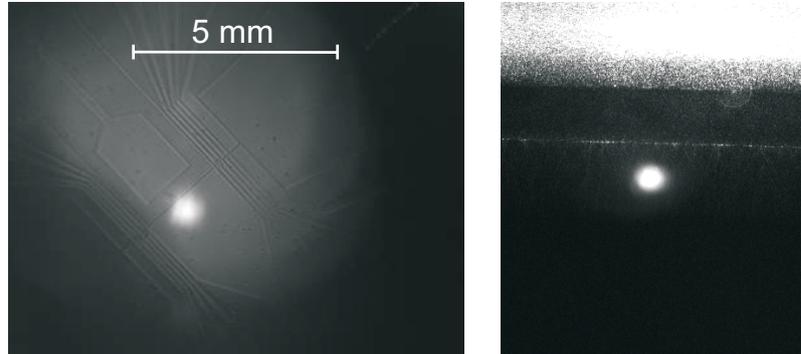


Abbildung 4.4: Fluoreszenzabbildung der ersten gefangenen Atome auf dem in diesem Experiment verwendeten Chip. Auf dem Bild sind etwa  $4,5 \times 10^6$  Rubidiumatome bei einer Temperatur von etwa  $220 \mu K$  zu sehen. Auf dem linken Bild ist im Hintergrund die Struktur des Chips zu erkennen.

Der steilere Gradient der U-MOT gegenüber der makroskopischen MOT zieht nach sich, dass der Einfangradius dieser MOT wesentlich kleiner ist und so nur eine relative geringe Zahl bereits sehr langsamer Atome aus dem Hintergrundgas geladen und gekühlt werden können. Im Gegenzug lässt sich diese MOT jedoch sehr viel exakter kontrollieren und so auch genauer in die spätere Magnetfalle überführen, als es aus der externen MOT der Fall ist. Abbildung 4.4 zeigt eine atomare Wolke, die in der U-MOT gefangen ist. Die Struktur des Chips mit dem deutlich breiteren U für die MOT ist im linken Teil im Hintergrund zu sehen. Das Umladen in die Chip-MOT erfolgt mit einer Effizienz von etwa 80%, so dass etwa  $1 \times 10^7$  Atome in dieser Falle gefangen werden können. Die Lebensdauer des Ensembles ist jedoch aufgrund der hohen Dichte mit  $(58 \pm 6) ms$  nur sehr gering. Darum werden nur  $5 ms$  nach dem Beladen dieser Falle die Atome an die Stelle der späteren Magnetfalle geschoben, die bei den Anfangsfrequenzen von näherungsweise  $200 Hz$  einen Abstand von etwa  $400 \mu m$  von der Chipoberfläche haben. Das Schieben der Atome geschieht in  $20 ms$ , durch die geringe Lebensdauer und dem relativ schnellen Schieben der Atome bleiben etwa  $7 \times 10^6$  Atome an der angestrebten Position übrig. Nach Verschieben der Atome an die Position der Magnetfalle wird der Chipstrom und damit auch die Chip-MOT instantan ausgeschaltet. In der darauf folgenden Phase werden die Atome dann in einer optischen Melasse gekühlt.

### 4.2.2 Kühlen in der optischen Melasse und Umpumpen

Die Melassekühlung, auch unter Polarisationsgradientenkühlung bekannt, ist eine Sub-Doppler-Kühlmethode, die auf die Kühlung durch stark verstimmte Lichtfelder beruht [107, 108, 109, 60]. Notwendig dafür ist gegenläufiges Laser-Licht in  $\pi - \pi$ -Konfiguration

(auch Sisyphuskühlung) oder eine  $\sigma_+ - \sigma_-$ -Konfiguration. Letztere wird hier angewandt, da die Polarisation des Lichtes in dieser Weise schon für den Betrieb der MOT benötigt wird.

Für das Kühlen in der optischen Melasse ist es notwendig, dass alle restlichen Magnetfelder auf Null kompensiert werden. Hier zeigt sich erstmals der Vorteil der in Kap. 3.5.3 erwähnten Magnetfeldabschirmung. Die noch restlichen Magnetfelder rühren hauptsächlich von der sich in der Kapsel befindlichen Ionengetterpumpe her, deren relativ starke Permanentmagneten ein Restfeld am Ort der Atome verursachen. Die externen Felder können durch zwei Abschirmungen um einen Faktor 80 an der Stelle des Atomchips gesenkt werden (Kap. 3.5.3), so dass die Ausrichtung der Kammer bezüglich des Erdmagnetfeldes keinen Einfluss mehr auf die Effektivität der Melasse hat.

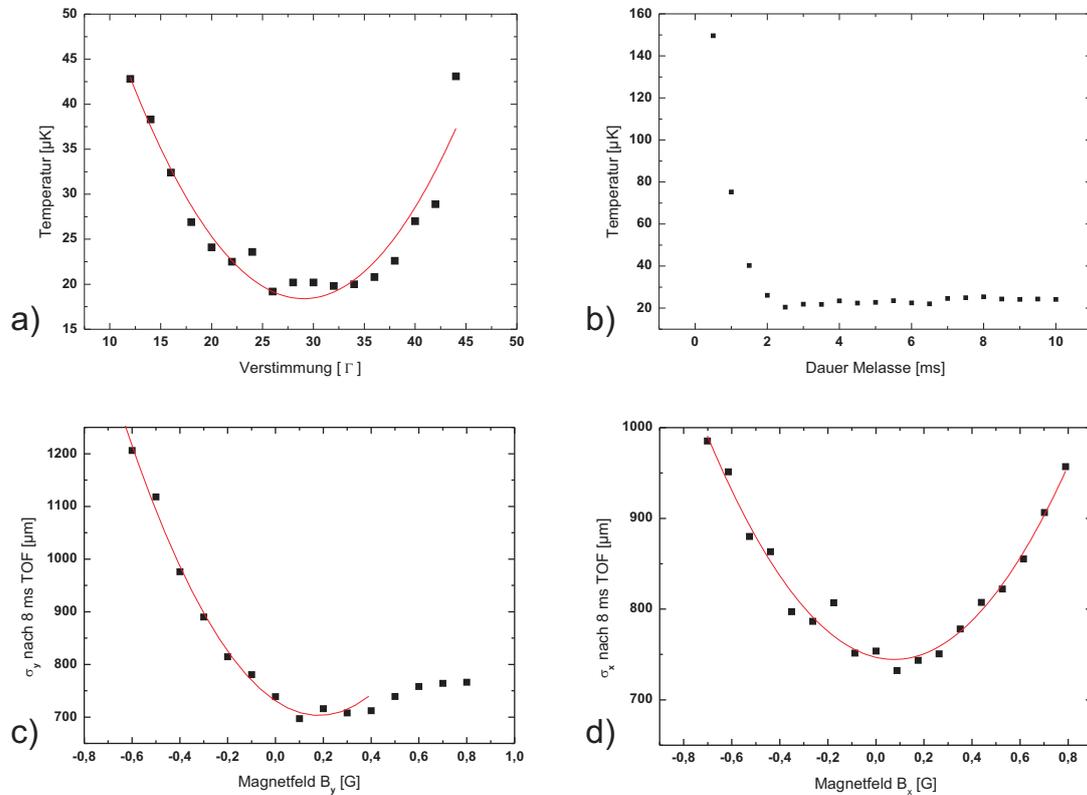


Abbildung 4.5: Optimierte Melassenparameter im Experiment. a) Temperatur in Abhängigkeit der Melasse, der Fit zeigt bei einer optimalen Verstimmung von  $(29, 0 \pm 0, 4)\Gamma$  eine Temperatur von  $(18, 4 \pm 0, 9) \mu\text{K}$ . b) Temperatur in Abhängigkeit von der Dauer der Melasse. Nach 4 Millisekunden zeigt sich keine weitere Reduktion der Temperatur. c) und d) Ausdehnung der Wolke nach 8 Millisekunden TOF, aufgetragen gegen das Magnetfeld der kompensierenden Spulen. Kompensierte Magnetfelder sind c)  $(0, 19 \pm 0, 03) \text{ G}$  und d)  $(75, 2 \pm 8, 7) \text{ mG}$ . Die Abflachung zu höheren Magnetfeldern bei c) kommt durch ein Verschieben der Atome an die Chipoberfläche, was die Messung verfälscht.

Abbildung 4.5 zeigt die Vermessung einzelner Parameter für die optimalen Einstellungen der Melassenphase. Dabei wurde die optimale Verstimmung, die minimal benötigte Melassendauer sowie die zu kompensierenden Magnetfelder für alle drei Raumrichtungen vermessen. Für die Verstimmung wurden bei jeder eingestellten Frequenz des Lasers zwei TOF-Bilder bei verschiedenen Zeiten aufgenommen und die Temperatur daraus ermittelt. Die kleinste Temperatur zeigte sich bei einer Verstimmung von  $(29, 0 \pm 0, 4) \Gamma$ . Bei der Dauer der Melasse hat sich gezeigt, dass nach einer längeren Zeit als  $4 \text{ ms}$  kein weiterer Kühleffekt mehr zu erkennen ist (Abb. 4.5 b). Daher wurde die Dauer der Melasse auf  $4 \text{ ms}$  festgelegt. Um die genauen Restmagnetfelder zu vermessen, erfolgte ein Durchstimmen der homogenen Magnetfelder in allen drei Raumrichtungen gegen die Größe der Wolke nach  $8 \text{ ms}$ , die ein Indiz für die Temperatur ist. So konnten die Restmagnetfelder zu  $B_x = (75, 2 \pm 8, 7) \text{ mG}$ ,  $B_y = (0, 19 \pm 0, 03) \text{ G}$  und  $B_z = (0, 11 \pm 0, 01) \text{ G}$  ermittelt werden. In Abb. 4.5 sind lediglich die Magnetfelder der Raumrichtungen x und y aufgezeigt. Die Abflachung bei der Messung in Abb. 4.5 c) rührt daher, dass bei zu hohen Magnetfeldern die Atome an die Chipoberfläche geschoben werden und so die Atomzahl drastisch einbricht, was zu einer Reduktion des Radius der Wolke führt. Zusammengefasst ergibt sich durch die Melassekühlung eine Wolke von  $1 \times 10^7$  Atomen bei einer Temperatur von  $20 \text{ } \mu\text{K}$ , die noch über mehrere Niveaus des atomaren elektronischen Grundzustands verteilt sind.

Um möglichst das gesamte Ensemble später in der Magnetfalle fangen zu können, werden die Atome durch optisches Pumpen im  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle$ -Zustand präpariert. Im  $5^2S_{1/2}$  Niveau ist dies der Zustand mit dem höchsten magnetischen Moment und weist in der Magnetfalle den höchsten Einschluss auf. Das  $\sigma^+$ -polarisierte Licht treibt dabei den Übergang  $|F = 2, m_F\rangle \rightarrow |F' = 2, m_F + 1\rangle$ , durch den nach mehreren Zyklen alle Atome im oberen  $|F' = 2, m_F = +3\rangle$  Zustand vorliegen und eine Relaxation von hier nur nach  $|F = 2, m_F = +2\rangle$  erfolgen kann. Die gestrichelten Hyperfeinstrukturzustände  $|F'\rangle$  gehören hierbei zum Niveau  $5^2P_{3/2}$ . Da die Lebensdauer des oberen Zustands lediglich  $26, 5 \text{ ns}$  beträgt, sind nach einigen hundert Mikrosekunden alle Atome in den Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$  transferiert. Um ein Zerfallen in den unteren  $|F = 1\rangle$ -Zustand zu vermeiden, wird gleichzeitig der Rückpump-Laser eingestrahlt. Die Dauer des Umpumpens wurde im Experiment zu  $700 \text{ } \mu\text{s}$  gewählt, jedoch ist dieser Wert unkritisch. Ein angelegtes Magnetfeld von  $8 \text{ G}$  während des Umpumpens hebt die Entartung der Zustände auf, dies ist auch das Feld für die im Anschluss benötigte Anfangsmagnetfalle (siehe Kap. 4.2.3).

Die Phase der optischen Melasse mit dem anschließenden Umpumpen dauert insgesamt  $4, 7 \text{ ms}$  und hat innerhalb der messbaren Auflösung keine atomaren Verluste zur Folge. Nach der Vorkühlung durch die Polarisationsgradientenkühlung folgt der entscheidende Schritt, das Fangen der Atome in die Magnetfalle.

### 4.2.3 Fangen in der Ioffe-Pritchard Falle (Z-Falle)

Der Z-Draht erzeugt zusammen mit dem äußeren homogenen Feld in y-Richtung eine Ioffe-Pritchard-Falle, welche ein Magnetfeldminimum aufweist (Kap. 3.5.2). Um Atome mit einem Magnetfeldminimum fangen zu können, müssen sie schwachfeldsuchende Zustände besetzen, die in der englischen Literatur mit „weak-field seeker“ bezeichnet werden. Das die Atome einschließende Potenzial genügt folgender Gleichung:

$$V = m_F g_F \mu_B B, \quad (4.2)$$

wobei  $B$  das Magnetfeld,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton,  $m_F$  der magnetische Unterzustand und  $g_F$  der Landé-Faktor des F-Hyperfeinstrukturzustandes ist. Bei einem positiven Produkt aus  $g_F$  und  $m_F$ -Faktor liegt ein schwachfeldsuchender Zustand vor, was bei  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle$  mit  $g_F = +\frac{1}{2}$  gegeben ist.

Direkt nach der optischen Melasse und dem Umpumpen wird die Magnetfalle angeschaltet. Neben dem bereits aus der Umpumpphase bestehenden Offsetfeld von  $8\text{ G}$  wird der Draht abrupt auf  $2\text{ A}$  geschaltet, was in einer etwas elongierten Falle mit Fallenfrequenzen von  $\omega_{x,y,z} = 2\pi \cdot (40, 210, 210)\text{ Hz}$  resultiert (Simulation)<sup>2</sup>. In die Magnetfalle können so etwa  $4 \times 10^6$  Atome geladen werden, durch den Umladevorgang erhöht sich die Temperatur auf etwa  $50\mu\text{K}$ . Die Anzahl der in der Magnetfalle fangbaren Atome ist durch ein maximales Fallenvolumen begrenzt. Um das Fallenvolumen zu vergrößern würde man bei einem gleichem Gradienten einen höheren Chipstrom benötigen. Der Gradient ist jedoch durch die Modenanpassung für ein effektives Umladen in die Magnetfalle vorgegeben und die Chipströme können wegen der zuleitenden Bonddrähte nicht weiter erhöht werden (siehe auch Kap. 3.5.2 und [110]).

Gleich nach dem Laden der Atome in die Magnetfalle wird das externe homogene Magnetfeld in x-Richtung auf  $2,8\text{ G}$  linear gerampt, um mit dem Anheben des Fallenbodens ein Verlust von Atomen durch Majorana-Spin-Flips zu vermeiden. In y-Richtung erfolgt eine Erhöhung auf einen Wert von  $27\text{ G}$ , um damit die Fallenfrequenzen und so die elastische Stoßrate für die sich anschließende evaporative Kühlung zu steigern. Die gemessenen Fallenfrequenzen in dieser Phase sind  $\omega_{x,z} = 2\pi \cdot (28, 1455)\text{ Hz}$ . Die dritte Fallenfrequenz kann durch die vorliegende Ausrichtung der Kamera nicht gemessen werden, sollte aber in der gleichen Größenordnung wie  $\omega_z$  liegen. Ein weiterer wichtiger Parameter für eine effiziente Evaporation ist die Lebensdauer in der Falle, um nicht durch Atomzahlverluste begrenzt zu sein. In den nächsten Abschnitten sollen die Messungen dieser beiden Größen beschrieben werden.

### Messung der Fallenfrequenz

Die Messung der Fallenfrequenz erfolgt abhängig von der Größe der zu messenden Frequenz auf zwei verschiedene Methoden. Niedrigere Frequenzen können gut mit Dipol-

<sup>2</sup>Es sein hier nochmals die sich durch die ganze Arbeit ziehende Konvention angemerkt, dass die z-Achse die Fallachse im Turm ist, was zur Folge hat, dass die schwache Achse der Falle die x-Achse und nicht wie in vielen anderen Arbeiten die z-Achse ist.

Oszillationen der Atome in der Falle gemessen werden. Dazu wird die Position bei großen Amplituden entweder direkt in der Falle, oder aber nach dem Abschalten der Falle und einer bestimmten Entwicklungszeit aufgenommen. Bei höheren Frequenzen hingegen kann durch parametrisches Heizen eine Verkürzung der Lebensdauer in der Falle und somit ein Einbruch der Atomzahl nach einer bestimmten Haltezeit beobachtet werden [111, 112]. Abb. 4.6 zeigt eine Messung der Fallenfrequenz bei einem homogenen Magnetfeld von  $28\text{ G}$  und einem Fallenboden von  $2\text{ G}$ . Die Anregung der

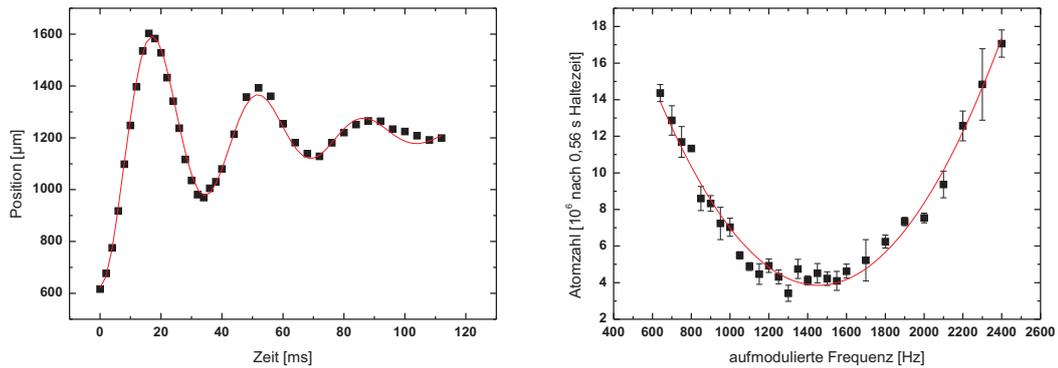


Abbildung 4.6: Messung der Fallenfrequenz in axialer wie auch radialer Richtung. In axialer Richtung wurden die Atome zu Schwingungen angeregt, in radialer wurde die Methode des parametrischen Heizens angewandt. Frequenzen aus beiden Messungen wurden zu  $\omega_{ax} = 2\pi \cdot (29 \pm 0,2)\text{ Hz}$  und  $\omega_{rad} = 2\pi \cdot (1469 \pm 11)\text{ Hz}$  bestimmt. Details zu beiden Methoden im Text.

Dipol-Oszillationen in axialer Richtung wurde dadurch realisiert, dass die Falle für  $1\text{ ms}$  abgeschaltet wurde und der dadurch entstehende kurze freie Fall die Position in der wieder angeschalteten Falle verschoben hat. Danach werden die Atome noch eine bestimmte Zeit in der Falle gehalten. Abb. 4.6 a) zeigt die Variation des Ortes in Abhängigkeit verschiedener Haltezeiten in der Falle. Da die gezeigte Messung noch mit thermischen Atomen gemacht wurde, erfolgt durch Stöße der Atome untereinander eine relativ zügige Dämpfung der Oszillationen. Der gezeigte Fit ergibt eine Fallenfrequenz von  $\omega_{ax} = 2\pi(28 \pm 0,2)\text{ Hz}$ . In radialer Richtung wurde der Chipstrom moduliert, was eine Bewegung der Falle erzeugt (siehe Kap. 3.1). Diese Bewegung bringt parametrisches Heizen bei der aufmodulierten Frequenz [111, 112]. Die Atome wurden für  $0,56\text{ s}$  in der Falle gehalten, währenddessen der Chipstrom moduliert wurde. Abb. 4.6 b) zeigt die nach den  $0,56\text{ s}$  noch gemessene Atomzahl in Abhängigkeit von der aufmodulierten Frequenz. Der in Abb. 4.6 gezeigte Fit ergibt eine Fallenfrequenz von  $\omega_{rad} = (1469 \pm 11)\text{ Hz}$ . Statt obiger Methode kann auch eine Modulation der Fallenfrequenz vorgenommen werden, dann zeigt sich eine Resonanz bei der doppelten Fallenfrequenz [111, 112].

### Messung der Lebensdauer in der Falle

Das in die Magnetfalle geladene Ensemble hat durch verschiedene Faktoren eine zeitlich begrenzte Lebensdauer. Zum einen existieren Heizprozesse etwa durch Schwankungen der Fallenmagnetfelder, die man sich bei der vorab vorgestellten Messung der Fallenfrequenz sogar zu Nutze macht. Auf der anderen Seite stoßen die Atome untereinander, wodurch einerseits durch elastische Stöße die Evaporationskühlung ermöglicht wird, andererseits aber inelastische Stöße zu Heizprozessen und somit Verlusten aus der Falle führen. Für eine effiziente Evaporation ist daher ein hohes Verhältnis elastischer zu inelastischen Stößen wichtig.

Bei Alkali-Metallen ist die elastische Stoßrate im Gegensatz zu atomarem Wasserstoff oder metastabilem Helium etwa 1000-fach höher. Daher sind im Falle des Rubidiums und Dichten von  $10^{12} \text{ 1/cm}^3$  Verluste durch inelastische Zweikörperstöße (dipolare Relaxation) zu vernachlässigen [82]. Im Falle von Rubidium sind die wesentlichen Verlustkanäle einerseits Stöße mit dem Hintergrundgas, die das Ensemble heizen und so Atome aus der Falle entfernen. Andererseits treten bei zu hohen Dichten in der Magnetfalle zunehmend statt der erwünschten elastischen Zweikörperstöße für die evaporative Kühlung (Kap. 4.3) inelastische Dreikörperstöße auf, bei welchen Rb-Moleküle entstehen, deren freiwerdende Bindungsenergie an ein drittes Atom abgegeben wird. Die durch den Impulsübertrag entstandene kinetische Energie ist so hoch, dass die Teilchen dann die Falle verlassen können. Die Verlustrate beträgt dabei:

$$\frac{dN}{dt} = -L_3 \int n^3(\vec{r}) d^3r \quad (4.3)$$

mit der Dichte  $n(\vec{r})$ , der Atomzahl  $N$  und dem Dreikörper-Verlustkoeffizienten  $L_3$ , der experimentell wie auch theoretisch bestimmt wurde [113, 114].

Diese inelastischen Stöße sowie die oben genannten technischen Aspekte begrenzen die Lebensdauer, die durch Halten der Wolke in der Magnetfalle mit anschließender Messung der Atomzahl bestimmt werden kann. Abbildung 4.7 zeigt die Zahl der Atome in Abhängigkeit von der Haltezeit in der Falle. Die Dauer für den Abfall der Atomzahl auf den  $1/e$ -Wert spiegelt dabei die Lebensdauer wieder. Der in Abb. 4.7 gezeigte Graph ist bei Fallenfrequenzen von  $\omega_{x,y,z} = 2\pi \cdot (28, 650, 650) \text{ Hz}$  gemessen worden. Die gemessene Lebensdauer konnte bei oben genannter Fallenfrequenz zu  $(3,4 \pm 0,2) \text{ s}$  bestimmt werden, was vergleichbar mit anderen Chip-Experimenten ist und einen guten Parameterraum für die folgende evaporative Kühlung stellt.

#### 4.2.4 Weitere Konstellation einer Magnetfallen auf dem Chip

Neben der bisher beschriebenen Z-Falle sei auch noch eine andere Fallengeometrie erwähnt, mit der in diesem Experiment die ersten Kondensate überhaupt hergestellt wurden. Da es sich bei der Z-Falle um eine sehr elongierte Falle handelt, ist die damit verbundene Stoßrate in der schwachen Achse natürlich gering. Um auch in dieser Richtung

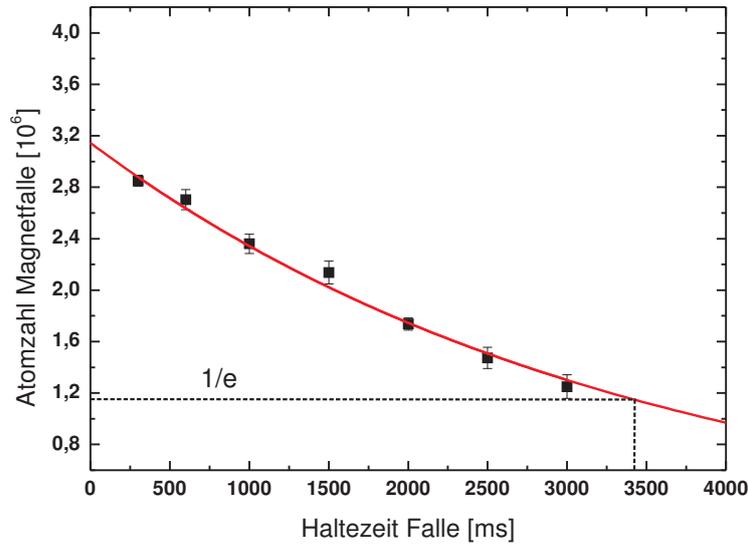


Abbildung 4.7: Messung der Lebensdauer in der Anfangsfalle mit Fallenfrequenzen von  $\omega_{x,y,z} = 2\pi \cdot (28, 650, 650) \text{ Hz}$ . Der Fit zeigt eine Lebensdauer von  $(3,4 \pm 0,2) \text{ s}$ .

für eine hohe elastische Stoßrate zu sorgen, ermöglicht die Leiterbahnkonfiguration auf dem Chip außerdem die Realisierung einer so genannten Dimplefalle, die einen stärkeren Einschluss in der x-Achse gewährleistet [1]. Die Dimplefalle wird realisiert, indem direkt neben einer der seitlichen Zuleitungen der Z-Falle ein Strom in gegenläufiger Richtung von etwa  $0,3 \text{ A}$  anliegt. Das Magnetfeld, das von der Zuleitung der z-Falle erzeugt wird, wird lokal kompensiert und senkt an dieser Stelle den Fallenboden ab. Es bildet sich ein Potenzialminimum aus, an dem sich die Atome mit geringer Energie sammeln. Es entsteht eine Vertiefung des magnetischen Potentials (engl. „dimple“), in dem sich nach Herabsenken der Temperatur durch die Evaporation die kältesten Atome sammeln. Abbildung 4.8 zeigt das Evaporieren der Atome in die Vertiefung. Im ersten Bild sind die kalten Atome noch über das gesamte Z verteilt, dessen Mittelstück parallel auf der Chipoberfläche zu den gezeigten Atomen verläuft. In der zweiten Aufnahme ist schon deutlich eine Konzentration von kalten Atomen in der Vertiefung zu sehen. Das rechte Bild zeigt etwa 22.000 Atome nach Ausschalten der Magnetfelder nach  $4 \text{ ms}$  TOF mit einer Temperatur von etwa  $800 \text{ nK}$  und einer Phasenraumdichte von  $2,6 \times 10^{-2}$ . Bei den hier gezeigten Bildern handelt es sich um thermische Atome, die den Phasenübergang zum BEC noch nicht vollzogen haben.

