

---

AUFBAU EINES  
KOMPAKTEN  
LASERSYSTEMS  
ZUR KÜHLUNG DER ISOTOPE  
VON RUBIDIUM UND KALIUM

---

**Diplomarbeit**

von

**Christina Rode**

angefertigt am  
Institut für Quantenoptik  
Leibniz Universität Hannover

unter Anleitung von  
Prof. Dr. Ernst Rasel  
am 29. Mai 2009



# Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium

Diplomarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Leibniz Universität Hannover

Referent: Prof. Dr. Ernst Rasel  
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

29. Mai 2009



## Zusammenfassung

Im Rahmen des Projekts ATLAS (Atom Laser) des Instituts für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird eine Quelle ultrakalter Kalium- und Rubidiumatome realisiert, die zur Atominterferometrie mit zwei Spezies genutzt werden soll. Zu diesem Zweck sollen beide Atomsorten zunächst synchron in einem System aus einer zweidimensionalen (2D) und einer dreidimensionalen (3D) magneto-optischen Falle („Magneto Optical Trap“, kurz: MOT) gekühlt und gefangen werden. Anschließend sollen sie in einer optischen Melasse auf ultrakalte Temperaturen von wenigen  $\mu\text{K}$  heruntergekühlt bzw. darüber hinaus sogar in eine optische Dipolfalle bei  $2\ \mu\text{m}$  Wellenlänge zur Erzeugung quantenentarteter Gase umgeladen werden. Der schon bestehende experimentelle Aufbau zum Kühlen und Fangen von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen soll zu diesem Zweck auf ein System zum simultanen Kühlen und Fangen von  $^{87}\text{Rb}$  und einem der drei Kaliumisotope  $^{39/40/41}\text{K}$  in der gleichen Experimentierkammer am selben Ort erweitert werden. Die Verwendung von Kalium ist hierbei besonders interessant, da wegen der ähnlichen Wellenlängen ( $\lambda_{\text{K}} = 767\ \text{nm}$  und  $\lambda_{\text{Rb}} = 780\ \text{nm}$ ) der schon vorhandene optische Aufbau weitgehend beibehalten werden kann. Außerdem hat Kalium neben zwei bosonischen Isotopen ( $^{39/41}\text{K}$ ) auch ein fermionisches Isotop ( $^{40}\text{K}$ ), was interessante Untersuchungen und Vergleiche bezüglich der Verwendung bosonischer oder fermionischer quantenentarteter Gase als Quelle für die Atominterferometrie ermöglichen wird.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde zunächst ein Referenzlasermodul für Kalium aufgebaut, in welchem ein schmalbandiger Diodenlaser mit externem linearem Resonator („Extended Cavity Diode Laser“, kurz: ECDL) über Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen Übergang der  $\text{D}_2$ -Linie von  $^{39}\text{K}$  stabilisiert wird. Dank des speziellen ECDL-Designs zeichnet sich dieser Diodenlaser durch eine schmale instantane Lorentz-Linienbreite von unter  $10\ \text{kHz}$  und eine Gauß-Linienbreite von  $\sim 150\ \text{kHz}$  aus und eignet sich daher als Quelle einer hochstabilen, schmalbandigen Referenzfrequenz, an die andere Lasersysteme mit Hilfe der Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessung angebunden werden können.

Darüber hinaus wurde ein kompaktes Masterlasermodul zur Erzeugung von Laserfeldern bei den zum Kühlen und Fangen von Kalium und Rubidium erforderlichen Frequenzen aufgebaut, welches ebenfalls zum Anregen stimulierter Raman-Übergänge als grundlegendes Werkzeug für die Atominterferometrie genutzt werden kann. Je zwei Diodenlaser im ECDL-Design bei den Wellenlängen  $\lambda_{\text{K}} = 767\ \text{nm}$  und  $\lambda_{\text{Rb}} = 780\ \text{nm}$  erzeugen in einer ersten Phase Kühl- und Rückpumplicht, welches in einem weiteren schon bestehenden Modul in Trapezverstärkern („Tapered Amplifier“, kurz: TA) zum Betrieb eines 2D/3D MOT-Systems auf je  $\sim 1\ \text{W}$  verstärkt und auf die zur Experimentierkammer führenden Lichtleitfasern aufgeteilt wird. Eine Charakterisierung der ungerегelten Laser ergab schmale Linienbreiten von  $(8 \pm 2)\ \text{kHz}$  im Lorentz-Profil sowie  $(150 \pm 20)\ \text{kHz}$  für die Kalium- bzw.  $(200 \pm 50)\ \text{kHz}$  und  $(400 \pm 50)\ \text{kHz}$  für die Rubidiumlaser im Gauß-Profil.

Über ein ebenfalls im Rahmen dieser Diplomarbeit realisiertes kompaktes Rege-

lungselektronikmodul werden alle Laserfrequenzen mit Hilfe von Schwebungsmessungen an die frequenzstabilisierten Referenzlaser für Kalium bzw. Rubidium angebunden und können über viele Stunden stabil gehalten werden. Das Schema der Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessung zusammen mit dem großen modensprungfreien Bereich der Masterlaser erlaubt schnelle Verstimmungen der Laserfrequenzen um einige Gigahertz innerhalb weniger Millisekunden und eignet sich zudem auch für ein Umschalten von lediglich Frequenz- auf eine Frequenz- und Phasenstabilisierung der Laser. Somit wird das Lasersystem nach Beendigung der MOT- und Melassephase in einer zweiten Stufe die Raman-Laserstrahlen zur kohärenten Manipulation von Kalium und Rubidium in einem gemeinsamen Atominterferometer erzeugen können.

# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Zwei-Niveau-Atom in einem Laserfeld . . . . .	9
2.1.1	Zeitabhängige Schrödinger-Gleichung für das Zwei-Niveau-System . . . . .	9
2.1.2	Rabi-Oszillationen . . . . .	11
2.2	Kühlen und Fangen von Atomen . . . . .	12
2.2.1	Optische Melasse . . . . .	13
2.2.2	Magneto-optische Falle . . . . .	15
2.2.3	Alkaliatome . . . . .	17
2.3	Atominterferometrie mit Raman-Laserpulsen . . . . .	19
2.3.1	Stimulierte Raman-Übergänge . . . . .	19
2.3.2	Gravimeter . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Grundlegende Konzeption des Lasersystems</b>	<b>27</b>
3.1	Anforderungen an die Laserquelle . . . . .	29
3.2	Kompaktes Masterlasermodul . . . . .	30
3.3	Umschalten auf Atominterferometerbetrieb . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Realisierung des optischen Aufbaus</b>	<b>35</b>
4.1	Die Masterlaser . . . . .	35
4.2	Die Referenzlasermodule . . . . .	38
4.2.1	Das Kalium-Referenzlasermodul . . . . .	41
4.3	Das Masterlasermodul . . . . .	42
4.3.1	Das Rückpumpulaserlicht . . . . .	45
4.3.2	Das Kühllaserlicht . . . . .	46
4.3.3	Das Laserlicht zur Detektion von Kalium . . . . .	46
4.3.4	Gemeinsame Detektion von Kalium- und Rubidiumatomen . . . . .	48
4.4	Charakterisierung der Linienbreiten der freilaufenden Masterlaser . . . . .	49

<b>5</b>	<b>Frequenz- und Phasenstabilisierung der Laserfelder</b>	<b>53</b>
5.1	Erzeugung der Laserfelder für $^{40}\text{K}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	53
5.2	Konzept zur Stabilisierung der Laserfelder . . . . .	55
5.2.1	Die Frequenz-zu-Spannungswandler . . . . .	56
5.2.2	Die Optische Phasenregelschleife . . . . .	57
5.2.3	Die PID-Regler . . . . .	61
5.3	Aufbereitung der Signale für die Stabilisierung . . . . .	62
5.3.1	Stabilisierung des Rückpump-/Raman-Masterlasers . . . . .	64
5.3.2	Stabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers . . . . .	66
5.3.3	Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung des Kühl- /Raman-Slavelasers . . . . .	68
5.4	Charakterisierung der frequenzstabilisierten Laser . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Verstärkung und Aufteilung der Laserfelder</b>	<b>73</b>
6.1	Gemeinsame Verstärkung der Laserfelder für Kalium und Rubidium	73
6.2	Aufteilung der Laserfelder auf die Fasern . . . . .	77
6.3	Vorteile nach dem Umbau . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>81</b>
<b>A</b>	<b>Legende, Termschemata und Abbildungen</b>	<b>85</b>
A.1	Legende . . . . .	85
A.2	Termschema von $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	86
A.3	Termschemata von $^{39/40/41}\text{K}$ . . . . .	87
A.4	Termschemata von $^{40}\text{K}$ und $^{87}\text{Rb}$ mit eingezeichneten Frequenzen der Laserfelder . . . . .	88
A.5	Das Referenzlasermodule zur gemeinsamen Detektion von Rubidium und Kalium . . . . .	89
A.6	Spektroskopiesignale zur groben Voreinstellung der Laserfrequenz .	89

---

# EINLEITUNG

Interferenzphänomene und -experimente haben in der Physik schon immer eine große Rolle gespielt. Ihr Prinzip ist stets ähnlich: in der Regel erreichen Wellen oder Teilchen einen Detektor auf zwei oder mehr verschiedenen Wegen. Durch Überlagerung aller Möglichkeiten kann im Detektor ein Interferenzmuster entstehen. Interferenzeffekte mit Licht wurden bereits 1802 im Doppelspaltversuch von Thomas Young untersucht und durch eine Betrachtung von Licht als Welle erklärt. Hundert Jahre später führte Albert Einstein 1905 in seinem berühmten Artikel über den photoelektrischen Effekt [1] Teilchen zur Beschreibung von Licht ein, die Photonen. Zur vollständigen Beschreibung von Licht musste es also sowohl als Welle als auch als Teilchen betrachtet werden und dieser Welle-Teilchen-Dualismus spielte eine entscheidende Rolle bei der Entstehung der Quantenmechanik. Louis de Broglie postulierte 1924 in seiner Doktorarbeit [2], dass jedes Teilchen auch als Welle mit der de Broglie-Wellenlänge

$$\lambda_{\text{deBroglie}} = \frac{h}{p} = \sqrt{\frac{h^2}{mk_{\text{B}}T}} \quad (1.1)$$

beschrieben werden kann. Dabei bezeichnet  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $k_{\text{B}}$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur,  $m$  die Masse und  $p$  den Impuls des Teilchens. Der entscheidende Gedanke ist nun, dass man ein Teilchen durch eine kohärente Überlagerung verschiedener Quantenzustände als „Wellenpaket“ beschreiben kann und dass sich das Teilchen somit in mehreren Zuständen gleichzeitig befindet. Ein solches Teilchen kann verschiedene Wege gleichzeitig nehmen und sein Zustand ist nach seiner Rekombination das Ergebnis der Wirkung aller möglicher Pfade. Ausgehend von diesem Postulat wurde der Doppelspaltversuch zunächst mit einem Elektronenstrahl [3] und später auch mit einem Atomstrahl [4] wiederholt und es wurden tatsächlich auch für diese Materiewellenpakete Interferenzmuster

beobachtet. Da die Wellenlänge, die materiellen Teilchen bei Raumtemperatur zugeordnet werden kann, sehr klein ist, war die Interferometrie mit Atomen zunächst mit großen Schwierigkeiten verbunden und nur in Laborexperimenten möglich.

Die Laserkühlung von Atomen [5], die in den 1980er Jahren maßgeblich von Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William Phillips vorangetrieben wurde, eröffnete die Möglichkeit für interferometrische Experimente mit kalten Atomen. Dabei können die kalten Atome mit Hilfe der Lichtkräfte analog zu Photonen kohärent manipuliert werden, indem man sie aufspaltet, reflektiert und wieder überlagert. Basierend auf diesen atomoptischen Prozessen konnte ein erstes Atominterferometer [6] zur Entwicklung von Techniken für interferometrische Messungen realisiert werden. Materiewellenpakete sind empfindlich für viele verschiedene physikalische Effekte, sodass sich Atominterferometer innerhalb der letzten 20 Jahre schnell zu einem einzigartigen und nützlichen Werkzeug für hochpräzise Untersuchungen sowohl von fundamentalen quantenmechanischen Phänomenen, als auch von atomaren und molekularen Eigenschaften sowie zur Messung von Inertialkräften [7] wie Gravitation [8] und Rotationen [9, 10] entwickelt haben. Ebenso können auch Naturkonstanten wie die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  aus dem Verhältnis  $\hbar/m_{\text{Atom}}$  [11] bzw. die Newtonsche Gravitationskonstante  $G$  [12, 13] bestimmt werden.

Eine wichtige Klasse von Atominterferometern sind Gravimeter, in denen die Erdbeschleunigung  $g$  gemessen wird und die vielfältige praktische Anwendungen in der Navigation, Geophysik, Geodäsie und Seismologie haben [14]. Hinsichtlich der in der Metrologie erforderlichen Genauigkeit ist  $g$  eine lokale Größe, die sich darüber hinaus auch zeitlich variiert, und muss überall dort gemessen werden, wo von  $g$  beeinflusste Standardeinheiten bestimmt werden, sodass ein besonderes Interesse an kompakten transportablen Gravimetern besteht. Eine hochpräzise Messung von  $g$  ist insbesondere auch für eine hochpräzise Messung einer Kraft oder einer beliebigen anderen von einer Kraft abhängigen physikalischen Größe extrem wichtig, da diese von der Anziehung zwischen den beiden verwendeten Massen aufgrund der Gravitation beeinflusst wird. Die Genauigkeit der Messung von  $g$  geht somit unmittelbar in die Genauigkeit der Standardeinheiten in vielen metrologischen Bereichen wie der Mechanik, der Elektrizität oder der Thermo- und Fluidodynamik ein. Als ein wichtiges Beispiel aus der Metrologie sei die Watt-Waage erwähnt, die zur Neudefinition des Kilogramms vorgeschlagen wurde [16]. Sie basiert auf einer Testmasse, deren Gewicht durch eine elektrische Kraft kompensiert wird und deshalb in ihrer Präzision auf eine genaue Messung der lokalen Gravitation angewiesen ist. Ebenfalls wurde ein erstes Demonstrationsexperiment durchgeführt [17] und weitere Experimente vorgeschlagen, in denen das Äquivalenzprinzip von träger und schwerer Masse durch gleichzeitiges Verwenden der beiden Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  in einem gemeinsamen Gravimeteraufbau getestet wird [18].

Für hochempfindliche atominterferometrische Messgeräte werden einerseits Quellen möglichst kalter Atome benötigt, da diese die Sensitivität des Interferometers erhöhen. Denn durch tiefere Temperaturen der Atome werden ihre Geschwindigkeitsverteilung schmaler und somit ihre Expansionsgeschwindigkeit geringer, womit sich eine bemerkenswerte Kontrolle von Ort und Geschwindigkeit des atomaren Ensembles sowie eine längere freie Entwicklungszeit<sup>1</sup> der Atome im Interferometer erzielen lässt. In der Gruppe von Steven Chu wurde so beispielsweise ein Gravimeter mit lasergekühlten Cäsiumatomen entwickelt, das die lokale Erdbeschleunigung  $g$  mit einer bis dahin unerreichten Genauigkeit von  $10^{-9}g$  vermessen kann [19].

Andererseits wird eine möglichst hohe Atomzahl benötigt, da die Sensitivität jeder Detektion von Teilchen (Atomen oder Photonen) grundsätzlich durch das Schrottrauschen begrenzt ist und das kleinste detektierbare Signal mit  $1/\sqrt{N}$  skaliert, wobei  $N$  die Anzahl der Teilchen ist [14]. Messungen mit einer großen Anzahl von Atomen bieten außerdem ein höheres Signal-zu-Rauschverhältnis und ein hoher atomarer Fluss verbessert durch die Möglichkeit hoher Repetitionsraten die Statistik der Messungen. So wurde in der Gruppe um Mark Kasevich ein Gyroskop realisiert, das mit einem Strahl aus Cäsiumatomen mit Überschallgeschwindigkeit arbeitet und in dem Dank der hohen Atomzahl und der kontinuierlichen Messung Rotationen auf  $6 \times 10^{-10} \frac{\text{rad}}{\text{s}}$  genau bestimmt wurden [20]. Heutzutage werden im Sinne eines kompakteren und möglicherweise auch transportablen experimentellen Aufbaus überwiegend Atominterferometer entwickelt, die mit kalten Atomen arbeiten.

Eine mögliche atomare Quelle für eine neue Generation von Atominterferometern könnten Bose-Einstein-Kondensate (Bose-Einstein-Condensate, kurz BEC) sein. Dieser neuartige Materiezustand entsteht, wenn die Phasenraumdichte eines bosonischen Gases einen kritischen Wert  $n\lambda_{\text{deBroglie}} \approx 1$  überschreitet, wobei  $n$  die atomare Dichte des gefangenen Ensembles ist, und wurde 1995 in den Gruppen von Eric Cornell und Carl Wieman [24] sowie von Wolfgang Ketterle [25] erstmals experimentell realisiert – 70 Jahre nach seiner theoretischen Voraussage durch Satyenranath Bose [21] und Albert Einstein [22]. Die Bose-Einstein-Kondensation ist aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Teilchen ein rein quantenstatistischer Effekt und zeichnet sich durch die makroskopische Besetzung eines Quantenzustands und die damit einhergehende Beschreibung des Ensembles mit Hilfe einer einzigen makroskopischen Wellenfunktion aus<sup>2</sup>. Darüber hinaus ist die räumliche

---

<sup>1</sup>Die freie Entwicklungszeit der Atome im Interferometer geht quadratisch in die Sensitivität von Beschleunigungsmessungen ein.

<sup>2</sup>Neben bosonischen Atomen mit ganzzahligem Spin, welche zu einem BEC kondensiert und dort durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben werden können, lassen sich auch fermionische Atome mit halbzahligem Spin zur Quantenentartung überführen. Diese werden dann durch die

Ausdehnung von BECs gering und sie weisen aufgrund ihrer schmalen Impulsverteilung eine geringe Expansionsgeschwindigkeit auf, was längere Entwicklungszeiten im Interferometer ermöglicht. Insbesondere lassen sich mit Hilfe von BECs auch nichtklassische Eigenzustände wie beispielsweise Fock-Zustände erzeugen [23], mit denen das Rauschen des Interferometers theoretisch bis zum durch die Heisenbergsche Unschärferelation gegebenen fundamentalen Quantenlimit reduziert werden kann [28].

