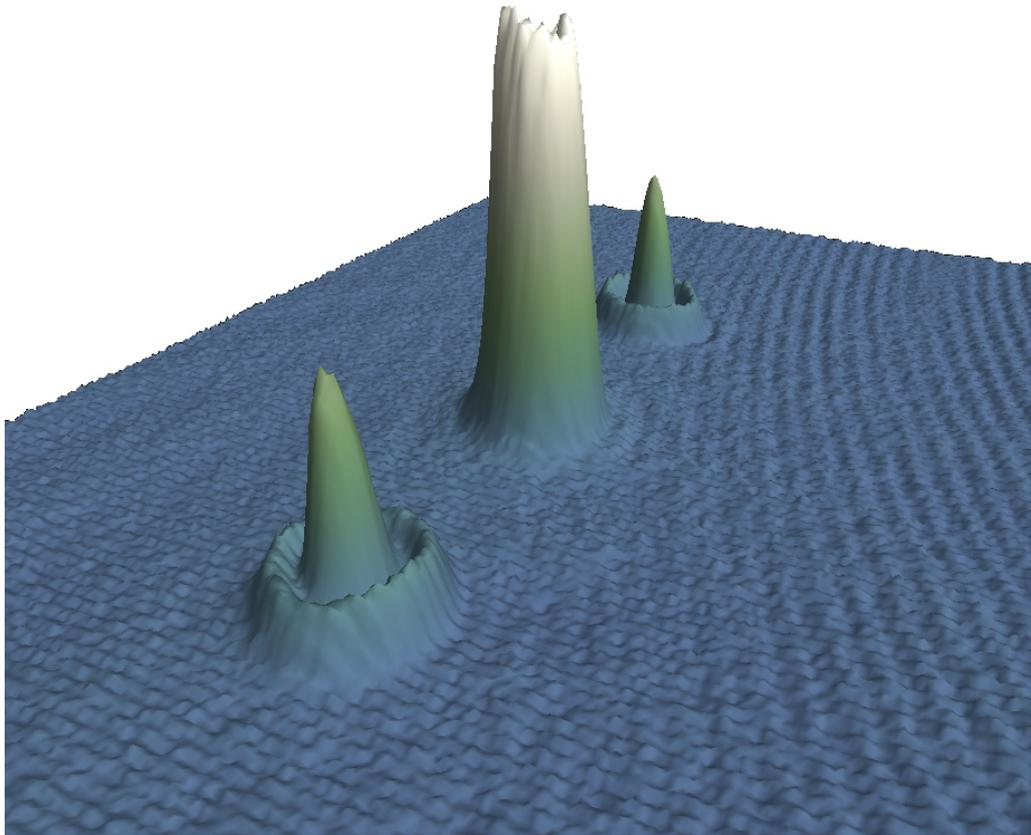


# NICHTKLASSISCHE ZUSTÄNDE IN ULTRAKALTEN QUANTENGASEN

---



Der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur **Habilitation**

vorgelegte wissenschaftliche Arbeit von

Dr. Carsten Klempt

April 2012



# ZUSAMMENFASSUNG

---

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl an Methoden zur Präparation, Manipulation und Detektion ultrakalter Atome entwickelt. Auf dieser Basis lassen sich ultrakalte Atome heute für die Präzisionsmetrologie einsetzen. Moderne Atominterferometer haben in vielen Anwendungen den Sprung von der prototypischen Demonstration hin zum wettbewerbsfähigen Sensor geschafft. Die vorliegende Habilitationsschrift umfasst wissenschaftliche Arbeiten [A1–A10], die sich mit fundamentalen Fragestellungen im Rahmen der Atominterferometrie auseinandersetzen.

Im Gegensatz zur Lichtinterferometrie, die im Allgemeinen nicht durch die verfügbare Laserleistung begrenzt ist, liefern heutige atomare Quellen nur begrenzte Teilchenzahlen. Damit geht für herkömmliche Interferometer eine fundamentale Begrenzung der erreichbaren Sensitivität einher: die Schrotrauschgrenze. Diese Grenze kann nur überwunden werden, indem atomare Ensembles mit nutzbarer Verschränkung verwendet werden. Kapitel 2 stellt ein neues Verfahren zur experimentellen Erzeugung von Verschränkung vor. Dabei werden bosonische  $^{87}\text{Rb}$ -Atome unter die kritische Temperatur zur Bildung eines Bose-Einstein-Kondensats gekühlt. Sie werden in einem instabilen Spinzustand präpariert, so dass spontan eine Bevölkerung unbesetzter Spinzustände einsetzt. In den vorliegenden wissenschaftlichen Untersuchungen konnte diese Spindynamik präzise beobachtet und theoretisch erklärt werden. Das Hauptergebnis dieser Arbeit ist der experimentelle Beweis, dass sich die Spindynamik zur Erzeugung von verschränkten atomaren Ensembles eignet und dass diese Verschränkung für die Interferometrie jenseits der Schrotrauschgrenze nutzbar ist.

Kapitel 3 präsentiert einige Arbeiten, die sich mit anderen fundamentalen und technischen Begrenzungen der Atominterferometrie auseinandersetzen. Hierbei konnten extrem lange Kohärenzzeiten in gefangenen atomaren Ensembles erzeugt werden, die von großer Bedeutung für die Entwicklung kompakter Mikrowellen-Frequenzstandards sind. Außerdem werden Arbeiten zur Präparation ultrakalter Atome mit hoher Repetitionsrate vorgestellt; eine verkürzte Präparationszeit ist ein wesentlicher Baustein für die Verwendung quantenentarteter Atome für die Interferometrie. Abschließend werden aktuelle Arbeiten zu kompakten Lasersystemen und vollautomatischer Optimierung vorgestellt.



# ABSTRACT

---

In the last decades, a large variety of methods for the preparation, manipulation and detection of ultracold atoms has been developed. Today, these methods enable a new generation of experiments with ultracold atoms for precision metrology. In many applications, modern atom interferometers accomplished the transition from a prototype demonstration to a competitive sensor. This habilitation thesis comprises scientific results [A1–A10] on fundamental questions in the field of atom interferometry.

Contrary to optical interferometry, which is in general not limited by the available laser power, today's atomic sources deliver only a limited number of atoms. This imposes a fundamental restriction on the achievable sensitivity of conventional interferometers: the shot noise limit. The shot noise limit can only be overcome by employing atomic ensembles with useful entanglement. Chapter 2 presents a new method for the experimental generation of entanglement. Bosonic  $^{87}\text{Rb}$  atoms are cooled below the critical temperature and a Bose-Einstein condensate is created. They are prepared in an unstable spin state, such that empty spin states are spontaneously populated. In the presented scientific investigations, this spin dynamics has been characterized precisely and a full theoretical understanding was achieved. The main result of this work is the experimental proof that spin dynamics allows for the generation of entangled atomic ensembles and that this entanglement can be employed for interferometry beyond the shot noise limit.

Chapter 3 presents publications concerning the fundamental and technical limitations of atom interferometry. Here, extremely long coherence times in atomic ensembles have been generated which are of great importance for the development of compact microwave frequency standards. Additionally, work on the preparation of ultracold atoms with high repetition rates is presented; a shorter preparation time is an essential requirement for the application of quantum degenerate atoms in atom interferometry. Finally, recent work on compact laser systems and fully automated optimization is presented.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Spindynamik in Bose-Einstein-Kondensaten</b>	<b>7</b>
2.1	Einleitung . . . . .	7
2.2	Magnetfeld-abhängige Resonanzen der Spindynamik . . . . .	9
2.3	Parametrische Verstärkung von Vakuumfluktuationen . . . . .	12
2.4	Dipolare Wechselwirkung in Spinor-Kondensaten . . . . .	13
2.5	Spontane Brechung der räumlichen und der Spin-Symmetrie . . . . .	14
2.6	Räumliche Moden und automatische Klassifikation . . . . .	15
2.7	Nutzbare Verschränkung für die Interferometrie . . . . .	16
2.8	Entropie-Kühlung mit Spindynamik in Fermigasen . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Neue Konzepte für die Atominterferometrie</b>	<b>19</b>
3.1	Einleitung . . . . .	19
3.2	Lange Kohärenzzeit für Atomuhren . . . . .	21
3.3	Hohe Repetitionsraten bei der Erzeugung ultrakalter Gase . . . . .	23
3.4	Atomlaser mit Schwerkraft-Kompensation . . . . .	23
3.5	Erzeugung von optischen Seitenbändern im Mikrowellenbereich . . . . .	24
3.6	Globale Optimierung einer atomoptischen Apparatur . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Ausblick</b>	<b>27</b>
<b>5</b>	<b>Ausgewählte Originalarbeiten</b>	<b>31</b>
<b>6</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>33</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>43</b>



---

# EINLEITUNG

Interferometer auf Basis von Atomen werden schon seit 1955 zur Messung der Zeit mit höchster Präzision verwendet [11]. Seit 1967/1968 ist die Sekunde über den Hyperfein-Übergang des  $^{133}\text{Cs}$  definiert [12]. Die Sekunde wird heute mit ultrakalten Atomen in Fontänenuhren realisiert [13], sowohl mit  $^{133}\text{Cs}$  als auch mit  $^{87}\text{Rb}$  als sekundärem Zeitstandard [14]. Diese Aufgabe werden in Zukunft voraussichtlich optische Uhren übernehmen, die einen optischen atomaren Übergang in neutralen Atomen [15] oder in gefangenen Ionen [16] verwenden. Optische Uhren erreichen eine Präzision, die fundamentale Tests ermöglicht, wie die Suche nach einer Variation der Naturkonstanten [17] und die Vermessung der Gravitations-Rotverschiebung [18, 19]. Die Zukunft der Mikrowellenuhren liegt in kleinen kompakten Messgeräten zur Verwendung auf der Erde oder im Weltraum. Schon heute ermöglichen solche Uhren eine genaue Positionierung durch das *Global Positioning System* (GPS).

Die rasante Entwicklung neuer Werkzeuge zur Erzeugung, Kühlung und Manipulation ultrakalter Gase hat dem Gebiet der Präzisionsmessung mit atomaren Interferometern neben der Zeitmessung ganz neue Anwendungsfelder eröffnet. So kann durch Atom-Licht-Wechselwirkung zusätzlich zum Spin der Atome auch der Impulszustand verändert werden. Dadurch lassen sich Interferometer auch im Orts- und im Impulsraum aufspannen, so dass sie sensitiv auf Inertialkräfte werden. Inzwischen wurden Atominterferometer als Gyroskope [20–22], Gravimeter [23] und Gravigradiometer zur Messung der Gravitationskonstante eingesetzt [24, 25]. Die aktuelle Sensitivität erlaubt inzwischen Messungen der Erdanziehung mit weniger als  $10^{-8}$  relativer Genauigkeit und von Rotationen mit weniger als  $10^{-7}$  rad/s $\sqrt{\text{Hz}}$ .

So eröffnen moderne Atominterferometer eine Vielzahl physikalischer und interdisziplinärer Anwendungen. Sie ermöglichen die Untersuchung der Gravitation mit makroskopischen Quantenobjekten [26, 27]. Ein prominentes Beispiel ist der Test des Einstein'schen Äquivalenzprinzips durch einen Vergleich der Erdanzie-

hung auf zwei verschiedene atomare Spezies. Zu diesem Thema sind aktuell mehrere große Experimente geplant [28] - in den USA, in Frankreich, China und auch in Hannover. Die ultimative Genauigkeit wird für extrem lange Interrogationszeiten erwartet, wie sie nur mit Weltraummissionen erreichbar sind. Mit immer weiter verbesserter Sensitivität kann auch der Nachweis von Gravitationswellen mit Atominterferometern verfolgt werden [29–33]. Hierzu sind Projekte am Boden und im Weltraum derzeit in Planung. Auch in anderen Disziplinen kann die Präzision von Atominterferometer genutzt werden. In der Geodäsie ermöglichen sie eine präzise Vermessung der zeitlichen Veränderung des Gravitationsfelds der Erde. In der Geophysik lässt sich der Massentransport in der Erde untersuchen. Weitere interessante Anwendungen liegen in der Hydrologie und der Klimaforschung. Zusätzlich gibt es natürlich unzählige technische Anwendungsmöglichkeiten für neue Präzisionssensoren, wie zum Beispiel in der Navigation.

Zur Verbesserung der aktuellen Atominterferometer werden zwei Hauptrichtungen verfolgt: Atominterferometer mit verbesserter Sensitivität und kompaktere, mobile Sensoren mit geringem Energieverbrauch.

Um die Sensitivität zu verbessern, müssen die Interrogationszeiten verlängert werden. Dies erfordert bei frei fallenden atomaren Ensembles auf der Erde auch immer eine Vergrößerung des Aufbaus. Bei den ambitioniertesten Projekten werden zu diesem Zweck einerseits große Fontänen oder Falltürme eingesetzt, andererseits können die Beschränkungen durch Parabelflüge und Satellitenmissionen umgangen werden [32,34,35]. Bei Inertialsensoren ist es zusätzlich möglich, den Impulsübertrag auf das Ensemble zu vergrößern [36,37]. In jedem Fall erfordern die langen Interrogationszeiten Ensembles mit einer geringen Expansion, also geringen Temperaturen. Dies kann durch nicht-adiabatische Expansion zusätzlich unterstützt werden [38]. Hier kommt der Entwicklung neuer atomarer Quellen eine besondere Bedeutung zu. Quellen Laser-gekühlter Atome liefern Teilchenzahlen von über  $10^8$  Atomen bei relativ hohen Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich. Wünschenswert wären dagegen kältere Ensembles im Nanokelvin-Bereich, oder sogar quantenentartete Ensembles wie Bose-Einstein-Kondensate (BECs), die noch geringere Impulsbreiten ermöglichen [39]. Dazu ist allerdings eine evaporative Kühlung notwendig, die zu geringeren Teilchenzahlen von  $10^4$  bis  $10^6$  Atomen und deutlich längeren Wiederholzyklen von einigen Sekunden führt. Bei unkorrelierten Ensembles mit geringen Teilchenzahlen beschränkt das Schrotrauschlimit die erreichbare Sensitivität. Dieses Limit ist bei modernen Fontänenuhren mit Laser-gekühlten Ensembles bereits relevant [40].

Um kompaktere Sensoren entwickeln zu können, müssen konzeptionelle und technische Probleme gelöst werden. Grundsätzlich verhindert ein kompakter Aufbau eine lange Interrogationszeit während des freien Falls. Daher müssen Möglichkeiten gefunden werden, mit gefangenen Ensembles arbeiten zu können, ohne durch Dichte- und Fallen-abhängige Effekte limitiert zu sein. Außerdem müssen die einzelnen Module, die für Atominterferometer verwendet werden, vereinfacht

und verkleinert werden. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist der Energieverbrauch der einzelnen Module.