Es hat sich jedoch im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt, dass durch eine effiziente und gut optimierte Evaporationskühlung das Erreichen eines Bose-Einstein Kondensates auch in der Z-Falle möglich ist [1]. Die Z-Falle ist gerade hinsichtlich der adiabatischen Öffnung zu sehr tiefen Fallenfrequenzen von entscheidendem Vorteil, da die Öffnung nur mit einer geringen Schwerpunktsbewegung des Kondensats verbunden ist. Im Gegensatz hierzu führt eine Reduktion der Dimplefalle zu einer Seitwärtsbewegung

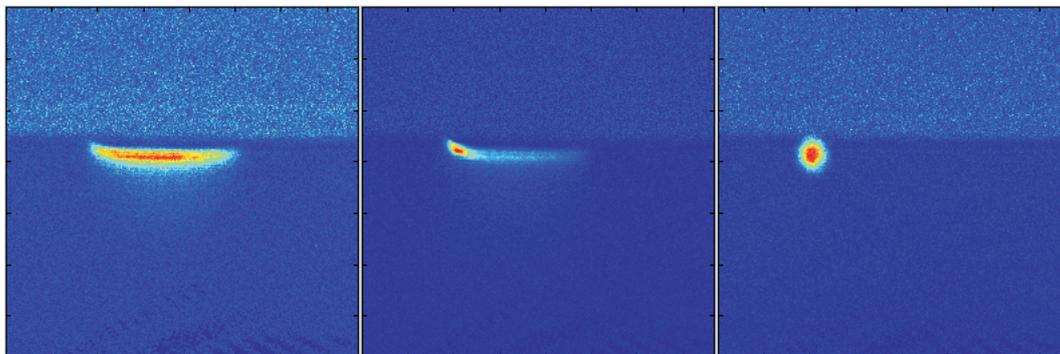


Abbildung 4.8: Fangen der Atome in der Dimplefalle. Durch weiteres Kühlen durch Herabsenken der RF-Frequenz der Evaporation sammeln sich die kältesten Atome in der Magnetfeldvertiefung. Das rechte Bild zeigt Atome nach einer Fallzeit von 4 *ms*.

des Kondensats und somit zu störenden Oszillationen. Daher wurden alle weiteren Experimente mit der Z-Falle vollzogen.

### 4.3 Evaporatives Kühlen

Die evaporative Kühlung ist die wichtigste Methode, um das bei der Laserkühlung auftretende Rückstoßlimit (engl. recoil limit) zu überwinden [82, 115, 116]. Mit der Laserkühlung wird die Phasenraumdichte  $\rho = n\lambda_{dB}^3 \propto nT^{-3/2}$  um bereits zwölf bis dreizehn Größenordnungen gesteigert, was in diesem Experiment in einer am Anfang der Evaporation auftretenden Phasenraumdichte von etwa  $2 \times 10^{-7}$  resultiert. Für die weitere Kühlung wird nun ausgenutzt, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Atome nach einer bestimmten Zeit der Rethermalisierung, die von der Dichte des Ensembles abhängt, nach der Boltzmann-Statistik verteilt ist. Durch Einstrahlen einer bestimmten RF-Frequenz werden die Atome mit der höchsten Energie aus der Boltzmann-Verteilung selektiv entfernt (das Einstrahlen der Frequenz wird auch als „RF-Messer“ bezeichnet) und das verbliebene Ensemble rethermalisiert wieder durch elastische Stöße der Rubidium-Atome untereinander. Durch Absenken des RF-Messers zu kleineren Fallfrequenzen kann so das Ensemble gekühlt werden und die Phasenraumdichte erhöht werden. Das Absenken des Messers muss adiabatisch erfolgen, das heißt die Rethermalisierungsrate muss größer als die Verlustrate sein. Bei einem zu schnellen Absenken des Messers können die Atome nicht rethermalisieren und es werden niederenergetische Atome aus der Falle entfernt. Die endliche Lebensdauer begrenzt die Dauer der evaporativen Kühlung und erfordert somit eine minimale Rethermalisierungsrate.

Nachdem die Magnetfalle auf die oben beschriebenen Werte von  $\omega_{ax} = 28 \text{ Hz}$  und  $\omega_{rad} = 1,5 \text{ kHz}$  gerampft wurde, setzt die Radiofrequenz für die Evaporation ein. Zu diesem Zweck wurde eine Spule in die Kammer eingebracht, welche etwa 3 *cm* in *z*-Richtung unterhalb des Fallenminimums befindet. Durch das einerseits nicht genaue

Anpassen der Spule auf die abgestrahlte Frequenz (Impedanzanpassung) und andererseits dem großen Abstand von  $3\text{ cm}$  vom Ort der Atome war der Einsatz eines 25-Watt Verstärkers nötig. Aufgrund dieser technisch etwas aufwendigeren Lösung (für die Verhältnisse im Fallturm) kam bei der weiteren Optimierung der Evaporation die Idee, die Radiofrequenz direkt auf den Chip einzubringen. Abbildung 4.9 zeigt schematisch den

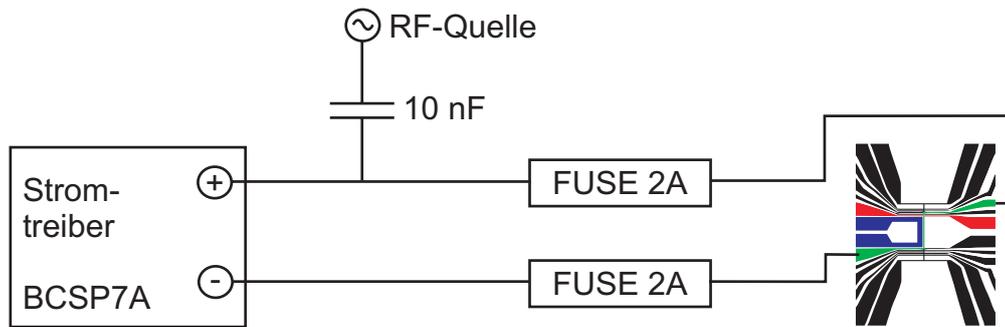


Abbildung 4.9: Schaltung für das Einbringen der RF-Frequenz. Der abgebildete Kondensator dient als Hochpass, über den die Radiofrequenz für die evaporative Kühlung auf den Strom für die Z-Magnetfalle aufmoduliert wird.

Aufbau der verwendeten Technik. Über einen Kondensator, der als Hochpass dient, wird die Frequenz direkt auf den Chipstrom aufmoduliert. Der um einen Faktor 60 reduzierte Abstand ( $3\text{ cm} \longleftrightarrow 50\text{ }\mu\text{m}$ ) ermöglicht nun die Arbeit mit sehr kleinen Intensitäten ( $< 10\text{ mW}$ ), die direkt von dem Frequenzgenerator im Messrechner bereitgestellt werden können.

### 4.3.1 Phasenraumdicteerhöhung

Abbildung 4.10 zeigt das Zusammenspiel von radialer Fallenfrequenz und eingestrahelter Radiofrequenz mit der sich daraus ergebenden Phasenraumdicke sowie Teilchenzahl des Ensembles. Während des ersten Schrittes der evaporativen Kühlung wird die Fallenfrequenz von  $\omega_{x,y,z} = 2\pi \cdot (28, 1500, 1500)\text{ Hz}$  erneut mit einer Dauer von  $190\text{ ms}$  erhöht, so dass die Werte der Fallenfrequenzen etwa  $\omega_{x,y,z} = 2\pi \cdot (28, 7400, 9600)\text{ Hz}$  betragen. Dies erfolgt durch Anhebung des homogenen Feldes in y-Richtung. Dieses Feld wird dann  $330\text{ ms}$  gehalten und in den darauf folgenden  $20\text{ ms}$  wird die Falle auf etwa  $(28, 5500, 6600)\text{ Hz}$  wieder relaxiert, um zu hohe Dichten zu vermeiden, die zu einer erhöhten Dreikörperstoßrate und damit einhergehend einer erhöhten Verlustrate führen. (Kap. 4.2.3). Die zuvor beschriebende Prozedur der evaporativen Kühlung dauert  $540\text{ ms}$ . In dieser Zeit wird die Radiofrequenz in einer linearen Rampe von  $40\text{ MHz}$  auf  $5\text{ MHz}$  abgesenkt. Diese Rampe ist, wie alle anderen auch, linear und in der Intensität konstant. Am Ende dieser Rampe beträgt die Teilchenzahl etwa  $8 \times 10^4$  und die Phasenraumdicke wurde auf  $2 \times 10^{-2}$  gesteigert. In den folgenden  $400\text{ ms}$  der Evaporation wird die Falle nicht geändert, jedoch die RF-Frequenz linear von  $5\text{ MHz}$  auf

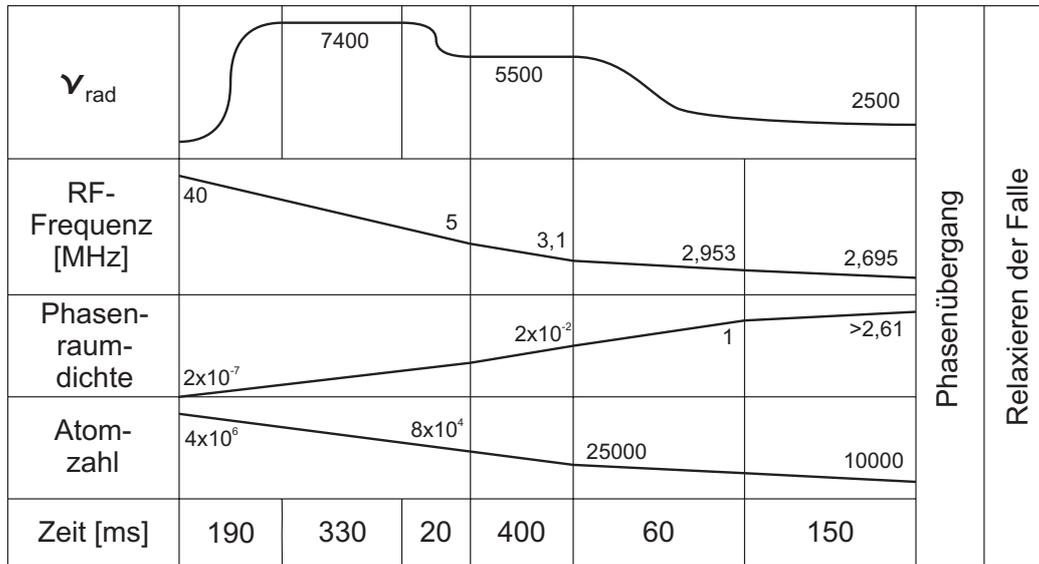


Abbildung 4.10: Zusammenspiel der radialen Fallenfrequenz, eingestrahelter Radiofrequenz, Phasenraum-dichte und Atomzahl während der evaporativen Kühlung des Ensembles.

3,1 MHz abgesenkt. Am Ende dieser Rampe erhält man ein kaltes Ensemble von etwa 25.000 Teilchen und einer Phasenraum-dichte nahe bei 1. Jetzt folgt der letzte Schritt der Evaporation, hier wird die Fallenfrequenz auf 2,5 kHz radial sowie 24 Hz axial gesenkt. Währenddessen wird in zwei Schritten von 60 und 150 ms die Radiofrequenz auf 2,9 und 2,695 MHz gesenkt, worauf der Phasenübergang zu einem Bose-Einstein-Kondensat stattfindet. Das so entstandene BEC hat eine Teilchenzahl von etwa 8.000 bis 10.000 Atomen. Bei den hohen Fallenfrequenzen von  $\omega_{\text{rad,ax}} = 2\pi \cdot (2500, 24) \text{ Hz}$  ist es nicht möglich, die Temperatur und die Dichte direkt zu messen. Die kritische Temperatur für diese Fallenfrequenzen und den oben genannten Teilchenzahlen liegt bei 470 nK (siehe auch Kap. 2.1.1). Die auf diese Weise erzielten Temperaturen führen zu einem sehr kompakten Ensemble, das in der Falle mit der gegebenen Kamerakonfiguration kaum aufzulösen ist. Für die Charakterisierung des Ensembles wird daher die Falle durch Absenken des homogenen Feldes in y-Richtung entspannt.

### 4.3.2 Relaxation der Falle

Das adiabatische Relaxieren erfolgt in einer experimentell optimierten Variation der Magnetfelder, die auf eine möglichst geringe Anregung von Schwingungen des Kondensats abzielt. Wichtiger Parameter neben der Rampenform ist die Rampendauer, da das Öffnen der Falle adiabatisch erfolgen muss, um keine Anregungen des Kondensates in der Falle zu bekommen. Mit den ersten in diesem Experiment realisierten BECs wurde die

Magnetfalle durch die Form

$$B_1(t) = (B_1(t_2) - B_1(t_1)) \cdot \frac{1}{1 + \exp\left[-\frac{A \cdot (t - D[s]/2)}{D[s]}\right]} + B_1(t_2) \quad (4.4)$$

mit dem Parameter  $A$  realisiert. Hierbei beschreibt  $A$  den Abfall der Flanke,  $B_1(t_1)$  den Anfangswert des Magnetfeldes,  $B_1(t_2)$  den Endwert und  $D[s]$  die Dauer der Rampe in Sekunden. Es hat sich im weiteren Verlauf gezeigt, dass mit diesem Modus Dipoloszillationen des BECs in der dekomprimierten Falle auftraten, was sich besonders bei sehr flachen Fallen stark bemerkbar macht (Siehe Kap. 5.4). Weit kleinere Oszillationen ergaben sich durch das Dekomprimieren der Falle, bei dem für den zeitlichen Verlauf die abfallende Flanke ähnlich einer Gauß-Funktion gewählt wurde:

$$B_2(t) = (B_2(t_1) - B_2(t_2)) \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\kappa \cdot D[s]}\right)^{(1,7)}\right] + B_2(t_2). \quad (4.5)$$

Hierbei ist  $\kappa$  ein Parameter, der die Rampengeschwindigkeit darstellt. Diese Form bedingt ein langsames Absenken bei sehr flachen Fallen. Da mit dem Öffnen der Falle die Fallenfrequenzen immer kleiner werden, ist durch die Gauß-Kurve die Änderung der Frequenz  $\partial\omega/\partial t$  an die Größe der Fallenfrequenz angepasst. Im eigentlichen Sinne handelt es sich hier nicht wirklich um eine Gaußfunktion, doch es konnte experimentell gezeigt werden, dass sich bei einem Exponenten von 1,7 die kleinsten Oszillationen ergaben.

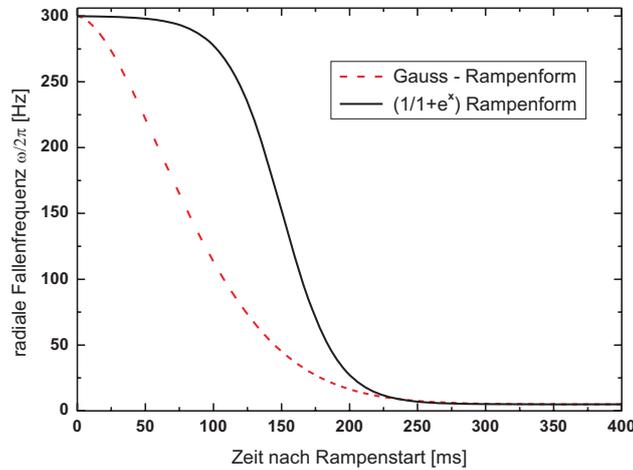


Abbildung 4.11: In diesem Experiment verwendete Rampenformen. Die Rampenformeln für die hier abgebildeten Rampen sind in den Gleichungen 4.4 und 4.5 dargestellt. Die zugehörigen Parameter sind  $A = 10$  und  $\kappa = 0.3$  (siehe Text).

In Abbildung 4.11 sind der zeitliche Verlauf beider Funktionen  $B_1(t)$  und  $B_2(t)$  mit den oben erwähnten Parametern  $A = 10$  und  $\kappa = 0.3$  dargestellt. Die Funktion  $B_2(t)$

wird nur in der letzten Dekompressionsphase zum Abschalten der Falle genutzt, da hier die Atome am sensitivsten auf Änderungen des Magnetfeldes reagieren, alle anderen Rampen (Hochrampen vor der Magnetfalle etc.) werden mit Rampenform  $B_1$  realisiert. Die Bedingung für ein adiabatisches Öffnen der Falle ist [44]

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} \ll \omega_{trap}^2. \quad (4.6)$$

Der gesamte Vorgang der Dekompression wird in zwei Sequenzen von 350 *ms* und 400 *ms* Dauer aufgeteilt. In der ersten Sequenz wird auch der Strom des Z-Drahts von 2 *A* auf 1,2 *A* gemäß dem selben zeitlichen Verlauf  $B_2(t)$  abgesenkt. So dauert die gesamte Dekompression etwa 750 *ms*, was bei den tiefsten erzeugten Fallenfrequenzen um 10 *Hz* langsam genug für eine adiabatische Expansion ist.

## 4.4 Phasenübergang

Das Steigern der Phasenraumdicke mit dem Ergebnis des Phasenübergangs zum BEC ist mit dem Abrastern vieler Parameter verbunden, wie der Dauer der Rampen, der Intensität der Radiofrequenz für die Evaporation, dem Gradient der Falle, das Einstellen des Fallenbodens um hier nur einige dieser Parameter aufzuzählen. Die Steigerung der Phasenraumdicke ist dabei sukzessive optimiert worden. Eine effektive Optimierung bekommt man durch den Vergleich mit einem Phasenraumdiagramm. Abbildung 4.12 zeigt solche ein Phasenraumdiagramm mit den im vorigen Abschnitt beschriebenen Punkten. Bei der Anpassung der verschiedenen Rampen wird die jeweils erhaltene Phasenraumdicke gegen die Teilchenzahl aufgetragen. Bei den verschiedenen Rampen muss darauf geachtet werden, dass das Verhältnis von Verlust an Atomen und Gewinn an Phasenraumdicke stimmt, um mit der maximalen Zahl von Atomen den Phasenübergang zu erreichen. Dieser ist nach Gleichung (2.21) bei  $\Gamma = n_T(\mathbf{r}) \cdot \lambda_T^3 = g_{3/2}(1) = 2,612$  erreicht und ist im Diagramm mit einer waagerechten roten Linie eingezeichnet.

So ist es schließlich Anfang März 2007 gelungen, das erste BEC in einer Fallkapselapparatur, die für Freifallversuche am Fallturm konzipiert ist, zu erzeugen. Um die Existenz des BECs belegen zu können, sind 3 wesentliche Merkmale zu verifizieren:

### I. Drehen des Aspektverhältnisses

Durch eine Anisotropie der Fallenendkonfiguration, das heißt höhere radiale Fallenfrequenzen als axiale Fallenfrequenzen (zigarrenförmige Falle), tritt nach einer bestimmten Flugzeit ein Drehen des Aspektverhältnisses ein (siehe auch Kap. 2.3.2). Während die Ausbreitung thermischer Atome isotrop verläuft [44], ist dies bei einem Bose-Einstein-Kondensat aufgrund der Wechselwirkungen im selbigen (Gl. 2.28, letzter Term auf der linken Seite) nicht der Fall. Hier breitet sich das BEC in die Richtung höherer Fallenfrequenzen schneller aus [45, 46, 117] (siehe auch Kap. 2.3.2). Demnach gilt für die zeitliche Entwicklung der beiden Radien im Falle eines hohen Aspektverhältnisses  $\lambda \gg 1$

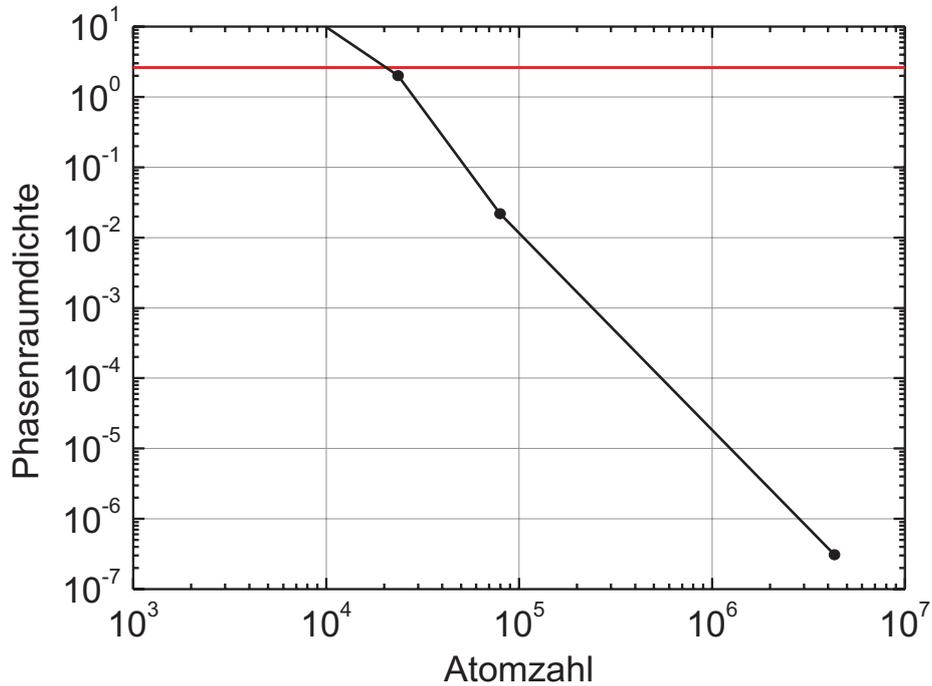


Abbildung 4.12: Phasenraumdickeerhöhung in diesem Experiment. Der Phasenübergang ist bei der waagerechten roten Linie erreicht.

nach dem Abschalten der Falle zum Zeitpunkt  $t = 0$  die unter Gleichung 2.44 angegebenen Formeln. Dieses Drehen des Aspektverhältnisses lässt sich direkt mit Absorptions-

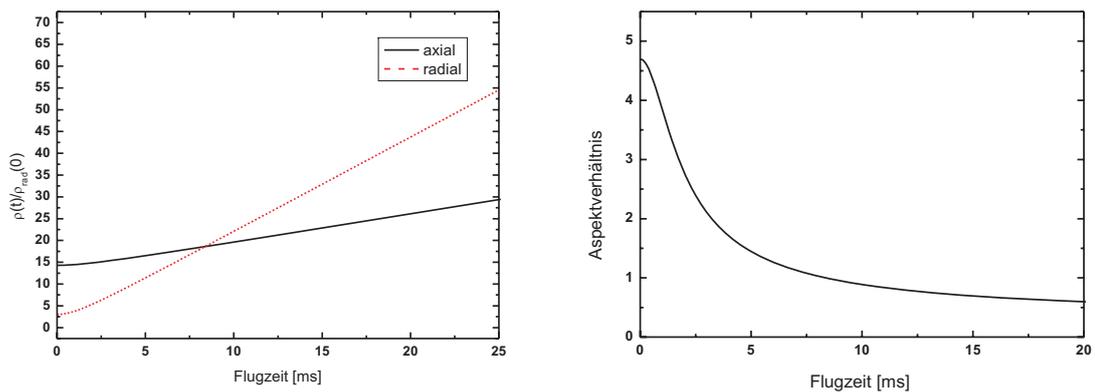


Abbildung 4.13: Ausbreitung der Wolke in radial und axiale Richtung für Fallenfrequenzen von  $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 25 \text{ Hz}$  und  $\omega_{rad} = 2\pi \cdot 116 \text{ Hz}$

aufnahmen der CCD-Kamera beobachten, wenn die anfangs prolate (zigarrenförmige) Atomwolke sich nach einiger Zeit in eine oblate Form geändert hat. Diese Änderung

tritt umso früher ein, je höher das Aspektverhältnis  $\lambda$  ist. Abbildung 4.13 zeigt für das Beispiel der Fallenfrequenzen von  $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 25 \text{ Hz}$  und  $\omega_{rad} = 2\pi \cdot 116 \text{ Hz}$  ein Drehen des Aspektverhältnisses nach  $8,4 \text{ ms}$ , was sich auch deutlich an den Flugzeitbildern in Abbildung 4.14 erkennen lässt, die mit diesen Fallenfrequenzen in den freien Fall entlassen wurden. Hier sind 5 Flugzeitbilder nach Fallzeiten von  $3, 10, 15, 20$  und  $25 \text{ ms}$  dargestellt und man erkennt ein fast homogenes Aspektverhältnis der Wolke nach  $10 \text{ ms}$ , welche eine gleichmäßige Ausbreitung in die horizontale wie auch die vertikale Achse aufweist.

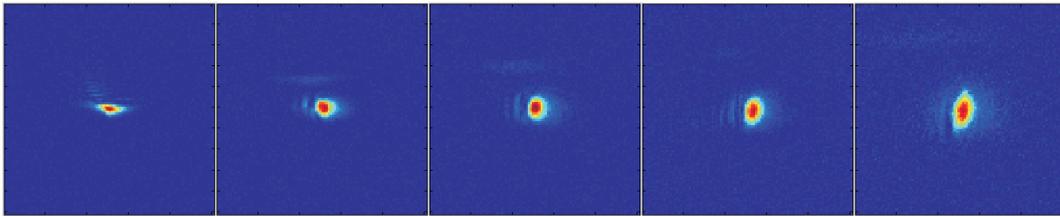


Abbildung 4.14: Flugzeitbilder nach  $3, 10, 15, 20$  und  $25 \text{ ms}$  TOF. Nach  $8,4 \text{ ms}$  freier Expansion ist die isotrope Form der Wolke erkennbar.

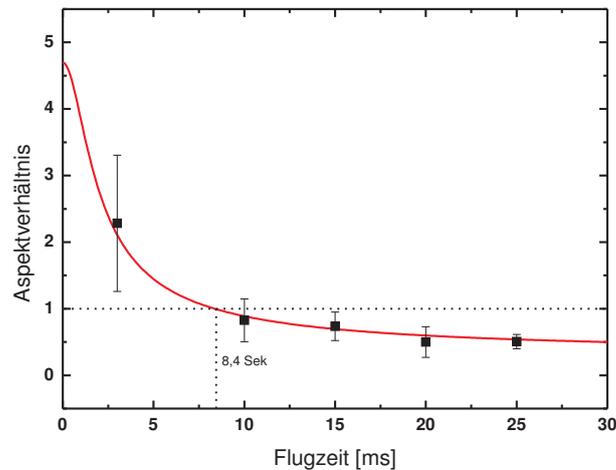


Abbildung 4.15: Messung des Aspektverhältnisses und Vergleich mit berechnetem Aspektverhältnis. Der hohe Fehlerbalken bei einer Flugzeit kommt durch die beschränkte Auflösung der Kamera zustande. Eine isotrope Wolek zeigt sich nach  $8,4 \text{ ms}$  freier Entwicklung.

Abbildung 4.15 zeigt eine quantitative Analyse der Bilder. Hier wurde das Aspektverhältnis gegen die Flugzeit aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist dagegen das errechnete Aspektverhältnis aus Abbildung 4.13. Durch die begrenzte Auflösung des Abbildungssystems haben die aufgenommenen BECs bei kurzen Flugzeiten unter  $10 \text{ ms}$  eine Ausdehnung von weniger als 5 Pixeln auf der Kamera, was den großen Fehlerbalken für Messungen unter  $10 \text{ ms}$  erklärt.

## II. Bimodale Verteilung

Im Bereich kurz unterhalb der kritischen Temperatur zeigt die Wolke einen Teil kondensierter Atome und einen Teil thermischer Atome, für die die Ausbreitungsgeschwindigkeit verschieden ist. Die thermische Wolke weist, im Gegensatz zum Kondensat, nach kurzer Fallzeit bereits eine isotrope Ausbreitung auf, die dann nur noch ballistisch expandiert (vgl. Kap. 2.3). In axialer Richtung lassen sich dann zwei verschiedene Dichteverteilungen beobachten. Dieses Indiz für das Auftreten eines BEC wird auch die „bimodale Verteilung“ genannt. Abb. 4.16 zeigt eine typische bimodale Verteilung der Atome. Während das Kondensat in der Thomas-Fermi-Näherung mit einer Parabel angenähert werden kann (Kap. 2.2.3), ist die Dichteverteilung der thermischen Atome einer Gaußkurve angepasst. In der Abbildung ist der Thomas-Fermi-Fit rot und der thermische Untergrund blau dargestellt. Die grüne Parabel zeigt allein die Dichteverteilung des BECs.