Der klare Unterschied zwischen der Kohärenz eines BECs und der eines Ensembles thermischer Atome ist vergleichbar mit dem Unterschied zwischen einem Laser und einer inkohärenten Lichtquelle [29]. Im Gegensatz zu Photonen wechselwirken die Atome in einem BEC jedoch miteinander, wodurch es zu systematischen Verschiebungen der atomaren Energieniveaus sowie zu einem verringerten effektiven Kontrast des detektierten Interferenzsignals kommen kann [31], was die interferometrischen Messungen erheblich beeinträchtigt. Daher war bisher hochpräzise Interferometrie mit BECs nur im freien Fall möglich, wo die Wechselwirkungen schwächer, aber zugleich auch die Entwicklungszeiten begrenzt sind [30]. Diese Tatsache macht die Untersuchung quantentarteter Fermigase als weitere denkbare Quelle für hochpräzise Interferometer interessant, da dort aufgrund der Pauliprinzip keine Wechselwirkung durch Kollisionen zwischen den Teilchen auftreten [31]. Jedoch begrenzt das Pauliprinzip gleichzeitig auch die Phasenraumdichte und es ist zu untersuchen, ob dies ein Hindernis für hochpräzise Interferometrie darstellt.

Ultrakalte atomare Ensembles, die mit Hilfe von Laserkühlung präpariert wurden, können durch evaporative Kühlung entweder in Magnetfallen oder in optischen Dipolfallen bis zur Quantenentartung gekühlt werden. Das Fangen in Magnetfallen beruht auf der durch den Zeemaneffekt entstehenden Aufspaltung der atomaren Energieniveaus in die magnetischen  $m_F$ -Unterzustände. Beim Einstrahlen einer geeigneten Radiofrequenz können die heißesten Teilchen des Ensembles in ungebundene  $m_F$ -Unterzustände überführt und somit aus der Falle entfernt werden. Der in der Falle verbleibende Anteil des atomaren Ensembles rethermalisiert nach wenigen Stößen bei einer tieferen Temperatur, wodurch ein Kühlungseffekt realisiert wurde. Wegen der starken Magnetfelder sind Magnetfallen für die Atominterferometrie jedoch problematisch. Deutlich besser geeignet ist daher eine optische Erzeugung quantenentarteter atomarer Ensembles in einer Dipolfalle durch Absenken des Fallenpotentials [32]. In einer Dipolfalle lassen sich, im Gegensatz zu Magnetfallen, alle magnetischen Unterzustände fangen, so insbesondere auch der für die Atominterferometrie besonders interessante  $m_F=0$ -Unterzustand, der in erster Ordnung nicht mit Magnetfeldern wechselwirkt. Ein weiterer entscheidender

---

Fermi-Dirac-Statistik charakterisiert und besetzen aufgrund des Pauliprinzip alle Quantenzustände bis zur Fermienergie. Ein ausführlicher Überblick findet sich in [26]. Ein erstes quantenentartetes Fermigas wurde 1999 realisiert [27].

---

Vorteil optischer Dipolfallen ist, dass sie zur evaporativen Kühlung keine auf eine atomare Resonanz abgestimmte Radiofrequenz benötigen und sich daher auch zum simultanen Kühlen verschiedener Elemente eignen. Desweiteren lassen sich in optischen Dipolfallen wegen der im Vergleich zu Magnetfallen höheren Fallfrequenzen kürzere Rethermalisierungszeiten und folglich eine deutlich schnellere Erzeugung quantenentarteter Gase realisieren [33].

Im Rahmen des Projekts ATLAS (Atom Laser) des Instituts für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird eine Quelle ultrakalter Kalium- und Rubidiumatome realisiert, die zu atominterferometrischen Messungen in einem Gravimeter mit zwei Spezies genutzt werden soll. Die ultrakalten Ensembles beider Spezies sollen simultan in magneto-optischen Fallen in der gleichen Experimentierkammer gefangen, sowie in einer anschließenden Melassephase auf wenige Mikrokkelvin gekühlt werden. Die so präparierten atomaren Ensembles können so als Quellen für ein Gravimeter zur Messung von  $g$  mit wahlweise einer der beiden Spezies oder zur differentiellen Messung mit beiden Spezies zugleich dienen. Durch Vergleich der Fallbeschleunigungen für Kalium und Rubidium soll das Prinzip der Äquivalenz von träger und schwerer Masse, ein Postulat der allgemeinen Relativitätstheorie, getestet werden. Weiterhin bietet das Experiment die Möglichkeit, diese Ensembles ultrakalter Kalium- und Rubidiumatome effizient in eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  umzuladen und durch evaporative Kühlung beide Spezies schnell und simultan zur Quantenentartung zu überführen. Insbesondere ermöglicht die Verwendung von Kalium, welches neben zwei stabilen bosonischen auch ein stabiles fermionisches Isotop besitzt, die Erzeugung eines quantenentarteten Fermigases und dessen Untersuchung hinsichtlich seiner Eignung als Quelle für ein hochpräzises Atominterferometer.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein kompaktes Diodenlasersystem realisiert, welches zum einen Lichtfelder bei den zum Betrieb eines atomaren Quellsystems mit ultrakaltem Kalium und Rubidium erforderlichen Frequenzen bereitstellt. Zum anderen soll das Lasersystem in einer zweiten Phase die beiden Paare von Raman-Laserstrahlen für eine simultane kohärente Manipulation beider Spezies zur Realisierung eines dualen Atominterferometers liefern. Das Lasersystem besteht aus vier Diodenlasern mit linearem externem Resonator, welche nach optischer Verstärkung in einem weiteren Modul die erforderlichen Laserfelder zum Kühlen, Fangen und Manipulieren von Kalium und Rubidium bereitstellen, sowie aus einem hochstabilen und spektral schmalbandigen Referenzlaser für Kalium, welcher zur Frequenzstabilisierung der anderen Kaliumlaser über Schwebungsmessungen verwendet wird. Die Methode der Stabilisierung über Schwebungsmessungen bietet eine hohe Stabilität bei gleichzeitiger schneller Durchstimmbarkeit der Frequenz und wird ein Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung für den Betrieb eines Atominterferometers mit Ramanlaserpulsen erlauben. Zur Aufberei-

tung der Schwebungssignale wurden elektronische Regelkreise aufgebaut, in welchen die auf zwei schnellen Fotodioden jeweils für beide Wellenlängen gemeinsam detektierten Schwebungsfrequenzen zunächst voneinander getrennt und anschließend in einzelnen Pfaden für die nachfolgende Frequenz- oder Phasenstabilisierung des entsprechenden Diodenlasers präpariert werden.

Zunächst werden in **Kapitel 2** einige **theoretische Grundlagen zur Laserkühlung von Atomen und zu deren kohärenter Manipulation mittels stimulierter Ramanübergänge** in einem Gravimeter eingeführt. Die **grundlegende Konzeption** sowie die Vorzüge des zu diesem Zweck aufgebauten Lasersystems wird in **Kapitel 3** vorgestellt, bevor in **Kapitel 4** auf die Details des **optischen Aufbaus** sowie auf die **Charakterisierung der Laser** eingegangen wird. In **Kapitel 5** wird der Aufbau zur **Frequenz- und Phasenstabilisierung der Laserfelder** dargestellt. Die geplante Einbindung der neuen Laserquellen an den schon bestehenden Aufbau des Experiments ATLAS zur Manipulation von Rubidium und die damit verbundene **Verstärkung und Aufteilung der Laserfelder** findet sich in **Kapitel 6**, bevor in **Kapitel 7** die Arbeit mit einem Ausblick abschließt.

---

# THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Die Ausgangspunkte aller Überlegungen zur Atominterferometrie stammen von de Broglie und Schrödinger, die einem bewegten materiellen Teilchen Wellencharakter zugeordnet haben. 1923 stellte L. de Broglie die Hypothese auf, dass ein materielles Teilchen mit der Energie  $E$  und dem Impuls  $\vec{p}$  als eine Welle mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi\nu$  und dem Wellenvektor  $\vec{k}$  beschrieben werden kann. Ebenso wie für Photonen ergeben sich für Energie und Impuls des Teilchens die Einsteinde-Broglie-Beziehungen

$$E = \hbar\omega \quad \text{und} \quad \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (2.1)$$

und es lässt sich die de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{\text{deBroglie}}$  (1.1) definieren. Schrödinger führte die Beschreibung eines freien Teilchens als Wellenpaket ein, welches eine Linearkombination von ebenen Wellen ist:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int g(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega(\vec{k})t)} d^3k. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $d^3k = dk_x dk_y dk_z$  das Volumenelement im  $\vec{k}$ -Raum und  $g(\vec{k})$  eine Wahrscheinlichkeitsamplitude und der Ort des Materiewellenpakets lässt sich durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $P = |\Psi(\vec{r}, t)|^2$  beschreiben.

Analog zu einem optischen Interferometer lässt sich auch ein Atominterferometer realisieren, indem man ein Materiewellenpaket in zwei oder mehr seiner Unterzustände aufspaltet und nach einer Zeit der getrennten Ausbreitung wieder überlagert. Allerdings sind die Rollen von Licht und Materie gerade vertauscht. Strahlteiler und Spiegel werden durch von einem phasenstabilen Laserpaar induzierte *Raman-Übergänge* (siehe Abschnitt 2.3.1) zwischen den beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands kalter Alkaliatome realisiert [6]. Der schematische Aufbau eines Atominterferometers ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Damit am Ausgang des Interferometers ein Interferenzmuster entsteht, muss die Atomwolke am Interferometereingang gute Kohärenzeigenschaften haben. Zu diesem Zweck werden die

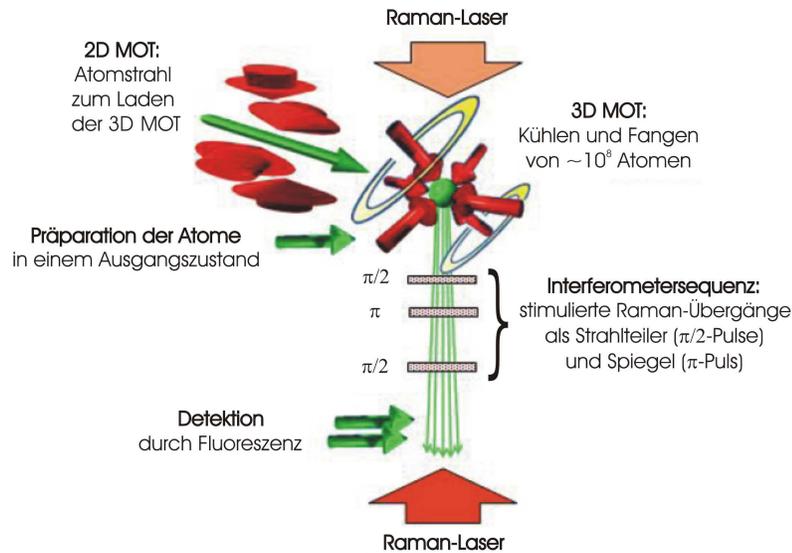


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Atominterferometers. Zunächst werden  $\sim 10^8$  Atome in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D MOT) gefangen, die aus einer 2D MOT geladen wird. Die Atome werden auf wenige  $\mu\text{K}$  gekühlt, dann fallen gelassen und in einen gemeinsamen Ausgangszustand für die Interferometersequenz präpariert. Der Zustand am Ausgang des Interferometers wird durch Fluoreszenz detektiert. Geändert übernommen aus [42].

Atome zunächst mit Hilfe von Lichtkräften in einer Kombination aus zwei *magneto-optischen Fallen* gekühlt und gefangen und in einer darauf folgenden *optischen Melasse* auf wenige  $\mu\text{K}$  gekühlt (siehe Abschnitt 2.2). Anschließend werden sie mit Hilfe von Mikrowellen oder optischem Pumpen in einen gemeinsamen quantenmechanischen Zustand gebracht, der als Ausgangszustand für den Interferometerzyklus geeignet ist. Durch *stimulierte Raman-Übergänge* wird diese präparierte Atomwolke nun in einer Interferometersequenz kohärent aufgespaltet und nach einer Zeit der getrennten Propagation wieder überlagert. Während dieser getrennten, freien Propagation ist das Interferometer sensitiv auf Inertialkräfte wie Rotationen, Gravitation oder für andere äußere Effekte, da diese eine Phasendifferenz zwischen den Materiewellenpaketen in den beiden Interferometerpfaden hervorrufen, welche im Interferenzmuster am Ausgang des Interferometers ausgelesen und zur Quantifizierung der Effekte ausgeschöpft werden kann.

In diesem Kapitel werden zunächst anhand des Zwei-Niveau-Systems (Abschnitt 2.1) die theoretischen Grundlagen zur Atom-Licht-Wechselwirkung eingeführt. Darauf aufbauend wird die Erzeugung kalter Atome in einer magneto-optischen Falle („*magneto-optical trap*“, kurz: MOT, Abschnitt 2.2.2) und zur Melassekühlung erklärt (Abschnitt 2.2.1). Anschließend wird die Funktionsweise eines

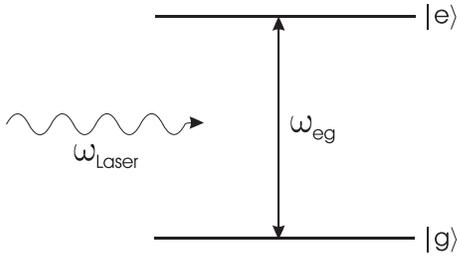


Abbildung 2.2: Zur vereinfachten Behandlung der Atom-Licht-Wechselwirkung wird das Atom auf ein Zwei-Niveau-System reduziert. Diese Näherung ist korrekt, solange die Laserfrequenz  $\omega_{\text{Laser}}$  nahe der Resonanz  $\omega_{\text{eg}}$  ist und somit die Kopplung zu anderen Niveaus vernachlässigt werden kann.

Atominterferometers mit stimulierten Raman-Übergängen vorgestellt (Abschnitt 2.3), wobei speziell auf die Konfiguration eines Atominterferometers mit zwei Spezies zur Messung der Gravitation eingegangen wird, das sich unter anderem zu einem Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips eignet (Abschnitt 2.3.2).

## 2.1 Zwei-Niveau-Atom in einem Laserfeld

Die physikalischen Vorgänge zum Kühlen und Fangen von Atomen bzw. zu deren kohärenter Manipulation mit stimulierten Raman-Übergängen lassen sich anhand eines idealisierten Zwei-Niveau-Atoms gut veranschaulichen. Die verwendeten Atome haben natürlich weit mehr als zwei Niveaus, von denen jedoch meist nur zwei maßgeblich an den einzelnen Prozessen beteiligt sind. Daher ist die Idealisierung realistisch, solange die Lebensdauer der beteiligten Niveaus groß gegenüber spontanen Prozessen und die durch das eingestrahelte Laserfeld bewirkte Kopplung der Niveaus an andere vorhandene Niveaus vernachlässigbar klein ist. In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkung eines solchen Zwei-Niveau-Systems mit einem Laserfeld vorgestellt.

### 2.1.1 Zeitabhängige Schrödinger-Gleichung für das Zwei-Niveau-System

Das einfachste Modell zur Veranschaulichung der Wechselwirkung von Atomen mit Licht ist das Zwei-Niveau-System (siehe Abbildung 2.2). Es besteht aus einem Grundzustand  $|g\rangle$  und einem angeregten Zustand  $|e\rangle$ , die durch eine Energiedifferenz  $\Delta E = \hbar(\omega_e - \omega_g) = \hbar\omega_{\text{eg}}$  voneinander getrennt sind. Dieses System soll nun mit einem monochromatischen Laserfeld der Frequenz  $\omega_{\text{Laser}}$  wechselwirken. Um den Einfluss des eingestrahelten Laserfeldes auf die Besetzung der Niveaus zu bestimmen, wird das System zunächst durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{V} \quad (2.3)$$

beschrieben, wobei  $\hat{H}_{\text{Atom}}$  der Hamiltonoperator des ungestörten Atoms ist und  $\hat{V}$  für die Energie der Atom-Licht-Wechselwirkung steht. Für ein Atom mit einem

Dipolmoment  $\vec{d}$ , das sich in einem externen homogenen elektrischen Feld  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  befindet, ist die Wechselwirkungsenergie

$$V = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (2.4)$$

Die Wellenlänge des im Experiment verwendeten Lichts liegt im sichtbaren Bereich und ist damit groß im Vergleich zur räumlichen Ausdehnung des Atoms, sodass das elektrische Feld über das Atom hinweg als konstant angesehen werden kann und in erster Näherung die *elektrische Dipolnäherung*

$$\vec{E}(\vec{r}, t) \sim \vec{E}(\vec{R}, t) = \vec{E}(t) \quad (2.5)$$

gilt. Geht man zusätzlich davon aus, dass das Atom seinen Ort  $\vec{R}$  während der Wechselwirkung nicht ändert, kann auch diese Abhängigkeit vernachlässigt werden und (2.4) wird zu

$$V = -\vec{d} \cdot \vec{E}(t) = e\vec{r}\vec{E}(t) \quad (2.6)$$

Dabei ist  $\vec{r}$  der Ortsvektor des Elektrons zum Kern und das oszillierende Lichtfeld  $\vec{E}(t)$  am Ort des Atoms mit der Amplitude  $E_0$  und dem normierten Einheitsvektor  $\vec{e}$  der Polarisation kann beschrieben werden durch

$$\vec{E}(t) = E_0 \cos(\omega_{\text{Laser}} t) \vec{e} = E_0 \frac{(e^{i\omega_{\text{Laser}} t} + e^{-i\omega_{\text{Laser}} t})}{2} \vec{e}, \quad (2.7)$$

wobei zur Umformung des Cosinustermes die Eulerformel  $\cos(x) = \frac{1}{2}(e^{ix} + e^{-ix})$  verwendet wurde. Die zeitliche Entwicklung eines solchen Systems ist allgemein durch die *zeitabhängige Schrödinger-Gleichung*