Im Rahmen dieser Arbeit werden einige Konzepte vorgestellt, die zu einer Weiterentwicklung der Atominterferometrie im dargestellten Spannungsfeld beitragen. Kapitel 2 beschäftigt sich mit einer Quelle atomarer Ensembles, die Interferometrie jenseits des Schrotrauschlimits ermöglicht. Das Schrotrauschlimit kann nur durch die Erzeugung von Verschränkung überwunden werden. Die bisher demonstrierten Verfahren zur Erzeugung von Verschränkung gliedern sich in zwei Typen: *Quantum Non-Demolition* (QND) Messungen mit Atom-Licht-Wechselwirkung sowie Verschränkung durch Stoßwechselwirkung. Nach umfangreichen Arbeiten zur Erzeugung verschränkter atomarer Ensembles bei Raumtemperatur [41] mit QND-Messungen wurden in den letzten Jahren Laser-gekühlte Ensembles mit nutzbarer Verschränkung hergestellt [42–44]. Verschränkte quantenentartete Ensembles wurden durch Nutzung der Stoßwechselwirkung erzeugt. Dazu wird die dichteabhängige Wechselwirkungsenergie manipuliert, um Ensembles mit gequetschtem Pseudospin herzustellen. Die Manipulation der Wechselwirkung wurde entweder durch Variation des Magnetfelds in der Nähe Magnetfeld-abhängiger Streuresonanzen (Feshbach-Resonanzen) vorgenommen [45, 46] oder durch gezielte räumliche Trennung und Überlagerung der beiden Pseudospin-Komponenten [47]. Diese Methode ist analog zur Erzeugung von verschränkten Laserquellen in nichtlinearen Kristallen durch Nutzung des optischen Kerr-Effekts [48].

Neben dem Kerr-Effekt kann in der Laseroptik auch die *Optical Parametric Down-Conversion* (OPDC) in nichtlinearen Kristallen genutzt werden. Hier werden die Photonen eines kohärenten Pumpstrahls hoher Intensität in einem nichtlinearen Kristall in je zwei Photonen mit der halben Frequenz konvertiert. Die entstandenen Photonen sind mit einander verschränkt. Der Prozess wirkt wie ein parametrischer Verstärker und erzeugt so makroskopische Laserstrahlen (*Signal* und *Idler*) mit nutzbarer Verschränkung. Dabei ist wichtig, dass der Verstärkungsprozess nicht durch bereits vorhandenes Licht gestartet wird, sondern dass reine Fluktuationen des Vakuums zu sogenanntem gequetschtem Vakuum verstärkt werden - eine charakteristische Eigenschaft des parametrischen Verstärkers. Die OPDC hat sich zu einem Standard-Verfahren zur Erzeugung verschränkter Laserstrahlen [49] entwickelt. Mit Hilfe der OPDC konnte erst kürzlich das erste Mal eine Messung eines Lichtinterferometers verbessert werden [50]. Dazu wurde gequetschtes Vakuum im Vakuum-Eingang des Gravitationswellendetektors GEO600 verwendet und so im Laserinterferometer eine Sensitivität jenseits des Schrotrauschlimits nachgewiesen.

Kapitel 2 stellt eine neue Methode zur Erzeugung von Verschränkung in atomaren Ensembles vor, die der OPDC in der Laseroptik entspricht. Grundlage ist ein BEC, also eine kohärente Materiewelle aus  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen. Dieses wird im Spin-Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle \equiv |0\rangle$  präpariert. Stoßen zwei Atome in diesem Zustand, so können sie unter Erhaltung des Gesamtspins ein Paar in den Zuständen  $|F = 2, m_F = +1\rangle \equiv | +1\rangle$  und  $|F = 2, m_F = -1\rangle \equiv | -1\rangle$  erzeugen. In

direkter Analogie zur OPDC entspricht das BEC im Zustand  $|0\rangle$  dem kohärenten Pumpstrahl, die nichtlineare Stoßwechselwirkung dem nichtlinearen Kristall und die erzeugten Atome den verschränkten Photonen. Auch diese Spindynamik in BECs stellt einen parametrischen Verstärkungsprozess dar, der verschränkte Materiewellen in den Zuständen  $|\pm 1\rangle$  erzeugt. In Kapitel 2 werden die zunächst grundsätzlichen Eigenschaften und die relevanten Energieskalen erläutert. Es werden die Magnetfeld-abhängigen Spindynamik-Resonanzen vorgestellt, mit deren Hilfe die räumliche Mode der verschränkten Materiewellen experimentell kontrolliert werden kann. Danach wird die parametrische Verstärkung untersucht und bewiesen, dass die Kontrolle der Spindynamik-Resonanzen die gezielte Verstärkung von Vakuumfluktuationen erlaubt. Die Spindynamik ist sehr sensitiv auf schwache Einflüsse mit einer niedrigen Energieskala. Daraus folgt, dass die dipolare Wechselwirkung unter den  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen, die typischerweise nicht nachweisbar ist, in der Spindynamik eine Rolle spielt. Die Verstärkung von Vakuumfluktuationen geht mit einer spontanen Symmetriebrechung einher. In den räumlichen Moden kann sowohl eine Brechung der longitudinalen Spinsymmetrie als auch der räumlichen Symmetrie beobachtet werden. Eine Analyse der Symmetrieachsenverteilung zeigt, dass die Symmetriebrechung eng mit den gequetschten und anti-gequetschten Observablen des gequetschten Vakuums zusammenhängt. Die vorgenannten Untersuchungen genügen für eine vollständige Kontrolle der Spindynamik zur Erzeugung verschränkter Materiewellen.

Die Verschränkung wird über eine Vermessung der interferometrischen Sensitivität bewiesen. Das wissenschaftliche Hauptergebnis des Kapitels ist, dass die bestimmte Sensitivität jenseits des Standard-Quantenlimits liegt. Diese Messung beweist, dass in dem Ensemble Verschränkung erzeugt werden konnte, die für die Atominterferometrie nutzbar ist. In diesem Zusammenhang sei auch noch auf parallele Arbeiten aus den Gruppen von M. Oberthaler und M. Chapman verwiesen, die ebenfalls Spindynamik zur Erzeugung von Verschränkung verwendet haben. In der ersten Arbeit wird *continuous variable entanglement* bewiesen [51]. In der Arbeitsgruppe von M. Chapman wurde ebenfalls verringerte Teilchenzahlfuktuationen gemessen [52] sowie *Spin-Nematic Squeezing* [53].

Zum Ende des Kapitels wird noch auf zwei weiterführende Untersuchungen eingegangen. Die Erste ist eine interdisziplinäre Arbeit, in der gezeigt wird, dass die räumlichen Moden der Spindynamik mit einem modernen Mustererkennungsalgorithmus nach ihren Quantenzahlen klassifiziert werden können. Dieser Algorithmus heißt *Scale-invariant Feature Transform* und zeichnet sich dadurch aus, dass er die Muster unabhängig von ihrer Größe erkennen kann. Zuletzt wird ein theoretischer Vorschlag erläutert, wie die Spindynamik in fermionischen statt bosonischen Ensembles dazu genutzt werden kann, durch die Umverteilung von Entropie zu extrem kalten Temperaturen zu gelangen. Ein solches Kühlverfahren könnte sich als hilfreich erweisen, neuartige Vielteilchenzustände wie Spin-1/2-Fermionen in Néel-Ordnung mit ultrakalten Atomen zu modellieren, die erst bei extrem kalten

Temperaturen erwartet werden.

Kapitel 3 ist verschiedenen Methoden gewidmet, mit denen Atominterferometer performanter und kompakter aufgebaut werden können. Wie bereits erläutert, wäre ein Frequenzstandard deutlich kompakter aufzubauen, wenn der Uhrenübergang nicht wie in Fontänenuhren in freiem Fall, sondern an gefangenen Ensembles abgefragt werden könnte. Eine interferometrische Messung an einem solchen gefangenen Ensemble wird durch die schnelle Dephasierung erschwert, die durch räumlich inhomogene Frequenzverschiebungen hervorgerufen wird. Dabei spielen sowohl inhomogene Dichteverstärkungen als auch Verstärkungen durch das Fallenpotential eine Rolle. In Kapitel 3 wird vorgestellt, wie über den Effekt des *Spin Self-Rephasing* dennoch extrem lange Kohärenzzeiten von über 20 s in einem optisch gefangenen Ensemble von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen erreicht werden können. Mit der Nutzung dieses Effekts ist der Aufbau von kompakten Frequenzstandards denkbar mit einer relativen Genauigkeit von  $2,4 \times 10^{-11}/\sqrt{\tau}$  bei einer Gesamtmesszeit  $\tau$  in Sekunden.

Anschließend wird eine neuartige Atomquelle für die Interferometrie behandelt. Der vorgestellte Aufbau hat zum Ziel, große Ensembles ultrakalter Atome mit hoher Wiederholrate zur Verfügung zu stellen. Die bisherigen Atomquellen teilen sich in makroskopische Systeme, die die erforderlichen Magnetfelder mit großen Spulen erzeugen, und mikroskopische Systeme, bei denen die Magnetfelder durch Atomchips mit mikrostrukturierten Leiterbahnen erzeugt werden. Die vorgestellte Quelle auf Basis eines mesoskopischen Atomchips mit Leiterstrukturen im Millimeter-Bereich vereint die Vorteile: die großen Teilchenzahlen der makroskopischen Systeme sowie der kompakte Aufbau und die lokalen Magnetfelder der Atomchips. Der mesoskopische Atomchip wird zum Betrieb einer magneto-optischen Falle (MOT) genutzt, die mit einer Laderate von  $8,4 \times 10^{10}$  Atomen/s und einer maximalen Teilchenzahl von  $8,7 \times 10^9$  Atomen zu den leistungsfähigsten MOTs weltweit gehört. Es wird dargestellt, wie zukünftig mit dem eingesetzten Atomchip BECs mit einer Wiederholrate von 2 Hz für die Interferometrie zur Verfügung gestellt werden können. Nur Atomquellen mit hohen Wiederholraten werden in der Zukunft die Präzisionsinterferometrie mit quantenentarteten Ensembles ermöglichen.

Kapitel 3 schließt mit zwei technischen Weiterentwicklungen. Die erste dient der Miniaturisierung der Lasersysteme für die Interferometrie. Zur Laserkühlung werden meistens Laser mit mehreren Frequenzen benötigt. Für die Alkali-Atome benötigt man beispielsweise Kühllicht und Rückpumplicht, die um den Hyperfeinabstand zueinander verschoben sind, also typischerweise um einige Gigahertz. Zur Erzeugung dieser Frequenzen werden meist zwei unabhängige Diodenlasersysteme eingesetzt, die dann häufig über so genannte Trapezverstärker verstärkt werden. Hier wird vorgestellt, wie über eine direkte Modulation des Diodenstroms eines Trapezverstärkers optische Seitenbänder im Gigahertz-Bereich aufgeprägt werden können. Es wird der Betrieb einer MOT mit einem einzelnen Diodenlasersystem demonstriert, wobei das Rückpumplicht für das verwendete  $^{87}\text{Rb}$  durch Seitenbän-

der bei 6.6 GHz erzeugt wird. Ein solches System eignet sich hervorragend für die Entwicklung extrem kompakter Lasersysteme für die Interferometrie. Die zweite technische Neuerung ist die vollautomatische, globale Optimierung vieler experimenteller Parameter eines atomoptischen Aufbaus. Moderne Aufbauten besitzen alle eine Vielzahl relevanter Parameter, die zur Erreichung der gesetzten Ziele optimiert werden müssen. Ein großer Teil der Parameter wird dabei auf ein relativ einfach zu messendes Optimierungsziel getrimmt, wie Teilchenzahl oder -fluss, Temperatur, Phasenraumdichte, o.ä.. Dies stellt dann eine große experimentelle Hürde dar, wenn die Parameter nicht unabhängig voneinander optimiert werden können und wenn es im Parameterraum mehrere lokale Optima gibt. In Kapitel 3 wird an Hand der Optimierung von bis zu 21 korrelierten experimentellen Parametern vorgeführt, dass ein moderner Optimierungsalgorithmus namens *Differential Evolution* zügig ein globales Optimum findet und hervorragend mit der Anzahl der Parameter skaliert. Die automatische Optimierung ist nicht nur deutlich schneller als herkömmliche Methoden, sie liefert auch zuverlässiger das globale Optimum. Gerade der Betrieb auf dem Optimum ist für Atominterferometer von besonderer Bedeutung, da dort die Sensitivität für technisches Rauschen minimal ist.

In Kapitel 4 wird ein Ausblick auf weitere Untersuchungen im wissenschaftlichen Umfeld gegeben. Hierbei wird insbesondere auf neue Konzepte für die Interferometrie mit verschränkten atomaren Ensembles eingegangen. Hier ermöglicht die Spindynamik als Prozess zur Erzeugung von Verschränkung den Test völlig neuer Interferometrie-Konzepte, die mit bisherigen Methoden nicht realisiert werden konnten.

Die besprochenen experimentellen Ergebnisse wurden an drei Apparaturen am Institut für Quantenoptik am Lehrstuhl von Prof. Wolfgang Ertmer in den Jahren 2009-2012 erzielt. Die Arbeiten wurden durchgeführt im Rahmen einer *Junior Research Group* des Exzellenzclusters *Centre for Quantum Engineering and Space-Time Research* (QUEST) unter meiner Leitung. Die Resultate zur Spindynamik aus Kapitel 2 wurden an der ersten Apparatur erzielt. An der zweiten Apparatur wurden die langen Kohärenzzeiten und der Atomlaser produziert (Abschnitte 3.2 und 3.4). Die übrigen Untersuchungen aus Kapitel 3 wurden an der dritten Apparatur mit einem mesoskopischen Atomchip durchgeführt.

---

# SPINDYNAMIK IN BOSE-EINSTEIN-KONDENSATEN

## 2.1 Einleitung

Die meisten BECs ultrakalter verdünnter Gase, die bisher experimentell hergestellt wurden, besitzen einen internen Freiheitsgrad auf Grund des Spins der Atome. In magnetischen Fallen ist dieser Freiheitsgrad eingefroren oder zumindest auf wenige, fangbare Zustände begrenzt. In optischen Fallen kann sich der Spin der Atome durch die Wechselwirkung frei ändern. Das BEC besteht nun aus vielen, miteinander wechselwirkenden Komponenten, wodurch ein reichhaltiges physikalische System entsteht. Dieses zeichnet sich durch drei maßgebliche Energieskalen aus, die alle experimentell beeinflusst werden können: Fallenpotential, Stoßwechselwirkung und Zeeman-Energie. Seit der ersten Erzeugung eines BEC mit Spinfreiheitsgrad [54] ist die Untersuchung solcher Spinor-BECs zu einem wichtigen Teilgebiet der ultrakalten Gase geworden. Die Grundlagen der theoretischen Beschreibung sind in einem umfassenden Review zusammengefasst [55].