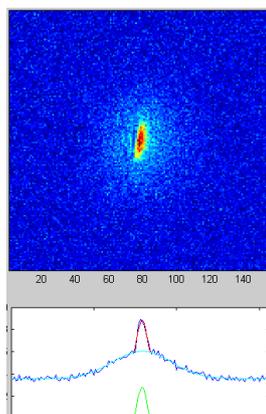


Abbildung 4.16: Bimodale Verteilung bei einer Flugzeitaufnahme von 16 *ms*. Der blaue Fit zeigt die thermische Wolke, während der rote Fit die an die Thomas-Fermi Verteilung angepasste Parabel ist.

## III. Verhältnis thermischer Atome zu kondensierten Atomen

Durch die weitergehende Erniedrigung der Temperatur durch Fortsetzung der RF-Kühlung zu tieferen Evaporationsfrequenzen ist es möglich, kontrolliert den Quotienten  $N_0/N$  aus kondensierten Atomen  $N_0$  und Gesamtteilchenzahl  $N$  einzustellen. Je tiefer man mit dem RF-Messer einschneidet, desto weniger Atome befinden sich im thermischen Untergrund. Die Bildreihe 4.17 zeigt Atome aus einer Dimple-Falle nach 16 *ms* Flugzeit. Die Endfrequenzen der forcierten Evaporation waren bei diesen Bildern 1,88; 1,9; 1,92; 1,94 und 1,96 *MHz*. Trägt man nun den Anteil kondensierter Atome gegen die Temperatur auf, so kann man bei der kritischen Temperatur  $T_c$  den Anstieg der Atome im Kondensat ermitteln. Abbildung 4.18 zeigt den Anstieg der Atome im Kondensat

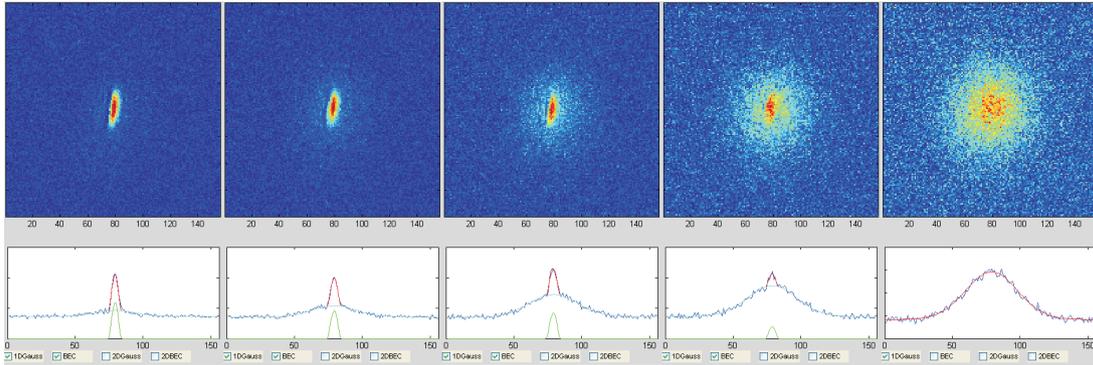


Abbildung 4.17: Anwachsen des BEC-Peaks mit abnehmender RF-Enfrequenz. Die Reihe zeigt Endfrequenzen von 1,88; 1,9; 1,92; 1,94 und 1,96 MHz

bei der Grenztemperatur  $T_c$ . Im Graph ist auch der in Formel 2.10 gegebene Verlauf für ein harmonisches Potenzial eingezeichnet.

Durch die drei vorher gezeigten Methoden kann eine eindeutige Identifizierung der Bose-Einstein-Kondensation erfolgen. Die ersten in den letzten Abschnitten gezeigten BECs waren Kondensate mit einer Teilchenzahl von etwa 7.000 Atomen bei einer Temperatur von etwa  $70 \text{ nK}$ , einer Dichte von  $5,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , was in einer Phasenraum-dichte von 19,5 resultiert.

## 4.5 Haltefalle und Detektion

Nach der erfolgreichen Erzeugung eines BECs und der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Dekompression verweilt das Kondensat noch einige Millisekunden in der Falle, die auch als „Haltefalle“ bezeichnet wird, bevor sie in den freien Fall oder im Fall der Mikrogravitation in den schwebenden Zustand übergehen. Die niedrigst möglichen Fallenfrequenzen in Laborexperimenten betragen etwa  $25 \text{ Hz}$ , während die Fallenfrequenzen in der Schwerelosigkeit im Prinzip beliebig klein gemacht werden können. Einschränkungen hier sind technischer Natur, die in Kap. 5 näher erläutert werden sollen.

Nach der Dekompression der Falle werden während der freien Entwicklung alle Magnetfelder ausgeschaltet, um die Atome in den freien Fall zu entlassen. Ein homogenes Restfeld in  $B_y$ -Richtung von  $500 \text{ mG}$  bleibt, um eine Quantisierungsachse vorzugeben und so ein Entarten und somit Mischen der Spinzustände zu vermeiden. Am Ende des freien Falls wird das Magnetfeld zur Detektion wieder auf  $20 \text{ G}$  gerammt, um sicherzugehen, dass nur der  $m_F=2$  Zustand mit dem Absorptionslaser resonant ist. Das Abbildungssystem selbst und die Berechnung einiger Parameter sind bereits in Kapitel 3.7 beschrieben.

Die Detektionssequenz erfolgt mit Hilfe der Messung der Absorption. Eine zweite Abbildung des Hintergrunds ohne Kondensat dient zur Subtraktion störender Effekte. Im ersten Teil wird der elektronische Shutter der Kamera geöffnet, ohne dass Licht

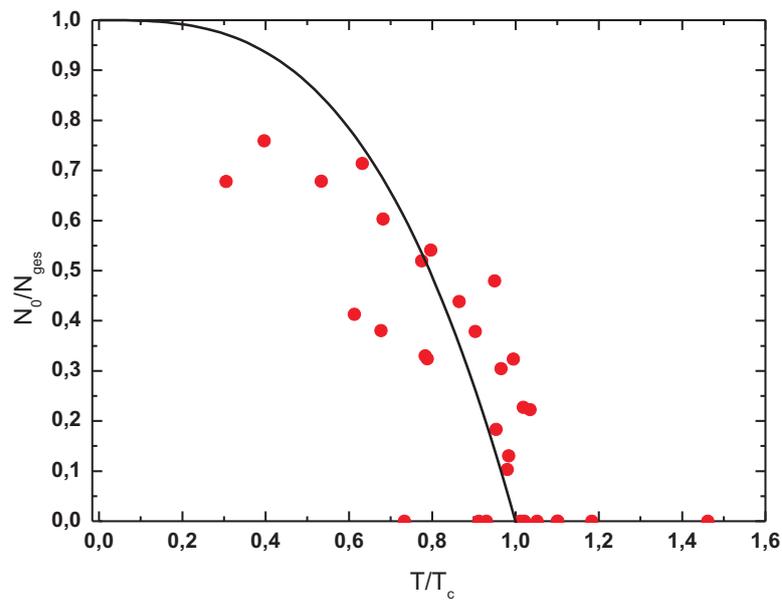


Abbildung 4.18: Anteil der Atome im Kondensat gegen die Temperatur. Bei der kritischen Temperatur  $T_c$  setzt die Kondensation ein.

einfällt, danach werden die Atome für  $100\mu\text{s}$  mit dem Detektionslicht angestrahlt. Nachdem das Licht wieder ausgeschaltet wird, bleibt der Shutter noch für weitere  $100\mu\text{s}$  offen, bevor die Kamera  $130\text{ms}$  wartet, bis das Bild ausgelesen ist. Danach ist die Kamera bereit für das Hintergrundbild, bei dem die erste Sequenz wiederholt wird, nur ohne Atome. Die Berechnung der aufgenommenen Parameter erfolgt dann wie in Abschnitt 3.7 beschrieben. Das schnelle Schalten des Lichts übernehmen dabei akusto-optische Modulatoren, die die benötigte zeitgenaue Ansteuerung aufweisen können.



---

# ERSTE BOSE-EINSTEIN KONDENSATE IN MIKROGRAVITATION

Die Erzeugung erster quantenentarteter Atome in einer schwerelosen Umgebung war zentrales Ziel des Projekts QUANTUS. Erst durch den kompakten und robusten Aufbau wurde es möglich, ein Experiment zu schaffen, das den Anforderungen im Fallturm genügt. Der zuvor erzeugte Phasenübergang zu einem BEC im Labor am Institut für Quantenoptik in Hannover war Grundlage und Ausgangspunkt für den Transfer der Apparatur zum Fallturm in Bremen. Abschließende Tests wie ein Vermessen der Lebensdauer in der Magnetfalle lieferten Hinweise auf die Funktionstüchtigkeit des Systems vor dem Umzug. Die Anordnung vieler Komponenten relativ zueinander und zu der Fallkapsel war bis etwa eine Woche vor dem Transport noch nicht in der finalen Konstellation für den Fallturm, da für den normalen Laborbetrieb der Aufbau der Kapsel so gestaltet wurde, dass Änderungen und Tests am System leicht vorzunehmen waren. In der letzten Woche vor dem Umzug wurde eine auf den Fallturm angepasste Ausrichtung aller Komponenten vorgenommen. Für eine kompakte und übersichtliche Anordnung des Experiments, wie es für den Einsatz im Fallturm notwendig ist, wurde eine komplette Neuverkabelung des Systems vorgenommen. Diese sowie die Wiederaufnahme der BEC-Produktion konnte innerhalb eines Tages bewältigt werden. Diese Umstrukturierung war ein wichtiger Test für einen reibungslosen Umzug sowie einer schnellen Wiederherstellung der Betriebsbereitschaft des Systems.

## 5.1 Transport der Apparatur

Für den Umzug wurden alle Komponenten bis auf die Vakuumkammer und dem Lasersystem aus dem Experiment entfernt. Für den Transport war die Fallkapsel schon während des Betriebs im Labor am IQO in zwei Teile getrennt, die das Lasersystem resp. die Vakuumkammer aufgenommen haben. Für eine kontinuierliche Kontrolle des

Drucks in der Vakuumkammer wurde zum einen der von der Ionengetterpumpe gemessene Strom, welcher proportional zur Menge des gepumpten Gases ist und zum anderen die in der Ionengetterpumpe anliegende Spannung während des Transports ständig überwacht. Am Fallturm in Bremen konnte das Experiment wie in der Testphase innerhalb eines Tages zusammengebaut werden und war am nächsten Tag betriebsbereit. Nach einem stabilen Laborbetrieb am Fallturm konnten die ersten Tests für einen sicheren Betrieb des Experiments im Turm erfolgen.

## 5.2 Vorbereitungsphase am Fallturm

Vor dem ersten Abwurf waren verschiedene Tests und Simulationen notwendig, um das Verhalten des Experiments im Fallturm außerhalb eines temperaturstabilisierten Labors auszuloten und die Wirkung der Schwerelosigkeit auf verschiedene Experimentierphasen zu testen. Experimentell gut abzustimmende Phasen wie die optische Melasse oder das Laden der Atome in die Magnetfalle wurden auf veränderte Krafteinwirkung durch eine manipulierte Gravitationskraft untersucht. Von einem gleichbleibenden Parameterbereich im Labor und unter Schwerelosigkeit war nicht auszugehen. Aus den Messungen der Vortests konnten dann Rückschlüsse auf das Verhalten des Experiments und die daraus resultierende Parameterwahl im Fallturm gezogen werden. Neben der Wirkung der veränderten Schwerkraft war ein stabiler Betrieb nötig, der mit einer minimalen Nachjustage des optischen Systems auskommt. Bei einer Repetitionsrate von 3 Abwürfen täglich und dem damit verbundenen sehr begrenzten Zeitplan müssen in jeder Hinsicht größere Nachjustagen oder gar Reparaturen am System vermieden werden.

### 5.2.1 Temperaturstabilität des Systems

Größere Temperaturschwankungen in quantenoptischen Experimenten rufen durch thermische Verformung der Komponenten Dejustagen hervor, was in einer Ineffizienz des Fangens und Kühlens der Atome resultiert. Das Experiment wird im Labor mit einer konstanten Umgebungstemperatur betrieben, was während einer Freifallkampagne nicht gegeben ist. Der Transport des Experiments aus dem klimatisierten Labor zur Fallturmspitze sowie der Verschluss der Fallkapsel dauert in etwa eine halbe Stunde, in der das Experiment keinerlei externe Temperaturstabilisierung erfährt. Die Auswirkung der damit verbundenen Temperaturschwankung auf das System wurde außerhalb des temperaturstabilisierten Labors untersucht. Um die äußeren Gegebenheiten möglichst nah den Verhältnissen im Fallturm anzupassen, wurde die Apparatur mit der bei einem Fallexperiment verwendeten Hülle und dem dazu gehörigen Deckel versehen. Durch den Verschluss der Kapsel wurde ein Temperatenausgleich durch Konvektion mit der Umgebung verhindert. Im Verlauf von knapp zwei Stunden wurde die Temperatur im Aufteilungsmodul, die Leistung des Kühllasers im MOPA-Modul (Kap. 3.6.2) direkt nach dem Trapezverstärker und die Leistung des Laserlichts vor der Aufteilung in die

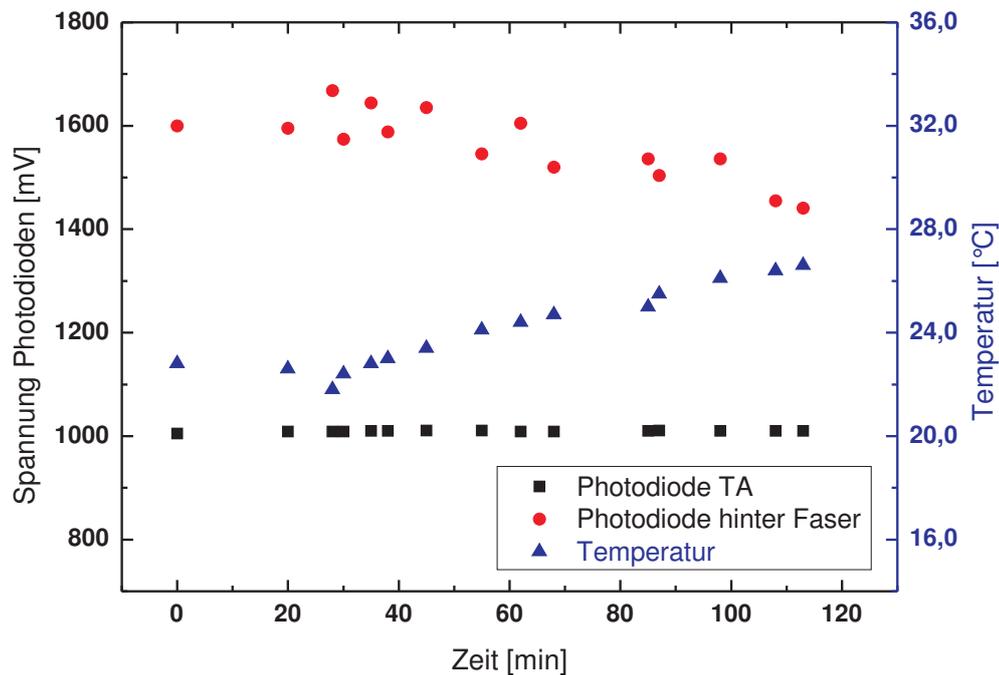


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Kühllichtintensität von der Temperatur. Die Intensität ist durch die Spannungen an den Photodioden gemessen. Nach 30 Minuten steigt die Temperatur in Kapsel an und die Leistung im Aufteilungsmodul fällt, während die Leistung nach dem Trapezverstärker sehr konstant bleibt. Eine Sättigung der Photodiode ist durch Verifikation ausgeschlossen.

einzelnen Fasern zum Experiment (Kap. 3.6.4) aufgezeichnet<sup>1</sup>. Zum Zeitpunkt dieser Messung waren die temperaturstabilisierenden Mäander noch nicht am Lasermodul befestigt. Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse des Tests. Am Graph ist erkennbar, dass die Leistung hinter dem Trapezverstärker (schwarze Quadrate) über die Dauer von zwei Stunden konstant war, während sie im Aufteilungsmodul nach etwa einer halben Stunde leicht nachgegeben hat (rote Kreise), was mit der Variation der aufgezeichneten Temperatur (blaue Dreiecke) korreliert. In Abb. 5.1 ist außerdem zu erkennen, dass Temperatur und Leistung während der ersten 30 Minuten konstant bleiben, was ausreichend ist, um die Zeit zwischen dem Entfernen aus dem Labor bis zum Anschluss der Kapsel an das Kühlsystem in der Turmspitze zu überbrücken.

### 5.2.2 Auswirkung der Temperatur auf die Atomzahl

Eine verminderte Leistung des Kühllichts hat eine reduzierte Zahl gefangener Atome zur Folge. Dafür wurde die Leistung des Kühllichts gezielt variiert und die Zahl der Atome

<sup>1</sup>Als Leistung wurde für das Laserlicht nur die Spannung an den Fotodioden gemessen, die proportional zur Lichtleistung ist, was für die in dieser Messung wesentliche relative Leistung ausreichend ist.

in der initialen Magnetfalle aufgezeichnet. Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit der

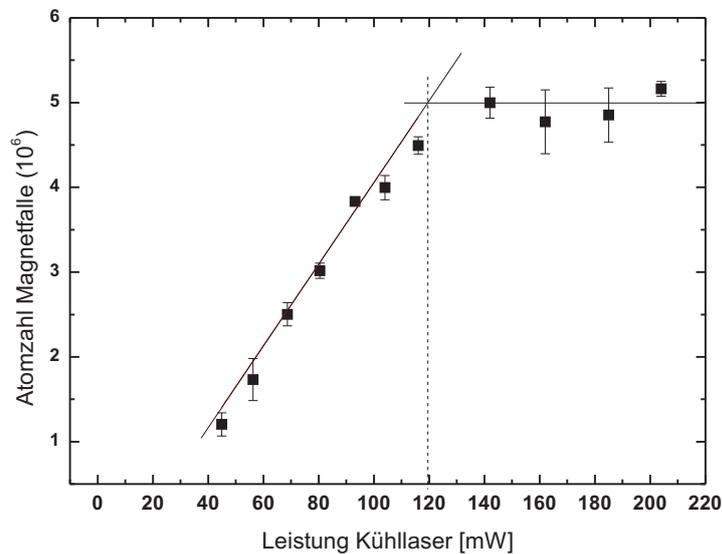


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der gefangenen Atome gegen die Intensität des Kühllichts im Aufteilungsmodul. Ein Absinken der Leistung unter  $120 \text{ mW}$  hat ein Verlust von gefangenen Atomen zur Folge. Über diesem Wert ist die Zahl der Atome durch das Volumen der Magnetfalle gesättigt.

Zahl gefangener Atome gegen die Intensität des Kühllichts. Unterhalb einer Intensität von  $120 \text{ mW}$  im Aufteilungsmodul sinkt die Zahl der in der Magnetfalle gefangenen Atome, dieser Wert entspricht  $1490 \text{ mV}$  gemessene Spannung an der Fotodiode und etwa  $12 \text{ mW}$  Leistung je Kühlstrahl. Die optimierten Laser können eine Leistung von etwas über  $200 \text{ mW}$  am Faserausgang im Aufteilungsmodul erreichen. Üblicherweise wird die Verstärkung jedoch nur so eingestellt, dass im Modul  $160 \text{ mW}$  vorliegen. Durch eine relativ schlechte Kopplungseffizienz von nur  $40 \%$  kann so die Lebensdauer der Faser erhöht werden. Mit den  $160 \text{ mW}$  kann ein Leistungsverlust von  $25\%$  ohne merklichen Teilchenzahlverlust hingenommen werden.

### 5.2.3 Labortests mit veränderter Schwerkraft

Ein weiterer Schwerpunkt der Tests war die Untersuchung der Auswirkungen der veränderten Schwerkraft auf den experimentellen Zyklus, insbesondere der Melasse und der Umladung des Ensembles in die Magnetfalle. Da die Melassephase insgesamt nur  $4 \text{ m.s}$  dauert, konnten diese Tests auf einer gefederten Schwingungsplattform im Labor vollzogen werden.

Abbildung 5.3 zeigt den unteren Teil des Experimentaufbaus zusammen mit der Hüpfburg. Die Schwingungen des gesamten Aufbaus werden manuell angeregt und mit



Abbildung 5.3: Experimentaufbau auf der Sprungplattform. Zu sehen ist der untere Teil der auf der Plattform befestigten Experimentierkapsel

einem Gravitationsensor aufgezeichnet. Die 6 Federn erlauben eine Variation der Gravitation von etwa  $(9,81 \pm 5) m/s^2$ . Größere Variationen werden durch die Federstärke und der gegebenen Geometrie der Sprungplattform verhindert. Ein während der Melassephase erzeugter Triggerpuls wird parallel mit dem Signal des Gravitationsensors ausgegeben, um so die Größe der Gesamtbeschleunigung zum Zeitpunkt der Melasse zu erhalten. Jeweils beide Signale sind in den Graphen der Abbildung 5.4 a) zu erkennen. Links sind die Signale während eines gesamten Experimentzyklus dargestellt, auf der rechten Seite ist ein Ausschnitt zum Zeitpunkt der Melasse dargestellt. Der Gravitationsensor sättigt<sup>2</sup> bei  $10,5 m/s^2$ , dessen ungeachtet zeigt der angepasste Fit zum Zeitpunkt der Melasse eine Beschleunigung von  $14,8 m/s^2$ . Abbildung 5.4 b) zeigt das Ergebnis nach  $12 ms$  Flugzeitspektroskopie mit einer Melasse einer ruhenden Kapsel unter Laborbedingungen (links) und einer schwingenden Kapsel (rechts). Die vertikale Verschiebung des Schwerpunkts des atomaren Ensembles ist  $380 \mu m$ . Da die Melassephase zusammen mit den  $12 ms$  Flugzeit sehr kurz gegen die Schwingungsdauer ist, kann man die Beschleunigung als konstant annehmen. Daraus ergibt sich eine Beschleunigung von:

$$s_0 + \frac{1}{2}gt^2 = s_0 + \frac{1}{2}at^2 - 380[\mu m] \quad (5.1)$$

$$a = g + \frac{760 [\mu m]}{12 [ms]} = 15,09 \left[ \frac{m}{s^2} \right] \quad (5.2)$$

was gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmt. Nach Bereinigung des Hintergrundes ergaben sich im Falle der Melasse unter Normalbedingungen eine Teilchenzahl von  $7,2 \times 10^6$  Atomen, im Falle der manipulierten Melasse waren es  $6,6 \times 10^6$  Atome. Die veränderten Bedingungen zeigen keine merkliche Veränderung im Experimentablauf bis zur Melassephase. Da die evaporative Kühlung nach der Melasse in der Magnetfalle eine weitere Sekunde dauert (zwei weitere Oszillatorperioden der Sprungplattform), ist

<sup>2</sup>Der Sensor gibt eine der Gravitation proportionale Spannung aus ( $1V \hat{=} 1m/s^2$ ). Die eigentliche Sättigung ist bei  $10 V$ , doch durch eine Offsetkorrektur des Sensors verschiebt sich die Sättigung zu  $10,5 m/s^2$

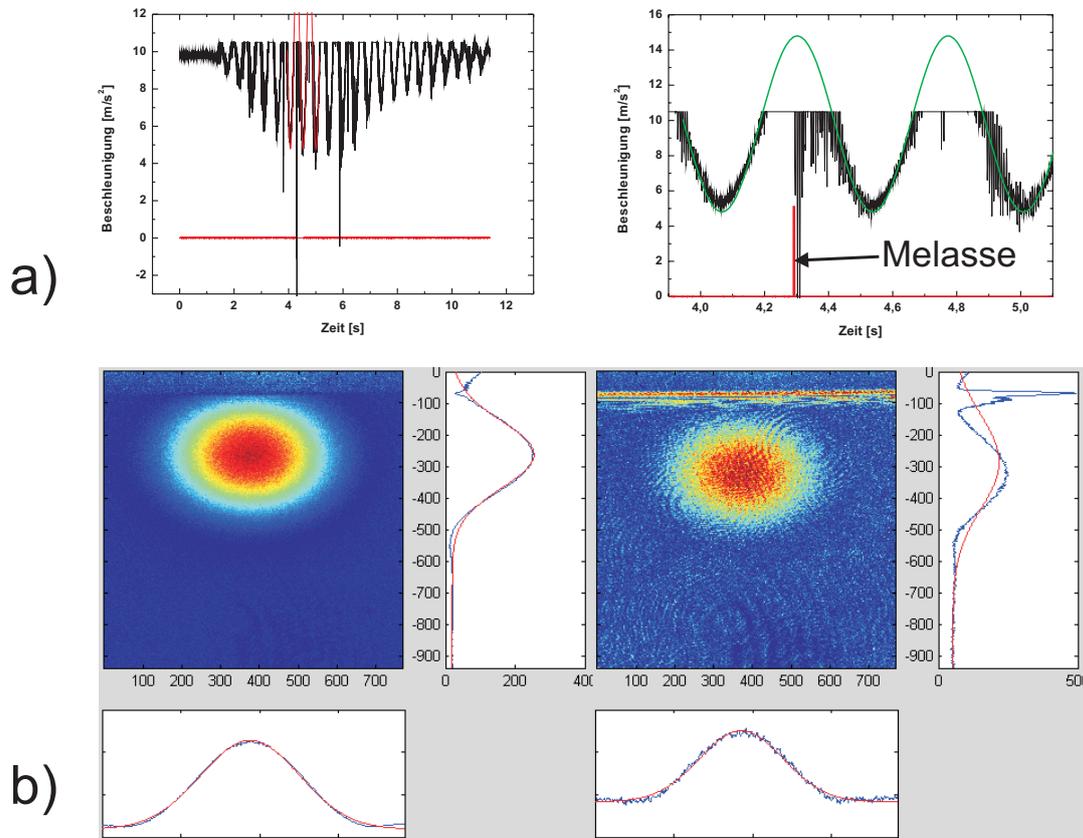


Abbildung 5.4: Melassephase unter veränderten Beschleunigungsbedingungen. a) Die Graphen zeigen das Signal des Beschleunigungssensors. Das rechte Bild ist ein Ausschnitt zum Zeitpunkt der Melasse. Im rechten Graph ist in rot der Triggerimpuls gezeigt, der die Dauer der Melasse wiedergibt. Zum Zeitpunkt der Melasse lag eine Gesamtbeschleunigung von  $15 m/s^2$  vor. b) Die beiden Melassephasen unter normalen Bedingungen (links) und unter geänderten Bedingungen (rechts). Details im Text.

die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates auf der Hüpfburg der nächste Schritt gewesen.