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = \hat{H} \psi(\vec{r}, t) = (\hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{V}) \psi(\vec{r}, t). \quad (2.8)$$

gegeben. Um die zeitliche Entwicklung eines beliebigen Zustandsvektors  $\psi(\vec{r}, t)$  unter Einwirkung des Laserfeldes voraussagen zu können, muss diese Gleichung gelöst werden, und als allgemeiner Lösungsansatz für das Zwei-Niveau-System wird die Wellenfunktion

$$\Psi(\vec{r}, t) = c_g(t) e^{-i\omega_g t} \Phi_g(\vec{r}) + c_e(t) e^{-i\omega_e t} \Phi_e(\vec{r}) \quad (2.9)$$

mit den zeitabhängigen Wahrscheinlichkeitsamplituden  $c_g(t)$  und  $c_e(t)$  der beiden stationären Eigenfunktionen  $\Phi_g(\vec{r})$  und  $\Phi_e(\vec{r})$  von Grund- und angeregtem Zustand gewählt. Setzt man (2.9) in (2.8) ein und multipliziert von links mit  $e^{i\omega_j t} \Phi_j^*(\vec{r})$ , so ergibt sich unter Berücksichtigung der Orthogonalitäten  $\vec{d} = e \int \Phi_i^*(\vec{r}) \vec{r} \Phi_j(\vec{r}) d\vec{r} = 0$  für  $i \neq j$  und  $\int \Phi_i^*(\vec{r}) \Phi_j(\vec{r}) d\vec{r} = \delta_{ij}$  und mit (2.6) folgendes System gekoppelter Differenzialgleichungen für die beiden Wahrscheinlichkeitsamplituden:

$$\begin{aligned} \dot{c}_g(t) &= i \frac{d_{eg} \vec{e} E_0}{2\hbar} e^{-i\omega_{eg} t} (e^{i\omega_{\text{Laser}} t} + e^{-i\omega_{\text{Laser}} t}) c_e(t) \\ \dot{c}_e(t) &= i \frac{d_{ge} \vec{e} E_0}{2\hbar} e^{i\omega_{eg} t} (e^{i\omega_{\text{Laser}} t} + e^{-i\omega_{\text{Laser}} t}) c_g(t). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Das Dipolmatrixelement  $\vec{d}_{eg} = \langle e|\vec{d}|g\rangle$  gibt die Kopplungsstärke des Übergangs an. Verschwindet es für zwei Niveaus, so sind Übergänge zwischen diesen Niveaus verboten. Zur Lösung von (2.10) wird zunächst die *resonante Rabi-Frequenz*

$$\Omega_{eg} = \frac{\vec{d}_{eg} E_0 \vec{\epsilon}}{\hbar} \quad (2.11)$$

definiert und das Gleichungssystem wird nach Ausmultiplizieren zu

$$\begin{aligned} \dot{c}_g(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{2} (e^{i(\omega_{\text{Laser}} - \omega_{eg})t} + e^{-i(\omega_{\text{Laser}} + \omega_{eg})t}) c_e(t) \\ \dot{c}_e(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{2} (e^{-i(\omega_{\text{Laser}} - \omega_{eg})t} + e^{i(\omega_{\text{Laser}} + \omega_{eg})t}) c_g(t). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Verstimmung  $\delta = \omega_{\text{Laser}} - \omega_{eg}$  des treibenden Laserfeldes zur Resonanz ist im Allgemeinen sehr viel kleiner als  $\omega_{eg}$ , sodass die „*rotating-wave approximation*“ angewendet werden kann, in welcher die schnell oszillierenden Terme mit  $(\omega_{\text{Laser}} + \omega_{eg})$  in (2.12) wegfallen, da sie bei der nahresonanten Anregung kaum zur Kopplung der Niveaus beitragen, und das Differenzialgleichungssystem wird zu

$$\begin{aligned} \dot{c}_g(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{2} e^{i\frac{\delta}{2}t} c_e(t) \\ \dot{c}_e(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{2} e^{-i\frac{\delta}{2}t} c_g(t). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Durch Transformation dieses Differenzialgleichungssystems in ein mit der Frequenz  $\delta$  rotierendes Bezugssystem und Einführung der neuen Koeffizienten  $\tilde{c}_g(t) = c_g(t)e^{i\frac{\delta}{2}t}$  und  $\tilde{c}_e(t) = c_e(t)e^{-i\frac{\delta}{2}t}$  [54] ergibt sich

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \tilde{c}_g(t) \\ \tilde{c}_e(t) \end{pmatrix} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} -\delta & \Omega_{eg} \\ \Omega_{eg} & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{c}_g(t) \\ \tilde{c}_e(t) \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

### 2.1.2 Rabi-Oszillationen

Die Zeitentwicklung der Wahrscheinlichkeitsamplituden  $c_g(t)$  und  $c_e(t)$  lässt sich exakt ermitteln, indem man die neue zeitabhängige Schrödingergleichung (2.14) löst und ergibt sich nach längerer Rechnung zu

$$\begin{aligned} \tilde{c}_g(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2t}\right) \tilde{c}_e(0) + \left[\cos\left(\frac{\Omega}{2t}\right) - i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2t}\right)\right] \tilde{c}_g(0) \\ \tilde{c}_e(t) &= i \frac{\Omega_{eg}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2t}\right) \tilde{c}_g(0) + \left[\cos\left(\frac{\Omega}{2t}\right) + i \frac{\delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega}{2t}\right)\right] \tilde{c}_e(0), \end{aligned} \quad (2.15)$$

wobei die *verallgemeinerte Rabi-Frequenz*

$$\Omega = \sqrt{\delta^2 + \Omega_{eg}^2} \quad (2.16)$$

eingeführt wurde. Geht man von einem System aus, bei dem zu Beginn der Wechselwirkung mit dem Laserfeld ( $t=0$ ) der Grundzustand voll besetzt und das angeregte Niveau leer ist, so lauten die Anfangsbedingungen für die Wahrscheinlichkeitsamplituden  $\tilde{c}_g(0) = 1$  und  $\tilde{c}_e(0) = 0$  und es ergibt sich unter Vernachlässigung von spontaner Emission für den angeregten Zustand die folgende zeitabhängige Besetzungswahrscheinlichkeit:

$$|\tilde{c}_e(t)|^2 = \frac{\Omega_{eg}^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}\Omega t\right) = \frac{\Omega_{eg}^2}{2\Omega^2} [1 - \cos(\Omega t)]. \quad (2.17)$$

Diese oszilliert mit der verallgemeinerten Rabi-Frequenz  $\Omega$  zwischen Null und einem vom Verhältnis der Verstimmung  $\delta$  zur resonanten Rabi-Frequenz  $\Omega_{eg}$  aus (2.11) abhängigen maximalen Wert. In Abbildung 2.3 sind diese Rabi-Oszillationen für die Verstimmungen  $\delta = 0$ ,  $\delta = \Omega_{eg}$  und  $\delta = 2\Omega_{eg}$  dargestellt. Für eine resonante Anregung ( $\delta = 0$ ) ist die Amplitude der Modulation maximal und die Besetzungswahrscheinlichkeit  $|c_e(\Omega t)|^2$  oszilliert mit der resonanten Rabi-Frequenz  $\Omega_{eg}$  zwischen Null und Eins. Ist das treibende Laserfeld um  $\delta$  zur Resonanz verstimmt, so oszilliert  $|c_e(\Omega t)|^2$  mit der verallgemeinerten Rabi-Frequenz  $\Omega$ , welche stets größer als die resonante Rabi-Frequenz ist und die maximal zu erreichende Besetzungsinversion nimmt ab. Allgemein ist anzumerken, dass bei Erhöhen der eingestrahnten Intensität die Besetzungswahrscheinlichkeit nicht linear ansteigt. Vielmehr führt eine erhöhte Intensität  $I(t) = |E(t)|^2$  bei gleicher Verstimmung zu schnelleren Oszillationen größerer Amplitude, da die Rabi-Frequenz nach (2.11) und (2.16) von der Amplitude  $E_0$  des elektrischen Feldes anhängt.

## 2.2 Kühlen und Fangen von Atomen

Durch die Wechselwirkung von Atomen mit einem geeigneten Laserfeld wird eine kontrollierbare Lichtkraft auf die Atome ausgeübt, welche die Grundlage zum

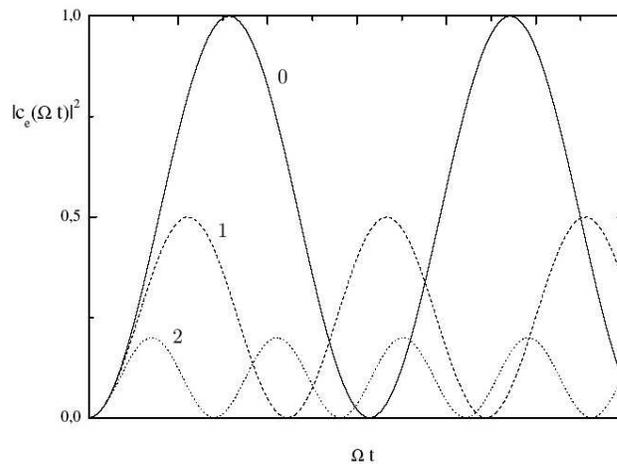


Abbildung 2.3: Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System für verschiedene Verhältnisse  $\frac{\delta}{\Omega_{eg}}$ . Dargestellt ist die Besetzungswahrscheinlichkeit  $|c_e(t)|^2$  des angeregten Zustands in Abhängigkeit von  $\Omega t$ . Mit zunehmender Verstimmung  $\delta$  wird die Frequenz der Oszillation größer, während ihre Amplitude abnimmt. Der Einfluss von Dämpfung durch spontane Emission wurde hier vernachlässigt.

Kühlen und Fangen von Atomen bildet. Bei jedem Absorptionsprozess wird der Rückstoßimpuls  $\vec{p}_{\text{Ph}} = \hbar\vec{k}$  des absorbierten Photons mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  auf das Atom übertragen, wohingegen die anschließende spontane Emission in eine beliebige Raumrichtung erfolgt. Wenn hinreichend viele Photonen an einem Atom gestreut worden sind, mittelt sich daher der Impulsbeitrag aus der spontanen Emission zu Null und der effektive auf das Atom übertragene Impuls ergibt sich aus der gerichteten Absorption von Photonen aus dem Laserfeld. Die Photonenstreurate für ein ruhendes Zwei-Niveau-Atom in einem Laserfeld mit der Frequenz  $\omega_{\text{Laser}}$  und der Intensität  $I$  ist

$$\gamma_{\text{Ph}} = \gamma |c_e(t)|^2, \quad \text{mit} \quad |c_e(t)|^2 = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}. \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\gamma$  die spontane Zerfallsrate,  $\delta = \omega_{\text{Laser}} - \omega_{\text{eg}}$  die Verstimmung des Laserfeldes zur Resonanz,  $|c_e(t)|^2$  die aus den optischen Blochgleichungen resultierende Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands [5] und  $s_0 = \frac{I}{I_{\text{sat}}}$  der Sättigungsparameter

$$I_{\text{sat}} = \frac{\omega_{\text{eg}}^3 \gamma}{48c^2 \pi^3} \quad (2.19)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}}$  des atomaren Übergangs. Da bei jedem Streuprozess der Impuls  $\hbar\vec{k}$  auf das Atom übertragen wird, ergibt sich nach Wechselwirkung des Atoms mit vielen Photonen die Lichtkraft

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\gamma_{\text{Ph}} = \frac{\hbar\vec{k}s_0\gamma/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}. \quad (2.20)$$

Bisher wurde ein ruhendes Atom betrachtet und die Kraft ist daher geschwindigkeitsunabhängig. Für die Melassekühlung, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird, muss jedoch die geschwindigkeitsabhängige Dopplerverschiebung der Energieniveaus mit einbezogen werden.

### 2.2.1 Optische Melasse

Die Grundlage für die Melassekühlung ist die Lichtkraft von einander entgegengerichteten Laserstrahlen gleicher Frequenz, Intensität und Polarisation, die auf ein atomares Ensemble wirkt. Die effektive Kraft, die in einem solchen Laserfeld auf ein ruhendes Atom wirkt, verschwindet, da die Wellenvektoren  $\vec{k}$  der Laserstrahlen entgegengesetzt gleich groß sind. Ein mit einer kleinen Geschwindigkeit  $v$  bewegtes Atom erfährt jedoch eine Kraft  $\vec{F}_{\text{Brems}} \propto \vec{v}$ , deren Vorzeichen von der Laserfrequenz abhängt. Sind die Laser rotverstimmt zur atomaren Resonanz, so liegt wegen der Dopplerverschiebung  $\omega'_{\text{Laser}} = \omega_{\text{Laser}} - \vec{k}\vec{v}$  die Frequenz des Laserstrahls, welcher der atomaren Bewegung entgegengerichtet ist, näher an der Resonanz, während die Frequenz des parallelen Laserstrahls durch den Dopplereffekt von der Resonanz weg verschoben wird. Dieser Effekt führt zu einer stärkeren Wechselwirkung

der Atome mit dem Laserstrahl, dessen Wellenvektor  $\vec{k}$  der atomaren Geschwindigkeit  $\vec{v}$  entgegengerichtet ist und der effektive bei der Absorption übertragene Rückstoßimpuls bremst die Atome dementsprechend ab. Beim Abbremsen der Atome in einer Dimension mittels zweier entgegengerichteter Laserstrahlen addieren sich die beiden zugehörigen Lichtkräfte

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \vec{k} \gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + [2(\delta \mp |\vec{k}\vec{v}|)/\gamma]^2} \quad \text{zu} \quad \vec{F}_{\text{OM}} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-. \quad (2.21)$$

Terme der Ordnung  $(kv/\gamma)^4$  und höher können dabei in guter Näherung vernachlässigt werden und es ergibt sich die geschwindigkeitsabhängige bremsende Kraft

$$\vec{F}_{\text{OM}} \cong \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 \vec{v}}{\gamma [1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2]^2} \equiv -\beta \vec{v}. \quad (2.22)$$

Durch den Einsatz dreier einander entgegengerichteter Strahlenpaare, die sich in einem kleinen Volumen überlappen, kann die atomare Bewegung in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt werden, wodurch die Atome in diesem kleinen Volumen gesammelt und gekühlt werden. Ihre Bewegung gleicht dabei der Bewegung von Teilchen in einem viskosen Medium, woher die Bezeichnung „*optische Melasse*“ stammt.

### Dopplertemperatur $T_D$ und Rückstoßlimit $T_R$

Ohne limitierende Einflüsse auf die Bewegung der Atome könnten sie in einer optischen Melasse schnell auf eine Geschwindigkeit  $v = 0$  abgebremst und auf eine Temperatur  $T = 0$  gekühlt werden, was jedoch unphysikalisch ist. Tatsächlich werden die Atome durch die Photonenstreuungsprozesse nur im Mittel gekühlt, denn durch den ungerichteten Rückstoßimpuls aus der spontanen Emission wird das atomare Ensemble stets auch geheizt und die Atome behalten eine Restbewegung. Die Energiebilanzen für die Absorption und die Emission eines Photons lauten

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{abs}} &= \hbar\omega_{\text{eg}} + \hbar\omega_{\text{r}} \\ \hbar\omega_{\text{emit}} &= \hbar\omega_{\text{eg}} - \hbar\omega_{\text{r}}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei  $\omega_{\text{r}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$  die pro Absorptions- oder Emissionsprozess von einem Atom aufgenommene bzw. abgegebene kinetische Energie ist und die mittlere Energie, die pro Streuprozess aus dem Laserfeld auf die Bewegung der Atome übergeht, ergibt sich zu

$$\hbar(\omega_{\text{abs}} - \omega_{\text{emit}}) = 2\hbar\omega_{\text{r}}. \quad (2.24)$$

Im Gleichgewichtszustand sind die Kühlrate  $\partial E_{\text{Kühl}}/\partial t = \vec{F}_{\text{OM}}\vec{v}$  und die Heizrate  $\partial E_{\text{Heiz}}/\partial t = 4\hbar\gamma_{\text{ph}}\omega_{\text{r}}$  des atomaren Ensembles gleich und es ergibt sich eine nichtverschwindende kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = \frac{\hbar\gamma}{8} \left( \frac{2|\delta|}{\gamma} + \frac{\gamma}{2|\delta|} \right), \quad (2.25)$$

welche bei einer Verstimmung  $\delta = -\frac{\gamma}{2}$  der Laser ihren minimalen Wert

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}k_{\text{B}}T_{\text{D}} = \frac{\hbar\gamma}{4} \quad \Rightarrow \quad T_{\text{D}} = \frac{\hbar\gamma}{2k_{\text{B}}} \quad (2.26)$$

annimmt, aus dem sich die *Dopplertemperatur*  $T_{\text{D}}$  als untere Temperaturgrenze ergibt. Mit Hilfe des sogenannten *Polarisationsgradientenkühlens* [5, 46] können auch Temperaturen unterhalb der Dopplertemperatur erreicht werden. Diese Methode beruht auf Laserfeldern mit räumlich variierender Polarisation, die durch die Überlagerung zweier gegenläufiger polarisierter Laserstrahlen erzeugt werden und eine ortsabhängige Verschiebung der atomaren Energieniveaus bewirken. Durch optisches Pumpen zwischen diesen Unterzuständen lassen sich ultratiefe Temperaturen bis zum *Rückstoßlimit*

$$E_{\text{R}} = \frac{(\hbar k)^2}{2M} \quad \Rightarrow \quad T_{\text{R}} = \frac{(\hbar k)^2}{2Mk_{\text{B}}} \quad (2.27)$$

erreichen. Zahlenwerte für die Dopplertemperatur und das Rückstoßlimit für  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  finden sich in Tabelle 2.1.

### 2.2.2 Magneto-optische Falle

Die Lichtkraft aus (2.22) hängt nur von der Geschwindigkeit der Atome ab, weshalb sich die Melassekühlung nicht zum Fangen von Atomen in einem kleinen Volumen eignet. Durch Hinzuschalten eines linearen inhomogenen Magnetfeldes  $\vec{B}$  mit einem Gradienten  $A = \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \neq 0$  kann man jedoch eine zusätzliche Ortsabhängigkeit der Kraft erzeugen. Für ein Zwei-Niveau-System mit den Gesamtdrehimpulsquantenzahlen  $F=0$  und  $F'=1$  (siehe Abbildung 2.4) spaltet das obere Niveau aufgrund des Zeeman-Effekts in seine drei Unterzustände  $-F' \leq (m_{F'} = -1, 0, +1) \leq +F'$  auf, wodurch die effektive Verstimmung der Laserstrahlen zur atomaren Resonanz ortsabhängig wird:

$$\delta_{\pm}^{\text{B}} = \delta \mp \vec{k}\vec{v} \pm \omega_{\text{B}} \quad \text{mit} \quad \omega_{\text{B}} = \frac{\mu' |\vec{B}(z)|}{\hbar}. \quad (2.28)$$

Hierbei ist  $\mu' = (g_{\text{e}}M_{\text{e}} - g_{\text{g}}M_{\text{g}})\mu_{\text{B}}$  das effektive magnetische Moment des Übergangs mit den zu den Niveaus gehörigen Landé-Faktoren  $g_i$ . Die auf die Atome ausgeübte Lichtkraft aus (2.21) wird mit dieser ortsabhängigen Verstimmung analog zur Behandlung der optischen Melasse zu

$$\vec{F}_{\text{MOT}} = \vec{F}_{+} + \vec{F}_{-} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r} \quad (2.29)$$

mit dem Dämpfungskoeffizienten  $\beta$  und der Federkonstanten  $\kappa = \frac{\mu' A}{\hbar k}\beta$ . Nach (2.29) führen die Atome in der MOT stark gedämpfte harmonische Oszillationen mit der

Frequenz  $\omega = \sqrt{\frac{\kappa}{M}}$  und der Dämpfungsrate  $\Gamma = \frac{\beta}{M}$  um das Fallenzentrum ( $B = 0$ ,  $z = 0$ ) aus. Das lineare inhomogene Magnetfeld  $B(z) = A \cdot z$  wird von einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt und verschwindet im Fallenzentrum bei  $z = 0$ . Für  $z < 0$  wird das Niveau mit  $m_F = -1$  durch den Zeeman-Effekt um  $+\delta_B$  energetisch angehoben, während das Niveau mit  $m_F = +1$  um  $-\delta_B$  energetisch abgesenkt wird. Im Bereich mit  $z > 0$  sind die Vorzeichen der Verschiebungen genau umgekehrt. Aufgrund der Auswahlregeln kann ein Übergang vom Zustand  $|F = 0, m_F = 0\rangle$  nach  $|F' = 1, m_F = -1\rangle$  nur durch  $\sigma^-$ - und ein Übergang nach  $|F' = 1, m_F = +1\rangle$  durch  $\sigma^+$ -polarisiertes Licht angeregt werden.