Experimentelle Untersuchungen an Spinor-BECs wurden hauptsächlich an den beiden bosonischen Elementen  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{23}\text{Na}$  durch geführt. Damit waren Kondensate mit einem Gesamtspin  $F = 1$  und  $F = 2$  zugänglich. Mit  $^{52}\text{Cr}$  eröffnete sich eine Möglichkeit zur Erzeugung von BECs mit Gesamtspin  $F = 3$  [56], die auch weiterhin von aktuellem Interesse sind [57].

Die ersten experimentellen Messungen beschäftigten sich mit der Bestimmung des Grundzustands der Spinor-Kondensate [54, 58–63]. Spätere Experimente untersuchten das kohärente Verhalten der Spindynamik in der Dipolfalle [63–65] oder im optischen Gitter [66–69]. In Ref. [70] konnten Magnetfeld-abhängige Resonanzen der Spindynamik beobachtet werden. Auch thermische Effekte auf die Dynamik konnten nachgewiesen werden [71, 72]. Die Bildung von Spindomänen [54, 58, 73–75]

ist bereits eng mit den Untersuchungen verbunden, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Die sehr schwache dipolare Wechselwirkung kann in Spinor-Kondensaten eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 2.4). So wurde auch ihr Einfluss auf die Domänen untersucht [76, 77]. Im selben System wurde die Verstärkung von Fluktuationen beobachtet [78], aber Vakuumfluktuationen wie in Abschnitt 2.3 waren noch nicht eindeutig nachweisbar.

Im vorliegenden Kapitel werden auf diesen Arbeiten aufbauende Messungen vorgestellt, die nötig waren, um eine Kontrolle der Spindynamik für die Erzeugung von verschränkten Ensembles zu erreichen. Im gesamten Kapitel außer in Abschnitt 2.8 wird Spindynamik in einem BEC aus  $^{87}\text{Rb}$  untersucht. Hierbei wird ein BEC im Zustand  $|0\rangle$  präpariert. Spinändernde Stöße erzeugen nun eine Population der Zustände  $|\pm 1\rangle$ . Wie in Kapitel 1 bereits erläutert, entspricht dieser Prozess der *Optical parametric down-conversion* in der Optik.

Das Kapitel folgt in etwa der chronologischen Abfolge der durchgeführten Experimente. In dieser Reihenfolge wurden auch die aufeinander aufbauenden Grundlagen zur Erzeugung verschränkter Ensembles erarbeitet. In Abschnitt 2.2 werden die Magnetfeld-abhängigen Resonanzen beschrieben, die mit dem äußeren Fallpotential zusammenhängen. Die Resonanzen ermöglichen eine gezielte Kontrolle der räumlichen Moden der erzeugten Atome in  $|\pm 1\rangle$ . Die Kontrolle der räumlichen Moden wird in Abschnitt 2.3 genutzt, um die Verstärkung von reinen Vakuumfluktuationen nachzuweisen. Dazu wird nachgewiesen, dass technisches Rauschen nur die räumliche Grundmode beeinflusst, nicht aber höher angeregte Moden. Theoretisch eignen sich die Magnetfeld-abhängigen Resonanzen auch, um die dipolare Wechselwirkung in  $^{87}\text{Rb}$  nachzuweisen (siehe Abschnitt 2.4). Dazu eignet sich insbesondere die Spindynamik im Zustand  $|F = 1\rangle$ , da die typische Energie der spinändernden Stöße geringer ist und damit vergleichbar zur Energie der dipolaren Wechselwirkung wird.

Die Ausbildung von angeregten räumlichen Moden und die Erzeugung von Populationen in  $|\pm 1\rangle$  kann zu einer Brechung der räumlichen Symmetrie und einer Brechung der Spinsymmetrie führen. Diese Symmetriebrechung wird in Abschnitt 2.5 in einer zylindersymmetrischen Falle untersucht. Insbesondere wird bewiesen, dass es sich um eine spontane Symmetriebrechung handelt. Die Ausbildung bestimmter Symmetrieachsen wird mit der dynamischen Quetschung bestimmter Observablen in Zusammenhang gesetzt. Die räumlichen Moden in der zylindersymmetrischen Falle lassen sich gut mit zwei Quantenzahlen klassifizieren, die die radiale Anregung und den Drehimpuls quantifizieren. In Abschnitt 2.6 wird gezeigt, wie sich diese Moden automatisch klassifizieren lassen, indem ein modernes Mustererkennungsverfahren eingesetzt wird.

In Abschnitt 2.7 wird ein Interferometerkonzept erläutert, bei dem die erzeugten atomaren Wolken in  $|\pm 1\rangle$  direkt in den beiden Interferometer-Eingängen verwendet werden. Dieser Interferometertyp verlangt die Auswertung der Fluktuationen des Interferometer-Ausgangssignals statt des Ausgangssignals selbst. Durch

eine Mikrowellenkopplung der Zustände  $|\pm 1\rangle$  wird das Verhalten des experimentell erzeugten Zustands vermessen. Es wird nachgewiesen, dass der Zustand Verschränkung enthält und in dem dargestellten Interferometertyp eine Sensitivität jenseits der Schrotrauschgrenze erlaubt.

Der letzte Abschnitt 2.8 beschreibt eine theoretische Arbeit, wie mit Spindynamik bisher unerreichte kalte Temperaturen erzeugt werden können. Hierbei werden in einem fermionischen Ensemble zwei verschiedene Regionen erzeugt. In der ersten Region bevölkert die Spindynamik viele Spinkomponenten, in der Zweiten sind nur zwei Spinkomponenten erlaubt. Durch diese Änderung der Freiheitsgrade wird die Entropie von der zweiten in die erste Region umverteilt. Dies führt zu einer adiabatischen Kühlung der zweiten Region.

Ein Ausblick auf neue Fragestellungen und weiterführende Experimente wird in Kapitel 4 gegeben.

## 2.2 Magnetfeld-abhängige Resonanzen der Spindynamik

In diesem Abschnitt werden die Magnetfeld-abhängigen Resonanzen der Spindynamik vorgestellt [A10]. Zu ihrem Verständnis ist es notwendig, die verschiedenen Energieskalen des Systems zu betrachten. Hierbei spielen die Zeeman-Energie im Magnetfeld, die Stoßwechselwirkung und das äußere Fallenpotential eine Rolle.

Die Wirkung des Magnetfelds lässt sich für kleine Magnetfelder gut durch die lineare und die quadratische Zeeman-Energie beschreiben. Für Rubidium liegt die lineare Zeeman-Energie bei  $h \times m_F \times 700 \text{ kHz/G}$  und die quadratische Zeeman-Energie bei  $h \times m_F^2 \times 72 \text{ Hz/G}^2$ , wobei  $m_F$  die Ausrichtung des atomaren Gesamtspins  $F$  ist. Solange sich die Wechselwirkung auf isotrope s-Wellen-Stöße zwischen zwei Teilchen beschränkt, muss der Drehimpuls des Ensembles aber erhalten bleiben. Dies führt dazu, dass die lineare Zeeman-Energie genauso erhalten bleibt und somit bei der Betrachtung nicht berücksichtigt werden muss. Dies ist der Grund für die Komplexität der Spindynamik, da die lineare Zeeman-Energie sonst die bei weitem dominante Energieskala des Systems wäre. Die quadratische Zeeman-Energie hat in den beiden Hyperfeinzuständen  $F = 1$  und  $F = 2$  das umgekehrte Vorzeichen. Der Prozess  $2 \times |0\rangle \rightarrow |\pm 1\rangle$  setzt in  $F = 2$  Energie frei und nimmt in  $F = 1$  Energie auf. Deshalb sind die Grundzustände für hinreichend große Magnetfelder in  $F = 2$  ferromagnetisch und in  $F = 1$  polar.

Die Stoßwechselwirkung lässt sich für ultrakalte Alkali-Atome gut durch s-Wellen-Stöße mit einer bestimmten Streulänge beschreiben. p-Wellen-Stöße sind bei den betrachteten Temperaturen irrelevant. Eine Abweichung von der Streulängen-Beschreibung ergibt sich durch die dipolare Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.4), die aber relativ schwach ist und insbesondere in  $F = 2$  vernachlässigt werden kann. In  $F = 2$  gibt es Stöße, die den Hyperfeinzustand eines Atoms ändern.

Diese Stöße setzen so viel Energie frei, dass sie einen reinen Verlustkanal darstellen. Die Verlustrate ist für  $|0\rangle$  klein genug, dass sie bei unseren Experimenten durch einen exponentiellen Verlust mit einer Zeitkonstante um die 100 ms genähert werden kann. Des Weiteren gibt es Drei-Körper-Verluste, bei denen ein Molekül gebildet wird. Diese Verluste sind vernachlässigbar gegen die Hyperfeinzustands-ändernden Stöße und sind daher nur für  $F = 1$  relevant.

Die s-Wellen-Stöße unterteilen sich in Stöße, die den Spinzustand der Atome unverändert lassen, und Spin-ändernde Stöße. Wegen der Rotationssymmetrie eines Stoßes hängt die Streulänge nur vom Gesamtdrehimpuls des stoßenden Atompaares ab. Somit lässt sich die gesamte Spindynamik im Fall von  $F = 1$  mit zwei Streulängen ( $a_0$  und  $a_2$ ) und im Fall  $F = 2$  mit drei Streulängen ( $a_0$ ,  $a_2$  und  $a_4$ ) beschreiben. Rubidium zeichnet sich dadurch aus, dass diese Streulängen sehr ähnlich sind. Dies bedeutet einerseits, dass die Stärke der Spin-erhaltenden Stöße für alle Zeeman-Komponenten sehr ähnlich ist. Andererseits orientiert sich die Stärke der Spin-ändernden Stöße an den Unterschieden der Streulängen und ist somit deutlich schwächer.

Die Beschreibung der Stoßwechselwirkung lässt sich für den vorliegenden Fall stark vereinfachen. Betrachtet man ein anfängliches BEC in  $|0\rangle$ , so spielen folgende vier Stöße eine Rolle: (1) Zwei Atome in  $|0\rangle$  stoßen ohne Änderung des Spins. (2,3) Zwei Atome in  $|0\rangle$  stoßen und erzeugen zwei Atome in  $|\pm 1\rangle$  sowie der umgekehrte Fall. (4) Ein Atom in  $|\pm 1\rangle$  stößt mit einem Atom in  $|0\rangle$  ohne den Spin zu ändern. Alle anderen Stöße können vernachlässigt werden: Die direkte Erzeugung eines Paares in  $|\pm 2\rangle$  ist wegen des kleinen Clebsch-Gordan-Koeffizienten vernachlässigbar. Die übrigen Stöße bestehen zwischen mehr als zwei Atomen in unbesetzten Zuständen und sind daher wegen der geringen Dichten stark unterdrückt.

Der dritte Energiebeitrag stammt vom externen Fallenpotential. Hier wird eine linear polarisierte optische Dipolfalle verwendet, die für alle Zeeman-Komponenten das gleiche, annähernd harmonische Potential erzeugt. Die anfängliche Spindynamik lässt sich gut nähern, indem das ursprüngliche BEC in  $|0\rangle$  als konstantes klassisches Feld betrachtet wird. Die räumliche Verteilung hängt nun von der Stärke der Stöße (1) ab und kann mit einer skalaren Gross-Pitaevskii-Gleichung leicht numerisch bestimmt werden. Die dynamische Änderung findet nun ausschließlich mit den Atomen in  $|\pm 1\rangle$  statt. Diese sind gefangen in einem effektiven Potential, das sich aus dem Fallenpotential und der repulsiven Wechselwirkung (4) mit dem BEC in  $|0\rangle$  zusammensetzt. Insgesamt ergibt sich näherungsweise ein Kastenpotential mit leicht konvexem Boden und steilen, aber leicht schrägen Wänden. Die Spindynamik wird jetzt durch die Stöße getrieben, die aus dem Hintergrund ein Paar erzeugen (3) oder vernichten (4). Grundsätzlich können die Atome in  $|\pm 1\rangle$  in allen räumlichen Moden erzeugt werden, die durch das effektive Potential aufgespannt werden. Die Berechnung dieser Moden und ihrer zugehörigen Eigenenergien ist ebenfalls numerisch möglich.

Durch diese Vereinfachungen ergibt sich ein effektiver Hamilton-Operator, der

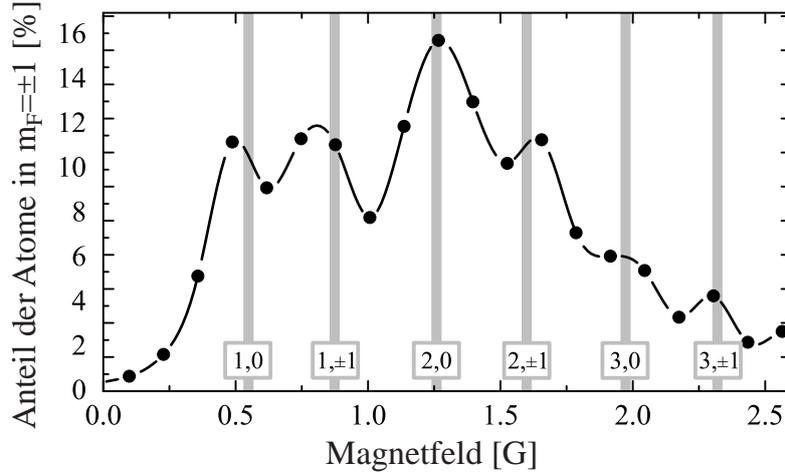


Abbildung 2.1: Magnetfeldabhängige Resonanzen der Spindynamik. Die Erzeugung von Atomen in den  $|\pm 1\rangle$ -Zuständen zeigt deutliche Resonanzen in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds. Den Resonanzen können Quantenzahlen für radiale Anregung und Drehimpuls der bevölkerten Moden des effektiven Potentials zugeordnet werden.

dem *two-mode squeezing*-Operator in der Optik entspricht [79]. Die Eigenzustände sind instabile Bogoliubov-Moden, die exponentiell verstärkt oder abgeschwächt werden. Diese Moden entsprechen den Quadraturen in der Optik. Da alle Beiträge bekannt sind, können die Eigenmoden und ihre exponentielle Verstärkungsrate berechnet werden. Diese Rate hängt stark von dem angelegten Magnetfeld ab. Es ergeben sich Resonanzen der Spindynamik, deren Maxima an genau den Magnetfeldern liegen, bei denen die frei werdende quadratische Zeeman-Energie der Eigenergie einer räumlichen Mode entspricht. Es gibt also Resonanzen zu allen räumlichen Moden. Neben der Stärke wird auch die Breite der Resonanzen durch die Stärke der Spindynamik gegeben. Dadurch ist es möglich, dass mehrere Resonanzen überlappen. Durch diese Überlappung sind die Bogoliubov-Moden nicht eindeutig den Eigenmoden des effektiven Potentials zugeordnet, sondern können diese im Allgemeinen beliebig kombinieren. Für den Grenzfall gut getrennter Resonanzen lässt sich jeder Resonanz eine räumliche Mode zuordnen (siehe Abb. 2.1).