### BEC auf der Sprungplattform

Neben der Melassephase ist das Umladen der Atome in die Magnetfalle ein empfindlicher Abschnitt des Experiments, da eine fehlerhafte Modenanpassung ein erheblichen Teilchenzahlverlust bzw. eine ungewollte Zunahme der Temperatur zur Folge hat. Zu diesem Zweck wurde der gesamte Experimentzyklus auf der Sprungplattform getestet. Abb 5.5 zeigt ein auf der Sprungplattform erzeugtes BEC. Der linke Teil zeigt das Signal des Beschleunigungssensors zusammen mit Zeitstempeln aus verschiedenen Phasen der Experimentsequenz. Der erste Zeitstempel stellt nur die letzten  $800 ms$  der MOT-Phase

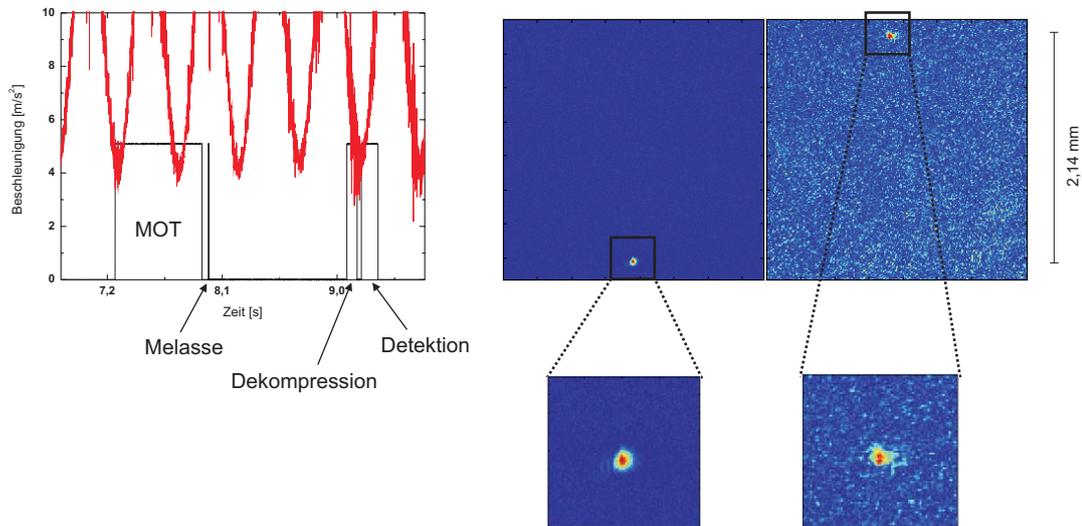


Abbildung 5.5: Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten auf der Sprungplattform. Links ist das Signal des Beschleunigungssensor zu sehen, rechts die veränderte Position des erzeugten BECs, im linken Bild unter normalen Bedingungen und rechts auf der Sprungplattform. Details im Text.

dar, die insgesamt eine Dauer von 20 Oszillatorperioden hat. Der nächste Stempel markiert die Melassephase, die bei einer überhöhten Beschleunigung stattfindet. Das Entlassen aus der Falle findet zwischen den beiden letzten zeitlichen Markierungen statt. Zu diesem Zeitpunkt liegt eine Restbeschleunigung von  $0,45 \text{ g}$  vor. Anwenden von Gleichung 5.2 ergibt bei einer weniger zurückgelegten Fallstrecke von  $2,14 \text{ mm}$  (Abb. 5.5) und einer Freifallzeit von  $28 \text{ ms}$  eine berechnete Restbeschleunigung von  $4,35 \text{ g}$ , was gut mit dem vom Sensor gemessenen Wert übereinstimmt. Die Teilchenzahl im BEC ist zurückgegangen, von den unter Laborbedingungen  $7.600$  Atomen im Kondensat konnte auf der Sprungplattform nur noch ein Ensemble von  $4.100$  Atomen realisiert werden.

Somit haben die Versuche mit der Sprungplattform und der Melassephase mit dem geringen Teilchenzahlverlust gezeigt, dass das Experiment sehr stabil läuft. Der Teilchenzahlverlust im BEC ist mit der starken äußeren Krafteinwirkung auf die Atome in der Magnetfalle zu sehen, insbesondere am Ende der Dekompression, wenn sehr kleine Fallenfrequenzen und somit flache Fallen vorliegen. Die zusätzliche Gravitationsmulde (engl. „gravitational sag“) im Fallenpotenzial, die durch stärkere Beschleunigungen hervorgerufen wird, verringert außerdem die Effizienz der evaporativen Kühlung [118], was auch zu einer kleineren Teilchenzahl führt. Solche heftigen Einwirkungen waren im Turm nicht zu erwarten. Die Mikrogravitation sollte die Kühlung durch Evaporation noch begünstigen. Nennenswerte Restschwingungen treten nur während der ersten Sekunde auf, in der die relativ unempfindliche „externe“ MOT angeschaltet ist (Kap. 3.2).

### 5.2.4 Erzeugung von Kondensaten im Turm

In Kap. 3.5.3 ist bereits die Problematik der im Fallturm auftretenden externen Magnetfelder und die Notwendigkeit der eingebauten Magnetfeldabschirmung erläutert worden. Da das kalte atomare Ensemble selbst der beste Magnetfeldsensor ist, wurden an verschiedenen Stellen im Fallturm Bose-Einstein-Kondensate erzeugt. Die Fluktuation des Verhältnisses thermischer Atome zu Atomen im Kondensatanteil konnte in Abhängigkeit von der Position im Turm und der damit verbundenen Fluktuation externer Magnetfelder aufgezeichnet werden. Eine merkliche Änderung der relativen Atomzahl im Kondensatanteil gab es nur bei Variationen des externen Feldes von  $\Delta B > 10 \text{ mG}$ . Um diese starke Variation während der evaporativen Kühlung zu umgehen, wurde für das Ende der Evaporation ein Zeitpunkt gewählt, an dem das dort vorliegende Magnetfeld konstant und mit dem in der Turmspitze identisch ist. Dadurch können die vor einem Freifallversuch in der Turmspitze erzeugten Kondensate als Referenz genommen werden. Diese zeitliche Einstellung wird alleine durch die Wahl des Auslösezeitpunktes bestimmt.

## 5.3 Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten unter Schwerelosigkeit

Nach den erfolgreichen Tests im Vorfeld der ersten Abwürfe und der Tatsache dass eine verlässliche Erzeugung von Kondensaten mit der Apparatur sichergestellt war, war der nächste Schritt die Erzeugung von BECs unter Schwerelosigkeit. Die folgenden Abschnitte beschreiben die Wahl aller wichtigen Parameter, die Erzeugung erster Kondensate unter Mikrogravitation sowie die Realisierung einer freien Entwicklung von einer Sekunde.

### 5.3.1 Auslösezeitpunkt

Der Start für einen Experimentzyklus wird, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, durch die örtliche Position der Endphase der Evaporation während eines freien Falls festgelegt. Gesteuert wird dies durch die zeitliche Wahl der magneto-optischen Falle, die 10 Sekunden vor einem Abwurf und noch etwa 1 Sekunde während eines Falls läuft. Diese Sekunde kann aufgrund der bereits vollständig geladenen MOT variiert werden. Das einzige Limit ist hierbei die gesamte Dauer des freien Falls von 4,7 Sekunden, wovon auf die Evaporation eine Sekunde, auf die Relaxation der Falle 750 *ms* und auf die freie Entwicklung des Kondensates eine weitere Sekunde (im bisher maximal erreichten Fall) verwendet wird. Für eine genaue Ort-Zeit Synchronisation im Turm sorgt der in Kap. 3.8.2 beschriebene Schmitt-Trigger. Dieser garantiert eine zeitlich sehr genaue Steuerung des Experimentzyklus, da der gemessene „1g-0g“-Übergang den Start der gesamten Experimentsequenz festlegt.

### 5.3.2 Wahl der Experimentparameter

Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit gab es im Wesentlichen 4 Parameter im Experiment, die bei den verschiedenen Freifallversuchen im Turm variiert wurden. Diese Parameter waren:

- **Freie Entwicklungszeit (Time of Flight) des Kondensates.** Die Ausdehnung der freien Entwicklung des Kondensates bis zu einer Sekunde war wesentlicher Bestandteil der ersten Messungen. Dazu wurde die Zeit der freien Entwicklung sukzessive bis auf eine Sekunde angehoben, um einerseits die Ausdehnung des Kondensates, andererseits eine residuale Bewegung der Wolke während der Zeit ohne einschließendes Potenzial verfolgen zu können.
- **Homogenes Felds in y-Richtung.** Neben dem Strom im Atomchip bestimmt die Wahl des homogenen Felds in y-Richtung (siehe Kap. 3.5.1) im Wesentlichen die Fallenfrequenz der Magnetfalle. So konnten im Fallturm erstmals Fallenfrequenzen erreicht werden, die aufgrund der Gravitationskraft im Labor nicht möglich waren. Diese ultraflachen Fallen ermöglichen das Erzielen sehr tiefer Temperaturen, die ohne levitierende Felder unzugänglich sind.
- **Haltezeit in der Fallenendkonfiguration.** Nach der erfolgreichen Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensates und der darauf folgenden Dekompression der Falle wird das Kondensat noch für eine bestimmte Zeit (10 bis 100 *ms*) in der Fallenendkonfiguration gehalten. Damit können vor allem Oszillationen in der Falle beobachtet und Fallenfrequenzen vermessen werden.
- **Endfrequenz der Evaporation.** Die Endfrequenz der Evaporation wurde weitgehend konstant gehalten, kleine Korrekturen gab es lediglich im Bereich von 5 *kHz* für ein gleichbleibendes Verhältnis kondensierter Atome zu thermischem Untergrund. Diese Änderungen kommen durch äußere Einflüsse wie der Temperaturschwankung am Fallturm zustande.

### 5.3.3 Gravitationsverschiebung in der Falle unter Schwerkraft

Bei immer flacheren Fallen wird die gravitationale Verschiebung in der Falle unter Schwerkraft von immer größerer Bedeutung. Nimmt man als Falle eine harmonische Falle an, so kann man für den Schwerpunkt des Kondensats folgende Bewegungsgleichung (eine Dämpfung sei hier unberücksichtigt, da fast nicht vorhanden) aufstellen:

$$m\ddot{r} + m\omega^2 r - mg = 0 \quad (5.3)$$

Die spezielle Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung ist genau die Verschiebung  $r_{grav}$  aufgrund der Gravitation:

$$r_{grav} = \frac{g}{\omega^2} \quad (5.4)$$

Bei Fallenfrequenzen von  $2\pi \cdot 10 \text{ Hz}$  beträgt die Verschiebung zum eigentlichen Fallenzentrum  $276 \mu\text{m}$ .

Eine andere Eigenschaft der flachen Fallen ist, dass diese bei abnehmendem Gradienten die Schwerkraft nicht mehr kompensieren können und die Atome aus der Falle herausgezogen werden. Damit die Atome in der Falle gehalten werden, muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$m_F \cdot g_F \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \geq m \cdot g \quad (5.5)$$

Diese Forderung ist für  $^{87}\text{Rb}$  im Zustand  $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rangle$  ab einem Gradienten von  $15 \text{ G/cm}$  erfüllt. Der Faktor  $B'(z)$  ist bereits in Gleichung 3.2 angegeben.

### 5.3.4 Erstes Bose-Einstein-Kondensat unter Schwerelosigkeit

Nach erfolgreicher Durchführung der Tests im Vorfeld konnte am 6. November 2007 das erste Kondensat in Schwerelosigkeit realisiert werden. Die Wahl der freien Entwicklungszeit fiel hier auf  $16 \text{ ms}$ , um ein Auftreffen der Atome auf die Chipoberfläche zu verhindern. Verursacht werden kann das durch Dipoloszillationen der Atome in der Falle, die nach Ausschalten der Falle in einer Geschwindigkeit  $v_0$  resultieren. Dafür wurde kurz vor dem Abwurf die Anfangsgeschwindigkeit in einem Flug-

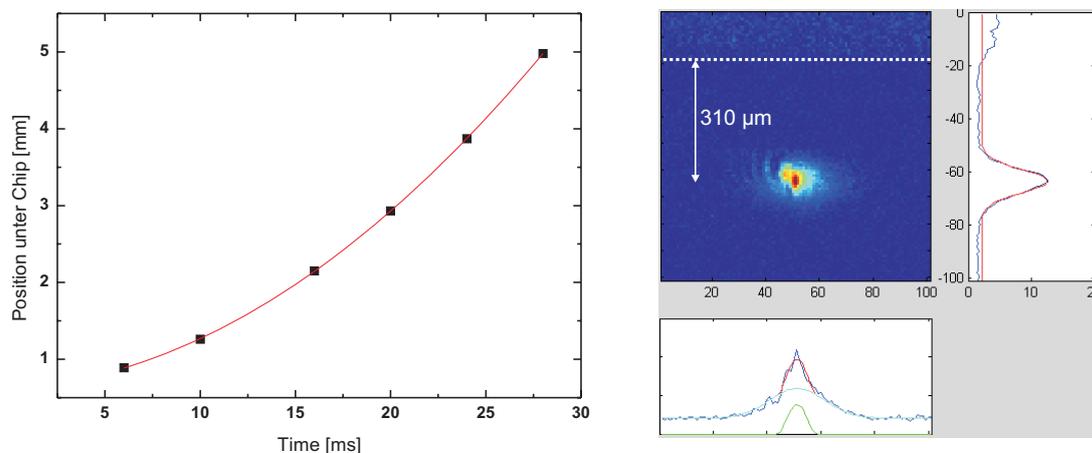


Abbildung 5.6: Erzeugung des ersten BECs unter Schwerelosigkeit. Kurz vor dem Abwurf wurden die Größenordnungen für Anfangsgeschwindigkeiten durch das Ausschalten der Falle in einem Flugzeitverfahren gemessen (Details im Text). Rechts das erste erzeugte BEC unter Schwerelosigkeit. Trotz einer freien Entwicklungszeit von  $16 \text{ ms}$  ist das Kondensat fast an seiner ursprünglichen Position.

zeitverfahren gemessen. Abbildung 5.6 zeigt links den Graph dieser Messung. Der Fit  $s = s_0 + v_0 \cdot t + 1/2 \cdot g \cdot t^2$  gibt für  $v_0$  einen Wert von  $v_0 = (15 \pm 2) \mu\text{m/ms}$ , für  $g$  einen Wert von  $g = (10,0 \pm 0,2) \text{ m/s}^2$  und für  $s_0$  eine Position von  $(613 \pm 15) \mu\text{m}$ . Die Verschiebung durch die Gravitationsmulde beträgt bei den vorliegenden Fallenfrequenzen

18,5  $\mu\text{m}$  und es ergibt sich so eine korrigierte Nullposition von  $(594,5 \pm 15) \mu\text{m}$ . Eine Simulation der Falle ergibt als Nullposition 620  $\mu\text{m}$  Abstand vom Chip ohne Gravitation, was gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmt. Bei einer Anfangsgeschwindigkeit in Richtung der Chipoberfläche von 15  $\mu\text{m}/\text{ms}$  legt das Kondensat in 16  $\text{ms}$  eine Strecke von 240  $\mu\text{m}$  zurück und ist damit immer noch unterhalb der Oberfläche des Atomchips und somit beobachtbar.

Das rechte Bild in Abbildung 5.6 zeigt die Aufnahme des ersten BECs unter Schwerkraft. Die Fallenfrequenzen der finalen Falle sind bei diesen Aufnahmen  $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 30 \text{ Hz}$  und  $\omega_{rad} = 2\pi \cdot 116 \text{ Hz}$ . Der Abstand des aufgenommenen BECs von der Chipoberfläche beträgt  $(310 \pm 10) \mu\text{m}$ . Aus diesen Messungen ergibt sich für die Atome nach dem Ausschalten der Falle eine Anfangsgeschwindigkeit von  $v_0 = (594,5 - 310) \mu\text{m}/16 \text{ ms} = 17,8 \mu\text{m}/\text{ms}$ . Diese verhältnismäßig große Anfangsgeschwindigkeit konnte durch bessere Dekompressions-Methoden der Falle beseitigt werden.

## 5.4 Dipol-Oszillationen des Kondensats

Das adiabatische Öffnen der Magnetfalle nach der Erzeugung eines BECs bringt bei Chipfallen eine Bewegung des Schwerpunkts des atomaren Ensembles mit sich. Wird diese Bewegung nicht-adiabatisch vollzogen, können Dipol-Oszillationen in der Falle angeregt werden. Nach dem Ausschalten der Falle behalten die Atome ihren gegenwärtigen Impuls und bekommen so eine Anfangsgeschwindigkeit. Für die Ursache dieses Effekts ist neben der Dauer der Dekompression auch die Form der Rampe (siehe Kap. 4.3.2) von Relevanz. Die bei den ersten Freifallversuchen für die Relaxation ungünstigen Rampen haben solche Dipoloszillationen forciert, die eine Realisierung der freien Entwicklung von einer Sekunde unmöglich erscheinen ließen. Für die Messung der Oszillationen wird die finale Fallenkonfiguration zu verschiedenen Zeitpunkten ausgeschaltet. Durch die Oszillationen liegen verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten vor, die sich nach einer gewissen Flugzeit auf einen bestimmten Ort projizieren. Abbildung 5.7 zeigt diese Messung, deren Resultat aus insgesamt 5 Abwürfen gewonnen wurde. Die gemessenen Positionen sind nach jeweils 50  $\text{ms}$  TOF zu verschiedenen langen Haltezeiten in der Fallenendkonfiguration aufgenommen worden. Da diese Oszillationen auch die Fallenfrequenz widerspiegeln, konnten die Fallenfrequenzen radial auf  $\omega_{rad} = 2\pi(19,1 \pm 4,4) \text{ Hz}$  und axial auf  $\omega_{ax} = 2\pi(18,5 \pm 0,9) \text{ Hz}$  bestimmt werden. Die durchgezogenen Geraden zeigen die Ausgangspositionen  $x_0$  und  $z_0$  der Magnetfalle an, angegeben in Abständen vom Rand des CCD-Chips der Kamera. Um die Größenordnung der maximal vertretbaren Oszillationen in der Falle abschätzen zu können, sind die gestrichelten Linien eingezeichnet. Die Auslenkung sollte nach 50  $\text{ms}$  TOF nicht größer als die gestrichelte Linie sein, um die Atome nach einer Sekunde freier Expansion noch sehen zu können. Daraus konnte abgeschätzt werden, dass die hier aufgenommenen Dipoloszillationen noch um einen Faktor 6 in axialer Richtung  $x$  und um einen Faktor 40

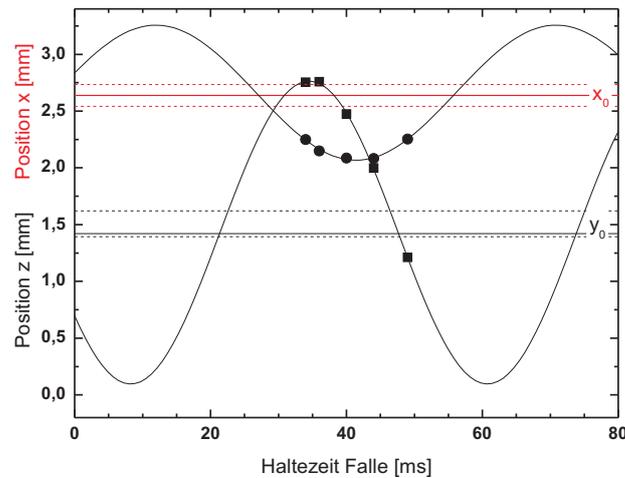


Abbildung 5.7: Dipoloszillationen in einer Falle mit einem BIAS-Feld von  $2,4 G$  und einem Z-Strom von  $2 A$ . Der Graph zeigt die Messwerte aus 5 Freifallexperimenten. Hiermit konnten die Fallenfrequenzen für diese Falle auf radial  $\omega_{\perp} = 2\pi(19,1 \pm 4,4) Hz$  und axial auf  $\omega_{ax} = 2\pi(18,5 \pm 0,9) Hz$  bestimmt werden. Weitere Details im Text.

in radialer Richtung  $z$  gesenkt werden mussten. Die Asymmetrie  $z$ -Richtung kommt daher, dass die Atome am Anfang weniger als  $1 mm$  von der Chipoberfläche entfernt sind und diese das begrenzende Element ist.

Die Dipoloszillationen konnten mit der in Kap. 4.3.2 beschriebenen veränderten Rampenform fast eliminiert werden. Für die Optimierung der Rampenform wurden Messungen unter Laborbedingungen vorgenommen. Abb. 5.7 zeigt einen Vergleich der Dipoloszillationen mit der ursprünglichen sowie mit der angepassten Rampenform. Die beiden Fits ergeben Amplituden von  $(405 \pm 14) \mu m$  und  $(12 \pm 0,8) \mu m$ , was in einer Reduktion der Oszillationsamplituden um einen Faktor 34 entspricht. Diese Messung lässt sich nicht unverändert auf die Situation im Fallturm übertragen, wo ein Faktor 40 angestrebt war. Sie zeigt jedoch den großen Einfluss der verwendeten Rampenform. Die gemessenen Fallenfrequenzen der beiden Fits ergaben  $(36,5 \pm 0,4) Hz$  für die alte Rampenform (schwarze Quadrate) und  $(30,4 \pm 0,4) Hz$  für die aktuelle Rampenform (rote Kreise). Da bei der neuen Rampenform zusätzlich der Strom des Chipdrahtes (Z) auf  $1,2 A$  gesenkt wird, sollte eigentlich eine Zunahme der Fallenfrequenz erfolgen. Wahrscheinlich ist jedoch die bei der schwarzen Kurve (Quadrate) gemessene Fallenfrequenz zu hoch, da die Atome hier bereits  $1,3 mm$  von der Chipoberfläche entfernt sind, woraus nach Gleichung 3.2 ein Gradienten von  $23 G/cm$  resultiert. Dieser relativ schwache Gradient bewirkt eine stärkere Verschiebung durch die Gravitationsmulde und somit eine verfälschte Messung der Fallenfrequenz. Die Messung aus Abb. 5.8 darf daher nur als Abschätzung verstanden werden.

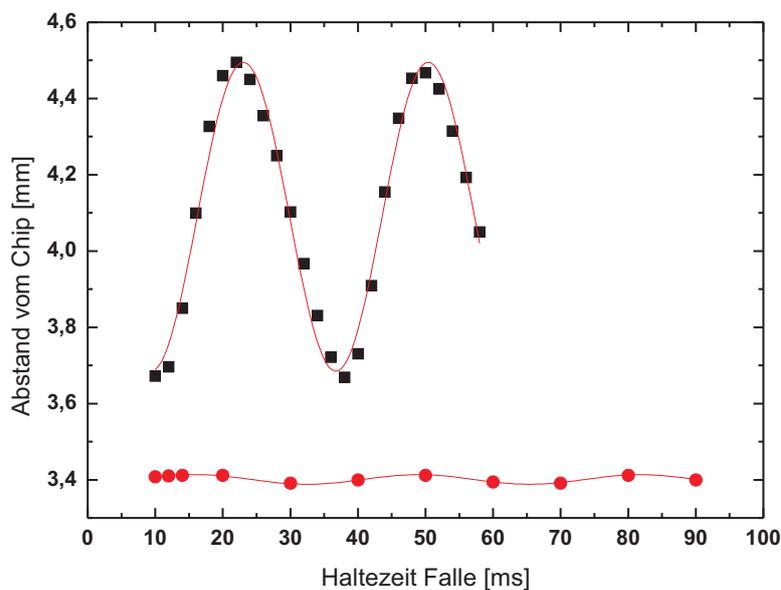


Abbildung 5.8: Dipoloszillationen mit den in Kap. 4.3.2 beschriebenen Rampen. Die Amplitude der Schwingung konnte um einen Faktor 40 gesenkt werden.

## 5.5 Ultralange Entwicklung des Kondensats

Die Optimierung der Dekompression und Öffnung der Falle erreichte eine starke Minimierung der Amplituden der Dipoloszillationen, so dass sukzessive längere Expansionszeiten möglich wurden. Insgesamt konnte so eine freie Expansion bis zu einer Sekunde verwirklicht werden. Zur Beobachtung solch langer Expansionsdauern müssen neben den Anfangsgeschwindigkeiten, die hauptsächlich von den Dipoloszillationen herrühren, auch residuale Beschleunigungen gering gehalten werden. So führt zum Beispiel ein kleiner magnetischer Restgradient von  $\frac{\partial B}{\partial(x,y,z)} = 10 \text{ mG/cm}$  für  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen (im Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rangle$ ) zu einer Beschleunigung von

$$a = \frac{m_F \cdot g_F \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial(x,y,z)}}{m} = 6,4 \times 10^{-3} \frac{\mu\text{m}}{\text{m.s}^2}, \quad (5.6)$$

was bei einer gleichförmigen Beschleunigung zu einer Auslenkung von  $3,2 \text{ mm}$  nach einer Sekunde führt. Die Atome können dann nicht mehr von der Kamera beobachtet werden oder kollidieren mit der Chipoberfläche. Zur Vermeidung solcher Gradienten werden während der freien Flugzeit alle Magnetspulen ausgeschaltet, lediglich das homogene Feld in y-Richtung behält einen Wert von  $500 \text{ mG}$  bei. Das gibt den Atomen weiterhin eine Quantisierungsachse, die mindestens 20-mal größer als die externen (schon durch das  $\mu$ -Metall abgeschirmte) Magnetfeldfluktuationen im Fallturm sind. Dadurch wird ein Mischen der magnetischen Unterzustände über inelastische Stöße vermieden. Abbildung 5.9 zeigt Flugzeitaufnahmen von  $50, 100, 500$  und  $1000 \text{ ms}$ .

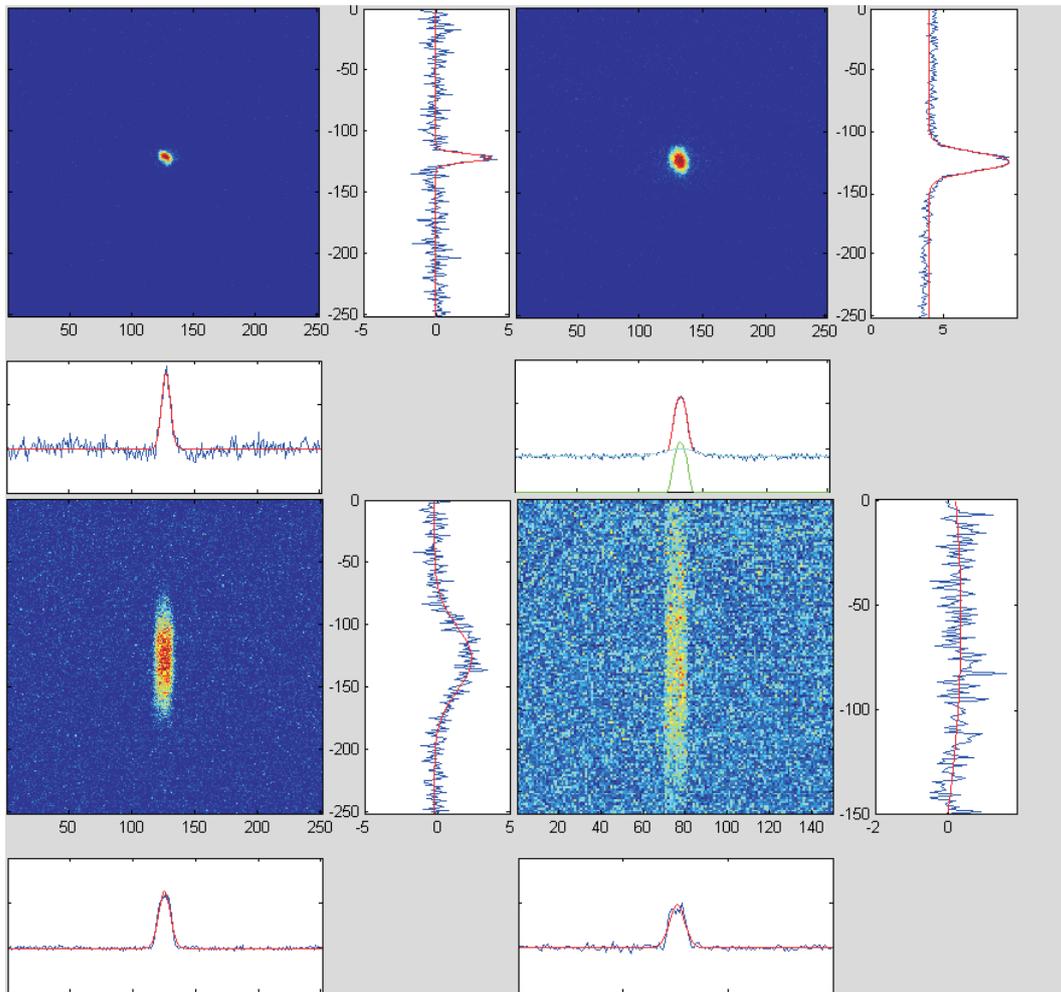


Abbildung 5.9: TOF-Abbildungen einer Atomwolke mit Flugzeiten von 50, 100, 500 und 1000  $m.s.$

Die Position der Wolke ist hier jedoch nicht absolut dargestellt. Der zu sehende Ausschnitt wurde um die Wolke gelegt. Leichte Magnetfeldgradienten lassen die Wolke etwas im aufgenommenen Sichtfeld der Kamera wandern. Die Wolke zeigt eine starke asymmetrische Ausbreitung des Kondensats, was zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht vollständig verstanden und daher Gegenstand aktueller Untersuchungen ist. Die Analyse der Ausbreitung in beiden Richtungen wird in Kapitel 5.5.2 vollzogen.