Wie bei der Melassekühlung wird nun ein gegenläufiges Paar rotverstimmtter Laser in  $\pm z$ -Richtung eingestrahlt. Ist der von rechts kommende Strahl  $\sigma^-$ - und der von links kommende Strahl  $\sigma^+$ -polarisiert, so werden die Atome nicht nur gekühlt, sondern durch die ortsabhängige Absorptionswahrscheinlichkeit aus den beiden Strahlen auch zum Fallenzentrum hin beschleunigt. Denn im Bereich mit  $z > 0$  liegt die Frequenz des rotverstimmtten  $\sigma^-$ -Lichts näher an der Resonanz, was zu

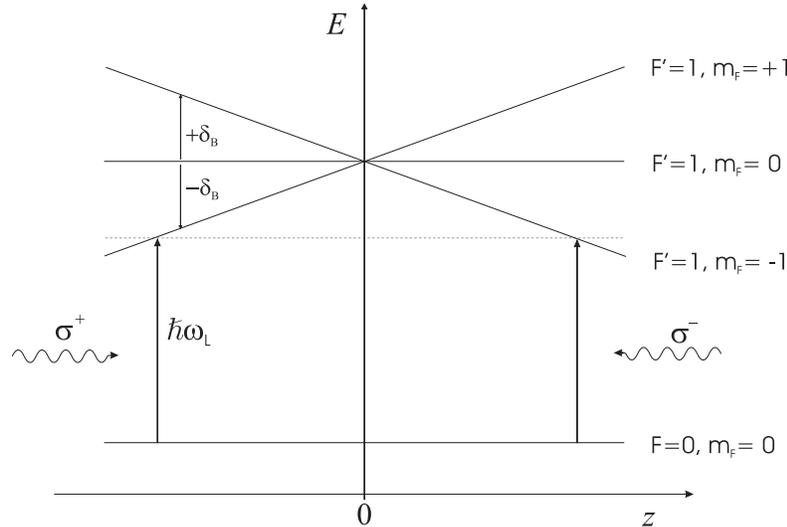


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Zeeman-Aufspaltung der atomaren Energieniveaus in einer magneto-optischen Falle in einer Dimension. Die Aufspaltung hängt vom Potential des Magnetfeldes  $B(z) = A \cdot z$  und damit vom Ort des Atoms ab. Im Bereich links vom Magnetfeldnullpunkt ist das Magnetfeld negativ und durch den Zeeman-Effekt wird das Niveau mit  $m_F = -1$  um  $+\delta_B$  und das Niveau mit  $m_F = +1$  um  $-\delta_B$  verschoben. Deshalb wird dort das von links eingestrahlte rotverstimmtte  $\sigma^+$ -Licht der Frequenz  $\omega_L$  mit höherer Wahrscheinlichkeit absorbiert als das von rechts eingestrahlte  $\sigma^-$ -Licht der gleichen Frequenz und es entsteht ein Strahlungsdruck nach rechts. Rechts vom Magnetfeldnullpunkt ist das Magnetfeld positiv. Der Zeemaneffekt bewirkt hier eine gerade umgekehrte Verschiebung der Niveaus, sodass die Absorptionswahrscheinlichkeit für  $\sigma^-$ -Licht höher ist und ein Strahlungsdruck nach links entsteht. Effektiv wirkt somit eine Kraft, welche die Atome in den Nullpunkt des Magnetfeldes bei  $z = 0$  treibt.

einer höheren Absorptionswahrscheinlichkeit und damit zu einem Strahlungsdruck in negativer  $z$ -Richtung führt. Im Bereich mit  $z < 0$  ist umgekehrt die Absorptionswahrscheinlichkeit des rotverstimmten  $\sigma^+$ -Lichts höher und es ergibt sich dort ein Strahlungsdruck in positiver  $z$ -Richtung. Im Fallenzentrum sind beide Absorptionswahrscheinlichkeiten gleich und die Kräfte auf die Atome heben sich gegenseitig auf.

### 2.2.3 Alkaliatome

Rubidium und Kalium gehören zur Gruppe der Alkaliatome. Diese Atome haben nur ein Valenzelektron und können wegen ihrer wasserstoffähnlichen Struktur gut mit theoretischen Modellen beschrieben werden. Ihr Grundzustand spaltet wie für alle Alkaliatome in zwei Hyperfeinniveaus auf (siehe Termschemata A.2 und A.3). Für die Laserkühlung sind nur der Grundzustand  $|g\rangle$  und der erste angeregte Zustand  $|e\rangle$  entscheidend.

Alkaliatome waren die ersten, die in einer MOT gekühlt und gefangen werden konnten<sup>1</sup>, da sie hierfür aus folgenden Gründen besonders gut geeignet sind. Zum einen liegt die Anregungswellenlänge im sichtbaren Bereich ( $\lambda_K = 766,7 \text{ nm}$  und  $\lambda_{Rb} = 780,2 \text{ nm}$ ) und das Licht für den optischen Übergang kann daher relativ einfach und kostengünstig von Diodenlasern erzeugt werden. Zum anderen haben Alkaligase schon bei niedrigen Temperaturen einen hohen Dampfdruck, sodass sich beim Heizen des Gases in einem Ofen mit einer kleinen Öffnung leicht ein Atomstrahl erzeugen lässt, der mit Laserlicht manipuliert werden kann [5]. Durch die Wechselwirkung der Gesamtdrehimpulse  $I$  und  $J$  von Kern und Elektronenhülle ergeben sich für Kalium und Rubidium die in Abbildung in den Termschemata A.2 und A.3 dargestellten Hyperfeinaufspaltungen der Niveaus mit den Quantenzahlen  $|I - J| \leq F \leq I + J$ , zwischen denen die Auswahlregeln  $\Delta J = 0, \pm 1$  und  $\Delta F = 0, \pm 1$  für optische Übergänge gelten. Zum Kühlen von Alkaliatomen wird jeweils die eingezeichnete D<sub>2</sub>-Linie verwendet, für welche einige wichtige Daten für <sup>40</sup>K und <sup>87</sup>Rb in Tabelle 2.1 zusammengefasst sind.

#### Rubidium

Als Kühlübergang wird der einzige *geschlossene Übergang*  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$  der D<sub>2</sub>-Linie (siehe Abbildung A.4a) verwendet, da dessen angeregter Zustand aufgrund der Auswahlregeln nur zurück in den Ausgangszustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  zerfallen kann. Ein solcher geschlossener Übergang ist zum Kühlen der Atome auf sehr tiefe Temperaturen wichtig, da hierfür sehr viele Photonenstreuzyklen nacheinander durchlaufen werden müssen, was nur bei einer hohen Kopplungsstärke zwischen den beteiligten Niveaus möglich ist. Da die Laser jedoch rotverstimmt zur Resonanz betrieben werden und eine endliche Lini-

<sup>1</sup>Eine erste Rubidium-MOT wurde 1992 realisiert [43], für <sup>40</sup>K-MOT gelang dies 1997 [44].

Element		$^{87}\text{Rb}$	$^{40}\text{K}$
Vakuumwellenlänge	$\lambda_0$	780, 241 nm	767, 702 nm
natürliche Linienbreite	$\Gamma$	6, 065 MHz	6, 09 MHz
Lebensdauer des angeregten Zustands	$\tau$	26, 24 ns	26, 13 ns
Sättigungsintensität für $\sigma$ -polarisiertes Licht	$I_{\text{sat}}$	$1, 669 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$	$1, 77 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Dopplerlimit	$T_{\text{D}}$	$146 \mu\text{K}$	$143 \mu\text{K}$
Rückstoßlimit	$T_{\text{R}}$	$361, 96 \text{nK}$	$815 \text{nK}$

Tabelle 2.1: Einige Werte für die  $\text{D}_2$ -Linie von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$ , entnommen aus [45] und [5].

enbreite haben und  $^{87}\text{Rb}$  zudem kein Zwei-Niveau-System ist, besteht auch eine endliche Wahrscheinlichkeit für eine Anregung des benachbarten Übergangs  $|5^2\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2\text{P}_{3/2}, F' = 2\rangle$ . In dieses Niveau angeregte Atome können nun auch nach  $|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle$  zerfallen und stünden dem Kühlprozess damit nicht mehr zur Verfügung. Um sie wieder in den Kühlzyklus zurück zu bringen, wird zusätzlich ein zum Übergang  $|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2\text{P}_{3/2}, F' = 2\rangle$  resonanter *Rückpumplaser* eingestrahlt.

## Kalium

Kalium ist für Experimente mit kalten Atomen besonders interessant, weil es zwei stabile bosonische Isotope ( $^{39/41}\text{K}$ ) sowie ein stabiles fermionisches Isotop ( $^{40}\text{K}$ ) hat. Da in einer ersten Phase des Experiments zunächst mit dem fermionischen  $^{40}\text{K}$  gearbeitet werden soll, beschränkt sich die Diskussion der am Kühlprozess beteiligten Niveaus hier auf diesen speziellen Fall.

Zum Kühlen von  $^{40}\text{K}$  wird der Übergang  $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4^2\text{P}_{3/2}, F' = 7/2\rangle$  (siehe Abbildung A.4b) genutzt. Wegen des großen Kernspins ( $I = 4$ ) ist die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus von Grund- und angeregtem Zustand invertiert, d.h. energetisch höher liegende Niveaus haben kleinere Quantenzahlen  $F$ . Der geschlossene Kühlübergang liegt daher, anders als beim Rubidium, nicht zwischen den energetisch höchsten Niveaus von Grund- und angeregtem Zustand, sondern zwischen den energetisch niedrigsten. Da  $^{40}\text{K}$  kein Zwei-Niveau-System ist und aufgrund der endlichen Linienbreite der Laser können Atome auch in den  $|4^2\text{P}_{3/2}, F' = 9/2\rangle$ -Zustand angeregt werden, der nach  $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 7/2\rangle$  zerfallen kann. Solche Atome sind für den Kühlzyklus verloren und müssen durch einen zum Übergang  $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 7/2\rangle \rightarrow |4^2\text{P}_{3/2}, F' = 9/2\rangle$  resonanten *Rückpumplaser* wieder in das nutzbare untere Niveau des Grundzustands gebracht werden.

Wie in den Termschemata (Abbildungen A.2 und A.3) zu erkennen ist, ist die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands von  $^{40}\text{K}$  mit  $\sim 100$  MHz deutlich geringer als die von  $^{87}\text{Rb}$  mit  $\sim 500$  MHz. Damit ist auch der Abstand zum nächsten Hyperfeinniveau von nur  $43,4$  MHz bei  $^{40}\text{K}$  sehr klein im Vergleich zu  $267,2$  MHz

bei  $^{87}\text{Rb}$  und es werden wesentlich mehr Atome in das benachbarte, falsche Niveau angeregt. Daher ist für den Betrieb einer Kalium-MOT eine größere Leistung des Rückpumpasers ( $> 25\%$  der Gesamtleistung) erforderlich als im Fall einer Rubidium-MOT ( $\sim 0,1\%$  der Gesamtleistung). Die Hyperfeinaufspaltungen für  $^{39}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  sind sogar noch geringer und betragen nur noch wenige Linienbreiten  $\Gamma$ . Der Anteil der in falsche Niveaus angeregten Atome ist für diese beiden Isotope noch größer und für den Betrieb einer MOT müssen bis zu  $60\%$  der Gesamtleistung bei der Rückpumpfrequenz eingestrahlt werden [55].

## 2.3 Atominterferometrie mit Raman-Laserpuls

Die Grundlage der Atominterferometrie bildet die kohärente Manipulation kalter Atome durch die Atom-Licht-Wechselwirkung. Ihr grundlegendes Werkzeug sind Lichtpulse bestimmter Intensität, Frequenz, Phasendifferenz und Dauer, welche Raman-Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustands von Alkaliatomen induzieren und somit als Strahlteiler und Spiegel für Materiewellenpakete wirken können. Das Prinzip einer Interferometersequenz ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Die auf wenige  $\mu\text{K}$  gekühlte Atomwolke wird mit Hilfe von stimulierten Raman-Übergängen kohärent in zwei Teilwellenpakete aufgespalten, wobei sich die Kohärenz auf die Phase der Wellenpakete bezieht.

### 2.3.1 Stimulierte Raman-Übergänge

Der Grundzustand von Kalium und Rubidium spaltet wie bei allen Alkaliatomen in zwei Hyperfeinniveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  auf, die einen Abstand  $\Delta E_{ab} = \hbar\omega_{\text{HF}}$  zueinander haben. Setzt man ein solches Atom zwei gegenläufigen phasenstabilen Laserstrahlen aus, deren Frequenzdifferenz resonant zum Übergang von  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  ist, kann dieses *Raman-Laserpaar* einen Übergang zwischen den beiden Niveaus induzieren. Ein solcher *stimulierter Raman-Übergang* (siehe Abbildung 2.6a) ist ein kohärenter Zwei-Photonen-Prozess, der die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands durch

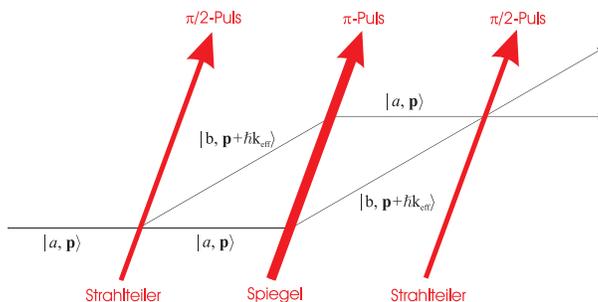


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Prinzips eines Atominterferometers. Die in einem Ausgangszustand  $|a, \vec{p}\rangle$  präparierten Atome werden durch Laserpulse räumlich aufgespalten und nach einer Zeit der freien getrennten Propagation wieder überlagert.

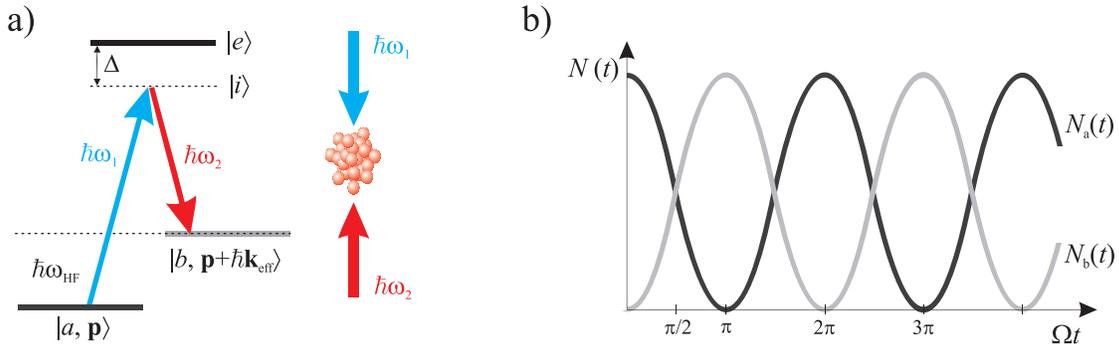


Abbildung 2.6: a) Schematische Darstellung eines stimulierten Raman-Übergangs eines Alkaliatoms zwischen den durch  $\hbar\omega_{\text{HF}}$  voneinander getrennten Hyperfeinniveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  des Grundzustands über ein virtuelles Niveau  $|i\rangle$ . Der Übergang wird durch das Lichtfeld zweier phasenstabiler gegenläufiger Laserstrahlen der Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  induziert. b) Rabioszillationen der Besetzungszahlen der Niveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  unter Vernachlässigung von spontaner Emission.

Absorption eines Photons der Energie  $\hbar\omega_1$  aus dem ersten Laserstrahl und anschließende stimulierte Emission durch ein Photon der Energie  $\hbar\omega_2$  in den zweiten Laserstrahl koppelt. Der gesamte Prozess läuft über ein virtuelles Zwischenniveau  $|i\rangle$  ab, das um  $\Delta \gg \Gamma$  unter dem angeregten Zustand  $|e\rangle$  des Atoms liegt<sup>2</sup>. Dabei ist  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite und  $\Delta$  die Verstimmung der Raman-Laser zum angeregten Zustand, welche zum Vermeiden von spontaner Emission ausreichend groß gewählt werden muss. Denn inhomogene Prozesse wie die spontane Emission zerstören die Kohärenz des Übergangs, welche eine unverzichtbare Voraussetzung für den Betrieb eines Atominterferometers ist.

Bei der Absorption eines Photons aus dem einen Laserstrahl und der stimulierten Emission in den anderen Laserstrahl wird jeweils ein gerichteter Photonenrückstoß  $\hbar\vec{k}_i$  auf das Atom übertragen, sodass ein solcher Raman-Übergang immer auch mit einem effektiven Impulsübertrag auf das Atom verbunden ist, welcher der Differenz  $\hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  der Impulse aus den beiden Raman-Laserstrahlen entspricht. Durch diesen Impulsübertrag werden die beiden Zustände  $|a, \vec{p}\rangle$  und  $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  räumlich voneinander getrennt, wodurch das Interferometer sensitiv auf Inertialkräfte wird. Je größer die räumliche Trennung ist, desto höher ist die Sensitivität des Interferometers. Aus diesem Grund wird ein Paar gegenläufiger Laserstrahlen gewählt, da der pro Übergang übertragene Photonenrückstoß

$$\hbar\vec{k}_{\text{eff}} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \hbar(|\vec{k}_1| + |\vec{k}_2|)\vec{e}_{\text{eff}} \approx 2\hbar k \vec{e}_{\text{eff}} \quad (2.30)$$

<sup>2</sup>Die vollständige theoretische Behandlung eines stimulierten Raman-Übergangs ist relativ umfangreich, da es sich eigentlich um die Kopplung von drei Niveaus durch einen Zwei-Photonen-Prozess handelt, und ist z.B. in [42, 50] nachzulesen.

in dieser Konfiguration maximal ist, wobei  $\vec{e}_{\text{eff}}$  der Einheitsvektor in Richtung des effektiv übertragenen Rückstoßimpulses  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  ist.

Die Wellenfunktion des atomaren Zustands während der Wechselwirkung mit dem kohärenten Lichtfeld lässt sich als Superposition der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands beschreiben:

$$|\psi(t)\rangle = \cos\left(\frac{\Omega_2 t}{2}\right) |a, \vec{p}\rangle + e^{-i\frac{\pi}{2}} e^{i\phi_{\text{Laser}}} \sin\left(\frac{\Omega_2 t}{2}\right) |b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle. \quad (2.31)$$

Dabei ist  $\Phi_{\text{Laser}}$  die Phasendifferenz zwischen den beiden Raman-Laserstrahlen, die den Atomen während der Wechselwirkung aufgeprägt wird, und

$$\Omega_2 = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta - \delta^{\text{AC}})^2} \quad (2.32)$$

die verallgemeinerte Rabi-Frequenz für einen Zwei-Photonen-Prozess [42, 50], welcher die drei Niveaus  $|a\rangle$ ,  $|b\rangle$  und  $|i\rangle$  miteinander koppelt.  $\Omega_{\text{eff}}$  ist die auf dieses Drei-Niveau-System angepasste effektive Rabi-Frequenz,  $\delta$  beinhaltet die relative Verstimmung der beiden Raman-Laser zueinander und über  $\delta^{\text{AC}}$  werden Energieverschiebungen der Niveaus aufgrund des AC-Stark-Effekts berücksichtigt.