Diese Magnetfeld-abhängigen Resonanzen wurden erstmalig experimentell beobachtet, indem ein BEC im Zustand  $|0\rangle$  in einer optischen Dipolfalle präpariert wurde. Die Anzahl der erzeugten Atome in  $|\pm 1\rangle$  wurde nach einer festen Evolutionszeit bei verschiedenen Magnetfeldern im Bereich von 0 – 2 G gemessen. Dabei zeigte sich der beschriebene multiresonante Charakter der Spindynamik. Das erläuterte Bogoliubov-Modell ergab die gleichen Resonanzpositionen und konnte ebenfalls deren Abhängigkeit von der Teilchenzahl korrekt vorhersagen. Die Verbindung zwischen den Spindynamik-Resonanzen und den räumlichen Moden konnte ebenfalls durch die Beobachtung bewiesen werden, dass zu den Resonanzen verschiedene räumliche Verteilungen der Atome in  $|\pm 1\rangle$  gehören. Die experimentelle Beob-

achtung sowie die genaue theoretische Beschreibung der Spindynamik-Resonanzen heben hervor, dass eine korrekte Beschreibung der Spindynamik in gefangenen Ensembles eine Berücksichtigung vieler verschiedener räumlicher Moden erfordert.

## 2.3 Parametrische Verstärkung von Vakuumfluktuationen

Die Spindynamik-Resonanzen können dazu genutzt werden, die parametrische Verstärkung einzelner Atome sowie reiner Vakuumfluktuationen experimentell zu zeigen [A8]. Die initiale Spindynamik kann gut mit einem *two-mode squeezing*-Hamiltonoperator beschrieben werden, der Bogoliubov-Moden entweder exponentiell verstärkt oder abschwächt. Hierbei gibt es zwei fundamental verschiedene Betriebsmodi, je nachdem ob die verstärkten Bogoliubov-Moden bereits mit Atomen besetzt sind oder nicht. Eine anfängliche Population wird durch die Spindynamik exponentiell verstärkt. Es ist eine charakteristische Eigenschaft eines parametrischen Verstärkers, dass er auch Vakuumfluktuationen verstärken kann, wenn die verstärkten Moden ursprünglich unbesetzt sind. Eine solche Verstärkung von Vakuumfluktuationen erzeugt einen Zustand, das *two-mode squeezed vacuum* [80], der sich unter anderem durch starke Fluktuationen in der Zahl der erzeugten Atome in  $|\pm 1\rangle$  auszeichnet.

Um die Verstärkung von Vakuumfluktuationen nachweisen zu können, muss bewiesen werden, dass in der verstärkten Bogoliubov-Mode keine klassische Besetzung vorliegt. Eine solche klassische Besetzung der Mode mit wenigen Teilchen wird durch technisches Rauschen leicht erzeugt. Die klassische Besetzung kann sowohl bei der Präparation des BECs in  $|0\rangle$  oder nachträglich durch Radiofrequenz- oder Magnetfeldrauschen erzeugt werden. In jedem Fall werden die Atome hierbei in der selben räumlichen Mode wie das initiale BEC in  $|0\rangle$  generiert. Somit können die so erzeugten Atome nur verstärkt werden, wenn diese räumliche Mode eine signifikante Überlappung mit der verstärkten Bogoliubov-Mode hat. Mit Hilfe der theoretischen Simulation konnte gezeigt werden, dass dies nur für den Grundzustand des effektiven Potentials gilt. Bogoliubov-Moden, die aus angeregten Moden des effektiven Potentials bestehen und somit bei höheren Magnetfeldern verstärkt werden, werden durch technisches Rauschen praktisch nicht mit Atomen besetzt. Somit ist hier eine Verstärkung von reinen Vakuumfluktuationen zu erwarten.

Um dies experimentell nachweisen zu können, wurde der Einfluss von klassisch erzeugten Atomen in  $|\pm 1\rangle$  geprüft. Dazu wurden wenige dieser Atome mit Hilfe von Radiofrequenz-Pulsen erzeugt. Nach der anschließenden Spindynamik-Phase wurde die Zahl der insgesamt erzeugten Atome in  $|\pm 1\rangle$  auf zwei verschiedenen Spindynamik-Resonanzen aufgenommen. Auf der Resonanz, die dem Grundzustand des effektiven Potentials zugeordnet werden kann, hing diese Anzahl stark von den präparierten Atomen ab. Diese Beobachtung bestätigt die Ähnlichkeit der

räumlichen Mode der präparierten Atome in  $|\pm 1\rangle$  mit der verstärkten Bogoliubov-Mode. Aus dem Verstärkungsfaktor von 23 dB lässt sich die mittlere Zahl der Atome, die durch technisches Rauschen in  $|\pm 1\rangle$  erzeugt wurden, auf 4,5 Atome abschätzen. Auf der zweiten Spindynamik-Resonanz, die zu einer angeregten räumlichen Mode gehört, wurde das gegensätzliche Verhalten beobachtet: Die Anzahl der Atome in  $|\pm 1\rangle$  nach der Spindynamik hing nicht von der Anzahl der präparierten Atome ab. Somit ist bewiesen, dass durch technisches Rauschen die relevante räumlichen Mode nicht besetzt wird und somit auch nicht verstärkt werden kann. Die Atome in  $|\pm 1\rangle$  können daher als verstärkte Vakuumfluktuationen beschrieben werden.

## 2.4 Dipolare Wechselwirkung in Spinor-Kondensaten

Ultrakalte Gase lassen sich im Allgemeinen gut mit isotroper Kontaktwechselwirkung beschreiben. Es ist von großem Interesse, quantenentarteten Gase zu untersuchen, die ebenfalls einer langreichweitigen, anisotropen Wechselwirkung wie der Dipol-Dipol-Wechselwirkung ausgesetzt sind. Grundsätzlich existiert zwischen den magnetischen Dipolmomenten der Alkaliatome eine solche dipolare Wechselwirkung. Sie ist aber äußerst schwach und daher im Allgemeinen vernachlässigbar gegenüber den dominanten Effekten wie Kontaktwechselwirkung, äußeres Fallenpotential oder Zeemaneffekt. Bisher scheint daher ein experimenteller Zugang nur über andere Systeme möglich, wie Atome mit starken magnetischen Dipolmomenten (Chrom [81], Dysprosium [82], and Erbium [83]) oder Moleküle [84, 85].

Ref. [A9] zeigt, dass Effekte der extrem schwachen dipolaren Wechselwirkung mit Hilfe der Spindynamik beobachtbar sind. Die maßgebliche Energieskala zur Beschreibung der Spindynamik in BECs liegt bei wenigen Hertz bis 100 Hertz. Die Zeeman-Energie ist in dieser Größenordnung, weil die lineare Zeeman-Energie irrelevant ist. Die Wechselwirkungsenergie ist nur durch die Differenzen der Streulängen gegeben und somit ebenfalls recht klein. Die Fallenmoden liegen im effektiven Potential, das durch den Einfluss der repulsiven Wechselwirkung mit dem BEC in  $|0\rangle$  erheblich schwächer als die reine Dipolfalle ist. In Ref. [A9] wird gezeigt, dass die dipolare Wechselwirkung die zuvor beschriebenen Spindynamik-Resonanzen sowohl in ihrer Position verschiebt als auch die Verstärkung verändert. Die Spindynamik in  $^{87}\text{Rb}$  ist in  $F = 1$  nochmals langsamer und eignet sich zum Nachweis der dipolaren Wechselwirkung daher besonders gut. Der experimentelle Beweis kann besonders gut geführt werden, indem das Magnetfeld entlang verschiedener Fallenrichtungen angelegt wird. Nur die anisotrope, dipolare Wechselwirkung kann hier einen Unterschied ausmachen. Die einzige experimentelle Hürde sind geringe Gradienten des idealerweise homogenen Magnetfelds, die ebenfalls räumlich verschieden sein können und das Ergebnis so beeinflussen.

## 2.5 Spontane Brechung der räumlichen und der Spin-Symmetrie

Ref. [A7] beschäftigt sich mit spontaner Symmetriebrechung in der Spindynamik. Die Verstärkung von Vakuumfluktuationen ist der zu Grunde liegende Mechanismus, der eine solche spontane Symmetriebrechung ermöglicht. Zur Untersuchung der Symmetriebrechung wurde das BEC in einer zylindersymmetrischen Falle mit zwei annähernd gleichen Fallenfrequenzen präpariert. In einer solchen Falle können die Eigenmoden des effektiven Potentials mit zwei Quantenzahlen beschrieben werden, einer Quantenzahl für die radiale Anregung und einer für den räumlichen Drehimpuls (siehe Abb. 2.2). Da das effektive Potential relativ ähnlich zu einem zylinderförmigen Kastenpotential ist, lassen sich die Eigenmoden durch einfache Besselfunktionen beschreiben. Mit Hilfe der Eigenenergien der Besselfunktionen können auch die Positionen der entsprechenden Spindynamik-Resonanzen gut vorhersagt werden. Experimentell konnten in diesem System sechs Spindynamik-Resonanzen beobachtet werden. Die räumlichen Profile ließen eine eindeutige Zuordnung zu den entsprechenden Quantenzahlen zu. Die Magnetfeldpositionen passen gut zu der Vorhersage des einfachen Modells. Drei der Resonanzen gehören zu räumlichen Moden mit Drehimpuls, so dass ein charakteristischer Vortex-Kern sichtbar wird. Diese Resonanzen haben natürlicherweise eine zweifache Entartung, da die räumlichen Moden sowohl mit positivem als auch negativem Drehimpuls vorliegen können.

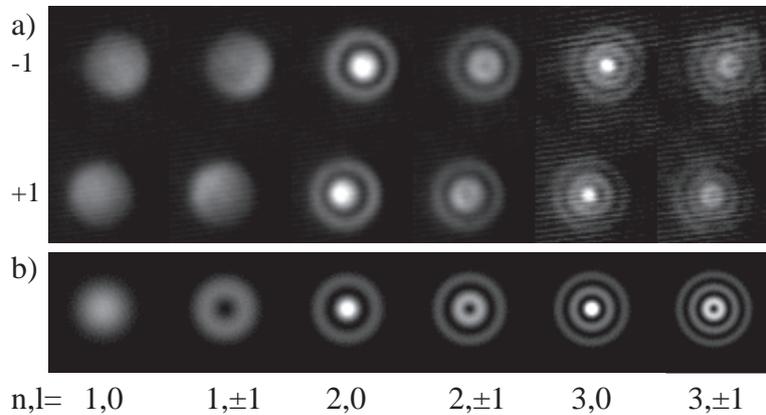


Abbildung 2.2: (a) Gemittelte experimentelle Absorptionenaufnahmen der Dichteverteilungen der erzeugten Wolken in  $|\pm 1\rangle$ . (b) Simulierte Dichteverteilungen für die angegebenen Quantenzahlen  $(n,l)$  für die radiale Anregung und den Drehimpuls.

Auf diesen entarteten Resonanzen können nun Vakuumfluktuationen in beliebigen Linearkombinationen der beiden Drehimpulsmoden verstärkt werden. Eine solche Linearkombination bildet eine räumliche Symmetrieachse aus, deren Orientierung von der Phasendifferenz zwischen den beiden Drehimpulsmoden abhängt.

Die Ausbildung einer solchen Symmetrieachse stellt eine spontane Brechung der räumlichen Symmetrie dar. Im Experiment konnte eine Gleichverteilung aller möglichen Winkel beobachtet werden. Da bereits gezeigt wurde, dass bei solchen Moden die klassische Besetzung durch technisches Rauschen irrelevant ist, kann daraus geschlossen werden, dass die Brechung der räumlichen Symmetrie spontan erfolgt. Die zweite Symmetrie, die Spinsymmetrie, wird durch die Erzeugung der Atome in  $|\pm 1\rangle$  generell gebrochen. Solange die räumliche Verteilung in  $|+1\rangle$  und  $|-1\rangle$  allerdings identisch ist, handelt es sich lediglich um die spontane Ausbildung einer transversalen Magnetisierung, wie sie bereits in Ref. [74] beobachtet wurde. In unserem Experiment wurde allerdings auch beobachtet, dass die Symmetrieachsen der räumlichen Verteilungen in  $|+1\rangle$  und  $|-1\rangle$  verschieden waren. Dies bedeutet, dass die spontane Ausbildung einer longitudinalen Magnetisierung beobachtet werden konnte.

Ob diese longitudinale Magnetisierung beobachtet wird oder nicht, hängt vom genauen Magnetfeld ab. Bei einem bestimmten Magnetfeld stimmen die Symmetrieachsen sehr genau überein, auch wenn ihre absolute Ausrichtung beliebig bleibt. Dieser Effekt konnte mit dem *Squeezing* der Phasensumme erklärt werden, das für das *two-mode squeezed vacuum* charakteristisch ist [80].

## 2.6 Räumliche Moden und automatische Klassifikation

Bei einer Vielzahl an räumlichen Moden, die zum Teil spontan entstehen, stellte sich die Frage nach einer automatischen Klassifikation der räumlichen Strukturen. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Informationsverarbeitung der Leibniz Universität Hannover wurde daher ein Verfahren zur automatischen Mustererkennung entwickelt [A5]. Hierbei war zu beachten, dass die atomaren Ensembles in der Falle eine typische räumliche Mode annehmen, die dann während der Expansion erhalten bleibt. Dies liegt daran, dass die repulsive Wechselwirkung mit dem BEC in  $|0\rangle$  zu einer selbstähnlichen Expansion führt [86]. Wegen dieser Selbstähnlichkeit ist es interessant, einen Algorithmus zu finden, der Muster unabhängig von ihrer Größe erkennt. Als optimal hat sich eine abgewandelte Form des *Scale-Invariant Feature Transform*-Verfahrens (SIFT) herausgestellt. Hierbei konnte eine gute Mustererkennung demonstriert werden, die deutlich gegen herkömmliche Verfahren wie *Hessian-Affine* [87] und *Maximally Stable Extremal Region* (MSER) [88] hervorstach.