### 5.5.1 Lebensdauer in flachen Fallen

Für zukünftige Experimente mit sehr flachen Fallen und noch längeren Expansionszeiten muss eine lange Lebensdauer des BECs garantiert sein. Stöße mit dem Hintergrundgas können die Lebens- und Kohärenzdauer des Ensembles verkürzen. Daher wur-

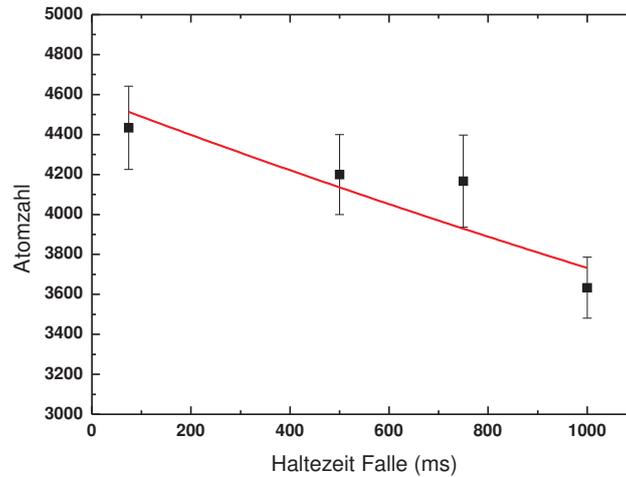


Abbildung 5.10: Messung der Lebensdauer des Kondensates in einer flachen Falle im Turm. Der Fit zeigt eine Lebensdauer von  $(4,8 \pm 1,4)$  s.

de die Lebensdauer im Turm gemessen. Aufgrund der begrenzten Anzahl der Abwürfe konnten hierfür nur 4 Messpunkte aufgenommen werden, durch die sehr dünnen Bonddrähte am Chip ist die Dauer der Messung auf eine Sekunde begrenzt. Für die Vermessung wurde das BEC in einer flachen Falle  $\omega_{rad,ax} = 2\pi(19,1; 18,5)Hz$  gehalten und nach einer bestimmten Haltezeit wurde die Atomzahl ermittelt. Da jede in Abb. 5.10 gezeigte Haltezeit nur einmal vermessen wurde, Fehler der Messung relativ groß. Der Fit zeigt eine Lebensdauer von  $(4,8 \pm 1,4)$  Sekunden. Für die Lebensdauer außerhalb der Falle ist ein noch größerer Wert zu erwarten, da Störungen durch die Falle selbst, wie zum Beispiel durch Stromrauschen, nicht mehr gegeben sind.

### 5.5.2 Ausbreitung der atomaren Wolke

Die Ausbreitung der atomaren Wolke sollte nach den in Kap. 2.3.2 beschriebenen Formeln verlaufen. Da in den flachen Fallen im Fallturm jedoch kaum noch hohe Aspektverhältnisse auftreten, sind die unter den Gleichungen 2.44 und 2.45 angegebenen Näherungen nicht mehr exakt. Aus diesem Grund wurde für die Auswertung der vorliegenden Daten der in Gleichung 2.42 angegebene Satz von Differentialgleichungen gelöst, um so das exakte Resultat für die Expansion zu erhalten.

Für eine genaue analytische Bestimmung der Expansion werden die Fallenfrequenzen der Endkonfiguration benötigt. Eine Vermessung dergleichen stellt sich jedoch als schwierig heraus, die bei den Dipoloszillationen gemessenen Frequenzen (Kap. 5.4) sind in einer komprimierteren Falle gemessen worden. Durch die Optimierung der Rampen waren flachere Fallen und Expansionszeiten von einer Sekunde erst möglich, durch die fehlenden Oszillationen ergaben sich jedoch keine Hinweise auf die Fallenfrequenz. Ein gezieltes sanftes Anregen durch ein leichtes Abweichen von der optimierten Rampe

kann eine Lösung sein und ist Gegenstand derzeitiger Untersuchungen.

Aus der Ausbreitung der Wolke in z-Richtung lässt sich die radiale Fallenfrequenz abschätzen. Eine längere Expansion minimiert dabei den Fehler in der Bestimmung des

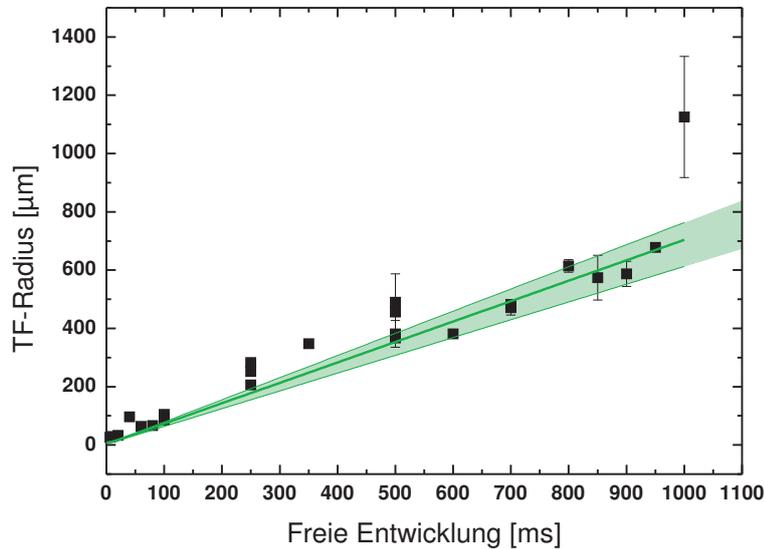


Abbildung 5.11: Radiale Ausbreitung der Wolke während des TOF. Gemessen wurde immer der Thomas-Fermi-Radius des Kondensates. Der Fit zeigt eine radiale Frequenz von  $\omega_{\perp} = 2\pi \cdot 16 \text{ Hz}$ . Weitere Einzelheiten im Text.

Radius der Wolke. Die Ausbreitung in z-Richtung ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Gezeigt sind die Thomas-Fermi-Radien aus den Expansionszeiten bis zu einer Sekunde sowie die analytische Lösung der Expansion für Fallenfrequenzen von  $\omega_{rad,ax} = 2\pi(16; 11)\text{Hz}$  bei einer Zahl von 10.000 Atomen. Um den Einfluss einer Schwankung der Teilchenzahl mit einzubeziehen, wurden die gleichen Berechnungen auch für 5.000 und 15.000 Atome durchgeführt und legen die Grenzen des in Abb. 5.11 gezeigten schattierten Bereiches fest. Diese extreme Schwankung ist jedoch für dieses Experiment nicht zu erwarten. Diese Fallenfrequenzen sind nicht konform mit der beobachteten Ausbreitung der Wolke in axialer Richtung. Abbildung 5.12 zeigt die Messwerte der axialen Ausbreitung des Kondensats zusammen mit der analytischen Berechnung der Ausdehnung für oben angegebene Fallenfrequenzen. Um mehr Information über die Fallengeometrie zu erhalten, wurden genauere Beobachtungen in den ersten 100 ms der Expansion vorgenommen.

### Beobachten des Aspektverhältnisses

Für eine Verifizierung der oben genannten Frequenzen ist eine Beobachtung des Aspektverhältnisses in den ersten 100 ms TOF hilfreich, da bei Fallenfrequenzen im Bereich von 10 Hz ein nichtlinearer Bereich vorliegt. Nach dieser Zeit expandiert die Wolke

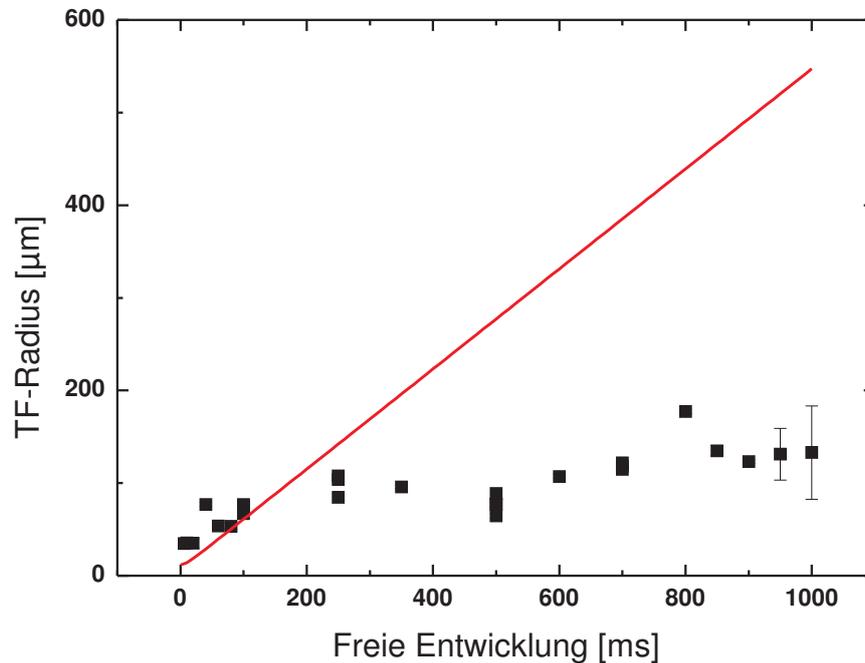


Abbildung 5.12: Ausbreitung der Wolke in axialer Richtung. Gezeigt ist neben den experimentellen Daten außerdem die zu den aus der radialen Ausdehnung sowie dem Drehen des Aspektverhältnisses resultierende berechnete Ausdehnung. Die starke Abweichung ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

mehr oder weniger nur noch ballistisch mit einer linearen Abhängigkeit. Abbildung 5.13 zeigt das gemessene Aspektverhältnis in den ersten 100  $ms$  der Expansion. Der gezeigte Fit beschreibt ein Verhältnis der Fallenfrequenzen von  $\lambda = \omega_{rad}/\omega_{ax}$  von 1,45. Dieser Verlauf ist jedoch nach 100  $ms$  freier Entwicklung nicht mehr zu beobachten. Diese Beobachtungen sind Gegenstand aktueller Untersuchungen im Projekt.

### 5.5.3 Aktuelle Untersuchungen der Expansion

Um das dargelegte antithetische Verhalten der Expansion in axialer Richtung zu klären, werden zurzeit verschiedene experimentelle Ansätze verfolgt:

- Fallenfrequenzen:** Um für die Fallenfrequenzen der flachen Fallen, die im Fallturm realisiert werden, genauere Werte zu ermitteln, werden neben aktuellen Messungen auch zahlreiche numerische wie analytische Simulationen vorgenommen. Es hat sich in analytischen Rechnungen gezeigt, dass bei sehr kleinen Frequenzen der Einfluss der Stromzuleitungen auf dem Chip einen wesentlichen Einfluss auf die Fallenfrequenzen hat. Zeitgleich werden numerische Simulationen der Falle mit FEM Methoden vorgenommen.

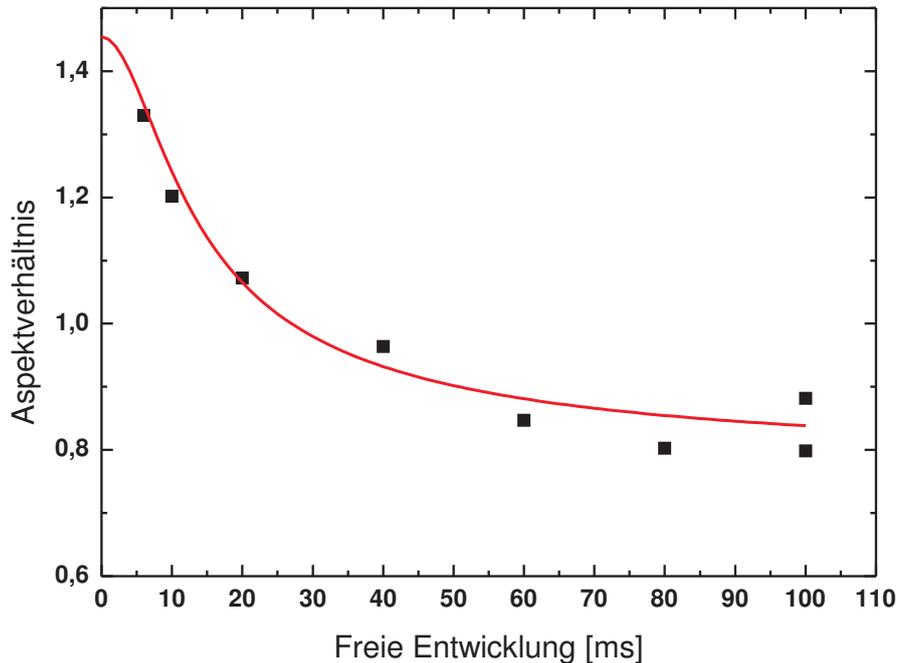


Abbildung 5.13: Drehen des Aspektverhältnisses in den ersten 100 *ms* TOF.

- **Fokus-Effekt:** Aufgrund von Quadrupol-Oszillationen in der Falle kann während der Flugzeit ein fokaler Effekt in der Ausbreitung der Wolke auftreten [119, 120]. Durch Variationen der Zeit des Haltens in der Fallenendkonfiguration soll dieser Effekt in nächster Zukunft studiert werden.
- **Reskalierung der Achsen:** Oben angesprochene analytische Berechnungen der Fallenfrequenzen weisen eine gegenüber dem bisher verwendeten Koordinatensystem gedrehte Achse der Falle auf. Hierfür muss eine Transformation der Fallenkoordinaten erfolgen. Oben angesprochene Simulationen sollen genauere Aufschlüsse über diesen Winkel geben. Die Installation eines neuen Abbildungssystems, wie es in Zukunft geplant ist (Kap. 5.7.2), wird eine Beobachtung dieser Achsen erlauben.
- **Optische Effekte:** Durch eine Bewegung der Atome aus der fokalen Ebene der Kamera sind optische Abbildungsfehler aufgetreten. Ein optischer Effekt der nicht zu sehenden Ausbreitung in axialer Richtung lässt an dieser Stelle Beugungsmuster erwarten. Einige wenige Bilder zeigen ein solches Signal. Auch in dieser Richtung sollen weitere Untersuchungen folgen.
- **Magnetische Restfelder:** Ein Einschluss durch magnetische Restfelder ist praktisch auszuschließen. Berechnete Inhomogenitäten der Helmholtzspulen in einem Abstand von 5 *mm* von der Spulenachse und Annahme einer Abweichung der

Spulen-Anordnung von 5 % von der idealen Helmholtzanordnung ergeben Magnetfeldkrümmungen von einigen wenigen  $\mu\text{G}/\text{mm}^2$ , was etwa 2 Größenordnungen zu klein ist, um einen Einschluss in dieser Richtung erklären zu können. Einen weiteren Hinweis wird der Vergleich zu Bewegungen von magnetisch insensitiven Atomen ( $m_F = 0$  Zustände) ergeben, was durch adiabatische RF-Passagen erreicht werden soll (Kap. 5.7.1). Die Untersuchung der Expansion thermischer Wolken vor dem Übergang zur Kondensation soll auch bei den nächsten Messungen studiert werden. Einschließende Felder sollten hier einen Effekt auf die isotrope Ausbreitung der Wolke im thermischen Fall haben.

Die nächsten Untersuchungen am Fallturm sollen die vorliegenden aktuellen Fragestellungen aufklären.

## 5.6 Untersuchungen optischer Abbildungsfehler

Neben der bislang ungeklärten Fragestellung der axialen Expansion traten weitere bis dato ungeklärte Effekte auf. Im Gegensatz zu den Flugzeitbildern bis etwa 500  $\text{ms}$  TOF sind bei höheren Entwicklungszeiten von 600 bis 850  $\text{ms}$  interferenzmusterartige Erscheinungen zu sehen. Abbildung 5.14 zeigt eine typische Aufnahme einer Wolke nach einer freien Expansionszeit von 700  $\text{ms}$ . Da es zunächst unklar war, welcher Herkunft

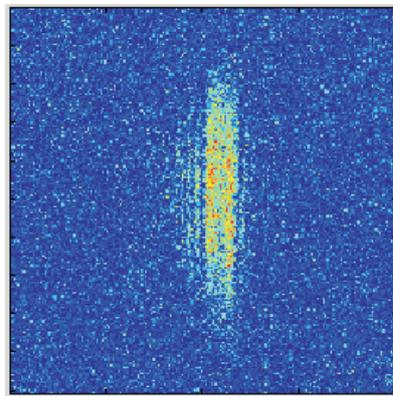


Abbildung 5.14: Beobachtete Streifen in der atomaren Rubidium-Wolke. Die 2 Hauptstreifen in der Mitte haben einen Abstand von etwa  $60\mu\text{m}$

diese Streifen sind, wurde das System auf optische Abbildungsfehler untersucht. Diese konnten durch die Verstimmung des Detektionslasers verifiziert werden. Bei einer Defokussierung der Abbildung werden nicht die Atome selbst, sondern ein Bild mit dem Abstand  $R$  hinter den Atomen auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet. Das Licht wird am Objekt gebeugt und das gebeugte „Objekt“ am Punkt  $R$  wird auf die Kamera abgebildet [121]. Da die Beugung auch wellenlängenabhängig ist, variieren bei verschiedenen Verstimmungen des Detektionslasers die abgebildeten Strukturen. Solche

Variationen konnten im Labor aufgenommen werden. Wenn das Abbildungssystem defokussiert war, konnten bei einer radialsymmetrischen Dichteverteilung der Wolke Ringe beobachtet werden. Ohne Defokussierung hingegen wurde nur das Signal/Rausch-Verhältnis der Detektion schlechter. Abbildung 5.15 zeigt verschiedene Aufnahmen des

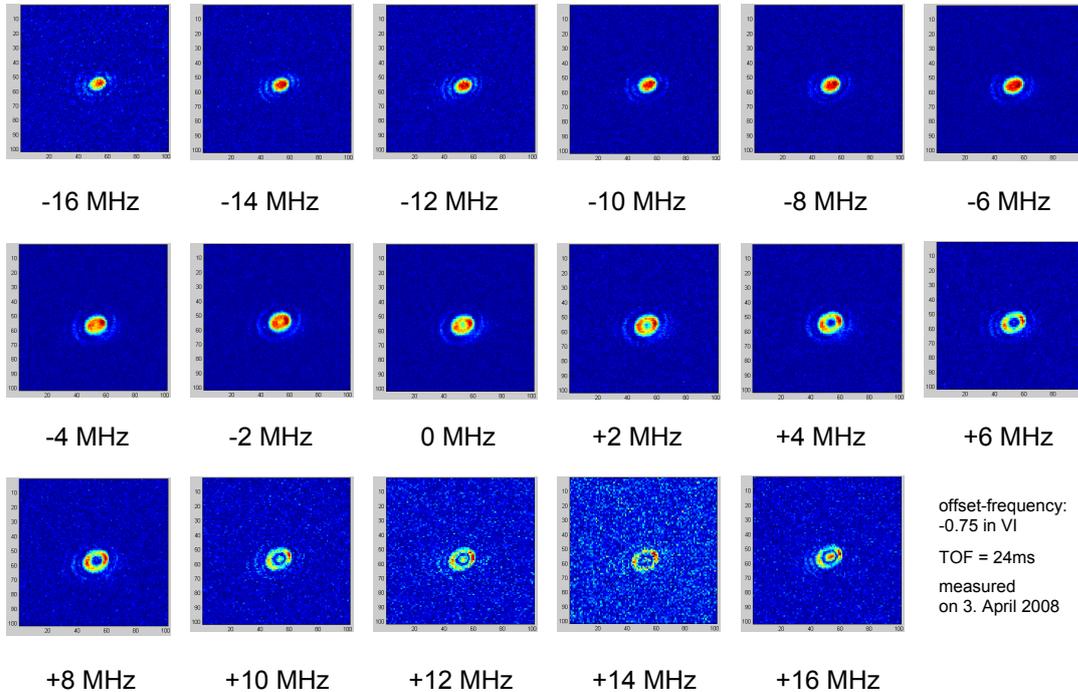


Abbildung 5.15: Beobachtete Beugungserscheinungen im Labor bei einem Defokussieren der Kamera um  $2\text{ mm}$ . Durch das Durchstimmen des Detektionslasers konnten verschiedene Beugungsmuster aufgenommen werden [121]

ultrakalten Gases bei einer absichtlichen Defokussierung des Abbildungssystems. Eine Variation des Detektionslasers von  $-16\text{ MHz}$  bis  $+16\text{ MHz}$  zeigt ein „Wandern“ der Ringe in Abhängigkeit von der Detektionsfrequenz. Der gleiche Effekt wurde dann für Kondensate bei einer freien Expansion von  $700\text{ ms}$  durchgeführt. Dazu wurde wieder die Frequenz des Detektionslichts verstimmt. Abb. 5.16 zeigt das Ergebnis. Auch hier wandern die beobachteten Streifen in Abhängigkeit von der Detektionsfrequenz. Durch den nicht-resonanten Detektionsstrahl und den Vergleich mit den Messungen im Labor konnte dieser Beobachtung eine Deplatzierung der atomaren Wolke bezüglich der fokalen Ebene des Abbildungssystems zugeordnet werden. Der örtliche Versatz der Atome ist wahrscheinlich durch residualen Magnetfeldgradienten zu begründen. Ein Restgradient von  $25\text{ mG/cm}$  resultiert bereits in einer Verschiebung der Atome von  $2\text{ mm}$  nach  $500\text{ ms}$  freier Expansion. Auch hier zeigt sich erneut die Notwendigkeit des Transfers der Atome in magnetisch insensitive Unterzustände, wie sie auch im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

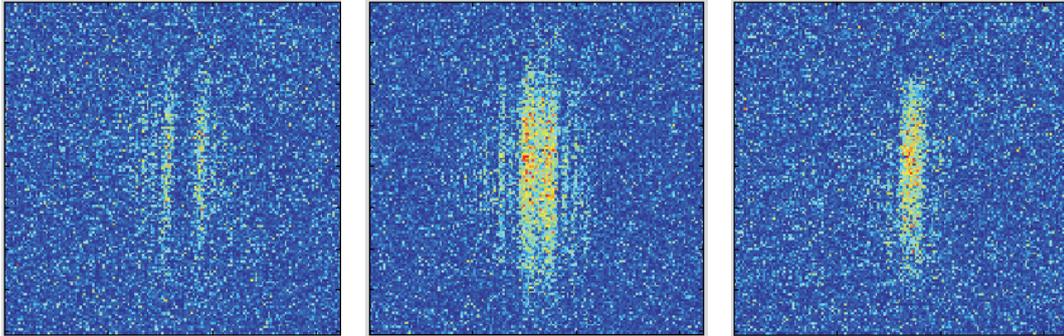


Abbildung 5.16: Beobachtete Streifen in Abhängigkeit der Detektionsfrequenz. Die Absorptionsoptionen zeigen von links nach rechts Bilder bei einer Verstimmung von  $-8\text{ MHz}$ ,  $0\text{ MHz}$  und  $8\text{ MHz}$

## 5.7 Anstehende technische Modifikationen

Um das Experiment gerade bei den langen Flugzeiten unempfindlich gegen jegliche magnetische Störungen zu machen, soll in nächster Zukunft das Überführen der Atome in einen magnetisch insensitiven Unterzustand erfolgen. Das kann entweder mit einer adiabatischen RF-Rampe geschehen oder aber unter Änderung der inneren Freiheitsgrade durch Präparation mit Raman-Pulsen. Um die Kohärenz des Kondensats im Fallturm zu untersuchen, können die bereits in Kapitel 2 angesprochenen Techniken wie Bragg-Beugung, Quantenreflektion oder das Teilen des Kondensats mit einem blauverstimmtten Laser angewendet werden.

Da diese Techniken den weiteren Gang des Experiments in naher Zukunft beschreiben, soll hier kurz auf diese Techniken und ihre mögliche Implementation in dieses Experiment beschrieben werden.

### 5.7.1 Adiabatische Passage in unmagnetische Zustände

Eine Möglichkeit, die Atome in ein magnetisch insensitives Niveau zu überführen, bietet eine „schnelle adiabatische Passage“ (engl. *adiabatic rapid passage*). Hierzu werden die verschiedenen magnetischen Unterzustände des Hyperfeinzustandes  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  durch Anlegen eines externen homogenen Magnetfeldes energetisch aufgrund des Zeeman-Effektes aufgespalten. Die nun energetisch unterschiedlichen Niveaus können durch Einstrahlen einer Radiofrequenz wieder gekoppelt werden, wobei die Kopplung von der Intensität der Radiofrequenz abhängt. Die Kopplung äußert sich durch eine sogenannte „vermiedene Kreuzung“ (engl. *avoided crossing*), durch die ein magnetischer Unterzustand in einen anderen über solch eine vermiedene Kreuzung mittels Durchstimmung der Radiofrequenz überführt werden kann. Im Falle des Zeeman-Effektes erster Ordnung mischen alle Zustände bei der gleichen Frequenz und es kann lediglich eine di-

rekte Passage von  $m_F = +n$  nach  $m_F = -n$  und umgekehrt erfolgen. Durch Anlegen eines etwas höheren Magnetfeldes von etwa 30 Gauß tritt jedoch auch der Zeeman-Effekt zweiter Ordnung (oder auch quadratischer Zeeman-Effekt) in eine Größenordnung, von der in diesem Falle Gebrauch gemacht werden kann. Abbildung 5.17 zeigt die einzelnen beteiligten Energieniveaus. Je größer die Intensität der Radiofrequenz ist,

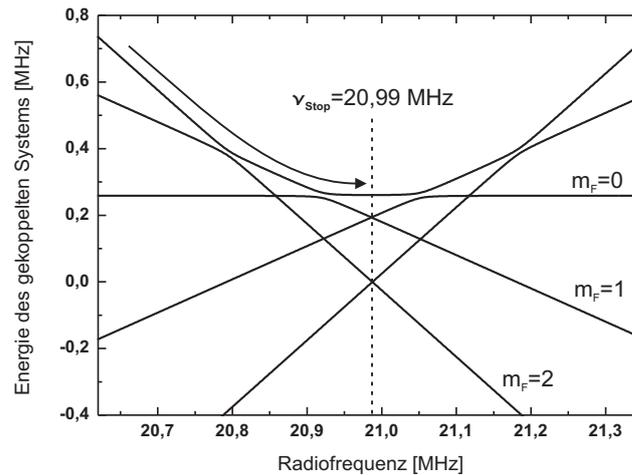


Abbildung 5.17: Mögliche Zustandpräparation in einen unmagnetischen Unterzustand. Mit einer Rampe von 20,6 MHz bis 20,99 MHz können die Atome in den magnetischen Unterzustand  $m_F = 0$  transferiert werden.

desto größer ist die Kopplung und desto eher wird die Kreuzung vermieden. Der ganze Vorgang muss dabei so langsam gehen, dass das System der Zustandänderung folgen kann (adiabatisch), aber wiederum schnell genug, dass keine Relaxationsprozesse auftreten können (daher der Name „schnelle adiabatische Passage“). Die Frequenzrampe kann nun die Atome sukzessive vom  $|m_F = 2\rangle$  über den  $|m_F = 1\rangle$  in den  $|m_F = 0\rangle$  Zustand bringen. Die technische Realisierung kann mit einem Frequenzgenerator, wie er auch für die Evaporation verwandt wird, und einem dahinter geschalteten Verstärker geschehen. Die Frequenzgeneratorkarte (PXI 5406, National Instruments) hat eine Bandbreite von 40 MHz bei einer Auflösung von 16 bit, was in einer Frequenzauflösung von  $0,355\mu\text{Hz}$  resultiert. Der dahinter geschaltete Verstärker (25 W, 44 dB Gain, Typ 1067 - BBM0A3KEL, empowerTechnologies) kann direkt mit den zur Verfügung stehenden 28 V in der Fallkapsel betrieben werden. Da es sich hierbei nicht um ein Komplettsystem, sondern nur um ein Verstärkermodul handelt, muss der Ausgang noch mit einem Zirkulator geschützt werden. Als Antenne kann die die Spule, welche ursprünglich für die Evaporation vorgesehen war und sich an der Halterung der Dispenser befindet (Kap. 3.4), verwendet werden.