### Raman-Laserpulse als Strahlteiler und Spiegel

Nach (2.31) oszilliert die Besetzungswahrscheinlichkeit  $|\langle n, \vec{p}_n | \Psi(t) \rangle|^2$  der Niveaus  $n = a, b$  im kohärenten, phasenstabilen Raman-Laserfeld mit der effektiven Rabi-Frequenz  $\Omega_2$ . Diese Oszillationen sind in Abbildung 2.6b schematisch dargestellt, wobei der Einfluss von spontaner Emission vernachlässigt wurde. Die Besetzungszahl jedes der beiden Niveaus hängt von der Dauer  $t$  der Wechselwirkung der Atome mit dem kohärenten Lichtfeld des Raman-Laserpaares ab (*Raman-Laserpuls*), was eine kohärente Manipulation der Besetzungswahrscheinlichkeiten ermöglicht, die wegen des mit dem Raman-Übergang verbundenen Impulsübertrags auf die Atome gleichzeitig auch eine kohärente räumliche Aufspaltung der Atomwolke bewirkt. Strahlt man auf ein atomares Ensemble, das sich zum Zeitpunkt  $t = 0$  im Ausgangszustand  $|a, \vec{p}\rangle$  befindet, einen Raman-Laserpuls der Dauer  $t = \frac{\pi}{2\Omega}$  ein („ $\frac{\pi}{2}$ -Puls“), so bewirkt dieser eine Gleichverteilung der Besetzung zwischen beiden Zuständen  $|a, \vec{p}\rangle$  und  $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ . Gleichzeitig wird die Atomwolke kohärent in zwei gleich große Teilwellenpakete aufgespaltet, womit ein  $\frac{\pi}{2}$ -Puls auf das Materiewellenpaket wie ein *Strahlteiler* wirkt. Ein „ $\pi$ -Puls“ hat eine Einstrahldauer  $t = \frac{\pi}{\Omega}$  und kehrt die Besetzungswahrscheinlichkeiten und gleichzeitig auch die Impulsvektoren der beiden Teilwellenpakete gerade um, womit er die Rolle eines *Spiegels* für die Wellenpakete erfüllt.

### 2.3.2 Gravimeter

Da die induzierte Verschiebung der kalten Atome relativ zu den Wellenfronten der Raman-Laserstrahlen sowohl von der Geometrie als auch von der räumlichen Aus-

richtung des Interferometers in einem äußeren Potential abhängt, kann ein Atominterferometer sensitiv auf verschiedene Inertialkräfte sein. Ein vertikal ausgerichtetes Atominterferometer (siehe Abbildung 2.7) ist sensitiv auf die Fallbeschleunigung  $\vec{g}$  der Atome und wird daher als *Gravimeter* bezeichnet [42]. Auf eine unter dem Einfluss von  $\vec{g}$  frei fallende Wolke kalter Atome wird eine  $(\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2})$ -Pulsfolge angewendet, welche die Atome kohärent aufgespaltet, reflektiert und wieder überlagert. Während der Pulse wird den Atomen dabei jeweils die Phasendifferenz der Raman-Laser  $\Phi_{\text{Laser}}$  aufgeprägt. In der Zeit  $T$  der freien Propagation hingegen induziert die Gravitation in den beiden Teilpfaden unterschiedliche Verschiebungen der Atome relativ zur Wellenfront der Raman-Laser. Dadurch sammeln die Atome in den beiden Teilpfaden unterschiedliche Phasen auf, was am Interferometerausgang zu einer Phasendifferenz

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{\text{eff}}\vec{g}T^2 = |\vec{k}_{\text{eff}}||\vec{g}|T^2 \cos\Theta \quad (2.33)$$

führt [19]. Dabei ist  $\Theta$  der Winkel zwischen dem effektiven Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{eff}}$  der Raman-Laser und der Richtung der Fallbeschleunigung  $\vec{g}$ . Die Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  der Wellenpakete aus den beiden Interferometerpfaden bestimmt die Besetzungszahlen  $N_a$  und  $N_b$  der beiden Niveaus am Ausgang des Interferometers, welche über Fluoreszenz mit einem zustandsselektiven Detektor ausgelesen werden können [34]. Aus dem Ergebnis lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit der Atome ins obere Niveau

$$P_b = \frac{N_b}{N_a + N_b} = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi + \Phi_1^0 + \Phi_2^0 + \Phi_3^0)] \quad (2.34)$$

ermitteln [52], wobei  $\Phi_i^0$  die Phasen sind, die den Atomen während der Wechselwirkung mit den drei Raman-Laserpulsen aufgeprägt werden. Schließlich kann aus dieser Übergangswahrscheinlichkeit der Wert für  $g$  abgeleitet werden.

Um ein Atominterferometer für Präzisionsmessungen nutzen zu können, müssen

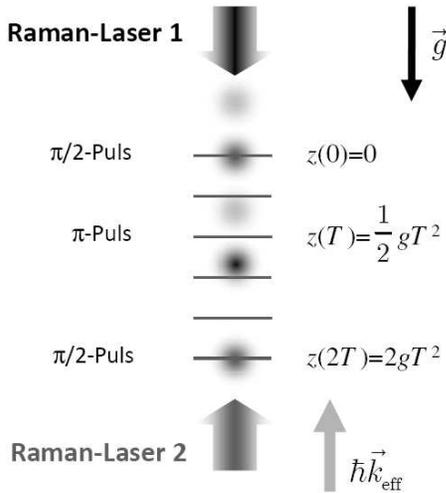


Abbildung 2.7: Konfiguration eines Gravimeters. Die unter dem Einfluss von  $\vec{g}$  frei fallenden kalten Atome werden durch eine  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ -Pulssequenz zweier gegenläufiger Raman-Laserstrahlen aufgeteilt, reflektiert und wieder überlagert. Pro Puls wird ein effektiver Rückstoßimpuls  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  auf die Atome übertragen. Am Ausgang des Interferometers wird die phasenabhängige Besetzungszahl der Niveaus ausgelesen. Geändert übernommen aus [51].

die Raman-Laser sehr stabil in ihrer relativen Frequenz und Phase sein, da die detektierten Besetzungszahlen der Niveaus nach (2.34) von den Phasen  $\Phi_1^0$  der Raman-Laser abhängen, welche den Atomen während der Pulsdauern aufgeprägt werden. Jedes Rauschen dieser Laserphase führt zu somit auch zu einem Rauschen der Besetzungswahrscheinlichkeiten, aus welchen auf die zu messenden Effekte zurückgeschlossen werden soll, und verringert somit die Genauigkeit der Messung.

Für eine präzise Bestimmung von  $g$  ist nach (2.33) zudem eine möglichst exakt vertikale Ausrichtung des Interferometers erforderlich. Denn der Fehler im Messwert von  $g$  aufgrund einer Fehlausrichtung des Interferometers wächst für kleine Winkel quadratisch mit  $\Theta$ . Für eine Messung von  $g$  auf  $1 \mu\text{Gal}$ <sup>3</sup> genau darf die Abweichung des Winkels  $\Delta\Theta < 45 \mu\text{rad}$  nicht überschreiten [19].

Außerdem skaliert die Phasendifferenz zwischen den beiden Interferometerpfaden gemäß Gleichung (2.33) zum einen mit dem effektiven Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{eff}}$  (2.30) des Raman-Übergangs, weshalb für eine möglichst hohe Sensitivität des Interferometers auf Beschleunigungen zwei gegenläufige Raman-Laserstrahlen gewählt werden, um einen möglichst großen Photonenrückstoß auf die Atome zu übertragen (siehe Abschnitt 2.3.1). Zum anderen skaliert die Phasendifferenz auch mit dem Quadrat der Entwicklungszeit  $T^2$  zwischen zwei Laserpulsen. Um große Entwicklungszeiten  $T$  im Interferometer realisieren zu können, müssen die Atome zunächst auf sehr geringe Temperaturen im Bereich weniger  $\mu\text{K}$  gekühlt werden, womit verhindert wird, dass die Atomwolke zu schnell aufgeht und damit ihre Kohärenzeigenschaften verliert. Darüber hinaus kann die Sensitivität des Gravimeters, solange die Atomwolke noch hinreichend kohärent ist, durch eine längere Fallstrecke der Atome erhöht werden. Dies erfordert eine große Experimentierkammer bzw. den Betrieb des Interferometers als Fontäne [6, 48].

### Gravimeter mit zwei Spezies

Durch die Verwendung von Kalium und Rubidium werden zwei zum synchronen Betrieb geeignete Gravimeter am gleichen Ort und in derselben experimentellen Umgebung zur Verfügung stehen. Diese Konfiguration ist für die Metrologie sehr interessant, da sie eine differentielle Messung zwischen zwei atomaren Spezies verschiedener Masse ermöglicht. Da Kalium und Rubidium Alkaliatome sind (s. Abschnitt 2.2.3), haben sie ähnliche chemische und optische Eigenschaften und eignen sich gut für Messungen in einem gemeinsamen Atominterferometer. So können die verschiedenen Isotope der beiden Spezies simultan in der gleichen Experimentierkammer am gleichen Ort präpariert und manipuliert werden. Wegen der nah benachbarten Wellenlängen  $\lambda_{\text{K}} = 767 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{Rb}} = 780 \text{ nm}$  kann das Licht der beiden Raman-Laserpaare zur kohärenten Manipulation der kalten Kalium- und Rubidiumatome mit denselben optischen Fasern an die Experimentierkammer geführt werden, sodass beide Interferometer automatisch die gleiche räumliche Aus-

---

<sup>3</sup> $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$

richtung haben. In einem solchen Gravimeter können die Fallbeschleunigungen für Rubidium und die drei Kaliumisotope nach (2.33) unabhängig voneinander bestimmt und miteinander verglichen werden. Störende Effekte und Felder, die Kalium und Rubidium gleichermaßen beeinflussen, heben sich in der differentiellen Messung gegenseitig auf. Ein Vergleich der gemessenen Fallbeschleunigungen für die beiden Spezies wird einen Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips<sup>4</sup> erlauben, welches die Äquivalenz von träger und schwerer Masse postuliert. Ein solcher Test wurde bereits in einer Messung mit den beiden Rubidiumisotopen  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  durchgeführt, wobei sich eine Abweichung von  $\Delta g/g = 1,2 \pm 1,7 \cdot 10^{-7}$  ergab [17]. Der Massenunterschied zwischen Kalium und Rubidium ist mit  $m_{\text{K}} \approx \frac{1}{2}m_{\text{Rb}}$  deutlich größer als der Massenunterschied der beiden Rubidiumisotope, was eine höhere Genauigkeit des Tests erhoffen lässt.

Bei allen Vorteilen, die ein Gravimeter mit Kalium und Rubidium verspricht, wird es auch ein paar neue experimentelle Herausforderungen stellen. So setzt zum einen ein hochgenauer Vergleich zwischen den Messungen für K und Rb für beide Interferometer die gleiche Sensitivität auf Beschleunigungen und störende Effekte jeder Art voraus. Wie bereits erwähnt, hängt die Sensitivität unter anderem von der freien Entwicklungszeit  $T$  zwischen zwei Interferometerpulsen sowie von der räumlichen Aufspaltung zwischen den Interferometerpfaden ab. Die Interferometerzeit  $T$  ist für beide Spezies gleich, da die Raman-Laserpulse für K und Rb aus den gleichen Fasern kommen und synchron geschaltet werden. Die räumliche Aufspaltung ist jedoch wegen des Massenunterschiedes  $m_{\text{K}} \approx \frac{1}{2}m_{\text{Rb}}$  der beiden Spezies bei ähnlich großen Rückstoßimpulsen für Kalium etwa doppelt so groß wie für Rubidium. Das atomare Ensemble wird also bei der Strahlteilung durch den ersten  $\frac{\pi}{2}$ -Puls stärker aufgespaltet, was eine höhere Sensitivität des Interferometers für Kalium gegenüber dem für Rubidium bedeutet. Dies kann durch eine Angleichung der effektiven auf die Atome übertragenen Rückstoßimpulse teilweise ausgeglichen werden [53].

Zum anderen hat Kalium neben zwei bosonischen auch ein fermionisches Isotop ( $^{40}\text{K}$ ). Dieses Isotop lässt sich am einfachsten kühlen und fangen, da es unter den drei verwendeten Isotopen die größte Hyperfeinaufspaltung hat (siehe Abbildung A.3). Jedoch haben fermionische Atome wegen ihres halbzahligen Elektronenspins keinen  $m_{\text{F}} = 0$ -Zustand und sind somit stets empfindlich für Magnetfelder. Anders als bei Bosonen ist hier also neben dem Zeeman-Effekt zweiter Ordnung immer auch der Zeeman-Effekt erster Ordnung zu berücksichtigen, was bei einer differentiellen Messung zwischen dem fermionischen  $^{40}\text{K}$  und dem bosonischen  $^{87}\text{Rb}$  zu potentiellen Ungenauigkeiten führen kann.

Außerdem werden die Positionen der Kalium- und Rubidiumatome nicht ohne Weiteres exakt übereinstimmen. Denn bei der Präparation der kalten Atomwolke in der MOT müssen die Atome durch einen geringen Magnetfeldgradienten  $\frac{dB}{dz} = \frac{mg}{\mu}$

---

<sup>4</sup>„All bodies at the same spacetime point in a given gravitational field will undergo the same gravitational acceleration.“ (Einstein, 1907)

---

gegen den Einfluss der Schwerkraft („*gravitational sag*“ [56]) in der Schwebe gehalten werden, welcher von der Fallbeschleunigung  $g$ , dem magnetischen Moment  $\mu$  und der Masse  $m$  der Atome abhängt. Da Kalium und Rubidium in der gleichen Experimentierkammer präpariert werden und somit dem gleichen Magnetfeldgradienten ausgesetzt sind, wird sich der Schwerpunkt der kalten Kaliumatome wegen  $m_{\text{K}} < m_{\text{Rb}}$  immer etwas über dem der kalten Rubidiumatome befinden. Es wird zu untersuchen sein, wie weit sich dieser Effekt störend auf die angestrebten Präzisionsmessungen auswirkt.



---

# GRUNDLEGENDE KONZEPTION DES LASERSYSTEMS

Der Experimentzyklus eines Atominterferometers (siehe Kapitel 2.3) lässt sich grob in drei Phasen untergliedern. In einer ersten Phase wird mit Hilfe von frequenzstabilen Kühl- und RückpumpLasern ein Ensemble (ultra-)kalter Atome erzeugt. Zur Erzeugung quantenentarteter Ensembles soll zusätzlich ein Dipolfallenlaser eingesetzt werden [59]. Dieses Ensemble (ultra-)kalter Atome dient in einer zweiten Phase als Quelle für die Interferometersequenz mit Hilfe eines frequenz- und phasenstabilen Raman-Laserpaars. In der dritten Phase erfolgt die Detektion der Besetzungszahlen am Interferometerausgang. Während des gesamten Zyklus kommen jeweils maximal zwei Laser gleichzeitig zum Einsatz, denn die einzelnen Phasen laufen zeitlich getrennt nacheinander ab. Kühl- und Raman-Laserpaar werden also nie gleichzeitig benötigt. Deshalb und wegen der ähnlichen Eigenschaften der beiden Laserpaare hinsichtlich ihrer Frequenzen und Verstimmungen zu den atomaren Resonanzen kann ein Laserpaar beide Funktionen erfüllen. Sehr günstig ist dabei insbesondere, dass die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Lasern sowohl im Kühl- als auch im Interferometerbetrieb in der Nähe der Hyperfeinaufspaltung  $\omega_{\text{HF}}$  des Grundzustands der jeweiligen Spezies liegt. Das Paar aus Rückpump- und Kühllaser aus der ersten Phase kann also in der zweiten Phase zum Paar aus Raman-Master und Raman-Slavelaser werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Lasersystem soll zum einen zum Kühlen und Fangen von Rubidium und Kalium dienen. Dafür werden frequenzstabile und schmalbandige Laserfelder bei den Kühl- und Rückpumpwellenlängen von  $^{87}\text{Rb}$  und von einem der Kaliumisotope  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$  oder  $^{41}\text{K}$  benötigt (siehe Abbildung A.4). Zum anderen sollen damit stimulierte Raman-Übergänge als grundlegendes Werkzeug für die Atominterferometrie induziert werden. Zu diesem Zweck wird pro Atomsorte ein frequenz- und phasenstabiles Raman-Laserpaar benötigt, das

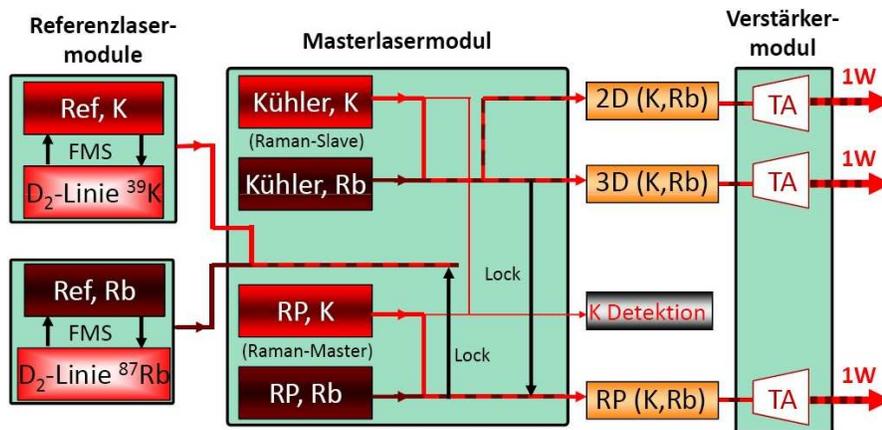


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der einzelnen Lasermodule und ihre geplante Verbindung. Die Referenzlaser für Kalium und Rubidium sind in je einem Referenzlasermodul über Frequenzmodulationsspektroskopie auf die  $D_2$ -Linie des jeweiligen Elements stabilisiert. Sie liefern die Referenzfrequenzen für die Stabilisierung der Rückpumplaser im Masterlasermodul. Das Masterlasermodul liefert Kühl- und Rückpumplaserlicht bei den Kalium- und Rubidium-Wellenlängen sowie Kalium-Detektionslicht. Dabei wird jeweils der Kühllaser auf den Rückpumplaser stabilisiert. Im Verstärkermodul findet simultane Verstärkung der beiden Wellenlängen in drei TAs statt. Geändert übernommen aus [51].

um  $\Delta$  gegenüber dem jeweiligen angeregten Zustand rotverstimmt betrieben wird (siehe Abschnitt 2.3). Das Stabilisierungsschema erlaubt durch die Stabilisierung des Kühllasers auf den Rückpumplaser auch die für den Interferometerbetrieb erforderliche Phasenstabilisierung zwischen den beiden Raman-Lasern. Es werden also pro Atomsorte zwei weitere Laser samt Stabilisierungselektronik eingespart und das System bleibt trotz seiner vielseitigen Funktionen kompakt.