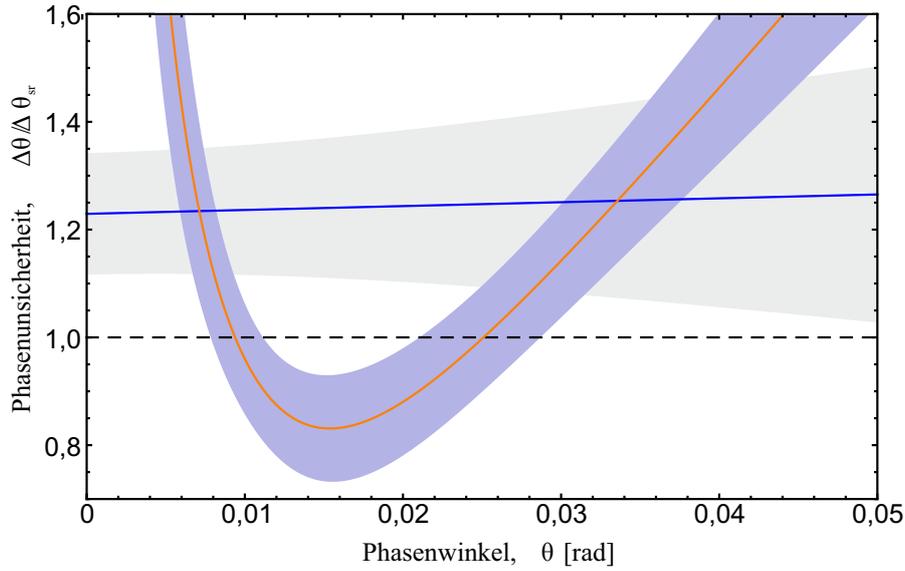


Abbildung 2.3: Ungenauigkeit der interferometrischen Phasenmessung relativ zum Schrotrauschlimit in Abhängigkeit des Mischungswinkels (orange-farbene Kurve). Zum Vergleich ist das Schrotrauschlimit (schwarz gestrichelt) und das Resultat eines kohärenten Zustands (blaue Kurve) eingezeichnet.

## 2.7 Nutzbare Verschränkung für die Interferometrie

Grundsätzlich lässt sich die parametrische Verstärkung von Vakuumfluktuationen zur Erzeugung von verschränkten Ensembles nutzen. Ref. [A1] demonstriert erstmalig, dass die Spindynamik zur Erzeugung von Verschränkung geeignet ist, die für die Interferometrie nutzbar ist. Das in der Spindynamik erzeugt *two-mode squeezed vacuum* hat vier konjugierte Observable [80]: Die Teilchenzahlsumme der Atome in  $|\pm 1\rangle$  ist exponentiell antigequetscht, fluktuiert also desto stärker je länger die Spindynamik läuft. Dies reflektiert die Verstärkung von Vakuumfluktuationen. Die konjugierte Observable ist die Summe der Phasen der Atome in  $|\pm 1\rangle$ , die exponentiell gequetscht ist. Diese Observable war von Bedeutung für die Ausbildung longitudinaler Magnetisierung in der spontanen Symmetriebrechung in Abschnitt 2.5. Auf Grund der paarweisen Erzeugung der Atome in  $|\pm 1\rangle$  ist die Differenz der Teilchenzahlen in  $|\pm 1\rangle$  exakt Null und hat somit keinerlei Fluktuationen. Die konjugierte Observable, die Phasendifferenz, ist aus diesem Grund ideal antigequetscht und nimmt beliebige Werte zwischen 0 und  $2\pi$  an. Insgesamt lässt sich das *two-mode squeezed vacuum* somit als eine Überlagerung vieler *twin Fock*-Zustände mit verschiedenen Gesamtteilchenzahlen beschreiben. Solche *twin Fock*-Zustände sind stark verschränkte Zustände und erlauben nichtklassische Interferometrie jenseits des Schrotrauschlimits bis hin zum Heisenberglimit [89]. Bisher konnte Interfero-

metrie mit solch hochverschränkten Zuständen jedoch nur mit bis zu sechs Photonen [90–94] oder Ionen [95,96] gezeigt werden.

In Ref. [A1] konnte zunächst die Unterdrückung der relativen Teilchenzahl-Fluktuationen demonstriert werden. Die gemessenen Fluktuationen lagen bis zu  $-6.9$  dB unter der theoretischen Schrotrauschgrenze. Um diese Fluktuationen nutzen zu können, muss der erzeugte Zustand eine große Phasensensitivität in einem Interferometer garantieren. Es ist ein Charakteristikum des *twin Fock*-Zustands, dass er auf solche Interferometer-Phasen nicht mit einem veränderten Erwartungswert der Teilchenzahldifferenz reagiert, sondern mit veränderten Fluktuationen der Teilchenzahldifferenz. Um diese Sensitivität zu vermessen, wurden im Experiment die Moden in  $|\pm 1\rangle$  mit kleinen Mischungswinkeln gekoppelt. Die Sensitivität auf solche Mischungswinkel simuliert das Verhalten des Zustands in einem vollen Interferometer. Über die Vermessung der Fluktuationen der Teilchenzahldifferenzen (die dem Signal entsprechen) und der Fluktuation der Fluktuation der Teilchenzahldifferenz (die dem Rauschen des Signals entsprechen) konnte die interferometrische Ungenauigkeit der Phasensensitivität bestimmt werden. Sie lag bis zu  $-1,6$  dB unter dem Schrotrauschlimit (siehe Abb. 2.3). Die Sensitivität konnte gut mit dem endlichen technischen Rauschen in der Teilchenzahldetektion erklärt werden. Bei einer Verbesserung der Teilchenzahldetektion ist eine relevante Verbesserung der interferometrischen Sensitivität zu erwarten.

## 2.8 Entropie-Kühlung mit Spindynamik in Fermigasen

Ref. [A3] beschäftigt sich als einzige der dargestellten Arbeiten mit Spindynamik in fermionischen Gasen. In dieser theoretischen Arbeit wird ein Effekt zur direkten Kühlung des Spinfreiheitsgrads in ultrakalten Fermigasen untersucht. Hierbei wird ein fermionisches Gas mit  $N$  Spinzuständen betrachtet. Bei Temperaturen oberhalb der Néell-Temperatur ist die Entropie des Gases proportional zu  $\ln(N)$ . Bei dem vorgeschlagenen Kühlverfahren wird das Gas nun in zwei Spinzuständen präpariert. Durch Manipulation des quadratischen Zeeman-Effekts werden nun zwei Zonen realisiert - eine innere, in der die Spindynamik zu den anderen Spinzuständen unterdrückt wird und eine äußere, die die volle Spindynamik zulässt. Wird dieser Übergang adiabatisch vollzogen, so wird ein großer Teil der Entropie aus der inneren Zone in die äußere transportiert. In der inneren Zone sinkt die Entropie und somit auch die Temperatur.

Unterhalb der Néell-Temperatur scheint die Entropieverteilung zwischen den Zonen durch die Ausbildung antiferromagnetischer Ordnung zunächst umgekehrt zu sein, es entstehen jedoch in der äußeren Zone viele entartete Grundzustände und damit eine hohe Frustration. Durch die Frustration ergibt sich wieder eine höhere Entropie für die äußere Zone mit vielen erlaubten Spinzuständen. Dadurch

lässt sich ein Fermigas mit dieser Methode partiell unter die Néel-Temperatur kühlen. Unterhalb dieser Temperatur bildet sich nun in der inneren Zone ein Spin-1/2-Heisenberg-Antiferromagnet. Die experimentelle Erzeugung eines solchen Heisenberg-Antiferromagnets ist in den letzten Jahren ein vielbeachtetes Ziel und wird momentan durch das Fehlen einer geeigneten Kühlmethode behindert. Die beschriebene Entropiekühlung zeigt eine Möglichkeit zur weiteren Kühlung von ultrakalten Fermigasen bis hin zu diesen faszinierenden magnetischen Zuständen.

---

# NEUE KONZEPTE FÜR DIE ATOMINTERFEROMETRIE

## 3.1 Einleitung

Atominterferometer werden seit einigen Jahren entwickelt und sind dabei, für viele Anwendungen den Sprung vom Beweis des Konzepts zu wettbewerbsfähigen Sensoren zu bewältigen. Je nach Anwendung stehen bei der Entwicklung solcher Sensoren neben der Qualität der Messung (Genauigkeit und Stabilität) auch praktische Anforderungen an die räumliche Größe und den Energieverbrauch im Vordergrund. Eine zentrale Bedeutung kommt der Interrogationszeit zu, während der das Interferometer sensitiv für die Messgröße ist. Die Präzision der Messung gewinnt linear mit der Dauer der Interrogationszeit, während das Ergebnis durch wiederholte Messungen nur mit der Wurzel der Gesamtmessdauer verbessert werden kann.

Aus diesem Grund wird der aktuelle Zeitstandard an den nationalen Metrologieinstituten mit Mikrowellen-Fontänenuhren realisiert, die eine lange Interrogationszeit an frei fallenden Atomen ermöglichen [13]. Die langen Interrogationszeiten im freien Fall führen jedoch notwendigerweise zu relativ raumgreifenden Apparaturen. Gerade für Applikationen im Weltall, aber auch für mobile Frequenzstandards, sind jedoch kompakte und energiesparende Apparate von großer Bedeutung. Hier bietet sich die Spektroskopie gefangener Atome an. Allerdings führt das externe Fallenpotential im Allgemeinen zu einer räumlich inhomogenen Verschiebung des Uhrenübergangs - sowohl durch das Potential selbst als auch durch die Wechselwirkung. Diese inhomogene Verschiebung führt zu einer schnellen Dephasierung und damit zu einem Verlust des Kontrasts nach kurzen Interrogationszeiten. Im Gegensatz zu optischen Uhren [97], bei denen mit den magischen Wellenlängen häufig optische Fallen gebaut werden können, die den Uhrenübergang nicht beeinflussen [98], gibt es für die relevanten Mikrowellenstandards keine solche Möglichkeit. In einem

magnetischen Potential kann dieser Effekt minimiert werden [99, 100] und kann sogar durch die Dichteverschiebung partiell kompensiert werden [101]. Mit Hilfe von *spin self-rephasing* können die Stöße in der atomaren Wolke genutzt werden, um die Atome immer wieder zu rephasieren und so den Kontrast deutlich länger aufrecht zu erhalten [102]. In Abschnitt 3.2 wird dargestellt, wie dieser Rephasierungseffekt in optischen Dipolfallen eingesetzt werden kann, um Kohärenzzeiten von über 20 s zu realisieren. Die Spektroskopie gefangener Atome wird die Entwicklung kompakter Frequenzstandards auf Basis dieser Technik ermöglichen, die Verwendung von optischen Dipolfallen ist potentiell sehr energiesparend.

Atominterferometer zur Messung von Beschleunigung und Rotation vergleichen die Orientierung frei fallender Atome mit der Ausrichtung der Apparatur. Deshalb sind hier lange Interrogationszeiten immer mit großen Fallstrecken verbunden. Aus diesem Grund müssen die verwendeten atomaren Ensembles bei ultrakalten Temperaturen zur Verfügung gestellt werden, da sie sonst während der Fallzeit zu stark expandieren und der Kontrast des Interferometers verloren geht. Während aktuelle Interferometer mit lasergekühlten Ensembles arbeiten [21, 103], werden in zukünftige Apparaten BECs Verwendung finden. Neben der geringen Impulsverteilung wird dabei die hohe Positionergenauigkeit von großem Vorteil sein. Die anfänglich hohe Dichte lässt sich mit magnetischen oder optischen Linsen gut reduzieren [38]. Das größte Hindernis stellen hierbei die Quellen für BECs dar. Abschnitt 3.3 stellt einen neuartigen, mesoskopischen Atomchip vor, der in der Zukunft die parallelisierte Erzeugung von BECs ermöglichen soll und somit hohe Repetitionsraten von bis zu 2 Hz gewährleisten wird. Der Chip ermöglicht den Betrieb einer MOT mit großer Laderate und großer Teilchenzahl. Erstmals werden dabei nur lokale Magnetfelder verwendet - eine Grundvoraussetzung für den Parallelbetrieb.

Aus BECs kann auch ein quasi-kontinuierlicher Fluss kohärenter Atome ausgekoppelt werden [104–107] - der sogenannte Atomlaser. Geführte Atomlaser [108, 109] können ebenfalls in Interferometer-Anordnungen verwendet werden [110, 111], potentiell in komplexen Geometrien [112]. Abschnitt 3.4 beschreibt die Realisierung eines Atomlasers mit kompensierter Gravitation. Die erreichten minimalen Beschleunigungen ermöglichen lange Interrogationszeiten. Ebenso konnte eine gute Strahlqualität und einer große Brillanz demonstriert werden.

Die beiden abschließenden Abschnitte beschreiben technische Weiterentwicklungen, die insbesondere für Atominterferometer von Bedeutung sein können. Abschnitt 3.5 stellt eine neue Methode vor, um Kühl- und Rückpumplicht aus nur einem Masterlaser zu generieren, indem das Rückpumplicht durch Modulation eines Laserverstärkers im Gigahertz-Bereich erzeugt wird. Die Technik erweitert das Spektrum von Werkzeugen zur Erzeugung frequenzverschobener Laserstrahlen wie akusto- und elektro-optische Modulation. Bisher konnten ähnliche Ergebnisse nur mit der Modulation des Masterlasers erreicht werden [113]. Diese Methode hat aber praktische Nachteile und ermöglicht keine Extraktion unmodulierten Laserlichts für Manipulation und Detektion. Das vorgestellte Verfahren ermöglicht somit

eine weitere Miniaturisierung des Lasersystems für atomoptische Sensoren.

Abschnitt 3.6 beschreibt die vollautomatische, globale Optimierung eines atomoptischen Apparats. Mit der wachsenden Komplexität der Apparaturen nimmt die Zahl der zu kontrollierenden Parameter stetig zu. Aufbauend auf einer früheren Arbeit [114] konnte in Zusammenarbeit mit dem Institut für Informationsverarbeitung erstmalig ein aktueller Optimierungsalgorithmus namens *Differential Evolution* angewendet werden. Der Algorithmus ermöglicht die Suche nach einem globalen Maximum und skaliert besser als quadratisch mit der Anzahl der korrelierten Parameter. Insbesondere für robuste, atomoptische Sensoren ist eine solche vollautomatische Optimierung von besonderer Bedeutung und ein wichtiger Schritt zu ihrem Einsatz in praktischen oder kommerziellen Anwendungen.