### 5.7.2 Bragg-Beugung des Kondensats

Um die Kohärenz des Kondensates nach bestimmten Zeiten der freien Entwicklung beobachten zu können, eignen sich Interferenzexperimente mit 2 aus dem ursprünglichen Kondensat ausgekoppelten Teilkondensaten. Dies kann mittels Auskopplung durch RF-Pulse geschehen, welche die Atome vom Rand des Kondensates aus der Falle in un-gefangene Zustände überführen. So lässt sich im Prinzip ein Doppelspaltinterferometer bauen. Der Vorteil hierbei ist, dass sich die Abstände der Spalten bis auf  $50 \text{ nm}$  genau einstellen lassen und so die Korrelationsfunktion (Abb. 2.4) direkt gemessen werden kann [47]. Eine andere Möglichkeit ist das Teilen des Kondensates durch Bragg-Pulse [69]. Hierbei werden unter einem bestimmten Winkel (im vorliegenden Experiment sind aufgrund der Gegebenheiten durch die Vakuumkammer  $180^\circ$  geplant) zwei Laser, genannt Pump- und Probestrahl, eingestrahlt. Dabei wird ein Photon aus dem Pumpstrahl mit dem Impuls  $p_{\text{pump}} = -\hbar k$  absorbiert und das Atom in ein virtuelles Niveau angeregt. Abbildung 5.18 zeigt den Transfer über das virtuelle Zwischenniveau. Durch den Probestrahl geschieht eine stimulierte Emission und das Atom kehrt in den Grundzustand zurück. Durch den Prozess wird der Gesamtimpuls  $2 \cdot \hbar k$  übertragen.

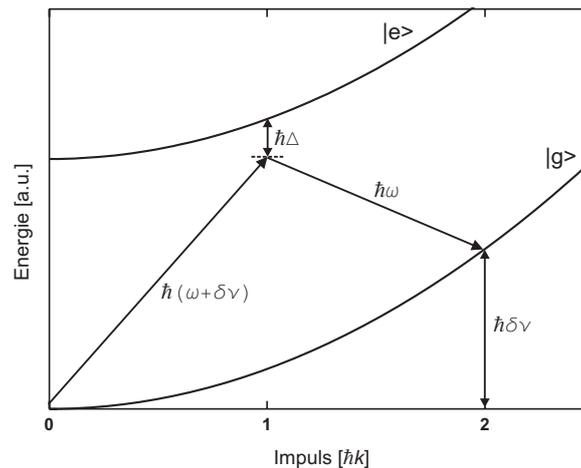


Abbildung 5.18: Energieniveaus bei der Bragg-Beugung. Die beiden gegenläufigen Laser müssen die Verstimmung  $\delta\nu$  haben, bei der Bragg-Beugung höherer Ordnung muss diese angepasst werden [69]

Der Probestrahl muss dabei um die Frequenz  $\delta\nu$  gegenüber dem Pumpstrahl verstimmt sein, da durch die Energieerhaltung  $E_f = E_i + \hbar\delta\nu$  gefordert ist. Wenn  $\Phi$  der Winkel zwischen den beiden Bragg-Lasern ist, ist der übertragene Impuls hierbei

$$p = 2\hbar k \sin(\Phi/2) \quad (5.7)$$

und die übertragene Energie beträgt

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{(2\hbar k \sin(\Phi/2))^2}{2m}. \quad (5.8)$$

Durch eine entsprechende Wahl von  $\delta\nu$  lassen sich auch noch höhere Ordnungen der Bragg-Beugung realisieren mit welchen dann ein entsprechend höherer Impuls übertragen werden kann [69]. Bei der Bragg-Beugung von Bose-Einstein-Kondensaten müssen noch Effekte höherer Ordnung berücksichtigt werden [70]. Die endliche Ausdehnung des BECs resultiert in einer Impulsverteilung, die die Bragg-Resonanz um einen Wert

$$\Delta\nu_p = \sqrt{21/8} \cdot k/2\pi m x_0 \quad (5.9)$$

verbreitert und die inhomogene Dichte in einem Kondensat bringt eine weitere Verbreiterung von

$$\Delta\nu_n = \sqrt{8/147} \cdot n_0 2\hbar a/m. \quad (5.10)$$

Hier bezeichnet  $a$  die Stoßrate,  $m$  die Masse,  $x_0$  die Breite des Kondensates und  $n_0$  die zentrale Dichte. Zusammen ergibt sich eine Verbreiterung von

$$\Delta\nu = \sqrt{\Delta\nu_p^2 + \Delta\nu_n^2}. \quad (5.11)$$

Durch die Wechselwirkungsenergie ergibt sich auch noch eine Verschiebung der Bragg-Resonanz  $\delta\nu$ , die in der Thomas Fermi-Näherung einen Wert von [70, 122]

$$\delta\nu = \delta\nu_0 + \frac{8\pi}{7m} n_0 a \quad (5.12)$$

hat. Mit dem in 5.12 angegebenen zweiten Term (Korrekturterm) lässt sich insbesondere die Streulänge  $a$  über eine Bragg-Beugung messen [122].

Abschließend sein noch bemerkt, dass durch die Wahl der Pulslänge verschiedene Arten der Manipulation vorgenommen werden können. Bei kurzen Pulsen ( $T < 100\mu s$ ) weisen die Bragg-Strahlen eine hohe Frequenzbreite auf und sprechen so alle Geschwindigkeitskomponenten im BEC an. Durch die Wahl eines  $\pi/2$ -Pulses kann so ein Teil des Kondensates im Verhältnis 50/50 erreicht werden. Bei sehr langen Pulsen ( $T > 2ms$ ) wird nur eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse angesprochen, und die Bragg-Beugung kann zur Bragg-Spektroskopie der Geschwindigkeitsverteilung und ihrer zeitlichen Evolution eingesetzt werden [123].

### Umbau des Abbildungssystems

Um die Bragg-Beugung im vorliegenden Aufbau realisieren zu können, muss das in Kap. 3.7 vorgestellte Abbildungssystem umgebaut werden, da optische Zugänge für die Bragg-Beugung benötigt werden. Eine Möglichkeit wäre die Absorptionenaufnahmen in Reflexion an der verspiegelten Oberfläche des Atomchips vorzunehmen, wie sie in [99] beschrieben wird. Dazu wird ein linear polarisierter Detektionsstrahl durch einen Strahlteiler und ein  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen zum atomaren Ensemble geleitet. Nach der Reflektion durchläuft der Detektionsstrahl das  $\lambda/4$ -Plättchen ein zweites Mal und der reflektierte Strahl kann im Strahlteiler auf die CCD-Kamera abgelenkt werden. Der Einbau eines geeigneten optischen Abbildungssystems ist Gegenstand derzeitiger Untersuchungen.

# AUSBLICK

Kalte Atome und quantenentartete Systeme wie Bose-Einstein Kondensate oder quantendegenerierte Fermigase eignen sich aufgrund ihrer hervorragenden experimentellen Kontrollierbarkeit ideal für den Einsatz in Quantensensoren und Atominterferometern. Solche hochpräzisen Quantensensoren besitzen eine extreme Sensibilität auf externe Einflüsse und sind ideal für Messungen kleinster Beschleunigungen oder Rotationen bis hin zur genauesten Bestimmung von Naturkonstanten (z.B. der Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [124, 125, 126, 127, 128]) oder Tests des Äquivalenzprinzips und der allgemeinen Relativitätstheorie. Auf dem Gebiet der Inertialsensoren mit kalten Atomen ist die Schwerelosigkeit ein oftmals hervorgehobener Aspekt mit der Möglichkeit der Ausdehnung des freien Falls um Größenordnungen [129, 130, 131]. Die Nichtnotwendigkeit der Levitation und die freie Entwicklung ohne störende Felder zum Halten der Atome sind weitere Vorteile, die die Schwerelosigkeit bietet. Ultrakalte Ensembles bilden durch ihre kohärenten Eigenschaften eine ideale Quelle für oben genannte Sensoren [31, 30, 132, 124].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese beiden Vorteile vereint und das erste quantenentartete Gas in einem schwerelosen Inertialsystem realisiert. Mit der vorliegenden Arbeit wurde erstmals eine freie Entwicklungszeit eines atomaren Ensembles von einer Sekunde erreicht. Das eingesetzte System konnte aufgrund der mechanischen Stabilität bis dato über 130 Freifallversuche absolvieren und kann durch seine wartungsfreundlichen Eigenschaften Messkampagnen mit hoher Effizienz durchführen. Durch diese Basis ist Raum für viele Neuerungen am System selbst gegeben. Mit der Demonstration der Interoperabilität zwischen ultrakalten Atomen und schwerelosen Plattformen breiten sich viele mittel- und langfristige mögliche Ziele aus. So soll neben dem wissenschaftlichen Betrieb des bestehenden Experiments die Entwicklung einer technisch erweiterten Version des Projektes starten, die auch im Katapultbetrieb einsetzbar ist. Im Folgenden sollen die kurz- und mittelfristigen Ziele bei der bestehenden Apparatur Quantus I sowie die mittel- und langfristigen Ziele der neuen Apparatur Quantus II erläutert werden.

## Technische Neuerungen an Quantus I

Erwartungsgemäß haben sich die bereits im hohen Maß kontrollierten Magnetfelder als eine große Hürde bei der Kontrolle der Atome während der freien Entwicklungszeit von einer Sekunde gezeigt. Fordert man einen maximalen räumlichen Versatz von 1 mm nach einer Sekunde Expansionszeit, so darf im Falle von  $^{87}\text{Rb}$  im Zustand  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  der zugehörige Gradient nicht größer als  $1,5 \text{ mG/cm}$  sein, was experimentell schwer zu realisieren ist. Als nächster Schritt ist daher der Transfer der Atome in magnetisch insensitive Zustände geplant, wie es durch schnelle adiabatische Passagen realisiert werden kann. Durch das Einstrahlen einer entsprechenden Radiofrequenz kann die Besetzung dieser Zustände gezielt geändert werden (Kap. 5.7.1).

Für die Manipulation der Atome durch stehende Lichtfelder sollen durch einen Umbau des optischen Systems die jetzt noch für die Abbildung reservierten Zugänge frei werden (Kap. 5.7.2). Die Planung der neuen optischen Abbildung sieht vor, durch den Einsatz des Spiegels am Atomchip und eines Polarisationsstrahlteilers mit nur einem einzigen optischen Zugang auszukommen [99], der an der jetzigen Apparatur noch frei zugänglich ist.

Die Realisierung von ultraflachen Fallen im Sub-Hertz Bereich und das damit verbundene Erreichen kleinster Temperaturen fordert eine leichte Modifikation der Spulenkonfiguration. Mit den makroskopischen Spulen des homogenen Feldes mit 100 Windungen lassen sich die Felder durch die Auflösung der analogen Karte des Messrechners nur auf  $3 \text{ mG}$  genau einstellen, was für die Realisierung von Fallen im Sub-Hertz-Bereich nicht ausreichend ist<sup>1</sup>. Ein adiabatisches Öffnen der Falle ist hier unmöglich. Wenige zusätzliche Windungen sollen hier die Feinjustage des überlagerten homogenen Feldes übernehmen und können relativ schnell implementiert werden. Fallen im Sub-Hertz-Bereich setzen jedoch ein äußerst langsames Öffnen der Falle voraus (Kap. 4.3.2), was nur durch die Erzeugung von BECs vor dem freien Fall zu erreichen wäre, um die Fallzeit für das Öffnen der Falle nutzen zu können. Hierzu sind in der nächsten Zeit Studien über die Wirkung der Restbeschleunigungen während der ersten Sekunde des freien Falls geplant.

## Interferenzexperimente mit Quantus I

Für die weitere wissenschaftliche Arbeit mit Quantus I sind Kohärenzuntersuchungen im ausgedehnten freien Fall bei Entwicklungszeiten von bis zu einer Sekunde vorgesehen. Um die Kohärenz des Kondensates zu untersuchen, bietet sich das Teilen der Kondensat-Wellenfunktion mit sogenannten „dressed state potentials“ an, wie sie bei einem Atomchip in [93, 97, 133] verwirklicht wurden. Für die Realisierung dieser Methode wird allerdings eine weitere Struktur auf dem Atomchip nötig sein.

Eine einfachere Methode der kohärenten Kondensat-Teilung stellt die Methode der Bragg-Beugung dar. Bei einem Umbau des Abbildungssystems könnte der frei gewor-

<sup>1</sup>Die Fallenfrequenz skaliert quadratisch mit dem Chipstrom (Kap. 3.5.2), so haben analytische Rechnungen gezeigt, dass die Fallenfrequenz in dieser Konfiguration nicht kleiner als  $3 \text{ Hz}$  werden kann.

dene Zugang für zwei gegenläufige Bragg-Laser benutzt werden, durch die ein Impuls von  $N \cdot \hbar k$  auf einen Teil der Atome übertragen werden kann. Bei der zeitlichen Wahl sowie der richtigen Intensität kann durch einen  $\pi/2$  Puls gerade die Hälfte der Atome in den Zustand  $|E_0 + \hbar k\rangle$  gebracht werden. Auf diese Weise kann ein kohärenter Strahlteiler für Bose-Einstein Kondensate gebaut werden [69] um so die Kohärenzlänge des Ensembles zu studieren [134]. Der Vollständigkeit halber soll auch noch das auskoppeln der Atome mit einer Radiofrequenz aus der Falle erwähnt werden. Durch die Form der Falle und die Wahl der Frequenz können am Rand des Kondensates Materiewellen ausgekoppelt werden, und das Phänomen der „long range order“ (Kap. 2.4.1) kann direkt beobachtet werden [47].

Eine weitere interessante Studie ist sicher das Beobachten von sogenannten Quantenreflexionen (Kap. 2.5.3) an der Chipoberfläche. Diese Quantenreflexionen sind bislang unter sehr flachen Einfallswinkeln [78, 79] oder mit levitierenden Feldern [71, 72] durchgeführt worden. Die Mikrogravitation bietet den einzigartigen Vorteil, dass allein die Ausbreitung der atomaren Wolke zu den Quantenreflexionen führt und das System bei Geschwindigkeiten von  $v < 1,5 \text{ mm/s}$  studiert werden kann. Bisherige Untersuchungen bei  $v < 1,5 \text{ mm/s}$  wurden in einer Falle vorgenommen. Bei den dortigen Simulationen musste das Wechselwirkungspotenzial der Atome (mean field Term) mitberücksichtigt werden, was sich erst bei sehr kleinen Geschwindigkeiten bemerkbar macht [72] und in diesem Bereich die Reflektionswahrscheinlichkeit reduziert. Unter Schwerelosigkeit wäre nach einer ausgeschalteten Falle und einer freien Entwicklung von  $500 \text{ ms}$  die Wechselwirkung so gut wie nicht mehr vorhanden, wodurch sich die Reflektionswahrscheinlichkeit wieder erhöhen sollte. Ein weiterer Gedanke ist die gleichzeitige Reflektion verschiedener  $m_F$ -Unterzustände. Theoretische Simulationen sollen in unserer Gruppe in nächster Zeit vorgenommen werden [135].

Als weiterer wissenschaftlicher Aspekt des bestehenden Aufbaus ist die Implementierung einer Chip-basierten Atomuhr geplant. Hier bietet die Schwerelosigkeit diverse Vorteile. Demonstriert wurde die Chipuhr in [136]. Hierbei wurde das Ensemble in den beiden Zuständen  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  und  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  des  $5S_{1/2}$ -Niveaus von  $^{87}\text{Rb}$  präpariert. Die Auswertung der durchgeführten Ramsey-Spektroskopie konnte eine relative Stabilität von  $10^{-13} \tau^{-1/2} / \sqrt{Hz}$  aufzeigen. Eine weitere Genauigkeit der Uhr kann nach [136] mit flacheren Fallen und einer kleineren atomaren Dichte erreicht werden. Unter Schwerelosigkeit können neben diesen Punkten auch beliebige Zustände und Übergänge für die Ramsey-Spektroskopie genommen werden, da das Fangen der Atome in einem auf beide Zustände gleich wirkenden Potenzial nicht mehr notwendig ist. Für eine größere Integrationszeit scheint ein Einsatz einer solchen Uhr auf einer Mission mit ballistischen Raketen geeignet (TEXUS). Die Demonstration einer Chipuhr im Fallturm in Bremen dient wiederum als Technologiedemonstrator für atomare Uhren in schwerelosere Umgebung.

### Zielsetzungen des Projekts QUANTUS II

Neben den wissenschaftlichen Zielen, die in den nächsten 3 Jahren mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Apparatur angegangen werden, sollen auch weitreichende technische Neuerungen erfolgen. Um die wissenschaftliche Arbeit mit der oben genannten Apparatur Quantus I nicht zu unterbrechen, wird parallel eine nachfolgende Generation aufgebaut, die bereits in Planung ist. Ein wesentliches Ziel ist die Erhöhung der Atomzahl von den jetzigen 10.000 Atomen um 1 bis 2 Größenordnungen bei gleichzeitigem Verzicht auf die großen MOT-Spulen (Kap. 3.5.1). Dies kann über den Einsatz sogenannter „mesoskopischer Fallen“ geschehen, wie sie in [137] vorgeschlagen werden. Die mesoskopischen Strukturen weisen einen größeren Einfangradius als der in Quantus I verwendete Chip auf und können auf das vorherige Beladen einer makroskopischen MOT verzichten. In [137] werden so  $2 \times 10^8$  Atome in die Magnetfalle geladen, was in einer Zahl von  $1 \times 10^5$  Atomen in einem BEC resultiert. Um eine noch höhere Atomzahl in der Magnetfalle und somit im BEC zu erreichen müssen auch die verlustreichen Stöße mit dem Hintergrundgas reduziert werden. Durch ein Doppel-MOT System [138, 139] kann der Hintergrunddampfdruck gesenkt und die Lebensdauer in der Magnetfalle erheblich erhöht werden. Mit dem Verzicht auf die makro-

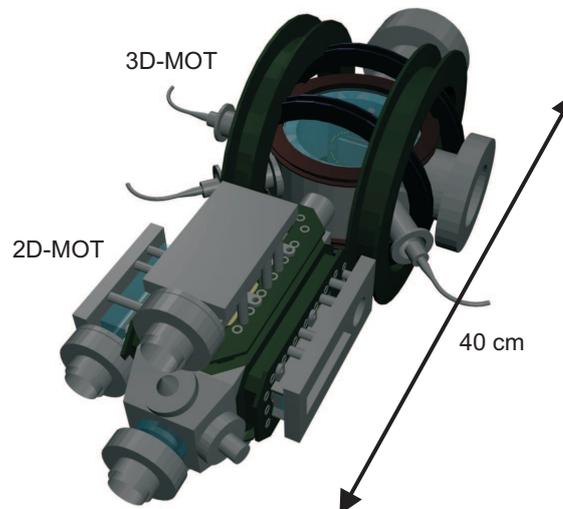


Abbildung 6.1: mögliche Ausfertigung des Nachfolgeprojekts Quantus II. Das System besteht aus einem Doppel-MOT-System und kommt ohne makroskopische MOT-Spulen aus.

skopische MOT kann die Kammer kompakter gebaut werden und die Möglichkeit des Einbaus in eine kleinere Apparatur, geeignet auch für den Katapultbetrieb, ist gegeben (Kap. 3.2). Damit ließen sich mit dem neuen System freie Fallzeiten von 9 Sekunden erreichen, was eine Verdopplung der bisherigen Zeit bedeutet. Für den Katapultbetrieb ist parallel eine Weiterentwicklung der Lasersysteme notwendig. Zum einen müssen diese

kompakter ausgelegt werden, was durch den Einsatz von Hybridlasern erreicht werden kann [140]. Kleinere Lasersysteme sind stabiler gegen mechanische Schwingungen und können in schwingungsgedämpften Gehäusen eingebaut werden (Arbeitsgruppe um A. Peters, Humboldt Universität Berlin). Zum Anderen muss eine ausreichende Temperaturstabilität der Lasersysteme garantiert sein, so ist die Weiterentwicklung auf höchst temperaturstabilen zerodur-basierten Systemen geplant (Arbeitsgruppe um K. Bongs, Universität Hamburg).

Der Entwurf der neuen Vakuumkammer ist so ausgelegt, dass über zwei große UHV-Fenster eine Fülle an optischen Zugängen garantiert ist (siehe Abb. 6.1). Denkbar ist hier der Einsatz von gekreuzten Dipollasern als optische Falle über „light sheets“ [141] bis zu optischen Gittern [142]. Die höhere Atomzahl lässt auch verbesserte Detektionsmethoden, ein verbessertes Signal-zu-Rausch Verhältnis oder „In-situ-Beobachtungen“, zum Beispiel durch nichtzerstörende Phasenkontrastabbildungen [44], möglich werden.

Die komplette Kontrolle des Experiments von extern, zum Beispiel die Möglichkeit der computergesteuerten Justage der Laser über piezogesteuerte Spiegel oder schrittmotorbetriebene Verzögerungsplättchen, ist ein weiterer Schritt zur Implementierung dieses Experiments auf anderen Plattformen wie ballistische Raketen oder Raumtransporter, wo ein direkter Eingriff durch einen Laboranten nicht gegeben ist.

## Weiterführende Experimente mit Quantus II

Neben den oben beschriebenen technischen Erweiterungen stellt die zweite Generation des Experiments auch wichtige wissenschaftliche Ziele in Aussicht.

Der Einsatz zweier Spezies (Rubidium und Kalium) ist eines der wichtigsten Neuerungen der Weiterentwicklung. Für Tests des Äquivalenzprinzips auf späteren Plattformen können hier wichtige Erkenntnisse gewonnen werden. Denkbar ist auch der Einsatz beider Atomsorten oder heteronuklearer Moleküle in optischen Gittern [143]. Für ein homogenes Füllen einzelner Gitterplätze bietet die Mikrogravitation durch die Realisierung kleinster Fallenfrequenzen ein optimales Umfeld. Mit den beiden Spezies können dann auch Bose-Fermi Mischungen realisiert werden, deren Verhalten in optischen Gittern untersucht werden kann [144].

Das Design des Atomchips soll weitere Fortschritte bei der wissenschaftlichen Arbeit bringen. Das Fangen von Atomen in den tradierten Chip-Fallen, einer U-MOT und einer Ioffe-Pritchard Z-Falle (Kap. 3.5.2), wird in Zukunft in mesoskopischen Strukturen erfolgen, die sich in einer zweiten Ebene unter dem Chip befinden [137]. So kann die lithografische Oberfläche ausschließlich der Manipulation der Atome dienen. Denkbar ist das Splitten eines Kondensates über die schon oben erwähnten „dressed state potentials“ [97, 93]. Dem Chip können außerdem beliebige Leiterbahnen oder Führungsstrukturen aufgeprägt werden, um eine noch genauere Kontrolle über die Atome zu erlangen. Ansätze sind hier „Y-junction“ Strahlteiler [145], die genaue dreidimensionale Positionierung der Wolke durch den Chip [146] oder magnetische Gitterpotenziale [147].

Durch das verbesserte System und der gleichzeitigen Applikation von optischen Di-

polpotenzialen werden sich mit Quantus II Fallen im Sub-Hertz Bereich realisieren lassen. Die Möglichkeit des Einsatzes im Katapult mit 9 Sekunden Schwerelosigkeit bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Teilchenzahl um mindestens eine Größenordnung verspricht detaillierte Kohärenzuntersuchungen auf Zeitskalen von mehr als einer Sekunde. Das Auslegen des Systems für zukünftige Missionen mit ballistischen Raketen kann die Schwerelosigkeit auf einen zeitlichen Rahmen von 6 Minuten ausdehnen, was die Erzielung von Femto-Kelvin Temperaturen realistisch erscheinen lässt.

### **Perspektiven auf anderen Plattformen**

Wie oben bereits erwähnt, wird das zukünftige System bereits für weitere Mikrogravitationsplattformen ausgelegt. Neben dem Fallturm bieten nur die ballistischen Raketen und Raumgleiter diese ausgezeichnete Qualität an Mikrogravitation ( $\Delta g/g = 10^{-6}$ ). Parabelflüge sind eher von schlechterer Qualität und bieten nicht den permanenten Zugang. Die weitere Vision des Experiments hingegen ist der Einsatz auf Raumtransportern, die unbemannt sind und ebenfalls eine hohe Güte an Mikrogravitation aufweisen. In dem 20-tägigen Flug zur Raumstation können auf dieser Plattform im kontinuierlichen Betrieb Experimente bei bester Mikrogravitations-Qualität durchgeführt werden.

Mit der vorliegenden Arbeit sind Grundlagen für alle oben beschriebenen weiteren wissenschaftlichen und technischen Aspekte geschaffen worden. Die Demonstration der Möglichkeit, die faszinierende Welt der Quantenoptik mit den technischen Herausforderungen von kompakten, ferngesteuerten Systemen zu vereinen, öffnet ein neues Feld interessanter Aufgaben und bietet viele Optionen der Grundlagenforschung sowohl mit Quantensensoren als auch mit kondensierter Materie.

---

## RUBIDIUM-DATEN

Table 2:  $^{87}\text{Rb}$  Physical Properties.

Atomic Number	$Z$	37	
Total Nucleons	$Z + N$	87	
Relative Natural Abundance	$\eta(^{87}\text{Rb})$	27.83(2)%	[2]
Nuclear Lifetime	$\tau_n$	$4.88 \times 10^{10}$ yr	[2]
Atomic Mass	$m$	86.909 180 520(15) u $1.443 160 60(11) \times 10^{-25}$ kg	[3]
Density at 25°C	$\rho_m$	1.53 g/cm <sup>3</sup>	[2]
Melting Point	$T_M$	39.31 °C	[2]
Boiling Point	$T_B$	688 °C	[2]
Specific Heat Capacity	$c_p$	0.363 J/g·K	[2]
Molar Heat Capacity	$C_p$	31.060 J/mol·K	[2]
Vapor Pressure at 25°C	$P_v$	$3.0 \times 10^{-7}$ torr	[4]
Nuclear Spin	$I$	3/2	
Ionization Limit	$E_I$	33 690.8048(2) cm <sup>-1</sup> 4.177 127 0(2) eV	[5]

Abbildung A.1: Daten von  $^{87}\text{Rb}$ . Entnommen von [105]

Table 3:  $^{87}\text{Rb}$  D<sub>2</sub> ( $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ ) Transition Optical Properties.