Die wesentlichen Grundzüge dieser neuen Laserquelle (*Masterlasermodul*) und ihre geplante Einbindung ins Experiment sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Ein Kühl- und ein Rückpumplaserpaar liefert die gesamten benötigten Lichtfelder zum Betrieb einer 2D/3D MOT sowie zur Melassekühlung. Ebenso dienen sie in einer zweiten Phase des Experiments zum Erzeugen der Raman-Laserfelder für die Atominterferometrie. Die Leistung dieser Laserfelder reicht jedoch zur Manipulation der Atome nicht aus und muss deshalb zunächst in Trapezverstärkern („*Tapered Amplifier*“, kurz: TA, siehe Abschnitt 6.1) in einem weiteren Modul optisch verstärkt werden. In zwei *Referenzlasermodulen* wird mittels *Frequenzmodulationsspektroskopie* (kurz: FMS, siehe Abschnitt 4.2) frequenzstabiles Referenzlicht bei der  $D_2$ -Linie von  $^{39}\text{K}$  bzw.  $^{87}\text{Rb}$  erzeugt. Diese in ihrer Absolutfrequenz bekannten und stabilen Lichtfelder dienen als Referenz zur Frequenzstabilisierung der Kühl- und Rückpumplaser im Masterlasermodul über Schwebungsmessungen. Eine genauere Beschreibung des Stabilisierungsschemas findet sich in

Abschnitt 3.2 und in Kapitel 5. Die optische Anbindung des Masterlasermoduls an die Referenzlasermodule für Kalium und Rubidium sowie an das *Verstärkermodul* erfolgt über polarisationserhaltende Lichtleitfasern.

Das Verstärkermodul besteht bereits, wobei die Masterlaser bisher nur für  $\lambda_{\text{Rb}} = 780 \text{ nm}$  mit Hilfe von DFB-Dioden realisiert wurden [47]. Kühl- und Rückpumplicht beider Wellenlängen  $\lambda_{\text{K}}$  und  $\lambda_{\text{Rb}}$  sollen über Fasern an den Stellen des entsprechenden zu ersetzenden DFB-Diodenlasers ins Verstärkermodul geleitet und dort in den schon vorhandenen TAs simultan auf 1W verstärkt werden.

### 3.1 Anforderungen an die Laserquelle

Die zum Kühlen von  $^{87}\text{Rb}$  bzw.  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  verwendeten Niveaus sind in den Abbildungen A.2 und A.3 zu sehen. Die Wellenlängen liegen bei  $\lambda_{\text{Rb}} = 780,2 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{K}} = 766,7 \text{ nm}$ . Für den Kühlprozess muss die Linienbreite  $\Delta\nu$  des Lichts klein gegenüber der natürlichen Linienbreite des verwendeten Kühlübergangs sein, d.h.  $\Delta\nu \ll \frac{\Gamma}{2\pi} \approx 6 \text{ MHz}$ <sup>1</sup>. Denn nur so wird eine Anregung der Atome in falsche Niveaus weitgehend vermieden und die Atome können effizient auf sehr tiefe Temperaturen (wenige  $\mu\text{K}$ ) gekühlt werden.

Nach dem Kühlen und Fangen der beiden Spezies soll das System die zur Anregung stimulierter Raman-Übergänge benötigten Laserfelder für die Atominterferometrie liefern. Zum Umschalten zwischen den einzelnen Phasen des Experiments (MOT  $\rightarrow$  Melasse  $\rightarrow$  Atominterferometrie) müssen die Laser schnell in ihrer Frequenz durchstimmbare sein, um die erforderlichen Frequenzsprünge von bis zu einigen Gigahertz innerhalb weniger Millisekunden zu realisieren.

Wie in Abbildung 2.6 zu sehen, sind an einem Raman-Übergang die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands beteiligt. Das ebenfalls beteiligte virtuelle Zwischenniveau liegt um eine Verstimmung  $\Delta$  unter der Resonanz zum angeregten Zustand. Es wird also ein Laserpaar benötigt, dessen Frequenzen sich genau um die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands unterscheiden und um  $\Delta$  zur Resonanz verstimmte sind. Die Frequenzdifferenz dieses Raman-Laserpaars muss stabil sein, da eine zunehmende Verstimmung der Laser zueinander die maximale Besetzungswahrscheinlichkeit der Niveaus sinken lässt [49]. Frequenzschwankungen würden somit zu Unsicherheiten in den zu messenden Besetzungszahlen führen und somit Fehler in dem daraus zu bestimmenden Wert von  $g$  verursachen.

Für die Atominterferometrie müssen die beiden Laser insbesondere auch phasenstabil zueinander sein, wobei zusätzlich die Möglichkeit zum schnellen kontrollierten Durchstimmen der Phasendifferenz bestehen muss. Denn wie in Abschnitt (2.3) beschrieben, wird in einem Gravimeter die mittlere Beschleunigung der Atome zwischen je zwei Interferometerpulsen gemessen. Dazu werden die frei fallenden Atome in einer  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ -Pulssequenz dem Feld eines Raman-Laserpaars ausgesetzt und

---

<sup>1</sup>Für  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$  beträgt die natürliche Linienbreite  $\Gamma = 2\pi \cdot 6\text{MHz}$

es wird die Position der Atomwolke relativ zur effektiven Phase dieses Raman-Laserpaars bestimmt. Jedes Phasenrauschen der Raman-Laser wird deshalb direkt in ein Rauschen der Messung von  $g$  umgewandelt. Für hochpräzise atominterferometrische Messungen ist also eine hohe Phasenstabilität der beiden Raman-Laser zueinander essenziell [42, 60, 61]. Damit die Laser phasenstabilisierbar sind, müssen ihre Linienbreiten insbesondere klein gegenüber der Regelbandbreite der Phasenstabilisierung sein, die bei dem hier verwendeten Modell  $\sim 3$  MHz beträgt.

Wie aus Gleichung 2.32 und der vereinfachten Darstellung am Beispiel des Zwei-Niveau-Systems (Abschnitt 2.1.2) zu entnehmen, hängt die effektive Rabi-Frequenz  $\Omega$  von der Verstimmung  $\Delta$  der Laser zum angeregten Zustand  $|e\rangle$  ab. Dies erfordert zusätzlich zur relativen Frequenz- und Phasenstabilität der Raman-Laser zueinander auch die Frequenzstabilisierung eines der Laser auf eine Absolutfrequenz.

Die Interferenzen am Ausgang des Interferometers werden mittels zustandsselektiver Detektion der Besetzungszahlen beider Niveaus über Fluoreszenz ausgelesen. Für eine hohe Auflösung des Interferometers muss der zum Anregen der Fluoreszenzen verwendete Detektionslaser besonders schmalbandig und stabil in Frequenz und Leistung sein, um die Besetzungszahlen und damit  $g$  möglichst präzise zu messen.

Als Masterlaser werden aufgrund dieser Anforderungen interferenzfilterstabilisierte Diodenlaser mit externem Resonator („*External Cavity Diode Lasers*“, kurz: ECDLs, siehe Kapitel 4.1) eingesetzt, die eine hohe Ausgangsleistung ( $\sim 40$  mW bei einem Diodenstrom von  $\sim 110$  mA) sowie eine demonstrierte schmale Linienbreite von  $\sim 10$  kHz (Lorentzfit) haben und dank ihres großen modensprungfreien Bereichs von  $> 2$  GHz die Möglichkeit für schnelle Frequenzverstimmungen von einigen GHz bieten [57, 58]. Diese Masterlaser ersetzen die bisher verwendeten DFB-Diodenlaser, deren Linienbreite mit  $\sim 3$  MHz etwa bei der natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs von  $^{87}\text{Rb}$  liegt [46].

## 3.2 Kompaktes Masterlasermodul

Zur Gewährleistung der Transportabilität und für eine möglichst hohe Kurz- sowie Langzeitstabilität durch kurze Strahlwege soll das Masterlasersystem sehr kompakt sein und ist daher auf einer  $50\text{ cm} \times 52\text{ cm}$  großen Aluminiumplatte mit  $10 \times 10$  mm-M3-Lochraster untergebracht. Die Wellenlängen zur Manipulation von Kalium und Rubidium liegen so nah beieinander, dass die gleichen optischen Komponenten (Spiegel, Strahlteiler, Linsen, *akusto-optische Modulatoren* (kurz: AOMs), Fotodioden, Lichtleitfasern) verwendet werden können. An den Stellen, wo beide Wellenlängen durch Wellenplättchen polarisiert werden sollen, werden Wellenplättchen bei einer mittleren Wellenlänge von  $\lambda = 773,5$  nm eingesetzt.

Auf der Aluplatte befinden sich zunächst vier Masterlaser im ECDL-Design, wobei jeweils zwei Laser das benötigte Licht zur Manipulation einer Atomsorte (K/Rb)

liefern. Pro Atomsorte liefert ein Masterlaser gleichzeitig das Kühllicht zum Betrieb der 2D und der 3D MOT. Dieses Licht mit einer Ausgangsleistung von  $\sim 48$  mW pro Masterlaser (hinter einem optischen Isolator) wird zu diesem Zweck in zwei Teilstrahlen aufgespaltet. Die beiden anderen Masterlaser liefern das benötigte Rückpumplicht für Kalium und Rubidium. Die einzelnen Lichtfelder werden wie in Abbildung 3.1 skizziert überlagert, frequenzstabilisiert und über polarisationserhaltende Lichtleitfasern ins Verstärkermodul geführt.

Die Frequenzstabilisierung erfolgt über Schwebungsmessungen auf zwei schnellen Fotodioden. Das Schema der Stabilisierung ist in Abbildung 3.2 dargestellt und ist für beide Wellenlängen gleich. Der Rückpumplaser wird über eine erste Schwebungsmessung auf die Referenzfrequenz stabilisiert. Die Referenzfrequenz wird auf eine Spektroskopie stabilisiert und ist somit in ihrem Absolutwert stabil. Durch die Stabilisierung des Rückpumplasers auf diese Referenzfrequenz wird auch dessen Absolutfrequenz stabilisiert. Eine zweite Schwebungsmessung dient zur Stabilisierung des Kühllasers auf den Rückpumplaser. Dieses Schema wurde gewählt, da Kühl- und Rückpumplaser in der Interferometriephase als Raman-Laserpaar dienen sollen. Dafür müssen die beiden Laser sehr frequenz- und phasenstabil relativ zueinander sein, was eine direkte Stabilisierung des Raman-Slavelasers auf den Raman-Masterlaser erfordert. Die Schwebungsmessungen für beide Wellenlängen ( $\lambda_K$  und  $\lambda_{Rb}$ ) werden auf einer gemeinsamen Fotodiode gemacht. Wegen des ausreichend großen Unterschieds zwischen K- und Rb-Wellenlänge werden keine störenden Interferenzen zwischen Kalium- und Rubidium-Strahlen detektiert, sondern die Fotodiode registriert ausschließlich die beiden erwünschten Schwebungssigna-

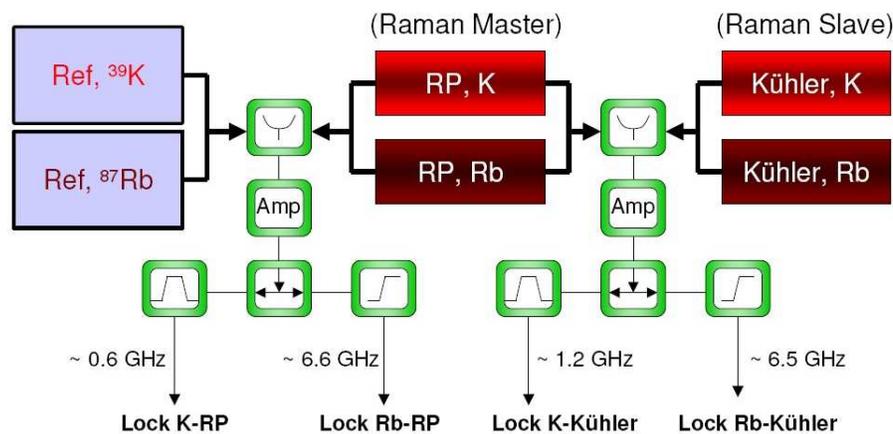


Abbildung 3.2: Die Schwebungen zur Stabilisierung von Kalium- und Rubidiumlasern werden jeweils auf einer gemeinsamen schnellen Fotodiode detektiert. Die beiden pro Fotodiode detektierten Schwebungen werden nach gemeinsamer Verstärkung elektronisch aufgespaltet, gefiltert und nach Kalium- und Rubidiumfrequenzen getrennt weiterverarbeitet. Es wird jeweils der Rückpumplaser auf das Referenzlaserfeld und der Kühllaser auf den Rückpumplaser stabilisiert.

le. Diese lassen sich nach Verstärkung elektronisch voneinander trennen und zur Stabilisierung des entsprechenden Lasers weiterverarbeiten. Jedes der Schwebungssignale wird dafür in einem *Frequenz-zu-Spannungswandler* oder einer *Phasenregelschleife* in ein dispersives Fehlersignal umgewandelt, auf dessen Nulldurchgang die Laserfrequenz über einen *PID-Regler* stabilisiert werden kann (siehe Kapitel 5).

### 3.3 Umschalten auf Atominterferometerbetrieb

Um das Lasersystem über das Kühlen und Fangen der Atome hinaus auch zur Erzeugung phasenstabilisierter Raman-Laserstrahlen für die Atominterferometrie einsetzen zu können, muss die elektronische Stabilisierung der Laser schnelle Frequenzsprünge und ein Umschalten von Frequenzstabilisierung (Kühlphase) auf Phasenstabilisierung (Interferometriephase) erlauben. Zur Veranschaulichung der Anforderungen an die Laserfrequenzen in den beiden verschiedenen Phasen sind die zugehörigen Übergänge für  $^{87}\text{Rb}$  in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt und werden im Folgenden an diesem Beispiel erläutert. Während der Kühlphase koppeln Kühl- und Rückpumplaser jedes der Hyperfeinniveaus des Grundzustands mit dem angeregten Zustand. Dabei ist der Rückpumplaser resonant zum Übergang  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ , der Kühlaser wird um  $\delta \approx 4\Gamma$  rotverstimmt zur Resonanz  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  betrieben.

Um während der Interferometriephase als Raman-Laser dienen zu können, müssen die Frequenzen des Laserpaars zur Vermeidung von spontaner Emission stark gegen die Resonanz verstimmt werden. Sehr günstig ist dabei, dass die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Lasern sowohl im Kühl- als auch im Interferometerbetrieb in der Nähe bzw. exakt bei der Hyperfeinaufspaltung liegt. In der Stabilisierung des Kühlasers auf den Rückpumplaser ist beim Umschalten auf Interferometerbetrieb kein großer Frequenzsprung nötig, da die Frequenzdifferenz der Laser in beiden Phasen in etwa der Hyperfeinaufspaltung  $\omega_{\text{HF}} = 6,835 \text{ GHz}$  entspricht. Unvermeidbar ist jedoch ein Frequenzsprung des Rückpumpasers relativ zur Referenz. Nach

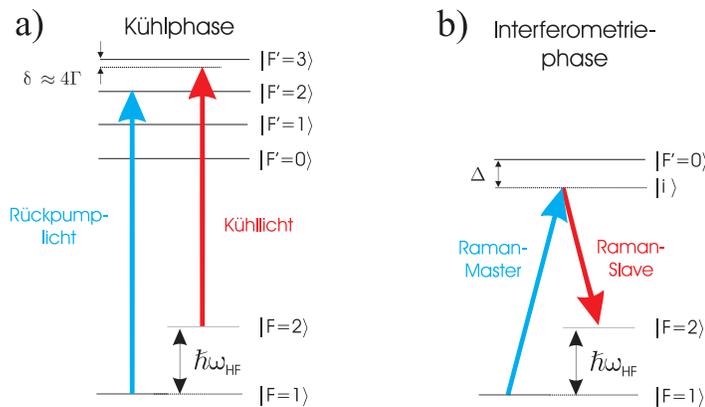


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der in Kühlphase (a) und Interferometriephase (b) betriebenen Übergänge, veranschaulicht am Beispiel von  $^{87}\text{Rb}$ .

[42] werden für Rubidium Verstimmungen  $\Delta$  des virtuellen Niveaus  $|i\rangle$  gegenüber dem elektronisch angeregten Zustand zwischen  $-2 \text{ GHz} \leq \Delta \leq -0.5 \text{ GHz}$  gewählt. Rückpumplaser und Stabilisierungselektronik müssen also Frequenzsprünge um bis zu 2 GHz ohne Modensprung erlauben. Diese Flexibilität ist durch die verwendeten Masterlaser im ECDL-Design und durch die Wahl des grundlegenden Stabilisierungsschemas gegeben.

Die Schwebungsfrequenz zwischen Rückpump- und Referenzlaser wird hinter einer schnellen Fotodiode verstärkt und durch Hoch- und Tiefpassfilter von Störfrequenzen bereinigt (siehe Abbildung 3.4). Dieses Signal wird in einem Mischer mit einer über einen Synthesizer einstellbaren Referenzfrequenz auf etwa 100 MHz gemischt und liegt nun im Funktionsbereich eines *Frequenz-zu-Spannungswandlers* (siehe Kapitel 5.2.1), der ein dispersives Fehlersignal erzeugt. Dieses wird von einem PID-Regler zu Korrekturen der Laserfrequenz verarbeitet und an Piezospannung und Stromtreiber des zu stabilisierenden Lasers weitergegeben. Durch Einspeisen einer anderen Referenzfrequenz vom Synthesizer in den Regelkreis lässt sich die Frequenz des zu stabilisierenden Lasers ändern. In [42] wurden mit diesem Schema problemlos Verstimmungen für den Interferometerbetrieb zwischen 0 – 4 GHz realisiert. Damit diese Frequenzsprünge ohne Modensprung ablaufen, müssen gegebenenfalls zur Unterstützung einer schnelleren Regelung ein zusätzlicher Kontrollstrom auf die Laserdiode und eine zusätzliche Kontrollspannung auf den Piezo gegeben werden (siehe Abschnitt 5.3.3).

Das gleiche gemischte Signal kann anstatt in einen Frequenz-zu-Spannungswandler in eine Phasenregelschleife („*Phase Lock Loop*“, kurz: PLL, siehe Abschnitt 5.2.2) gegeben werden, die ein Fehlersignal zur Phasenstabilisierung erzeugt. Das jeweilige Fehlersignal wird für langsame (bis  $\sim 3 \text{ kHz}$ ) und mittelschnelle (bis  $\sim 100 \text{ kHz}$ ) Korrekturen der Laserfrequenz über den PID-Regler auf Piezospannung und Diodenstromtreiber zurückgekoppelt. Zusätzlich werden für die Phasenstabilisierung schnelle Korrekturen (bis  $\sim 3 \text{ GHz}$ ) direkt über den Laserdiodenstrom einkoppelt.