## 3.2 Lange Kohärenzzeit für Atomuhren

Die Arbeiten zum *spin self-rephasing* (SSR) sind in Ref. [A2] zusammengefasst. Ziel der Untersuchung war die Anwendung des SSR in einem optisch gefangenen  $^{87}\text{Rb}$ -Ensemble. Im Gegensatz zu der vorhergehenden Arbeit [102], in der das SSR in einer Magnetfalle untersucht wurde, können in optisch gefangenen Ensembles die Dephasierung durch die inhomogene Dichteverchiebung und die inhomogene Verschiebung durch das Fallenpotential sich nicht gegenseitig kompensieren. Daher war fraglich, ob der Effekt des SSR auch ohne diese Kompensation stark genug ist. Optische Dipolfallen sind für kompakte Frequenzstandards von besonderer Bedeutung, da sie deutlich platzsparender und energieeffizienter aufgebaut werden können.

Zunächst wurde der Kontrastverlust nach einer Ramsey-Sequenz bei verschiedenen Dichten vermessen. Dabei konnte beobachtet werden, dass der Kontrast bei höheren Dichten länger erhalten bleibt. Es kommt zu charakteristischen Oszillationen des Kontrasts, deren Frequenz mit der Dichte zunimmt. Wenn zwei Atome des Ensembles, die sich in der Interrogationszeit in einem definierten Überlagerungszustand der beiden Uhrenzustände befinden, zueinander dephasieren, lässt sich dies als eine Oszillation vom Pseudospin-Triplett (gleiche Phase) zum Pseudospin-Singulett (Phasenverschiebung um  $\pi/2$ ) beschreiben. Im Triplettzustand ist die Spinwellenfunktion der Bosonen symmetrisch, also ist die räumliche Wellenfunktion ebenfalls symmetrisch und führt zu einer Dichteverchiebung wegen der s-Wellen-Stöße. Im Singulettzustand dagegen ist die Relativwellenfunktion antisymmetrisch und es gibt keine Dichteverchiebung. Bei zunehmender Dichte wird die energetische Entartung dieser beiden Zustände folglich aufgehoben. Diese Energieverschiebung wirkt auf die Dephasierungs-Oszillationen wie eine Verstimmung von Rabioszillationen: Die Amplitude wird reduziert und die Frequenz wird erhöht. Daher wird die Besetzung des Singulettzustands immer geringer und das System oszilliert zügig zum Triplettzustand zurück. So kann sowohl die Erhaltung als auch die Oszillation des Kontrasts erklärt werden.

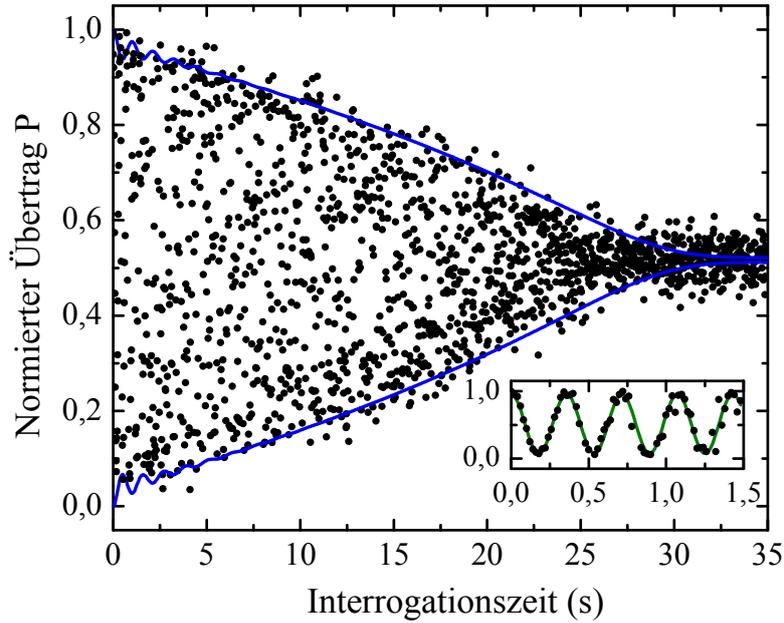


Abbildung 3.1: Messung des normierten Übertrags  $P$  als Funktion der Interrogationszeit für optimierte Voraussetzungen für Spin-Selbstrephasierung. Die typischen Ramsey-Oszillationen waschen aufgrund der begrenzten Frequenzstabilität nach ca. 1,5 s aus (siehe Einschub), ihr Kontrast ist aber über die gesamte Interrogationszeit von 35 s erkennbar. Die blauen Linien repräsentieren eine Lösung des numerischen Modells und geben den Verlauf des Kontrasts sehr gut wieder. Er fällt nach 21 s auf den Wert  $1/e$  ab und verschwindet nach 26 s im Detektionsrauschen. Diese Sequenz stellt die längste bisher gemessene Kohärenzzeit eines neutralen atomaren Ensembles dar.

Die experimentellen Ergebnisse konnten mit einem theoretischen Modell mit wenigen Fitparametern reproduziert werden. Mit dem gewonnenen Verständnis konnten optimale Parameter für maximale Kontrastzeiten identifiziert und dann experimentell ausprobiert werden. Mit der optimierten Konfiguration konnten dann maximale Kohärenzzeiten von über 20 s demonstriert werden (siehe Abb. 3.1). Eine umfangreiche Analyse der verschiedenen experimentellen Rauschquellen erlaubte eine Vorhersage der erreichbaren Stabilität in einem dedizierten Aufbau. Mit herkömmlichen Techniken wird die Verwendung des SSR für den Bau eines kompakten Frequenzstandards mit einer relativen Stabilität von  $2,4 \times 10^{-11} \sqrt{\tau}$  bei einer Integrationszeit  $\tau$  in Sekunden möglich. Diese Stabilität liegt im Bereich aktueller Atomuhren, kann jedoch in einem deutlich kompakteren und energiesparenderen Aufbau realisiert werden.

### 3.3 Hohe Repetitionsraten bei der Erzeugung ultrakalter Gase

Die Erzeugung ultrakalter Gase erfordert im Allgemeinen zwei Kühl-schritte: Fangen und Kühlen der Atome in einer MOT und anschließende Evaporation zum Erreichen ultrakalter Temperaturen bis hin zur Quantenentartung. Um hohe Repetitionsraten von bis zu 2 Hz bei der Erzeugung zu erreichen, müssen beide Kühl-schritte ausreichend schnell durchgeführt werden. Ein möglicher Weg besteht in der Kombination einer schnell ladenden MOT mit einer parallelen Evaporation von vielen Ensembles zur gleichen Zeit. Dazu ist es allerdings notwendig, beide Kühl-schritte räumlich nah beieinander durchzuführen, um lange Transportzeiten zu verhindern. Zu diesem Zweck eignen sich im Prinzip mikrostrukturierte Atom-chips. Ihrer Verwendung steht entgegen, dass die erreichbaren Laderaten der MOT vergleichsweise gering sind und dass externe Magnetfelder benötigt werden, die die parallelisierte Evaporation behindern.

In Ref. [A4] wird ein mesoskopischer Atomchip beschrieben, der die Vorteile von makroskopischen Magnetspulen und mikroskopischen Chips vereint. Dazu werden Millimeter-große Drähte mit Strömen von bis zu 150 A verwendet. Mit einer optimierten Kombination von neun planaren Drähten wird der Betrieb einer MOT demonstriert, die ohne externe Magnetfelder auskommt. Die Konfiguration erzeugt ein besonders großes Fallenvolumen, indem störende Komponenten des Magnetfelds geometrisch unterdrückt werden. Eine weitere Besonderheit ist, dass der Chip außerhalb des Vakuumsystems liegt und dadurch kurzfristig modifiziert und besser gekühlt werden kann.

Die MOT auf dem mesoskopischen Atomchip wird durch eine zweidimensionale MOT geladen. Die damit erreichten Werte für die Laderate von  $8,4 \times 10^{10}$  Atomen/s und für die maximale Teilchenzahl von  $8,7 \times 10^9$  Atomen stellen einen hervorragenden Ausgangspunkt für die Erzeugung quantenentarteter Atome mit hoher Repetitionsrate dar.

### 3.4 Atomlaser mit Schwerkraft-Kompensation

Ein Atomlaser mit Gravitationskompensation wird in Ref. [A6] beschrieben. Hier wird ein BEC in einer sogenannten Hybridfalle erzeugt. Diese kombiniert eine magnetische Quadrupolfalle mit einer optischen Dipolfalle, deren Fokus etwas unterhalb des Zentrums des Quadrupolfelds liegt. Der Potentialgradient der Quadrupolfalle in vertikaler Richtung kann nun dazu genutzt werden, um die Erdanziehungskraft weitgehend zu kompensieren. Fällt die Falltiefe durch Absenken der Intensität des Dipolfallenstrahls unter das chemische Potential des BECs, so verlässt ein gleichmäßiger Strahl kohärenter Atome die Falle. Dieser Atomlaser konnte bei minimalen Restbeschleunigungen von bis zu  $0,0027g$  erzeugt werden. Bei einem

Fluss von bis zu  $4,5 \times 10^6$  Atomen/s und einer Strahltaile kleiner als  $4,6 \mu\text{m}$  wurde ein oberes Limit für den Strahlqualitätsparameter von  $M^2 = 2,5$  bestimmt. Die hohe Brillanz kombiniert mit den langen Beobachtungszeiten macht diesen Aufbau interessant für interferometrische Messungen mit geführten, kontinuierlichen Atomlaserstrahlen.

### 3.5 Erzeugung von optischen Seitenbändern im Mikrowellenbereich

Zum Betrieb einer MOT haben wir ein neues, kompakteres Lasersystem entwickelt. Hierbei wird das Kühllicht für den  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Kühlübergang des  $^{87}\text{Rb}$  durch einen Diodenlaser mit externem Resonator zur Verfügung gestellt, der durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie stabilisiert wird. Das Licht wird anschließend mit einem Trapezverstärker [115] auf 1W verstärkt. Anstatt das Rückpumplicht  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  mit einem separaten Diodenlaser zu erzeugen, der üblicherweise entweder absolut oder relativ zum ersten Laser frequenzstabilisiert ist, wird es hier durch eine Strommodulation des Trapezverstärkers erzeugt. Dazu wird eine Mikrowellenfrequenz auf 2 W verstärkt und über ein *bias tee* auf den Versorgungsstrom des Trapezverstärkers moduliert. Dabei war eine möglichst verlustarme Zuleitung von besonderer Bedeutung. Der modulierte Versorgungsstrom erzeugt Mikrowellen-seitenbänder auf dem Laserlicht, die mit Hilfe optischer Interferenz nachgewiesen und charakterisiert wurden. Das erzeugte Licht konnte dazu verwendet werden, eine MOT zu betreiben, die mit einer Laderate von  $1,6 \times 10^9$  Atomen/s und einer maximalen Teilchenzahl von  $1,1 \times 10^9$  Atomen gute Ergebnisse lieferte. Leider fiel das Ergebnis noch etwas gegen die rein optisch betriebene Falle ab, was auf die schlechte Impedanzanpassung zurückzuführen ist. Trotzdem stellt die Konfiguration ein interessante Option für kompakte Lasersysteme dar, wie sie zum Beispiel für kompakte atomoptische Sensoren benötigt werden. Es wird ein stabilisierter Diodenlaser eingespart, und trotzdem bleibt unmoduliertes Laserlicht für optisches Pumpen und die Detektion verschiedener Hyperfeinzustände verfügbar. Zusätzlich ist es einfach möglich, mehrere weitere Frequenz-Seitenbänder zu erzeugen. Die kontrollierte Erzeugung vieler Frequenzen öffnet eine interessante Perspektive für die direkte optische Kühlung von Molekülen. Die Erzeugung von Mikrowellen-Seitenbändern in Trapezverstärkern erweitert somit das Spektrum der Werkzeuge zur Frequenzverschiebung von Laserlicht um eine einfach umsetzbare Methode.

[Details zur Erzeugung der Mikrowellenseitenbänder befinden sich im Appendix.]

## 3.6 Globale Optimierung einer atomoptischen Apparatur

Die Optimierung experimenteller Parameter gehört zur täglichen Arbeit des Experimentalphysikers. Die zunehmende Komplexität der experimentellen Protokolle führt zu einer zunehmenden Anzahl dieser Parameter. Dies ist unproblematisch, solange die Parameter weitgehend unabhängig voneinander sind und somit auch unabhängig optimiert werden können. Bei drei oder mehr stark korrelierten Parametern wird eine manuelle Optimierung sehr ineffizient und praktisch unmöglich.

Vor kurzem ist uns die Implementierung eines aktuellen Algorithmus gelungen, der automatisch ein globales Optimum in einem vieldimensionalen Parameterraum sucht. Dieser Algorithmus wird mit *Differential Evolution* bezeichnet und skaliert besser als quadratisch mit der Zahl der Dimensionen [116]. Diese Optimierung wurde beispielhaft an dem Experiment mit dem mesoskopischen Atomchip eingesetzt (siehe Abschnitt 3.3), da hier mit den verschiedenen und separat kontrollierten Drähten viele stark korrelierte experimentelle Parameter vorliegen, die gemeinsam optimiert werden müssen. Die erstaunlich zügige Optimierung wird an mehreren Beispielen demonstriert. Mit 21 Parametern ist die Optimierung des Transfers von der MOT in die Quadrupolfalle die aufwändigste Anwendung. Diese Optimierung gelang in weniger als 4 h. Über einen Vergleich mit einer numerischen Simulation wird eine ideale Optimierungskonfiguration hergeleitet und die Ergebnisse mit einem anderen Algorithmus verglichen, der für bis zu 4 Dimensionen verwendet wurde [114]. Insgesamt stellt die Optimierung mittels *Differential Evolution* eine wertvolle Bereicherung für beliebige experimentelle Apparaturen dar, die bei uns zu einem täglichen Werkzeug geworden ist.

[Details zum Optimierungsalgorithmus befinden sich im Appendix.]



---

## AUSBLICK

Die in Kapitel 2 vorgestellten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Spindynamik in BECs ein Werkzeug zur Erzeugung von verschränkten atomaren Ensembles darstellt. Analog zur *optical parametric down-conversion* in der Optik öffnet sich damit das ganze Feld der Quantenoptik mit verschränkten Teilchen und seinen vielfältigen Anwendungen in der Interferometrie, der Quanteninformation und -kommunikation sowie den fundamentalen Tests der Quantenmechanik.