Frequency	$\omega_0$	$2\pi \cdot 384.230\,484\,468\,5(62)$ THz	[6]
Transition Energy	$\hbar\omega_0$	1.589 049 439(58) eV	
Wavelength (Vacuum)	$\lambda$	780.241 209 686(13) nm	
Wavelength (Air)	$\lambda_{\text{air}}$	780.032 00 nm	
Wave Number (Vacuum)	$k_{\text{L}}/2\pi$	12 816.549 389 93(21) $\text{cm}^{-1}$	
Lifetime	$\tau$	26.24(4) ns	[11]
Decay Rate/ Natural Line Width (FWHM)	$\Gamma$	$38.11(6) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ $2\pi \cdot 6.065(9)$ MHz	
Absorption oscillator strength	$f$	0.6956(15)	
Recoil Velocity	$v_{\text{r}}$	5.8845 mm/s	
Recoil Energy	$\omega_{\text{r}}$	$2\pi \cdot 3.7710$ kHz	
Recoil Temperature	$T_{\text{r}}$	361.96 nK	
Doppler Shift ( $v_{\text{atom}} = v_{\text{r}}$ )	$\Delta\omega_{\text{d}}(v_{\text{atom}} = v_{\text{r}})$	$2\pi \cdot 7.5419$ kHz	
Doppler Temperature	$T_{\text{D}}$	146 $\mu\text{K}$	
Frequency shift for standing wave moving with $v_{\text{sw}} = v_{\text{r}}$	$\Delta\omega_{\text{sw}}(v_{\text{sw}} = v_{\text{r}})$	$2\pi \cdot 15.084$ kHz	

Abbildung A.2: Daten der D2-Linie  $^{87}\text{Rb}$  ( $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ ). Entnommen von [105]



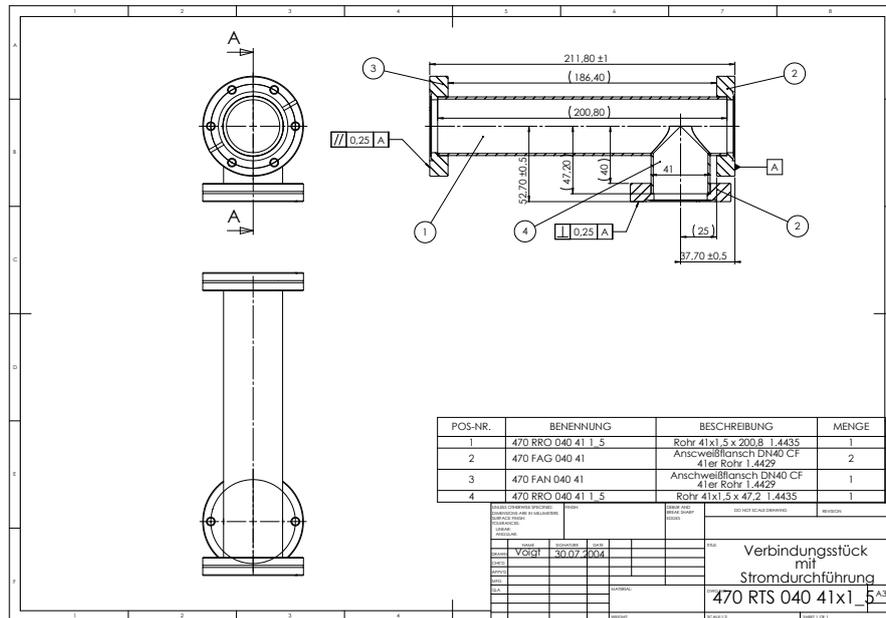


Abbildung B.2: Verbindungsstück mit langem Rohr zum halten der Kammer. Am seitlichen Zugang ist die Durchführung mit den Dispensern angebracht. Quelle: Trinos GmbH

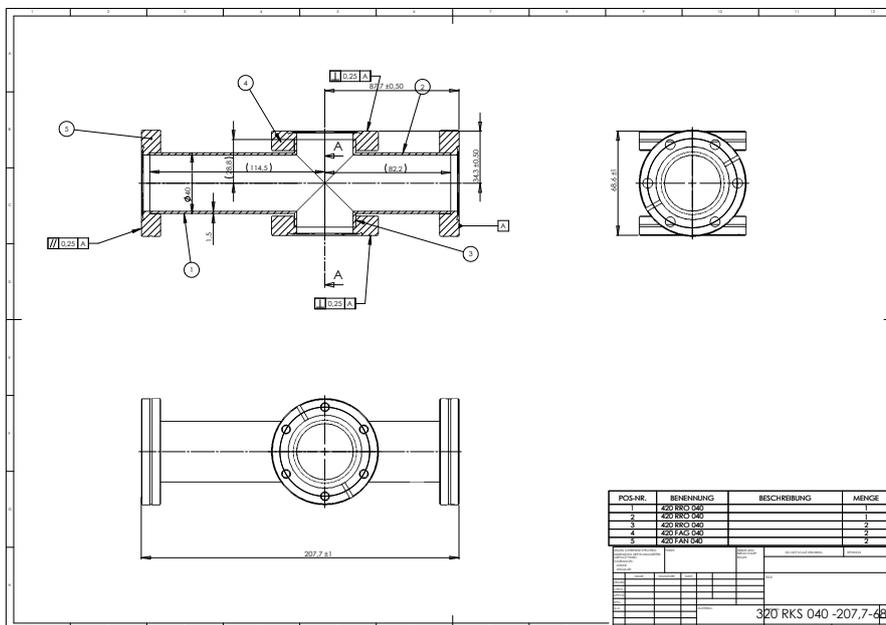


Abbildung B.3: Oberes Kreuz der Vakuumkammer mit Zugängen für die Vakuumpumpen sowie Ventil. Quelle: Trinos GmbH

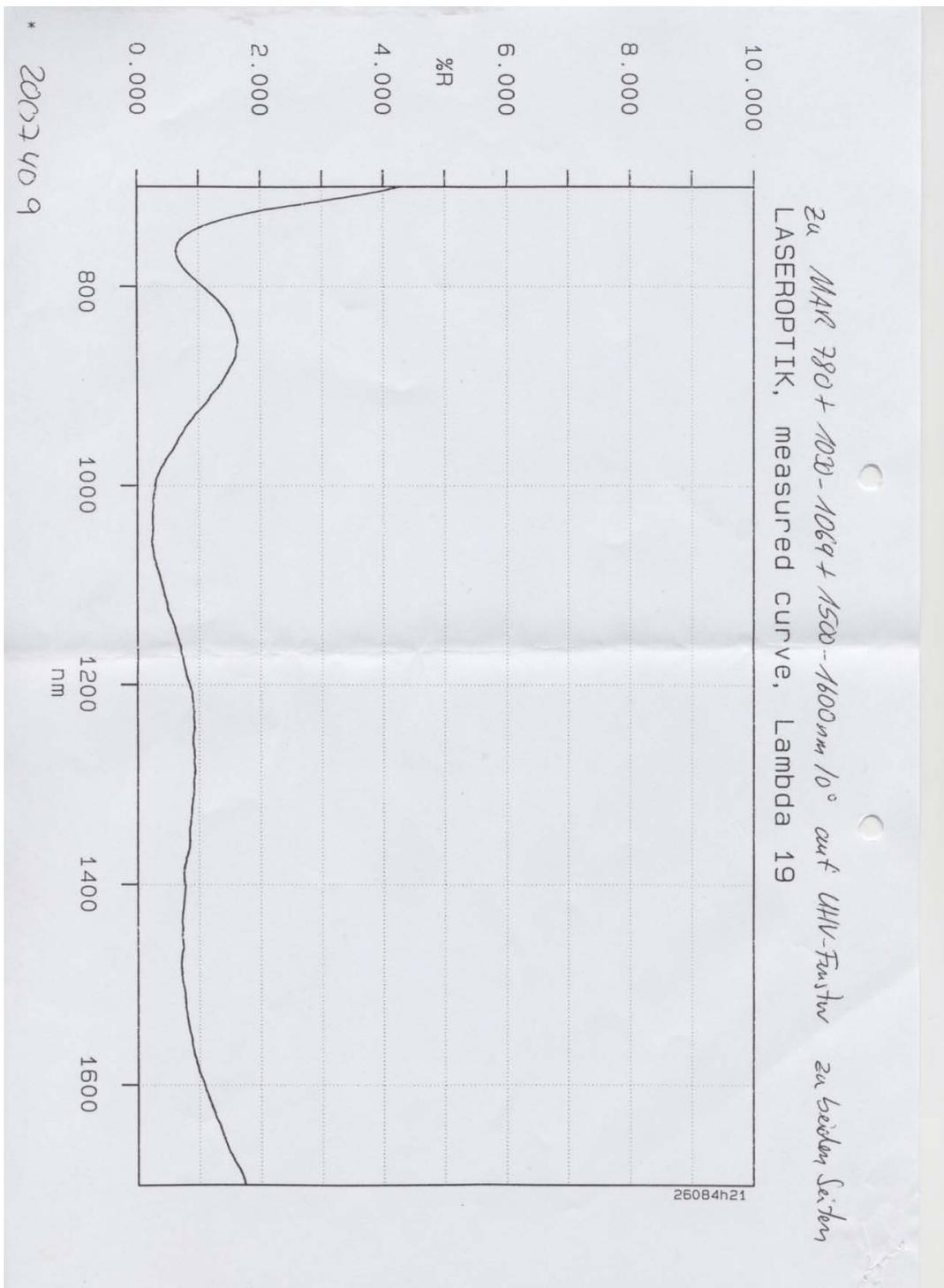


Abbildung B.4: Transmissionskurve der optischen Fenster. Quelle: Laseroptik Garbsen GmbH











---

# MAGNETFELDER

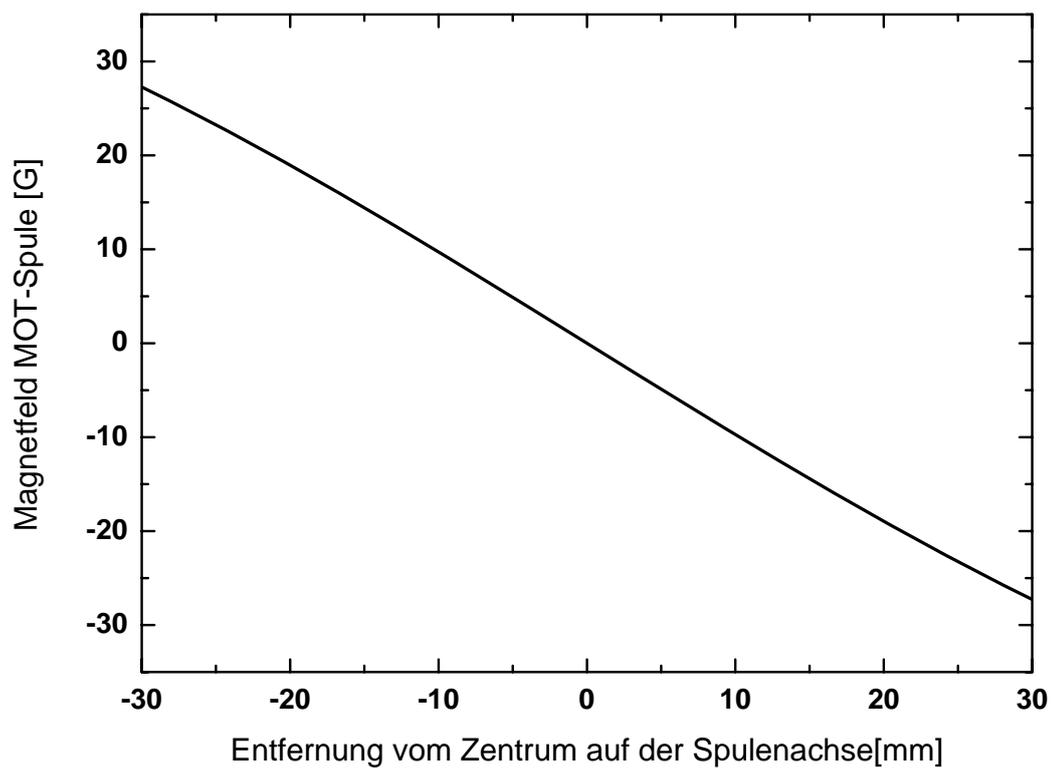


Abbildung D.1: Magnetfelder der von der Helmholtzkonfiguration abweichenden MOT-Spulen

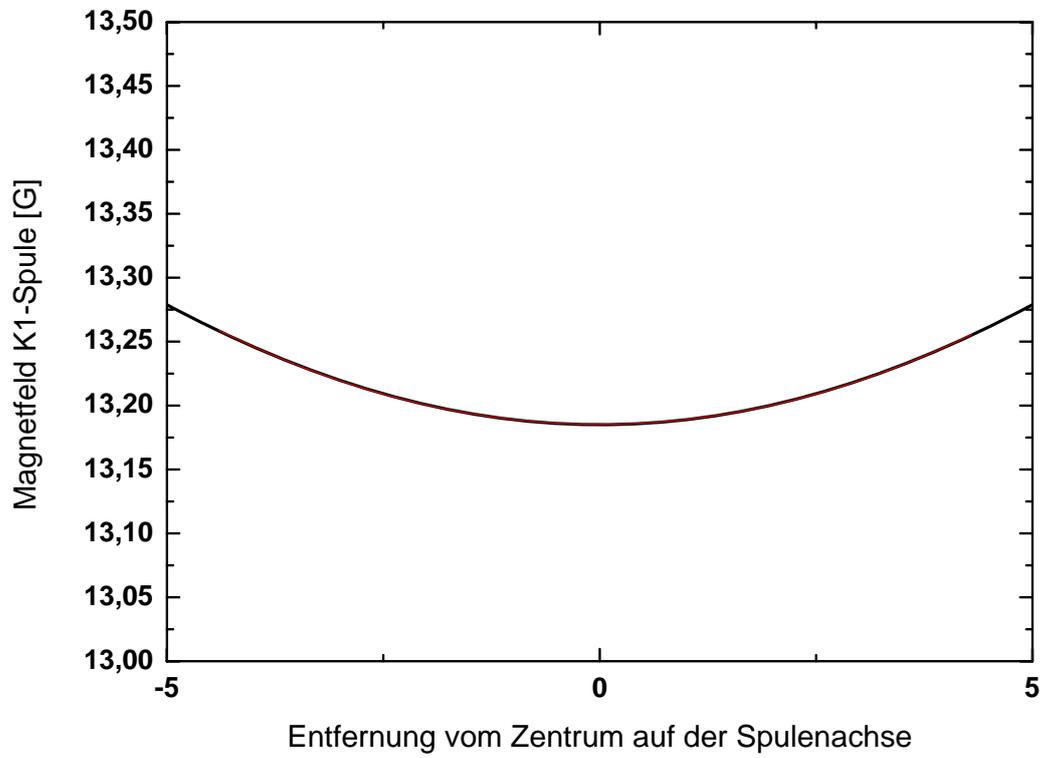


Abbildung D.2: Magnetfelder der von der Helmholtzkonfiguration abweichenden K1-Spulen

# STROMTREIBER

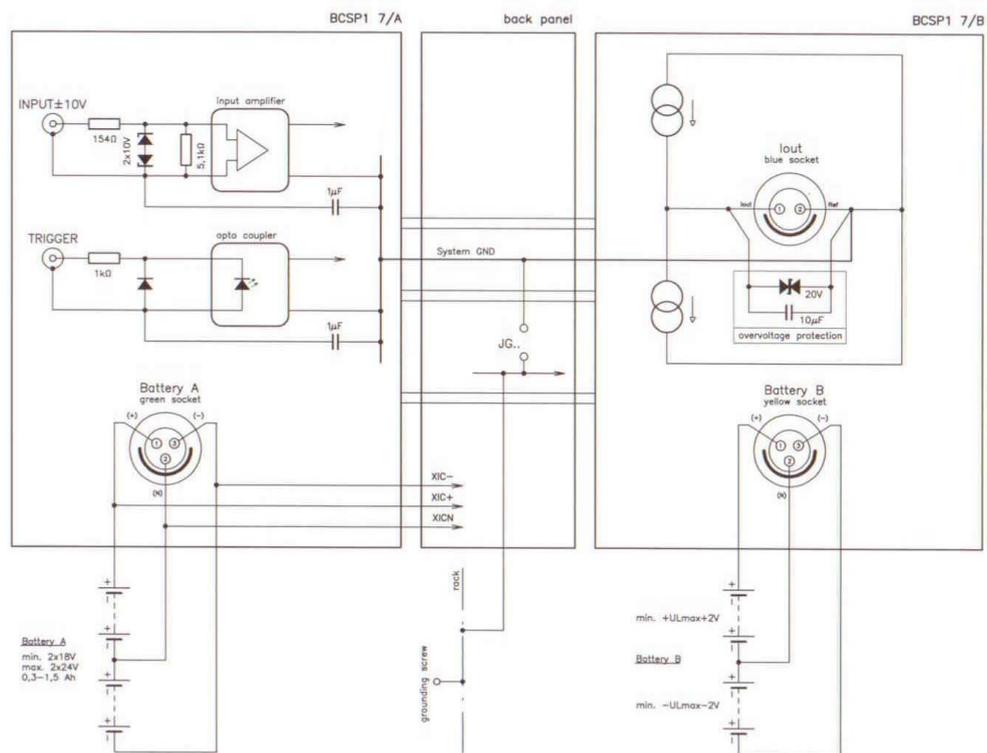


Abbildung E.1: Übersichtsplan der eingesetzten Stromtreiber für den Chip. Quelle: high finesse GmbH



# Literaturverzeichnis

- [1] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel.  
Bose-einstein condensation on a microelectronic chip.  
*Nature*, 413(6855):498–501, 2001.
- [2] G. Galilei.  
Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno à due nuove scienze attenenti alla  
    meccanica & i movimenti locali.  
*Appresso gli Elsevirii, Leiden*, 1638.
- [3] H. Cavendish.  
Experiments to determine the density of the earth.  
*Phil. Transact. of the Roy. Soc. of London*, 88:469, 1798.
- [4] G. T. Gillies.  
The newtonian gravitational constant: recent measurements and related studies.  
*Rep. Prog. Phys.*, 60:151, 1997.
- [5] M. L. Foucault.  
*Notice sur Les Travaux*.  
Mallet-Bachelier, 1863.
- [6] I. Newton.  
*Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*.  
Reg. Soc. Præses, 1686.
- [7] A. Einstein.  
Über die spezielle und allgemeine relativitätstheorie.  
*Annalen der Physik*, 49:769, 1916.
- [8] J. G. Williams, S. Turyshev, and D. H. Boggs.  
Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity.  
*Phys. Rev. Lett.*, 93:261101, 2004.
- [9] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard.  
An interferometer for atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 66:2693, 1991.

- 
- [10] M. Kasevich and S. Chu.  
Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer.  
*Appl. Phys. B*, 54:321, 1992.
- [11] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu.  
Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms.  
*Nature*, 400:849, 1999.
- [12] S. Bose.  
Plancks gesetz und lichtquantenhypothese.  
*Z. Phys.*, 26(1):178–181, 1924.
- [13] A. Einstein.  
Quantentheorie des idealen einatomigen gases.  
*Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht*, 22:261, 1924.
- [14] A. Einstein.  
Quantentheorie des idealen einatomigen gases ii.  
*Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht*, 3:18, 1925.
- [15] W. Ketterle and M. W. Zwierlein.  
Making, probing and understanding ultracold fermi gases.  
*arXiv:0801.2500v1*, 2008.
- [16] B. DeMarco and D. S. Jin.  
Onset of fermi degeneracy in a trapped atomic gas.  
*Science*, 285(5434):1703–1706, 1999.
- [17] F. London.  
The  $\alpha$ -phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy.  
*Nature*, 141:643, 1938.
- [18] F. London.  
On the bose-einstein condensation.  
*Phys. Rev.*, 54(11):947–954, 1938.
- [19] O. Penrose and L. Onsager.  
Bose-einstein condensation and liquid helium.  
*Phys. Rev.*, 104:576, 1956.
- [20] 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(22):3969–3973, 1995.

- 
- [21] 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(5221):198, 1995.
- [22] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and  
W. Ketterle.  
Observation of interference between two bose condensates.  
*Science*, 275:637, 1997.
- [23] M. Holland, K. Burnett, C. W. Gardiner, J. I. Cirac, and P. Zoller.  
Theory of an atom laser.  
*Phys. Rev. A*, 54:R1757, 1996.
- [24] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger.  
Atom laser with a cw output coupler.  
*Phys. Rev. Lett.*, 82:3008, 1999.
- [25] M. A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R. G. DeVoe.  
rf spectroscopy in an atomic fountain.  
*Phys. Rev. Lett.*, 63:612, 1989.
- [26] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich.  
Testing general relativity with atom interferometry.  
*Phys. Rev. Lett.*, 98:111102, 2007.
- [27] L. Cacciapuoti, N. Dimarcq, G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon,  
P. Berthoud, A. Jornod, F. Reina, S. Feltham, and C. Salomon.  
Atomic clock ensemble in space: Scientific objectives and mission status.  
*Nucl. Phys. B*, 166:303, 2007.
- [28] P. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit,  
C. Audoin, and C. Salomon.  
A cold atom clock in absence of gravity.  
*Eur. Phys. J. D*, 3:201, 1998.
- [29] B. Yurke, S. L. McCall, and J. R. Klauder.  
Su(2) and su(1,1) interferometers.  
*Phys. Rev. A*, 33:4033, 1986.
- [30] J. P. Dowling.  
Correlated input-port, matter-wave interferometer: Quantum-noise limits to the  
atom-laser gyroscope.  
*Phys. Rev. A*, 57:4736, 1998.

- [31] P. Bouyer and M. Kasevich.  
Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate bose-einstein gases.  
*Phys. Rev. A*, 56:R1083, 1997.
- [32] G. B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, and D. E. Pritchard.  
Long phase coherence time and number squeezing of two bose-einstein condensates on an atom chip.  
*Phys. Rev. Lett.*, 98:030407, 2007.
- [33] D. Oblak, P. G. Petrov, C. L. G. Alzar, W. Tittel, A. K. Vershovski, J. K. Mikkelsen, J. L. Sørensen, and E. S. Polzik.  
Quantum-noise-limited measurement of atomic noise: Towards spin squeezing on the cs clock transition.  
*Phys. Rev. A*, 71:043807, 2005.
- [34] C. Orzel, A. K. Tuchman, M. L. Fenslau, M. Yasuda, and M. Kasevich.  
Squeezed states in a bose-einstein condensate.  
*science*, 291:2386, 2001.
- [35] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel, and W. Ertmer.  
Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry.  
*Phys. Rev. A*, 76:063611, 2007.
- [36] E. Fermi.  
Zur quantelung des idealen einatomigen gases.  
*Z. Phys.*, 36(11):902–912, 1926.
- [37] C. J. Pethick and H. Smith.  
*Bose-Einstein Condensation in Dilute Bose Gases*.  
cambridge university press, 2002.
- [38] V. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, and D. E. Pritchard.  
Continuous stopping and trap of neutral atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 58:2194, 1987.
- [39] L. Pitaevskii and S. Stringari.  
*Bose-Einstein Condensation*.  
Oxford University Press, 2003.
- [40] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari.  
Theory of bose-einstein condensation in trapped gases.  
*Rev. Mod. Phys.*, 71(3):463–512, 1999.

- 
- [41] N. N. Bogoliubov.  
On the theory of superfluidity.  
*J. Phys. USSR*, 11:23, 1947.
- [42] H. M. J. M. Boesten, C. C. Tsai, J. R. Gardner, Heinzen D. J., and B. J. Verhaar.  
Observation of a shape resonance in the collision of two cold  $^{87}\text{Rb}$  atoms.  
*Phys. Rev. A*, 55:636, 1997.
- [43] S.O. Diallo, J.V. Pearce, R.T. Azuah, O. Kirichek, J. W. Taylor, and H.R. Glyde.  
Bose-einstein-condensation in solid  $^4\text{He}$ .  
*Phys. Rev. Lett.*, 98:205301, 2007.
- [44] W. Ketterle, DS Durfee, and DM Stamper-Kurn.  
Making, probing and understanding bose–einstein condensates.  
*Int. School of Physics, ‘Enrico Fermi’ Course CXL*, pages 67–359, 1999.
- [45] Y. Castin and R. Dum.  
Bose-einstein condensates in time dependent traps.  
*Phys. Rev. Lett.*, 77:5315, 1996.
- [46] 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, 1996.
- [47] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger.  
Measurement of the spatial coherence of a trapped bose gas at the phase transition.  
*Nature*, 403:166, 2000.
- [48] Ch. Borde.  
Atomic interferometry with internal state labelling.  
*Physics Letters A*, 140:10, 1989.
- [49] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. Kasevich.  
Precision measurement with an atom interferometer gyroscope.  
*Phys. Rev. Lett.*, 78:2046, 1997.
- [50] T. Müller.  
*Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen.*  
PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2006.
- [51] K. U. Schreiber, A. Velikoseltsev, M. Rothacher, T. Klügel, G. E. Stedman, and D. L. Wiltshire.  
Direct measurement of diurnal polar motion by ring laser gyroscopes.  
*J. of Geophys. Res.*, 109:B06405, 2004.

- [52] G. Santarelli, P. Laurent, and A. Lemonde, P. Clairon.  
Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard.  
*Phys. Rev. Lett.*, 82:4619, 1999.
- [53] 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*, 47:3554, 1993.
- [54] A. E. Leanhardt, T. A. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard, and W. Ketterle.  
Cooling bose-einstein condensates below 500 picokelvin.  
*Science*, 301:1513, 2003.
- [55] A. E. Leanhardt.  
*Microtraps and Waaveguides for Bose-Einstein Condensates*.  
PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2003.
- [56] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm.  
Three-body recombination at large scattering lengths in an ultracold atomic gas.  
*Phys. Rev. Lett.*, 91:123201, 2003.
- [57] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm.  
Bose-einstein condensation of cesium.  
*Science*, 299:232, 2003.
- [58] T. Krämer, J. Herbig, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm.  
Optimized production of a cesium bose-einstein condensate.  
*Appl. Phys. B*, 79:1013, 2004.
- [59] H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann, and S. Chu.  
Atom-interferometry tests of the isotropy of post-newtownian gravity.  
*Phys. Rev. Lett.*, 100:031101, 2008.
- [60] H. J. Metcalf and P. van der Straten.  
*Laser Cooling and Trapping*.  
Springer, 1999.
- [61] D. W. Wang, D.Z. Anderson, V.M. Bright, E. A. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. A. Saravanan, S. R. Segal, and W. Saijun.  
Atom michelson interferometer on a chip using a bose-einstein condensate.  
*Phys. Rev. Lett.*, 94:090405, 2005.