Für Präzisionsmessungen ist eine hohe Phasenstabilität zwischen den beiden Raman-Lasern notwendig. Nimmt man, wie in [42], eine Messdauer von 100 ms an, entspricht die angestrebte Phasenstabilität von 1 mrad einer Änderung des optischen Weges von nur  $\Delta s \approx 0,1 \text{ nm}$ . Demnach ist für eine hohe Phasenstabilität auch eine extrem hohe Stabilität des optischen Weges der beiden aufeinander zu stabilisierenden Laser erforderlich. Allerdings durchlaufen die Strahlen von Kühl- und Rückpumplaser hinter dem Ort der Schwebungsmessung für die Frequenzstabilisierung im Masterlasermodul verschiedene optische Wege, bevor sie im Verstärkermodul verstärkt, überlagert und gemeinsam auf die Fasern zum Experiment aufgeteilt werden. Kein optischer Aufbau kann jedoch eine mechanische Stabilität im nm-Bereich garantieren, was die Präzision einer Phasenstabilisierung der Laser bereits im Masterlasermodul zu stark begrenzen würde. Aus diesem Grund wird das Regelsignal zur Phasenstabilisierung nicht im Masterlasermodul, sondern erst nach Verstärkung und anschließender Überlagerung der beiden optischen Wege im

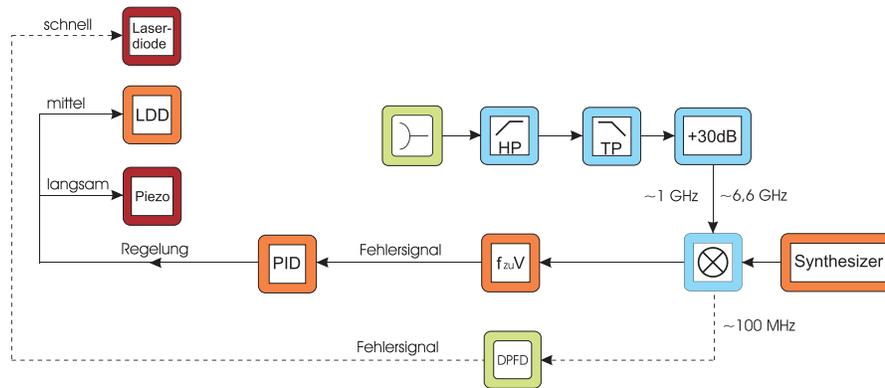


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau zur Signalverarbeitung für die Frequenz- oder Phasenstabilisierung. Nach Detektion der Schwebung auf einer schnellen Fotodiode wird das Signal elektronisch gefiltert, verstärkt und mit einer Synthesizer-Referenzfrequenz heruntergemischt. Alternativ erzeugen Frequenz-zu-Spannungswandler oder ein digitaler Phasen-Frequenz-Detektor (DPFD) ein Fehlersignal zur Frequenz- oder Phasenstabilisierung. Korrekturen werden über einen PID-Regler oder zusätzlich auch direkt auf Piezospannung und Diodenstrom des Lasers gegeben. Geändert übernommen aus [51].

Verstärkermodul detektiert. So werden Ungenauigkeiten durch Variationen der optischen Wege minimiert.

Zur Frequenz- bzw. Phasenstabilisierung des Kühllasers bzw. des Raman-Slavelasers werden also zwei separate Schwebungssignale detektiert: ein erstes im Masterlasermodul zur Frequenzstabilisierung und ein zweites im Verstärkermodul zur Phasenstabilisierung. Diese Vorgehensweise hat einen weiteren entscheidenden Vorteil. Denn am Ende der Kühlphase müssen zur Vorbereitung auf die Interferometerphase alle Rubidiumatome optisch in den Hyperfeingrundzustand  $|F = 2\rangle$  gepumpt werden. Zu diesem Zweck muss der Rückpumplaser länger als der Kühllaser auf die Atome eingestrahlt werden. Das Kühllicht muss dabei hinter dem Verstärker über eine mechanische Blende ausgeblendet werden. Damit der Kühllaser während dieser Phase des optischen Pumpens jedoch trotzdem stabilisiert bleibt, muss das Signal zur Frequenzstabilisierung des Kühllasers vor der endgültigen Überlagerung der beiden Lichtfelder erzeugt und detektiert werden, was im vorliegenden Aufbau des Masterlasermoduls realisiert wurde.

---

# REALISIERUNG DES OPTISCHEN AUFBAUS

In diesem Kapitel wird der optische Aufbau des neuen Masterlasersystems sowie der Referenzlasermodule beschrieben. Zunächst wird dabei auf das spezielle ECDL-Design der verwendeten Masterlaser für Kalium und Rubidium eingegangen. Anschließend werden der Strahlengang und die Strahlaufteilung im Referenz- und Masterlasermodul zur Erzeugung des überlagerten Kühl- bzw. Rückpumplichts beider Wellenlängen zum Betrieb eines Systems aus 2D und 3D magneto-optischer Falle sowie der Raman-Laserstrahlen für die Atominterferometrie vorgestellt.

## 4.1 Die Masterlaser

Die Laserquellen zum Kühlen und Fangen von Atomen und insbesondere auch für die Atominterferometrie müssen hohe Anforderungen an die Stabilität und die Linienbreite erfüllen und gleichzeitig einen möglichst großen modensprungfreien Bereich von einigen Gigahertz haben. Als Masterlaser werden deshalb kompakte und robuste Laser mit linearem externem Resonator im (*Extended Cavity Diode Lasers*, kurz: ECDL) eingesetzt. Diese speziellen Laser zeichnen sich durch ihre schmale Linienbreite, ihre vergleichsweise hohe Ausgangsleistung und ihre geringe Anfälligkeit für mechanische Dejustage aus [58]. Für eine hohe mechanische Stabilität ist der Laserkörper aus einem CERTAL-Block gefräst und ein Großteil der optischen Elemente wurde nach der Justage in die dafür vorgesehenen Vertiefungen geklebt. Der schematische Aufbau dieses speziellen ECDLs ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Das Licht wird in einer Laserdiode [eagleyard, EYP-RWE-0790-04000-0750-S0T01-0000] erzeugt. Die Zentralwellenlänge des Verstärkungsprofils dieser Dioden liegt einer Temperatur von 25°C bei  $\lambda \approx 790$  nm. Somit sind sie ebenfalls noch gut zur Erzeugung von Licht bei der Rubidiumwellenlänge  $\lambda_{\text{Rb}} = 780$  nm geeignet. Durch eine

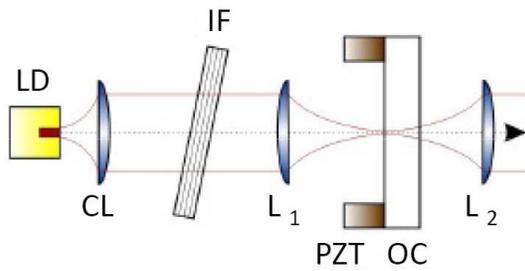


Abbildung 4.1: Schema des Diodenlasers im linearen Resonatordesign. LD bezeichnet die Laserdiode, CL die Kollimationslinse, IF den Interferenzfilter,  $L_1$  und  $L_2$  die Katzenaugenlinsen und OC den am Piezo PZT befestigten Auskoppelspiegel. Zeichnung übernommen aus [62]

spezielle Antireflexbeschichtung der Frontfacette kann die Zentralwellenlänge des Verstärkungsprofils dieser Dioden blauverschoben werden, sodass dann Licht bei der Kaliumwellenlänge  $\lambda_K = 767 \text{ nm}$  emittiert wird.

Die in der Laserdiode erzeugte Strahlung wird zunächst durch eine erste Linse (CL) [Thorlabs, C330TM-B] der Brennweite 3,1 mm und einer hohen numerischen Apertur von 0,68 kollimiert. Eine weitere Linse ( $L_1$ ) [Thorlabs, C280TM-B] mit einer Brennweite von 18,4 mm fokussiert den Strahl auf einen Auskoppelspiegel (OC) [Laseroptik, 4N-BK7] einer Reflektivität von 20 %. Von dort wird ein Teil der Strahlung wieder in die Laserdiode zurückreflektiert. Dabei befindet sich die Laserdiode in der Fokalebene der Kollimationslinse und der Auskoppelspiegel in der Fokalebene der Linse  $L_1$ . Diese Katzenaugenkonfiguration hat den Vorteil, dass aus der Laserdiode emittierte Strahlen unabhängig von ihrer Richtung durch die Reflexion am Auskoppelspiegel in diese zurückinjiziert werden. Dadurch werden die negativen Auswirkungen einer möglichen Dejustage der Strahlage im Resonator deutlich verringert. Der Resonator wird von der Rückfacette der Laserdiode auf der einen Seite und dem auf einem Röhrenpiezo [Piezomechanik, HPSt 156/14- 10/12] aufgeklebten Auskoppelspiegel auf der anderen Seite gebildet. Seine Länge beträgt etwa 7 cm und lässt sich über den Röhrenpiezo leicht variieren. Der große Vorteil dieses Designs gegenüber beispielsweise gitterstabilisierten Diodenlasern ist, dass der Auskoppelspiegel nicht zur Wellenlängenselektion, sondern ausschließlich zur optischen Rückkopplung genutzt wird [58]. Die Wellenlängenselektion geschieht unabhängig von der optischen Rückkopplung mit Hilfe eines Interferenzfilters [Research Electro-Optics] in der Resonatormitte. Die volle Halbwertsbreite (Full Width at

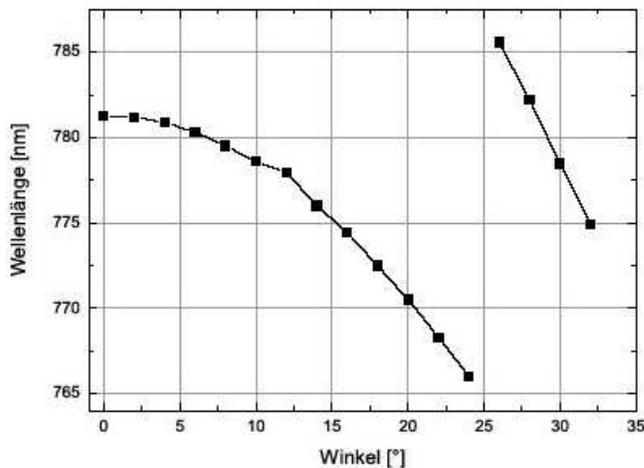


Abbildung 4.2: Durchstimmbarkeit der Wellenlänge über den Winkel des Interferenzfilters zur Resonatorachse. Zeichnung übernommen aus [47].

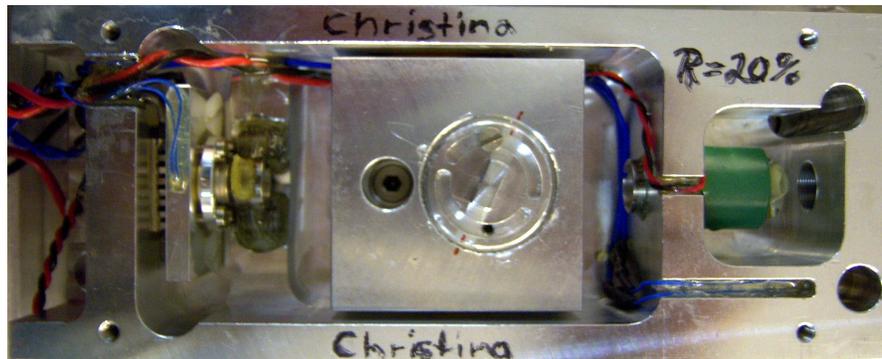


Abbildung 4.3: Foto eines der linearen ECDLs mit neuem Design für die Halterung des Interferenzfilters auf der Resonatorachse.

Half Maximum, „FWHM“) dieses Interferenzfilters ist mit  $\sim 0,2$  nm sehr klein und die Transmission bei der gewählten Wellenlänge liegt bei  $> 90\%$ . Durch Drehen des Filters auf der optischen Achse wählt man aus dem von der Diode emittierten breiten Spektralbereich grob die benötigte Wellenlänge aus, wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Die Rubidium-Wellenlänge  $\lambda_{\text{Rb}} = 780$  nm erhält man unter einem Winkel von  $\sim 6^\circ$ , die Kalium-Wellenlänge  $\lambda_{\text{K}} = 767$  nm wird unter  $\sim 20^\circ$  Einfallswinkel ausgewählt.

In der bisherigen Version der ECDLs wurde der Interferenzfilter auf einem justierbaren Spiegelhalter in den Strahlengang montiert [62, 47]. Zum Einstellen der Kalium-Wellenlänge ist dieser Halter weniger gut geeignet. Deshalb wurde er durch ein neues Design ersetzt, in welchem das Zentrum des Interferenzfilters bei Drehungen um jeden beliebigen Winkel auf der Resonatorachse bleibt. Ein solcher linearer ECDL mit neuem Filterhalter ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Die Frequenz des Lasers<sup>1</sup> wird bei fester Filtereinstellung über Laserdiodenstrom und Piezospannung kontrolliert und lässt sich durch Verändern dieser beiden Parameter über einige Gigahertz modensprungfrei durchstimmen. Der Diodenstrom wird hierbei von einem rauscharmen Stromtreiber aus Eigenbau geliefert. Desweiteren hängt die emittierte Wellenlänge empfindlich von der Temperatur der Laserdiode ab, da sich die Zentralwellenlänge des von der Diode emittierten Laserlichts laut Datenblatt um  $0,3 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$  verschiebt. Die Temperatur von Laserdiode und Laserkörper wird über zwei Peltierelemente konstant auf bestimmten Werten gehalten. Als Temperatursensoren dienen dabei ein  $10 \text{ k}\Omega$ -NTC-Widerstand an der Halterung der Laserdiode und zwei in Reihe geschaltete  $5 \text{ k}\Omega$ -NTC-Widerstände an zwei diagonal gegenüberliegenden Stellen im Laserkörper. Das Signal zur Stabilisierung der Temperatur von Diode und Laserkörper wird in je einem Temperaturregler erzeugt und anschließend an die entsprechenden Peltierelemente weitergegeben. Im

<sup>1</sup>Hier ist die Feineinstellung der Laserfrequenz auf eine spezielle atomare Resonanz gemeint, wobei vorher die Rede von der groben Selektion der Wellenlänge (lediglich auf einige GHz genau) war.

vorliegenden Aufbau wurden die Diodentemperatur auf  $\sim 22^\circ\text{C}$  und die Körpertemperatur auf  $\sim 20^\circ\text{C}$  eingestellt.

## 4.2 Die Referenzlasermodule

Wie in Kapitel 3 beschrieben, werden die Kühl- und Rückpumplaser des Masterlasermoduls jeweils über Schwebungsmessungen frequenzstabilisiert. Für die Stabilisierung des Rückpump-/Raman-Masterlasers wird eine in ihrer Absolutfrequenz stabile Referenz benötigt. Zu deren Erzeugung dient je ein Referenzlasermodul für die Kalium- und die Rubidiumwellenlänge, dessen Frequenz mittels Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) auf einen *Crossover*-Übergang der  $D_2$ -Linie von  $^{39}\text{K}$  bzw. von  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert wird. Das Prinzip der FMS basiert auf einem dopplerfreien Sättigungsspektroskopiesignal [64] und wird im Folgenden kurz erläutert, genauere Erklärungen und eine Herleitung der zentralen Formeln finden sich z.B. in [47, 63].

Das von einem Referenzlaser im ECDL-Design gelieferte Licht wird wie in Abbildung 4.4 dargestellt aufgeteilt. Zunächst durchläuft es einen optischen Isolator [Isowave, I-80-U4] zum Schutz der Diode vor Rückreflexen und ein 2:1-Zylinderafokal [Linos, 1404-043-830-00] zur Strahlformung, um die Einkoppeleffizienz in

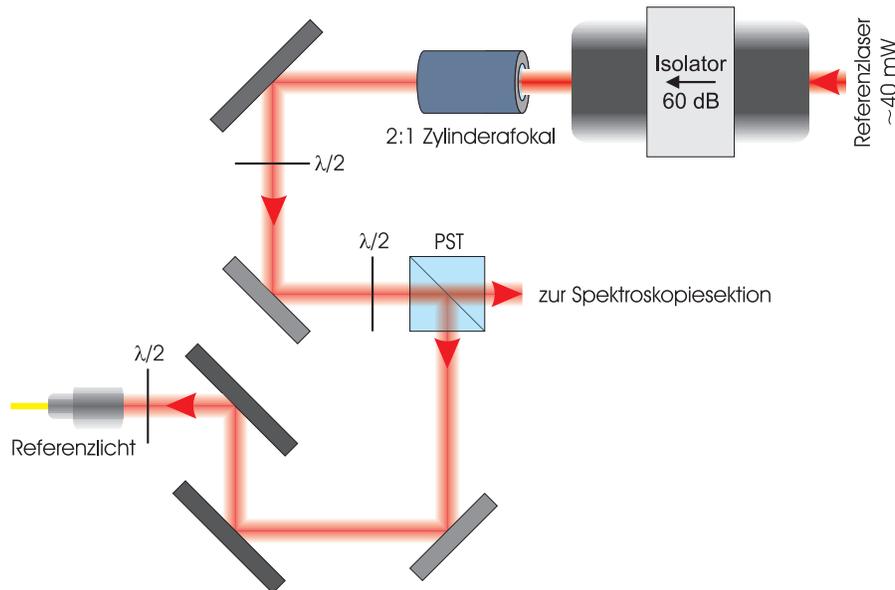


Abbildung 4.4: Aufteilung des Laserfeldes im Referenzlasermodul: Das vom Referenzlaser erzeugte Licht wird an einem Polarisationsstrahlteiler (PST) in zwei Anteile aufgespaltet. Der erste Anteil wird in der Spektroskopiesektion zur Stabilisierung des Lasers über Frequenzmodulationsspektroskopie verwendet. Der zweite Anteil dient als Referenzlicht zur Stabilisierung der Laser im Masterlasermodul. Geändert übernommen aus [47]

die optischen Fasern sowie die Beugungseffizienz beim Durchgang durch akusto-optische Modulatoren zu optimieren. Anschließend wird das Licht an einem ersten Polarisationsstrahlteiler in zwei Anteile aufgespaltet. Der erste Anteil wird als *Referenzlicht* aus dem Referenzlasermodul ausgekoppelt und über eine Lichtleitfaser zur Frequenzstabilisierung ins Masterlasermodul geführt. Der zweite Anteil wird zur Stabilisierung des Referenzlasers durch Frequenzmodulationsspektroskopie in die *Spektroskopiesektion* des Referenzlasermoduls geleitet. Dort wird der Strahl, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, in einen Pump- und einen Probestrahl aufgespaltet. Diese beiden Strahlen durchlaufen in einander entgegengesetzten Richtungen eine Spektroskopiezelle, welche für ein besseres Signal-zu-Rauschverhältnis mit einer Heizfolie [Conrad Elektronik, 189204] geheizt wird. So erhöht sich der Gasdruck in der Zelle und die Zahl der mit dem Strahl wechselwirkenden Atome nimmt zu. Die Intensität des Probestrahls wird auf einer schnellen Fotodiode [Perkin Elmer, FND-100Q] detektiert und liefert damit ein dopplerfreies Sättigungsspektroskopiesignal. Das detektierte Absorptionssignal wird auf einer Platine hinter der Fotodiode elektronisch in einen DC- und einen AC-Pfad aufgespaltet. Das DC-Signal dient zur Voreinstellung der Laserfrequenz auf den richtigen atomaren Übergang sowie zum Beobachten der Laserfrequenz während der Stabilisierung. Der AC-Anteil enthält die schnellen Änderungen des Signals aus der *Frequenzmodulationsspektroskopie*, aus denen ein Fehlersignal zur Stabilisierung der Laserfrequenz erzeugt wird.