Der nächste Schritt nach dem Nachweis der interferometrischen Sensitivität jenseits der Schrotrauschgrenze ist die Demonstration eines prototypischen, vollen Interferometers auf dieser Grundlage. Dazu ist experimentell sicherzustellen, dass keine technischen Rauschquellen die Stabilität über das Schrotrauschlimit heben. Ein solches Interferometer kann in verschiedenen Konfigurationen realisiert werden. In den bisher verwendeten atomaren Zuständen wäre das Interferometer ein Magnetometer. Allerdings können die Atome des *twin Fock*-Zustands auch in andere Zustände transferiert werden. Hierbei kommt dem Verfahren zu gute, dass die relative Phasenbeziehung zwischen den beiden Zuständen beliebig ist und daher auch nicht technisch verschlechtert werden kann. Eine gute Möglichkeit ist, die Atome in  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  in den Zustand  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  zu überführen. Nun haben beide *twin Fock*-Zustände das gleiche magnetische Moment, wodurch eine Zeitmessung mit Hilfe des Hyperfeinübergangs möglich wird. Durch den Einsatz eines Raman-Lasersystems kann den Atomen zusätzlich ein definierter Impuls übertragen werden. Damit eröffnet sich die Realisierung eines nichtklassischen Interferometers zur Rotations- oder Beschleunigungsmessung.

Die erzeugte Verschränkung kann nicht nur in der vorgestellten *twin Fock*-Konfiguration nutzbar gemacht werden. In Ref. [117] wird eine Konfiguration beschrieben, bei der der Vakuum-Eingang eines klassischen Interferometers verwendet wird. In unserem Fall kann die erste Mode des *twin Fock*-Zustands in diesen Vakuum-Eingang gegeben werden. Bei einer Messung der zweiten Mode kollabiert

die Erste in einen Fock-Zustand und die Teilchenzahl beider Moden ist fest bestimmt. In Ref. [117] wird vorausgesagt, dass durch die Verwendung eines Fockzustands statt des Vakuumzustands eine Messung jenseits der Schrotrauschgrenze möglich wird. Dies liegt darin begründet, dass die Quantenfluktuationen des klassischen Interferometers durch die Vakuumfluktuationen des Vakuumeingangs verursacht werden. Mit unserem System ist eine erste Demonstration dieses neuartigen Konzepts möglich. Dabei wird das Kondensat in  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  als kohärenter Eingang für das klassische Interferometer verwendet. Als Vakuumeingang wird der andere Uhrenzustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  benutzt. Nach erfolgter Spindynamik können die Atome in  $|F = 2, m_F = +1\rangle$  dorthin transferiert werden und die Messung der Atome in  $|F = 2, m_F = -1\rangle$  legt deren Zahl fest. Nun kann eine interferometrische Messung auf dem  $^{87}\text{Rb}$ -Uhrenübergang durchgeführt und die Sensitivität bestimmt werden.

Eine weitere interessante Forschungsrichtung ist die Erzeugung von Einstein-Podolsky-Rosen-Verschränkung [118]. Dazu müssen die verschränkten Atompaare ohne Messung des Spins räumlich separiert werden [119, 120]. Eine gute Möglichkeit bietet hier Spindynamik im eindimensionalen optischen Gitter. Mit Hilfe der Resonanzen in Abschnitt 2.2 können diskrete Impulszustände bevölkert werden. Wegen der Impulserhaltung wird den beiden Atomen eines erzeugten Paares ein gegensätzlicher Impulse übertragen. Dieser Prozess erzeugt die gewünschte Einstein-Podolsky-Rosen-Verschränkung, wobei durch die Dauer der Spindynamik zwischen verschränkten einzelnen Paaren und verschränkten Ensembles ausgewählt werden kann. Auf mittlere Sicht erscheint ein Test der Nichtlokalität der Quantenmechanik über einen Test der Bell'schen Ungleichung im präsentierten System möglich.

Die weiteren Arbeiten mit dem mesoskopischen Atomchip (siehe Abschnitt 3.3) umfassen zwei experimentelle Ziele. Zum Ersten soll ein Vorschlag aus Ref. [121] umgesetzt werden. Hier wird vorhergesagt, dass eine konservative dreidimensionale Falle über eine Eingangsbarriere mit einem kontinuierlichen Atomstrahl beladen werden kann. Bei den angenommenen experimentellen Parametern wird ein Gleichgewichtszustand mit einer Phasenraumdicke von 0.1 vorhergesagt. Der Atomchip bietet ideale Voraussetzungen, um diesen Vorschlag erstmalig auszuprobieren. Das kontinuierliche Nachladen eines fast quantenentarteten Ensembles wäre ein großer Durchbruch auf dem Weg zu einem kontinuierlich aufgefüllten BEC - ein lange angestrebtes Ziel, das bisher nur einmal in einem sehr aufwändigen System erreicht wurde [122].

Das zweite Ziel ist der Aufbau einer Quelle von BECs mit einer Taktrate von 2 Hz. Dazu wird die magneto-optische Falle aus Abschnitt 3.3 verwendet. Die gefangenen Atome werden in einen anderen Vakuumteil transportiert, der geometrisch vor Streulicht geschützt ist. In diesem zweiten Vakuumbereich können mehrere Ensembles parallel zu BECs gekühlt werden. Alle 500 ms wird ein weiteres Ensemble aus der magneto-optischen Falle nachgeliefert. Um eine unabhängige Evaporation der einzelnen Ensembles in einer Kette zu realisieren, wird ein räumliches Eva-

porationsverfahren eingesetzt [123]. Die einzelnen Ensembles werden mit einem magnetischen Förderband [124] an einer sich nähernden Oberfläche vorbeigeführt. Die heißesten Atome bleiben an der Oberfläche kleben und sorgen für eine effiziente Evaporation. Durch die hohen erreichbaren Einschlüsse auf Atomchips ist eine schnelle Evaporation von 10 Ensembles in jeweils 5 s möglich, wodurch ein Kondensat alle 2 Hz verfügbar ist. Eine solche Quelle wäre ein Durchbruch für kompetitive Interferometrie auf der Basis quantenentarteter Ensembles. Nur mit quantenentarteten Ensembles werden extrem lange Interrogationszeiten möglich, wie sie zum Beispiel für Präzisionsmessungen der Erdbeschleunigung nötig sind. Der präzisere Vergleich der Erdbeschleunigung auf zwei verschiedene atomare Spezies stellt einen höchstgenauen Test des Einstein'schen Äquivalenzprinzips dar [28]. Auf lange Sicht rückt sogar der Nachweis von Gravitationswellen in den Sensitivitätsbereich solcher Atominterferometer [30].



# AUSGEWÄHLTE ORIGINALARBEITEN

---

- [A1] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzé, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, O. Topic, J. Peise, W. Ertmer, J. Arlt, L. Santos, A. Smerzi, C. Klempt, *Twin matter waves for interferometry beyond the classical limit*, Science **334**, 773 (2011).
- [A2] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon, P. Rosenbusch, *Extended coherence time on the clock transition of optically trapped Rubidium*, Phys. Rev. Lett. **106**, 240801 (2011).
- [A3] M. Colomé-Tatché, C. Klempt, L. Santos, T. Vekua, *Adiabatic spin cooling using high-spin Fermi gases*, New J. Phys. **13**, 113021 (2011).
- [A4] S. Jöllenbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, C. Klempt, *Hexapole-compensated magneto-optical trap on a mesoscopic atom chip*, Phys. Rev. A **83**, 043406 (2011).
- [A5] K. Cordes, O. Topic, M. Scherer, C. Klempt, B. Rosenhahn, J. Ostermann, *Classification of atomic density distributions using scale invariant blob localization*, Lecture Notes in Computer Science **6753**, 161 (2011).
- [A6] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, C. Klempt, J. Arlt, *A slow gravity compensated atom laser*, Appl. Phys. B **100**, 117 (2010).
- [A7] M. Scherer, B. Lücke, G. Gebreyesus, O. Topic, F. Deuretzbacher, W. Ertmer, L. Santos, J. J. Arlt, C. Klempt, *Spontaneous breaking of spatial and spin symmetry in spinor condensates*, Phys. Rev. Lett. **105**, 135302 (2010).
- [A8] C. Klempt, O. Topic, G. Gebreyesus, M. Scherer, T. Henninger, P. Hyllus, W. Ertmer, L. Santos, J. J. Arlt, *Parametric amplification of vacuum fluctuations in a spinor condensate*, Phys. Rev. Lett. **104**, 195303 (2010).

- [A9] F. Deuretzbacher, G. Gebreyesus, O. Topic, M. Scherer, B. Lücke, W. Ertmer, J. Arlt, C. Klempt, L. Santos, *Parametric amplification of matter waves in dipolar spinor Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **82**, 053608 (2010).
- [A10] C. Klempt, O. Topic, G. Gebreyesus, M. Scherer, T. Henninger, P. Hyllus, W. Ertmer, L. Santos, J. J. Arlt, *Multiresonant spinor dynamics in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **103**, 195302 (2009).

# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [11] L. Essen, J. V. L. Parry, *An atomic standard of frequency and time interval: A caesium resonator*, *Nature* **176**, 280 (1955).
- [12] J. Terrien, *News from the international bureau of weights and measures*, *Metrologia* **4**, 41 (1968).
- [13] R. Wynands, S. Weyers, *Atomic fountain clocks*, *Metrologia* **42**, S64 (2005).
- [14] CCTF 2004, “Recommendation CCTF-1 2004 concerning secondary representations of the second p. 38 (2004).
- [15] A. D. Ludlow, *et al.*, *Sr lattice clock at  $1 \times 10^{-16}$  fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock*, *Science* **319**, 1805 (2008).
- [16] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, T. Rosenband, *Frequency comparison of two high-accuracy  $Al^+$  optical clocks*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 070802 (2010).
- [17] S. Blatt, *et al.*, *New limits on coupling of fundamental constants to gravity using  $^{87}Sr$  optical lattice clocks*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 140801 (2008).
- [18] C. M. Will, *Gravitational red-shift measurements as tests of nonmetric theories of gravity*, *Phys. Rev. D* **10**, 2330 (1974).
- [19] T. Rosenband, *et al.*, *Frequency ratio of  $Al^+$  and  $Hg^+$  single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place*, *Science* **319**, 1808 (2008).
- [20] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, A. Landragin, *Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 080405 (2009).
- [21] G. Tackmann, *et al.*, *Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer*, *New J. Phys.* **14**, 015002 (2012).

- 
- [22] J. K. Stockton, K. Takase, M. A. Kasevich, *Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry*, Phys. Rev. Lett. **107**, 133001 (2011).
- [23] A. Louchet-Chauvet, *et al.*, *Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-MASS project*, IEEE T. Instr. Meas. **60**, 2527 (2011).
- [24] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, M. A. Kasevich, *Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity*, Science **315**, 74 (2007).
- [25] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, G. M. Tino, *Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry*, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
- [26] A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849 (1999).
- [27] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch, M. Weitz, *Atomic interferometer with amplitude gratings of light and Its applications to atom based tests of the Equivalence Principle*, Phys. Rev. Lett. **93**, 240404 (2004).
- [28] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, *Testing general relativity with atom interferometry*, Phys. Rev. Lett. **98**, 111102 (2007).
- [29] G. Tino, *et al.*, *Atom interferometers and optical atomic clocks: New quantum sensors for fundamental physics experiments in space*, Nucl. Phys. B **166**, 159 (2007).
- [30] P. Delva, E. Rasel, *Matter wave interferometry and gravitational waves*, J. Mod. Opt. **56**, 1999 (2009).
- [31] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, S. Rajendran, *Atomic gravitational wave interferometric sensor*, Phys. Rev. D **78**, 122002 (2008).
- [32] J. Hogan, *et al.*, *An atomic gravitational wave interferometric sensor in low earth orbit (AGIS-LEO)*, Gen. Rel. Grav. **43**, 1953 (2011).
- [33] M. Hohensee, *et al.*, *Sources and technology for an atomic gravitational wave interferometric sensor*, Gen. Rel. Grav. **43**, 1905 (2011).
- [34] T. van Zoest, *et al.*, *Bose-Einstein condensation in microgravity*, Science **328**, 1540 (2010).
- [35] R. Geiger, *et al.*, *Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry*, Nat. Commun. **2**, 474 (2011).

- 
- [36] H. Müller, S.-w. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, S. Chu, *Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters*, Phys. Rev. Lett. **100**, 180405 (2008).
- [37] S.-w. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien, M. A. Kasevich, *102ħk Large area atom interferometers*, Phys. Rev. Lett. **107**, 130403 (2011).
- [38] H. Ammann, N. Christensen, *Delta Kick Cooling: A new method for cooling atoms*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2088 (1997).
- [39] A. E. Leanhardt, *et al.*, *Cooling Bose-Einstein condensates below 500 picokelvin*, Science **301**, 1513 (2003).
- [40] V. Gerginov, *et al.*, *Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2*, Metrologia **47**, 65 (2010).
- [41] K. Hammerer, A. S. Sørensen, E. S. Polzik, *Quantum interface between light and atomic ensembles*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1041 (2010).
- [42] J. Appel, *et al.*, *Mesoscopic atomic entanglement for precision measurements beyond the standard quantum limit*, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **106**, 10960 (2009).
- [43] M. H. Schleier-Smith, I. D. Leroux, V. Vuletić, *States of an ensemble of two-level atoms with reduced quantum uncertainty*, Phys. Rev. Lett. **104**, 073604 (2010).
- [44] Z. Chen, J. G. Bohnet, S. R. Sankar, J. Dai, J. K. Thompson, *Conditional spin squeezing of a large ensemble via the vacuum Rabi splitting*, Phys. Rev. Lett. **106**, 133601 (2011).
- [45] J. Estève, C. Gross, A. Weller, S. Giovanazzi, M. K. Oberthaler, *Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate*, Nature **455**, 1216 (2008).
- [46] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Estève, M. K. Oberthaler, *Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit*, Nature **464**, 1165 (2010).
- [47] M. F. Riedel, *et al.*, *Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology*, Nature **464**, 1170 (2010).
- [48] R. Tana's, *Theory of non-classical states of light* (Taylor & Francis, 2002).
- [49] P. G. Kwiat, *et al.*, *New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4337 (1995).
- [50] The LIGO Scientific Collaboration, *A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit*, Nat. Phys. **7**, 962 (2011).