- 
- [62] E. Andersson, T. Calarco, R. Folman, M. Andersson, B. Hessmo, and J. Schmiedmayer.  
Multimode interferometer for guided matter waves.  
*Phys. Rev. Lett.*, 88:100401, 2002.
- [63] A. Günther, S. Kraft, C. Zimmermann, and J. Fortagh.  
Atom interferometer based on phase coherent splitting of bose-einstein condensates with an integrated magnetic grating.  
*Phys. Rev. Lett.*, 98:140403, 2007.
- [64] R. Dumke, T. Müther, M. Volk, W. Ertmer, and G. Birkl.  
Interferometer-type structures for guided atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 89:220402, 2002.
- [65] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno, and M. Inguscio.  
Atom interferometry with trapped fermi gases.  
*Phys. Rev. Lett.*, 92:230402, 2004.
- [66] M. Fattori, C. D’Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, G. Modugno, M. Inguscio, and G. Modugno.  
Atom interferometry with a weakly-interacting bose-einstein condensate.  
*arXiv:0710.5131v1*, 2007.
- [67] *Drop Tower Manual, 2005, ZARM-FaBmbH.*
- [68] T. Rinkleff.  
Bragg-beugung an bose-einstein kondensaten.  
Master’s thesis, Universität Hannover, 2000.
- [69] M. Kozuma, L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips.  
Coherent splitting of bose-einstein condensed atoms with optically induced bragg diffraction.  
*Phys. Rev. Lett.*, 82:871, 1999.
- [70] J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, D. E. Pritchard, and W. Ketterle.  
Bragg spectroscopy of a bose-einstein condensate.  
*Phys. Rev. Lett.*, 82:4569, 1999.
- [71] T. A. Pasquini, C. Shin, Y. Sanner, M. Saba, A. Schirotzek, D. E. Pritchard, and W. Ketterle.  
Quantum reflection from a solid surface at normal incidence.  
*Phys. Rev. Lett.*, 93:223201, 2004.

- [72] T. A. Pasquini, M. Saba, G.-B. Jo, Y. Shin, W. Ketterle, and D. E. Pritchard.  
Low velocity quantum reflection of bose-einstein constraints.  
*Phys. Rev. Lett.*, 97:093201, 2006.
- [73] D. P. Clougherty and W. Kohn.  
Quantum theory of sticking.  
*Phys. Rev. B*, 46:4921, 1992.
- [74] A. Jurisch.  
*Quantenreflektion von Wellenpaketen an atomaren Potentialen.*  
PhD thesis, Technische Universität München, 2005.
- [75] W. Nolting.  
*Grundkurs Theoretische Physik Quantenmechanik, Teil 2.*  
Springer, 2002.
- [76] H.B.G. Casimir and D. Polder.  
The influence of retardation on the london-van der waals forces.  
*Phys. Rev.*, 73:360, 1948.
- [77] Y. Lin, I Teper, C. Chin, and V. Vuletic.  
Impact of the casimir-polder potential and johnson noise on bose-einstein condensate stability near surfaces.  
*Phys. Rev. Lett.*, 92:050404, 2004.
- [78] F. Shimizu.  
Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface.  
*Phys. Rev. Lett.*, 86:987, 2001.
- [79] V. Druzhinina and M. DeKieviet.  
Experimental observation of quantum reflection far from threshold.  
*Phys. Rev. Lett.*, 91:193202, 2003.
- [80] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard.  
Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure.  
*Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, 1987.
- [81] W. D. Phillips.  
Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms.  
*Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721–741, 1998.
- [82] W. Ketterle and N.J Van Druten.  
Evaporative cooling of trapped atoms.  
*Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 37:181–236, 1996.

- 
- [83] H. Wu, E. Arimondo, and C. J. Foot.  
Dynamics of evaporative cooling for Bose-Einstein condensation.  
*Phys. Rev. A*, 56:560, 1997.
- [84] A. J. Leggett.  
Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts.  
*Rev. Mod. Phys.*, 73:307, 2001.
- [85] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, and C. Zimmermann.  
Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source.  
*J. Appl. Phys.*, 84(12):6499–6501, 1998.
- [86] W. Demtröder.  
*Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*.  
Springer, 1999.
- [87] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch.  
Atomic micromanipulation with magnetic surface traps.  
*Phys. Rev. Lett.*, 83:3398, 1999.
- [88] J. Reichel.  
Microchip trap and Bose-Einstein condensation.  
*Appl. Phys. B*, 75:469, 2002.
- [89] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. H. Denschlag, and C. Henkel.  
Microscopic atom optics: From wires to an atom chip.  
*Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 48:263, 2002.
- [90] J. Fortagh and C. Zimmermann.  
Magnetic microtraps for ultracold atoms.  
*Rev. Mod. Phys.*, 79:235, 2007.
- [91] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf.  
Magnetostatic trapping fields for neutral atoms.  
*Phys. Rev. A*, 35(4):1535–1546, 1987.
- [92] D.M. Brink and C.V. Sukumar.  
Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap.  
*Phys. Rev. A*, 74:035401, 2006.
- [93] T. Schumm, S. Hofferberth, Andersson L. M., S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger.  
Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip.  
*Nat. Phys.*, 1:57, 2005.

- [94] Y. Shin, C. Sanner, G.-B. Jo, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss.  
Interference of bose-einstein condensates split with an atom chip.  
*Phys. Rev. A*, 72:021604, 2005.
- [95] G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss.  
Long phase coherence time and number squeezing of two bose-einstein condensates on an atom chip.  
*Phys. Rev. Lett.*, 98:030407, 2007.
- [96] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch.  
Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds.  
*Phys. Rev. Lett.*, 86:608, 2001.
- [97] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, J. Verdu, and J. Schmiedmayer.  
Radiofrequency-dressed-state potentials for neutral atoms.  
*Nat. Phys.*, 2:710, 2006.
- [98] D.E. Pritchard.  
Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy.  
*Phys. Rev. Lett.*, 51:1336, 1983.
- [99] S. Whitlock, R. Gerritsma, T. Fernholz, and R. J. C. Spreeuw.  
Two-dimensional array of microtraps with atomic shift register on a chip.  
*arXiv:0803.2151v1*, 2008.
- [100] C. Henkel, S. Pötting, and M. Wilkens.  
Loss of part in small and noisy traps.  
*Appl. Phys. B*, 69:379, 1999.
- [101] M.P.A Jones, C.J. Vale, D. Sahagun, B.V. Hall, and E.A. Hinds.  
Spin coupling between cold atoms and thermal fluctuations of a metal surface.  
*Phys. Rev. Lett.*, 2003:080401, 1991.
- [102] high finesse GmbH.  
*User's Manual for current sources of the BCSP-series BCSP 7*, 2007.
- [103] G. Camy, Ch. Borde, and M. Ducloy.  
Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam.  
*Optics Communication*, 41:325, 1982.
- [104] N. Ito.  
Doppler-free modulation transfer spectroscopy of rubidium  $5^2s_{1/2} - 6^2p_{1/2}$  transitions using a frequency-doubled diode laser blue-light source.

- Rev. Sci. Instr.*, 71:2655, 2000.
- [105] D. A. Steck.  
Rubidium 87 d line data.  
*Technical Report, Los Alamos National Laboratory*, 2001.
- [106] 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(1):13410, 2006.
- [107] 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.
- [108] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji.  
Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models.  
*J. Opt. Soc. Am. B.*, 6:2023, 1989.
- [109] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin.  
Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure.  
*Phys. Rev. Lett.*, 55:48, 1985.
- [110] P. Hommelhoff.  
*Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen*.  
PhD thesis, Ludwig–Maximilians–Universität München, 2002.
- [111] T. A. Savard, K. M. O’Hara, and J. E. Thomas.  
Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps.  
*Phys. Rev. A*, 56:1095, 1997.
- [112] M. E. Gehm, K. M. O’Hara, T. A. Savard, and J. E. Thomas.  
Dynamics of noise-induced heating in atom traps.  
*Phys. Rev. A*, 58:3914, 1998.
- [113] B. D. Esry, C. H. Greene, and J. P. Jr. Burke.  
Recombination of three atoms in the ultracold limit.  
*Phys. Rev. Lett.*, 83:1751, 1999.
- [114] J. Söding, D. Guery-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, and J. Dalibard.  
Three-body decay of a rubidium bose-einstein condensate.  
*Appl. Phys. B*, 69:257, 1999.

- [115] 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.
- [116] K. B. Davis, M. Mewes, M. A. Joffe, M.I R. Andrews, and W. Ketterle.  
Evaporative cooling of sodium atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 74(26):5202–5205, 1995.
- [117] F. Dalfovo, C. Minniti, S. Stringari, and L. Pitaevskii.  
Nonlinear dynamics of a bose condensed gas.  
*Physics Letters A*, 227:259, 1997.
- [118] M. Köhl, M. J. Davis, C. W. Gardiner, T. W. Hänsch, and T. Esslinger.  
Growth of bose-einstein condensates from thermal vapor.  
*Phys.Rev.Lett*, 88:080402, 2002.
- [119] I. Shvarchuck, C. Buggle, D.S. Petrov, M. Kemmann, T.G. Tiecke, W. von Klitzing, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven.  
*Focusing of Bose-Einstein condensates in free flight*, pages 415 – 420.  
Wiley-Verlag, 2002.
- [120] I. Shvarchuck, C. Buggle, D.S. Petrov, K. Dieckmann, M. Zielonkovski, M. Kemmann, T. Tiecke, W. von Klitzing, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Walraven.  
Bose-einstein condensation into non-equilibrium states studied by condensate focusing.  
*Phys. Rev. Lett.*, 89:270404, 2002.
- [121] L. D. Turner, K. P. Weber, D. Paganin, and R. E. Scholten.  
Off-resonant defocus-contrast imaging of cold atoms.  
*Opt. Lett.*, 29:232, 2004.
- [122] M. Theis, G. Thalhammer, K. Winkler, M. Hellwig, G. Ruff, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag.  
Tuning the scattering length with an optically induced feshbach resonance.  
*Physical Review Letters*, 93(12):123001, 2004.
- [123] S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer, and A. Aspect.  
Momentum spectroscopy of 1d phase fluctuations in bose-einstein condensates.  
*Phys. Rev. Lett.*, 91:010405, 2003.
- [124] S. Gupta, K. Dieckmann, Z. Hadzibabic, and D. E. Pritchard.  
Contrast interferometry using bose-einstein condensates to measure  $h/m$  and  $\alpha$ .  
*Phys. Rev. Lett*, 89:140401, 2002.

- 
- [125] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, and S. Chu.  
A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry.  
*Physica Scripta*, T102:82, 2002.
- [126] H. Marion, F. Pereira dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, and A. Clairon.  
Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks.  
*Phys. Rev. Lett.*, 90:150801, 2003.
- [127] R. Battesti, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, B. Grémaud, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben.  
Bloch oscillations of ultracold atoms: A tool for a metrological determination of  $h/m_{Rb}$ .  
*Phys. Rev. Lett.*, 92:253001, 2004.
- [128] P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben.  
Determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice.  
*Phys. Rev. Lett.*, 96:033001, 2006.
- [129] A. Bresson, Y. Bidet, P. Bouyer, B. Leone, E. Murphy, and P. Silvestrin.  
Quantum mechanics for space applications.  
*Appl. Phys. B*, 84:545, 2006.
- [130] Y. LeCoq, J. A. Retter, S. Richaard, A. Aspect, and P. Bouyer.  
Coherent matter wave inertial sensors for precision measurements in space.  
*Appl. Phys. B*, 84:627, 2006.
- [131] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J. F. Clement, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer.  
I.c.e.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity.  
*Appl. Phys. B*, 84:673, 2006.
- [132] K. Eckert, P. Hyllus, D. Bruss, U. V. Poulsen, M. Lewenstein, C. Jentsch, T. Müller, E. M. Rasel, and W. Ertmer.  
Differential atom interferometry beyond the standard quantum limit.  
*Phys. Rev. A*, 73:013814, 2006.
- [133] I. Lesanovsky, T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, P. Krüger, and J. Schmiedmayer.

- Adiabatic radio-frequency potentials for the coherent manipulation of matter waves.  
*Phys. Rev. A*, 73:033619, 2006.
- [134] M. Hugbart, J. A. Retter, F. Gerbier, A. F. Varon, S. Richaard, J. H. Thywissen, D. Clement, P. Bouyer, and A. Aspect.  
Coherence length of an elongated condensate.  
*Eur. Phys. J. D*, 35:155, 2005.
- [135] N. Gaaloul.  
Quantum reflection.  
private communication.
- [136] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel.  
Coherence in microchip traps.  
*Phys. Rev. Lett.*, 92:203005, 2004.
- [137] 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*, 69:030901, 2004.
- [138] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven.  
Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms.  
*Phys. Rev. A*, 58(5):3891–3895, 1998.
- [139] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, and T. Pfau.  
Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap.  
*Phys. Rev. A*, 66:023410, 2002.
- [140] K. Paschke, C. Dzionk, J. Fricke, A. Ginolas, A. Knauer, M. Maiwald, P. Ressel, S. Schwertfeger, and G. Erbert.  
High-power hybrid integrated master-oscillator power-amplifier on microoptical bench at 980-nm.  
Technical report, Ferdinand Braum Institut für Höchsthfrequenztechnik ([www.fbh-berlin.de](http://www.fbh-berlin.de)), 2007.
- [141] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzażewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein.  
Coherent evolution of bouncing bose-einstein condensates.  
*Phys. Rev. Lett.*, 83:3577, 1999.

- 
- [142] Jaksch, C. D. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller.  
Cold bosonic atoms in optical lattices.  
*Physical Review Letters*, 81:3108, 1998.
- [143] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs.  
Ultracold heteronuclear molecules in a 3d optical lattice.  
*Phys. Rev. Lett.*, 97(12):120402, 2006.
- [144] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs.  
Localization of bosonic atoms by fermionic impurities in a three-dimensional optical lattice.  
*Phys. Rev. Lett.*, 96(18):180403, 2006.
- [145] S. Kraft, A. Günther, P. Wicke, B. Kasch, C. Zimmermann, and J. Fortagh.  
Atom-optical elements on micro chips.  
*Eur. Phys. J. D*, 35:119, 2005.
- [146] A. Günther, M. Kemmler, S. Kraft, C.J. Vale, C. Zimmermann, and J. Fortagh.  
Combined chips for atom optics.  
*Phys. Rev. A*, 71:063619, 2005.
- [147] A. Günther, S. Kraft, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, and J. Fortagh.  
Diffraction of a bose-einstein condensate from a magnetic lattice on a microchip.  
*Phys. Rev. Lett.*, 95:170405, 2005.



# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Verschiebung der kritischen Temperatur durch endliche Atomzahl . . . . .	10
2.2	Grundzustand im Thomas Fermi Limit und Lösung der GPE . . . . .	16
2.3	Verlauf der Bose-Funktion . . . . .	18
2.4	Korrelationsfunktion . . . . .	21
3.1	Koordinaten des Experiments . . . . .	28
3.2	schematische Zeichnung des Fallturms . . . . .	29
3.3	Restbeschleunigung im Fallturm . . . . .	30
3.4	Schematische Darstellung einer Fallkapsel . . . . .	31
3.5	zentrale Vakuumkammer . . . . .	33
3.6	Oberer Teil der Vakuumkammer . . . . .	34
3.7	Kammer mit Spulen . . . . .	39
3.8	Funktionsprinzip eines Atomchips . . . . .	42
3.9	Struktur des Atomchip . . . . .	44
3.10	Magnetfeldabschirmung . . . . .	46
3.11	Termschema von Rubidium . . . . .	48
3.12	Masterlaser . . . . .	49
3.13	MOPA Modul . . . . .	50
3.14	Lockschema . . . . .	51
3.15	Posaunenlock . . . . .	52
3.16	Aufteilungsmodul . . . . .	53
3.17	Strahlaufweitung . . . . .	54
3.18	Absorptionsabbildung . . . . .	55
3.19	Kalibration der Kamera . . . . .	56
3.20	Rechner-Infrastruktur . . . . .	59
3.21	VI-Laserlock . . . . .	63
3.22	VI-Sequenz . . . . .	64
3.23	Aufbau der Gesamtkapsel . . . . .	66
4.1	Laderaten MOT . . . . .	68
4.2	Verstimmung der MOT . . . . .	69

4.3	Bestimmung der Temperatur in der MOT . . . . .	70
4.4	Verstimmung der Kühllaser der MOT . . . . .	71
4.5	Melassenparameter . . . . .	72
4.6	Messung der Fallenfrequenzen . . . . .	75
4.7	Lebensdauer in Magnetfalle . . . . .	77
4.8	Fangen von Atomen in der Dimplefalle . . . . .	78
4.9	Schaltung für das Einbringen der RF-Frequenz . . . . .	79
4.10	Phaseraumdichteerhöhung, Übersicht . . . . .	80
4.11	verwendete Rampen . . . . .	81
4.12	Phasenraumdichteerhöhung in diesem Experiment . . . . .	83
4.13	Ausbreitung in beide Achsen . . . . .	83
4.14	Drehen des Aspektverhältnisses, Flugzeitaufnahmen . . . . .	84
4.15	Drehen des Aspektverhältnisses, Vergleich mit Rechnung . . . . .	84
4.16	Bimodale Verteilung . . . . .	85
4.17	Atome im BEC in Abhängigkeit der RF-Endfrequenz . . . . .	86
4.18	Anteil der Atome im Kondensat gegen die Temperatur . . . . .	87
5.1	Temperaturtests mit der Kapsel . . . . .	91
5.2	Anteil der Atome in der Anfangsmagnetfalle gegen Lichtleistung . . . . .	92
5.3	Experiment auf der Sprungplattform . . . . .	93
5.4	Melasse auf der Sprungplattform . . . . .	94
5.5	BEC-Erzeugung auf der Sprungplattform . . . . .	95
5.6	Erstes BEC unter Schwerelosigkeit . . . . .	98
5.7	Dipol-Oszillationen in der Falle . . . . .	100
5.8	Reduktion der Dipol-Oszillationen . . . . .	101
5.9	ultralange Entwicklung des Kondensates . . . . .	102
5.10	Messung der Lebensdauer in einer flachen Falle im Turm . . . . .	103
5.11	radiale Ausbreitung der Wolke während der langen Entwicklung . . . . .	104
5.12	axiale Ausbreitung der Wolke während der langen Entwicklung . . . . .	105
5.13	Drehen des Aspektverhältnisses in den ersten 100 <i>ms</i> . . . . .	106
5.14	Beobachtete Streifen in der atomaren Wolke . . . . .	107
5.15	Beobachtete Beugungserscheinungen . . . . .	108
5.16	Beobachtete Streifen in Abhängigkeit der Detektionsfrequenz . . . . .	109
5.17	schnelle adiabatische Rampe . . . . .	110
5.18	Bragg-Beugung . . . . .	111
6.1	Nachfolgeprojekt Quantus 2 . . . . .	116
A.1	Daten Rubidium 87 . . . . .	119
A.2	Daten D2-Linie Rubidium . . . . .	120
B.1	Zentrales Mittelkreuz der Vakuumkammer . . . . .	121
B.2	Verbindungsstück Vakuumkammer . . . . .	122

---

B.3	Pumpenanschluss Vakuumkammer . . . . .	122
B.4	Transmissionskurve der optischen Fenster . . . . .	123
C.1	technische Zeichnung BIAS-Spulen 1 . . . . .	125
C.2	technische Zeichnung BIAS-Spulen 2 . . . . .	126
C.3	technische Zeichnung Korrekturspulen 1 . . . . .	126
C.4	technische Zeichnung Korrekturspulen 2 . . . . .	127
D.1	Magnetfeld der von Helmholtz abweichenden Spulen (MOT) . . . . .	129
D.2	Magnetfeld der von Helmholtz abweichenden Spulen (K1) . . . . .	130
E.1	Übersichtsplan Stromtreiber . . . . .	131



# DANKSAGUNG

---

An dieser Stelle möchte ich meinen Dank an all jene aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mich stets unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer möchte ich für die Möglichkeit der Promotion auf diesem interessanten Gebiet der Physik danken. Einen seiner zahlreichen Vorträge hat ihn im November 2003 an die Universität Gießen geführt, an der ich damals meine Diplomarbeit anfertigte. Letztendlich war es Dein Vortrag, der mein Interesse an diesem Gebiet weckte und mich auf die Arbeitsgruppe in Hannover aufmerksam machte. Durch Deine fortwährende Unterstützung, dem Engagement für die Wissenschaft und nicht zuletzt der ausgezeichneten Koordination eines sehr gut ausgestatteten Instituts entsteht eine Arbeitsgruppe, in der es Spaß macht zu arbeiten.

Mein weiterer spezieller Dank gilt PD Dr. Ernst-Maria Rasel. Du hast immer ein offenes Ohr für alle Probleme, opferst sehr viel Zeit für jeden Deiner Doktoranden und Diplomanden und evolutionierst förmlich die Gruppe durch immer neue Ideen. Auch privat findest Du trotz Deines sehr beengten Zeitplans immer noch Luft, etwas mit Deiner Gruppe zu unternehmen. Dank auch dafür, dass Du zusammen mit Prof. Dr. Hansjörg Dittus dieses Projekt ins Leben gerufen hast und dadurch diese Arbeit ermöglicht hast.

Prof. Dr. Luis Santos möchte ich für die Übernahme des Koreferats danken. Mit seinem Initiation Club wusste er es gut, die Theorie mit dem Experimentellen zu verbinden. Prof. Dr. Manfred Kock sei für die Übernahme des Vorsitzes der Disputation gedankt.

Prof. Dr. Hansjörg Dittus sei für die Unterstützung am Fallturm gedankt. Er hat die zahlreichen Abwürfe am Fallturm ermöglicht und dort für eine angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt. Ebenso sei Prof. Dr. Kai Bongs, Prof. Dr. Klaus Sengstock, Prof. Dr. Achim Peters, PD Dr. Reinhold Walser und Prof. Dr. Jakob Reichel für die zahlreichen Impulse auf den vielen Treffen gedankt. Sehr interessante Gespräche durfte ich auch mit Prof. Dr. Wolfgang Schleich erfahren. Er weiß sehr gut, jemanden für seine Physik zu begeistern.

Den anderen Doktoranden und Diplomanden der Kooperation sei für die gute Zusammenarbeit an diesem Projekt gedankt. Stellvertretend hervorheben möchte ich hier

Wojciech Lewoczko-Adamczyk, Anika Vogel, Thorben Könemann, mit denen ich in Bremen tolle Ergebnisse erreichen konnte. Ein besonderer Dank sei auch an Endre Kajari gerichtet, der mir bei vielen theoretischen und programmatischen Fragestellungen zur Seite stand.

Mein nächster Dank geht an die Kollegen des Institut für Quantenoptik in Hannover. Dr. Sascha Drenkelforth, Dr. Carsten Klempt, Thorsten Henninger und Oliver Topic sei für viele Diskussionen, die bis zur erfolgreichen Produktion eines BECs auftraten und darüber hinaus der guten Freundschaft, die gewachsen ist, sehr herzlich gedankt. Dr. Christian Jentsch, Dr. Tobias Müller, Michael Gilowski, Thijs Wendrich und Maic Zaiser möchte ich für eine angenehme Arbeitsatmosphäre und der Unterstützung im Labor in Hannover danken. Den neuen Kollegen am Projekt, Dr. Yeshpal Singh, Dr. Naceur Gaaloul, Waldemar Herr und Stephan Seidel möchte ich für ihr Engagement bei der Weiterführung des Projekts bedanken. Allen anderen Kollegen, die hier nicht namentlich erwähnt wurden, danke ich selbstverständlich auch für die gute Atmosphäre im Institut wie auch privat.

Gunhild Faber, Katrin Pfennig, Elke Hünitzsch, Dr. Rudi Gaul und Dr. Rüdiger Scholz möchte ich für ihren unermüdlichen Einsatz für die Erleichterung des alltäglichen Lebens im Institut danken. Herrn Leo Heidekrüger und Herrn Fritz Witzlau sei stellvertretend für alle Werkstattmitarbeiter gedankt, die mit ihrer sehr guten Arbeit zum Aufbau des Experiments beigetragen haben. Auch den technischen Mitarbeitern am Fallturm in Bremen, insbesondere Thorsten Lutz, Dieter Bischoff, Wiebke Brinkmann und Peter Prengel sei für Ihren Einsatz gedankt.

Zum Abschluss möchte ich meiner leider zu früh verstorbenen Mutter, meinem Vater, Lilo, meinen Geschwistern Katja und Christof dafür danken, dass sie mich immer unterstützt haben. Dir MiRi danke ich für Deine Geduld, die Du während des Anfertigens dieser Arbeit für mich aufgebracht hast.

DANKE

## PUBLIKATIONEN

---

- K. Bongs, W. Brinkmann, H.J. Dittus, W. Ertmer, E. Göklü, G. Johannsen, E. Kajari, T. Könemann, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, G. Nandi, A. Peters, E.M. Rasel, W.P. Schleich, M. Schiemangk, K. Sengstock, A. Vogel, R. Walser, S. Wildfang and T. v. Zoest  
*Realization of a magneto-optical trap in microgravity*, Jour. Mod. Opt. **54**, 2513 (2007)
- T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. v. Zoest, E. M. Rasel, W. Ertmer, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, A. Peters, A. Vogel, G. Johannsen, S. Wildfang, K. Bongs, K. Sengstock, E. Kajari, G. Nandi, R. Walser and W.P. Schleich;  
*A freely falling magneto-optical trap drop tower experiment*, Appl. Phys. B **89**, 431 (2007)
- T. v. Zoest, T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, E.M. Rasel, T. Könemann, C. Lämmerzahl, H.J. Dittus, A. Vogel, K. Bongs, K. Sengstock, W. Lewoczko, A. Peters, T. Steinmetz, J. Reichel, G. Nandi, W. Schleich, R. Walser, and W. Ertmer;  
*Developments towards atomic quantum sensors*, Proceedings of SPIE, volume 6483, Complex light and optical forces, Editors: D.L. Andrews, E.J. Galvez, G. Nienhuis, (2007)
- A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. v. Zoest, W. Ertmer, E. 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 (2006)
- C. Klempt, T. v. 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*, PRA **73**, 013410 (2006)

- T. v. Zoest, H. Knopp, J. Jacobi, S. Schippers, R. A. Phaneuf and A. Müller;  
*Electron-impact ionization of  $Ti^{3+}$  ions*, J. Phys. B, **37**, 4387-4395 (2004)
- S. Schippers, A. Müller, R. A. Phaneuf, T. v. Zoest, I. Alvarez, C. Cisneros, E. D. Emmons, M. F. Gharaibeh, G. Hinojosa, A. S. Schlachter and S. W. J. Scully  
*Threshold truncation of a 'giant' dipole resonance in photoionization of  $Ti^{3+}$* , Phys. Rev. A **37**, L209 (2004)
- T. v. Zoest;  
*Elektronenstoßionisation von  $Ti^{3+}$ -Ionen*, Diplomarbeit, Justus-Liebig Universität Gießen (2004)

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Tim van Zoest  
Geburtstag 25.09.1976 in Friedberg/Hessen  
Familienstand Ledig

## Promotions-Studium

seit 01. April 2004 *Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik*  
in der Arbeitsgruppe von  
Prof. Dr. Wolfgang Ertmer  
Thema: „Realisierung erster quantenentarteter  
Gase unter Schwerelosigkeit“

## Studium

7. November 2003 *Diplom in Physik*  
an der Justus Liebig Universität Gießen

02/2003 - 04/2004 *Diplomarbeit*  
Thema: „Elektronenstoßionisation von  $Ti^{3+}$  Ionen“

02/2003 - 04/2004 *Auslandsaufenthalt*  
an der Queens University Belfast

9. Juli 2000 *Vordiplom in Physik*  
an der Justus Liebig Universität Gießen

10/1997 - 04/2004 *Studium der Physik*  
an der Justus Liebig Universität Gießen

## Zivildienst

07/1996 - 07/1997 Behindertenhilfe Wetterau e.V.

## Schulabschluss

11. Juni 1997 Abitur an der Augustinerschule Friedberg/Hessen