- 
- [51] C. Gross, *et al.*, *Atomic homodyne detection of continuous-variable entangled twin-atom states*, *Nature* **480**, 219 (2011).
- [52] E. M. Bookjans, C. D. Hamley, M. S. Chapman, *Strong quantum spin correlations observed in atomic spin mixing*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 210406 (2011).
- [53] C. D. Hamley, C. S. Gerving, T. M. Hoang, E. M. Bookjans, M. S. Chapman, *Spin-nematic squeezed vacuum in a quantum gas*, *Nat. Phys.* **8**, 305 (2012).
- [54] J. Stenger, *et al.*, *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*, *Nature* **396**, 345 (1998).
- [55] M. Ueda, Y. Kawaguchi, *Spinor Bose-Einstein condensates*, arXiv: 1001.2072v2 (2010).
- [56] L. Santos, T. Pfau, *Spin-3 chromium Bose-Einstein condensates*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 190404 (2006).
- [57] B. Pasquiou, *et al.*, *Spontaneous demagnetization of a dipolar spinor Bose gas in an ultralow magnetic field*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 255303 (2011).
- [58] H.-J. Miesner, *et al.*, *Observation of metastable states in spinor Bose-Einstein condensates*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2228 (1999).
- [59] H. Schmaljohann, M. Erhard, J. Kronjäger, K. Sengstock, K. Bongs, *Dynamics and thermodynamics in spinor quantum gases*, *Appl. Phys. B* **79**, 1001 (2004).
- [60] S. Tojo, A. Tomiyama, M. Iwata, T. Kuwamoto, T. Hirano, *Collision dynamics between stretched states of spin-2  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates*, *Appl. Phys. B* **93**, 403 (2008).
- [61] M.-S. Chang, *et al.*, *Observation of spinor dynamics in optically trapped  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 140403 (2004).
- [62] T. Kuwamoto, K. Araki, T. Eno, T. Hirano, *Magnetic field dependence of the dynamics of  $^{87}\text{Rb}$  spin-2 Bose-Einstein condensates*, *Phys. Rev. A* **69**, 063604 (2004).
- [63] A. T. Black, E. Gomez, L. D. Turner, S. Jung, P. D. Lett, *Spinor dynamics in an antiferromagnetic spin-1 condensate*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 070403 (2007).
- [64] M.-S. Chang, Q. Qin, W. Zhang, L. You, M. S. Chapman, *Coherent spinor dynamics in a spin-1 Bose condensate*, *Nat. Phys.* **1**, 111 (2005).
- [65] J. Kronjäger, *et al.*, *Evolution of a spinor condensate: Coherent dynamics, dephasing, and revivals*, *Phys. Rev. A* **72**, 063619 (2005).

- 
- [66] A. Widera, *et al.*, *Coherent collisional spin dynamics in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **95**, 190405 (2005).
- [67] F. Gerbier, A. Widera, S. Fölling, O. Mandel, I. Bloch, *Resonant control of spin dynamics in ultracold quantum gases by microwave dressing*, Phys. Rev. A **73**, 041602 (2006).
- [68] A. Widera, *et al.*, *Precision measurement of spin-dependent interaction strengths for spin-1 and spin-2  $^{87}\text{Rb}$  atoms*, New J. Phys. **8**, 152 (2006).
- [69] F. Gerbier, S. Fölling, A. Widera, O. Mandel, I. Bloch, *Probing number squeezing of ultracold atoms across the superfluid-Mott insulator transition*, Phys. Rev. Lett. **96**, 090401 (2006).
- [70] J. Kronjäger, C. Becker, P. Navez, K. Bongs, K. Sengstock, *Magnetically tuned spin dynamics resonance*, Phys. Rev. Lett. **97**, 110404 (2006).
- [71] M. Erhard, H. Schmaljohann, J. Kronjäger, K. Bongs, K. Sengstock, *Bose-Einstein condensation at constant temperature*, Phys. Rev. A **70**, 031602 (2004).
- [72] H. Schmaljohann, *et al.*, *Dynamics of  $F = 2$  spinor Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. Lett. **92**, 040402 (2004).
- [73] D. M. Stamper-Kurn, *et al.*, *Quantum tunneling across spin domains in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 661 (1999).
- [74] L. E. Sadler, J. M. Higbie, S. R. Leslie, M. Vengalattore, D. M. Stamper-Kurn, *Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate*, Nature **443**, 312 (2006).
- [75] J. Kronjäger, C. Becker, P. Soltan-Panahi, K. Bongs, K. Sengstock, *Spontaneous Pattern Formation in an Antiferromagnetic Quantum Gas*, Phys. Rev. Lett. **105**, 090402 (2010).
- [76] M. Vengalattore, S. R. Leslie, J. Guzman, D. M. Stamper-Kurn, *Spontaneously modulated spin textures in a dipolar spinor Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **100**, 170403 (2008).
- [77] M. Vengalattore, J. Guzman, S. R. Leslie, F. Serwane, D. M. Stamper-Kurn, *Periodic spin textures in a degenerate  $F = 1$   $^{87}\text{Rb}$  spinor Bose gas*, Phys. Rev. A **81**, 053612 (2010).
- [78] S. R. Leslie, *et al.*, *Amplification of fluctuations in a spinor Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **79**, 043631 (2009).

- 
- [79] C. C. Gerry, P. Knight, *Introductory quantum optics* (Cambridge University Press, 2005).
- [80] S. M. Barnett, D. T. Pegg, *Quantum theory of optical phase correlations*, Phys. Rev. A **42**, 6713 (1990).
- [81] J. Stuhler, *et al.*, *Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas*, Phys. Rev. Lett. **95**, 150406 (2005).
- [82] M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, B. L. Lev, *Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium*, Phys. Rev. Lett. **107**, 190401 (2011).
- [83] K. Aikawa, *et al.*, *Bose-Einstein condensation of Erbium*, arXiv:1204.1725 (2012).
- [84] K.-K. Ni, *et al.*, *A high phase-space-density gas of polar molecules*, Science **322**, 231 (2008).
- [85] J. G. Danzl, *et al.*, *An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice*, Nat. Phys. **6**, 265 (2010).
- [86] Y. Castin, R. Dum, *Bose-Einstein condensates in time dependent traps*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996).
- [87] K. Mikolajczyk, C. Schmid, *Scale & affine invariant interest point detectors*, International Journal of Computer Vision **60**, 63 (2004).
- [88] J. Matas, O. Chum, M. Urban, T. Pajdla, *Robust wide-baseline stereo from maximally stable extremal regions*, Image and Vision Computing **22**, 761 (2004).
- [89] M. J. Holland, K. Burnett, *Interferometric detection of optical phase shifts at the Heisenberg limit*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1355 (1993).
- [90] A. Kuzmich, L. Mandel, *Sub-shot-noise interferometric measurements with two-photon states*, Quantum Semiclass. Opt. **10**, 493 (1998).
- [91] Z. Y. Ou, J.-K. Rhee, L. J. Wang, *Observation of four-photon interference with a beam splitter by pulsed parametric down-conversion*, Phys. Rev. Lett. **83**, 959 (1999).
- [92] P. Walther, *et al.*, *De Broglie wavelength of a non-local four-photon state*, Nature **429**, 158 (2004).
- [93] M. W. Mitchell, J. S. Lundeen, A. M. Steinberg, *Super-resolving phase measurements with a multiphoton entangled state*, Nature **429**, 161 (2004).

- 
- [94] I. Afek, O. Ambar, Y. Silberberg, *High-NOON states by mixing quantum and classical light*, *Science* **328**, 879 (2010).
- [95] V. Meyer, *et al.*, *Experimental demonstration of entanglement-enhanced rotation angle estimation using trapped ions*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5870 (2001).
- [96] D. Leibfried, *et al.*, *Creation of a six-atom 'Schrödinger cat' state*, *Nature* **438**, 639 (2005).
- [97] A. Derevianko, H. Katori, *Colloquium: Physics of optical lattice clocks*, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 331 (2011).
- [98] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, V. D. Ovsiannikov, *Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).
- [99] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, E. A. Cornell, *Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas*, *Phys. Rev. A* **66**, 053616 (2002).
- [100] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, J. Reichel, *Coherence in microchip traps*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203005 (2004).
- [101] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, E. A. Cornell, *Observation of anomalous spin-state segregation in a trapped ultracold vapor*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 070403 (2002).
- [102] C. Deutsch, *et al.*, *Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 020401 (2010).
- [103] B. Canuel, *et al.*, *Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006).
- [104] M.-O. Mewes, *et al.*, *Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [105] I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger, *Atom laser with a cw output coupler*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).
- [106] E. W. Hagley, *et al.*, *A well-collimated quasi-continuous atom laser*, *Science* **283**, 1706 (1999).
- [107] N. P. Robins, *et al.*, *Achieving peak brightness in an atom laser*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 140403 (2006).
- [108] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, M. Weitz, *All-optical realization of an atom laser*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240408 (2003).

- 
- [109] A. Couvert, *et al.*, *A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate*, Eur. Phys. Lett. **83**, 50001 (2008).
- [110] Y.-J. Wang, *et al.*, *Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **94**, 090405 (2005).
- [111] S. Wu, E. Su, M. Prentiss, *Demonstration of an area-enclosing guided-atom interferometer for rotation sensing*, Phys. Rev. Lett. **99**, 173201 (2007).
- [112] R. Dumke, T. Mütter, M. Volk, W. Ertmer, G. Birkl, *Interferometer-type structures for guided atoms*, Phys. Rev. Lett. **89**, 220402 (2002).
- [113] C. J. Myatt, N. R. Newbury, C. E. Wieman, *Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser*, Opt. Lett. **18**, 649 (1993).
- [114] W. Rohringer, *et al.*, *Stochastic optimization of a cold atom experiment using a genetic algorithm*, Appl. Phys. Lett. **93**, 264101 (2008).
- [115] R. R. Craig, R. R. Stephans, *High power semiconductor laser amplifiers*, Proc. SPIE **893**, 25 (1988).
- [116] R. Storn, K. Price, *Differential Evolution - A simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces*, Tech. Rep. pp. TR-95-012 (1995).
- [117] L. Pezze, A. Smerzi, *Ultrasensitive Atomic clock with single-mode number-squeezing*, arXiv:1004.5486 (2010).
- [118] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?*, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
- [119] H. Pu, P. Meystre, *Creating macroscopic atomic Einstein-Podolsky-Rosen states from Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3987 (2000).
- [120] L.-M. Duan, A. Sørensen, J. I. Cirac, P. Zoller, *Squeezing and entanglement of atomic beams*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3991 (2000).
- [121] C. F. Roos, P. Cren, D. Guéry-Odelin, D. J., *Continuous loading of a non-dissipative atom trap*, Eur. Phys. Lett. **61**, 187 (2003).
- [122] A. P. Chikkatur, *et al.*, *A continuous source of Bose-Einstein condensed atoms*, Science **296**, 2193 (2002).
- [123] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, E. A. Cornell, *Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces*, J. Low Temp. Phys. **133**, 229 (2003).

- 
- [124] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, *Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds*, Phys. Rev. Lett. **86**, 608 (2001).



---

## DANKSAGUNG

Die dargestellten wissenschaftlichen Resultate sind das Ergebnis einer langjährigen Teamarbeit. An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Wolfgang Ertmer für das Vertrauen und die langjährige Unterstützung und Zusammenarbeit bedanken. Seine Begeisterung für die Physik und das von ihm geschaffene, exzellente wissenschaftliche Umfeld sind eine inspirierende Grundlage für erfolgreiche Arbeit. Ebenso danke ich Prof. Jan Arlt für die langjährige vertrauensvolle Zusammenarbeit seit Beginn meiner Promotion, die auch über seinen Umzug nach Århus hinaus fortbesteht. Ein besonderer Dank geht an Prof. Luis Santos. In den zahllosen Diskussionen habe ich sehr viel gelernt. Seine Beiträge waren Inspiration für viele der vorgestellten Experimente.

Die konkrete Arbeit im Labor ist zu einem großen Teil durch die Doktoranden an den beteiligten Experimenten geleistet worden. Ich danke Dr. Oliver Topić, mit dem mich eine langjährige Zusammenarbeit verbindet und dem ich das Beste für seine weitere Karriere wünsche. Ich danke Dr. Jens Kruse für die kurze, aber intensive Zusammenarbeit während seiner Zeit als Postdoc bei uns. Dr. Manuel Scherer hat zu fast allen Ergebnissen im Bereich der Spinorgase beigetragen und damit kürzlich promoviert. Bernd Lücke und Jan Peise vervollständigen das aktuelle Team am Spindynamik-Experiment. Vielen Dank an alle drei!

Am mesoskopischen Atomchip arbeite ich seit vielen Jahren mit Stefan Jöllbeck, dem ich für den erfolgreichen Verlauf und die gute Zusammenarbeit danken möchte. Jan Mahnke und Ilka Geisel ergänzen das Team nun schon seit fast zwei Jahren und ich freue mich auf die weitere gemeinsame Arbeit. Stellvertretend für die Diplomanden, Master- und Bachelorstudenten danke ich Sascha Kulas (Masterarbeit zu den Mikrowellenseitenbändern) und wünsche ihm viel Erfolg bei seiner kürzlich begonnenen Promotion.

Ich danke ebenso Dr. Georg Kleine Büning und Dr. Johannes Will für die Zusammenarbeit, die unter anderem zu den Ergebnissen der langen Kohärenzzeiten und dem Atomlaser geführt hat und mir immer besondere Freude bereitet hat.

Ich danke den Theoretikern, mit denen ich über die Jahre zusammengearbeitet habe: Dr. Philipp Hyllus, Dr. Frank Deuretzbacher, Prof. Temo Vekua und Dr. Maria Colomé-Tatché. Die internationale Zusammenarbeit mit Prof. Augusto Smerzi und Dr. Luca Pezzé in Trento/Florenz sowie Dr. Peter Rosenbusch in Paris hat mir besondere Freude bereitet. Außerdem danke ich Kai Cordes für die großartige Zusammenarbeit in den informationstechnischen Themen und PD Dr. Schlitt für mein erstes Projekt im Bereich der Medizin.

Ein großer Dank geht an Prof. Ernst Rasel für seine umfangreiche Unterstützung. Er ist für mich ein wichtiger Ansprechpartner am Institut geworden und ich habe mit ihm an vielen Projekten zusammengearbeitet. Genauso gilt mein Dank den vielen Mitarbeitern seiner Arbeitsgruppe, mit denen sich immer wieder interessante wissenschaftliche Kooperationen ergeben und die für die angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut unersetzbar sind.

Ich danke auch den übrigen Professoren des Instituts, die für mich jederzeit ansprechbar waren und mit denen sich eine Zusammenarbeit in vielen Teilaspekten ergeben hat: Prof. Eberhard Tiemann, Prof. Piet Schmidt, Prof. Uwe Morgner, Prof. Milutin Kovacev, Prof. Silke Ospelkaus, und Prof. Christian Ospelkaus.

Ein besonderer Dank geht an Gunhild Faber für die außerordentliche Unterstützung bei den täglichen kleinen und großen Problemen des Institutsalltags. Genauso danke ich Katrin Pfennig, Elke Hünitzsch, Barabara Thiele-Bode, Birgit Ohlendorf, Anne-Dore Göldner-Pauer, Natalie Koberstein sowie Dr. Rüdiger Scholz und Dr. Horst Knöckel für die vielfältige Hilfe. Vielen Dank auch an Dr. Patrick Barthold für die vielen netten Gespräche.

Ich danke meinen Eltern Brigitte und Eberhard für die Unterstützung, auf die ich mich seit so vielen Jahren verlassen kann. Zuletzt und ganz besonders Dir, liebe Julie, vielen Dank für Dein Verständnis, Deinen Ansporn und Deinen Beistand.