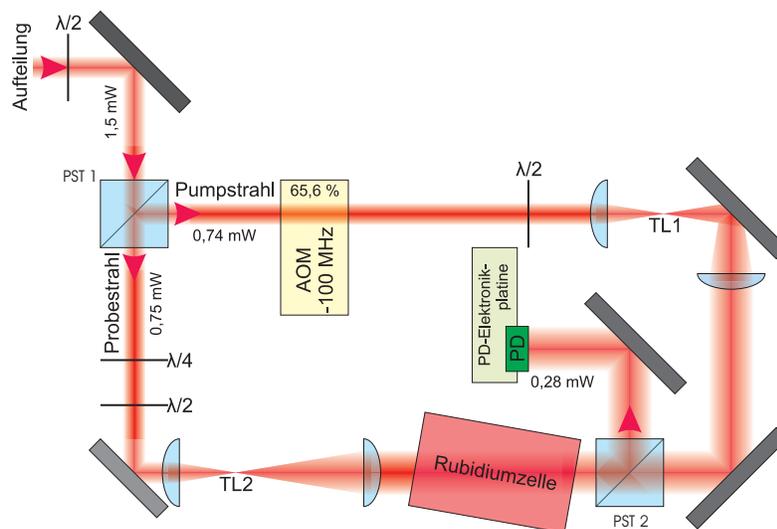


Abbildung 4.5: Prinzip der Frequenzmodulationsspektroskopie in der Spektroskopiesektion des Referenzlasermoduls. Aufteilung in Pump- und Probestrahl am Beispiel der Rubidium-FMS aus [47].

## Die Frequenzmodulationsspektroskopie

Wird das Licht, das zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie genutzt wird, z.B. durch Aufprägen eines AC-Signals auf den Strom einer Laserdiode in seiner Frequenz  $\omega_M$  mit mehreren Megahertz moduliert, so prägt diese Modulation dem Spektrum des Lasers Seitenbänder bei  $\pm\omega_M$  relativ zum Träger auf. Für das emittierte Laserfeld mit der Amplitude  $E_0$  ergibt sich damit für eine Modulation mit kleiner Amplitude  $A_1$ , also bei kleinem Modulationsindex  $M \ll 1$ , in guter Näherung

$$E(t) = E_0(e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2}e^{-i(\omega_M - \omega_0)t} + \frac{M}{2}e^{i(\omega_M + \omega_0)t}) + c.c.. \quad (4.1)$$

Beim Durchlaufen der Spektroskopiezelle werden Träger und Seitenbänder entsprechend ihrem Abstand zu den atomaren Resonanzen unterschiedlich stark absorbiert und sammeln zudem aufgrund der Dispersion unterschiedliche Phasenverzögerungen auf. Die Fotodiode detektiert ein gemittelttes Intensitätssignal  $\langle I(t) \rangle = \langle \frac{c}{8\pi} |E(t)|^2 \rangle \propto U_{PD}$ . Dieses lässt sich, wie in [63] detailliert hergeleitet wird, auf ein Signal  $U_{PD}$  reduzieren, das mit  $\omega_M$  moduliert ist, darüber hinaus jedoch lediglich von der Differenz der Absorption  $\Delta T = T(+\omega_M) - T(-\omega_M)$  der beiden Seitenbänder und der Differenz der relativen Phasenverzögerungen  $\Delta\Phi = [\Phi(+\omega_M) - \Phi_0] + [\Phi(-\omega_M) - \Phi_0]$  dieser beiden Seitenbänder zum Träger abhängt. Dieses modulierte Signal kann demoduliert werden, indem man es elektronisch mit der von einem Frequenzgeber gelieferten Modulationsfrequenz  $\omega_M$  mischt. Filtert man die beim Mischprozess auftretenden hochfrequenten  $2\omega_M$ -Frequenzanteile durch einen Tiefpassfilter heraus, so ergibt sich

$$U_{PD} \propto \frac{\Delta T}{2} \cos(\varphi) - \frac{\Delta\Phi}{2} \sin(\varphi). \quad (4.2)$$

Dieses Signal ist zeitunabhängig und hängt nur von der relativen Phasenverschiebung  $\varphi = \varphi_{PD} - \varphi_{PPG}$  ab, wobei die Phase  $\varphi_{PPG}$  des Frequenzgebers einstellbar ist. Bei geeigneter Wahl der Phase  $\varphi_{PPG}$  kann nun der Cosinusterm bzw. der Sinusterm verschwindend klein werden und die Größen  $\Delta T$  bzw.  $\Delta\Phi$  werden direkt zugänglich. Über eine Taylorentwicklung lässt sich zeigen, dass  $\Delta T = \frac{dT}{d\omega}|_{\omega_0} \omega_M$  proportional zur Ableitung der Resonanzkurve und  $\Delta\Phi = \frac{d^2\Phi}{d\omega^2}|_{\omega_0} \omega_M^2$  proportional zur zweiten Ableitung der Dispersion ist [63].

Im vorliegenden Aufbau wird die Modulationsfrequenz  $\omega_M$  zwischen 4–20 MHz von einem Frequenzgeber (PPG) [Digital Signal Technology, PPG-20] erzeugt und dem Diodenstrom über einen Einkoppelkreis aufgeprägt. Mit Hilfe einer einstellbaren Modulationsamplitude  $A_1$  wird die Leistung der Seitenbänder im Spektrum des Lasers um 10 dB gegenüber der Leistung des Trägers abgeschwächt. Das modulierte Signal wird im AC-Pfad der Fotodiodenplatte zunächst durch einen Transimpedanzverstärker elektronisch verstärkt und anschließend mit der vom gleichen Frequenzgeber gelieferten Frequenz  $\omega_M$  wieder demoduliert [47]. Nach geeigneter

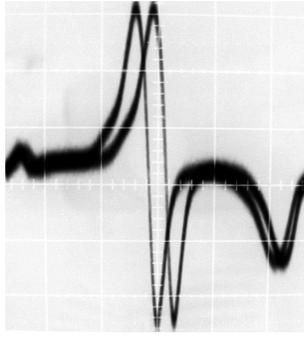


Abbildung 4.6: Beispiel eines mittels der Frequenzmodulationsspektroskopie erzeugten Fehlersignals zur Stabilisierung des Kalium-Referenzlasers bei einer Modulation des Laserdiodenstroms von  $f_{\text{mod}} = 15,995$  MHz und einer Modulationsamplitude von  $A_1 = 400$  mV. Zur Demodulation des auf der Fotodiode detektierten AC-Signals wurde eine Amplitude  $A_2 = 400$  mV eingestellt und die Phase auf  $\varphi = 240^\circ$  angepasst.

Anpassung der Phase  $\varphi_{\text{PPG}}$  des Frequenzgebers wird die erste Ableitung  $\Delta T$  des Spektroskopiesignals verwendet, um die voigtförmigen Resonanzlinien der doppelfreien Sättigungsspektroskopie in ein dispersives Fehlersignal umzuwandeln, das exakt bei der Resonanzfrequenz einen Nulldurchgang hat. Über einen PID-Regler kann die Laserfrequenz nun auf diesen Nulldurchgang stabilisiert werden.

### 4.2.1 Das Kalium-Referenzlasermodul

Der Kalium-Referenzlaser wird mittels FMS auf den Crossoverübergang aus  $|F=1\rangle \rightarrow |F'=0,1,2\rangle$  und  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=1,2,3\rangle$  der  $D_2$ -Linie von  $^{39}\text{K}$  stabilisiert, welcher im Absorptionsspektrum einer kommerziellen Kalium-Spektroskopiezelle das größte Signal-zu-Rauschverhältnis aufweist. Dies liegt daran, dass unter den drei stabilen Kaliumisotopen  $^{39}\text{K}$  mit 93,26 % verglichen mit  $^{40}\text{K}$  (0,012 %) und  $^{41}\text{K}$  (6,73 %) sehr viel häufiger vorkommt. Das zur Stabilisierung verwendete Fehlersignal ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Das Fehlersignal wurde bei einer Modulation des Laserdiodenstroms von  $f_{\text{mod}} = 15,995$  MHz und einer Modulationsamplitude von  $A_1 = 400$  mV erzielt. Zur Demodulation des auf der Fotodiode detektierten AC-Signals wurde eine Amplitude  $A_2 = 400$  mV eingestellt und die Phase auf  $\varphi = 240^\circ$  angepasst. Das im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Kalium-Referenzlasermodul ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Ein Teil des frequenzstabilisierten Referenzlichts wird aus dem Lasermodul ausgekoppelt und über eine polarisationserhaltende Faser [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] ins Masterlasermodul geführt. Somit steht eine in ihrer Absolutfrequenz bekannte und stabile Referenzfrequenz zur Frequenzstabilisierung aller anderen im Experiment verwendeten Kalium-Laserfelder über Schwebungsmessungen zur Verfügung. Für das Experiment ATLAS wurde in einer früheren Arbeit schon ein Referenzlasermodul für Rubidium aufgebaut [47], das neben einem Faserausgang zur Bereitstellung des Referenzlichts auch noch einen zweiten Faserausgang besitzt, an dem mit Hilfe eines AOMs um  $\sim +83$  MHz frequenzverschobenes Laserlicht zur resonanten Detektion der im Experiment gefangenen Rubidiumatome auf dem Übergang  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$  zur Verfügung gestellt wird.

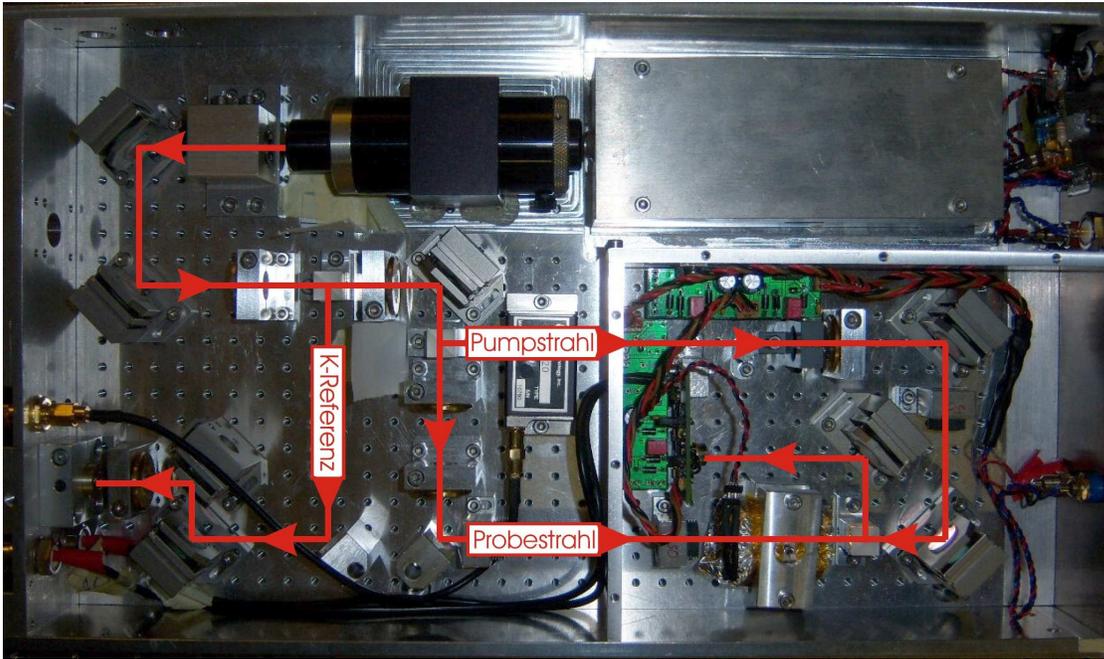


Abbildung 4.7: Im Rahmen der Diplomarbeit aufgebautes Referenzlasermodul für Kalium. Pump- und Probestrahl für die Frequenzmodulationsspektroskopie sowie das abgeleitete Referenzlicht für die Frequenzstabilisierung im Masterlasermodul sind gekennzeichnet.

### 4.3 Das Masterlasermodul

Das Masterlasermodul soll schmalbandiges frequenzstabilisiertes Licht bei den Kühl- und Rückpumpwellenlängen von  $^{39/40/41}\text{K}$  sowie  $^{87}\text{Rb}$  zum simultanen Betrieb einer MOT mit diesen beiden Spezies liefern. Darüber hinaus soll aber in diesem Modul auch phasenstabilisiertes Licht zur kohärenten Anregung stimulierter Raman-Übergänge zur Atominterferometrie erzeugt werden. In diesem Kapitel wird zunächst auf ein paar Details des mechanischen Aufbaus eingegangen, die zu einer guten Bedienbarkeit und Stabilität des Systems führen. Im weiteren Verlauf wird die optische Aufteilung und Überlagerung der Laserfelder auf dem Weg bis zu den Fasern beschrieben, an denen Kühllicht für die 2D/3D MOT (siehe Abschnitt 4.3.2) und Rückpumplicht (siehe Abschnitt 4.3.1) sowie Licht zur Detektion von Kalium (siehe Abschnitt 4.3.3) bereitsteht. Diese Laserfelder werden anschließend zum einen im Verstärkermodul in drei Trapezverstärkerchips (*Tapered Amplifier*, kurz: TA) auf  $\sim 1\text{ W}$  nachverstärkt wird (siehe Kapitel 6.1) und zum anderen zur Detektion der gefangenen Kaliumatome ins Referenzlasermodul von Rubidium eingeführt.

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Masterlasermodul ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Für eine möglichst große mechanische Stabilität wurde ein

sehr kompakter Aufbau auf einer  $50\text{ cm} \times 52\text{ cm} \times 2,5\text{ cm}$  großen Aluplatte mit  $10 \times 10\text{ mm}$ -M3-Lochraster gewählt. Die verwendeten optischen Komponenten basieren alle auf  $\frac{1}{2}$ -Zoll-Optik. Strahlteilerwürfel, Wellenplättchen, Linsen, AOMs, Fotodioden und nichtjustierbare Spiegel werden auf in der institutseigenen Werkstatt gefertigten Haltern in den Strahlengang montiert, für die justierbaren Spiegel werden kommerzielle Spiegelhalter [Newport, U50 A und A1 Series] verwendet. Die Laserlichtquellen sind vier Masterlaser im linearen ECDL-Design (siehe Abschnitt 4.1) und die Strahlhöhe über dem Lochraster beträgt im gesamten Aufbau 2 cm. Zwei der vier Laserquellen liefern Licht bei den Kühlwellenlängen von K bzw. Rb, die anderen beiden erzeugen das Rückpumplicht für die beiden Spezies. Hinter jedem Masterlaser schützt ein optischer Isolator [Isowave, I-80-U4] die Laserdiode vor Rückreflexen von Optikkomponenten aus dem Aufbau. An den Ausgängen des Masterlasermoduls werden die fertig überlagerten und präparierten Strahlen

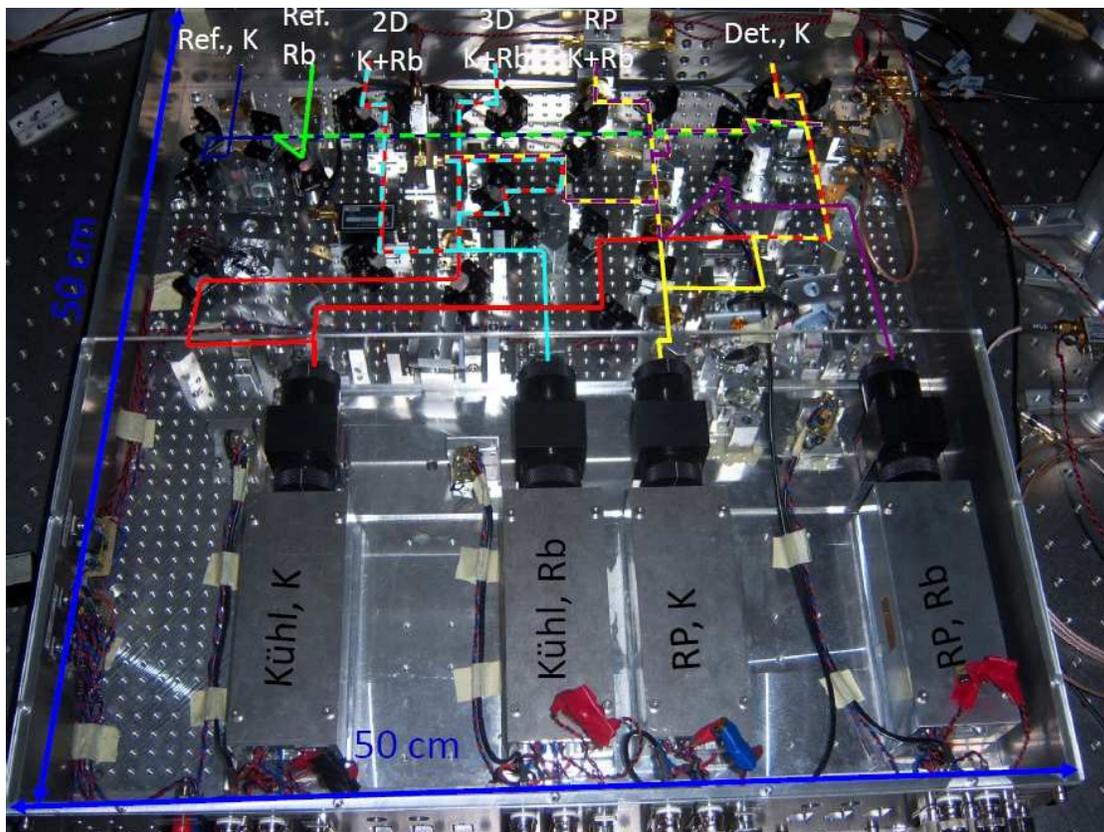


Abbildung 4.8: Foto des Masterlasermoduls. Vier Masterlaser im linearen ECDL-Design erzeugen Laserfelder bei  $\lambda_K = 767\text{ nm}$  bzw.  $\lambda_{Rb} = 780\text{ nm}$ , welche anschließend überlagert und zum einen in Lichtleitfasern eingekoppelt werden sowie zum anderen zur Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessungen auf schnelle Fotodioden gelenkt werden.

Geändert übernommen aus [51]

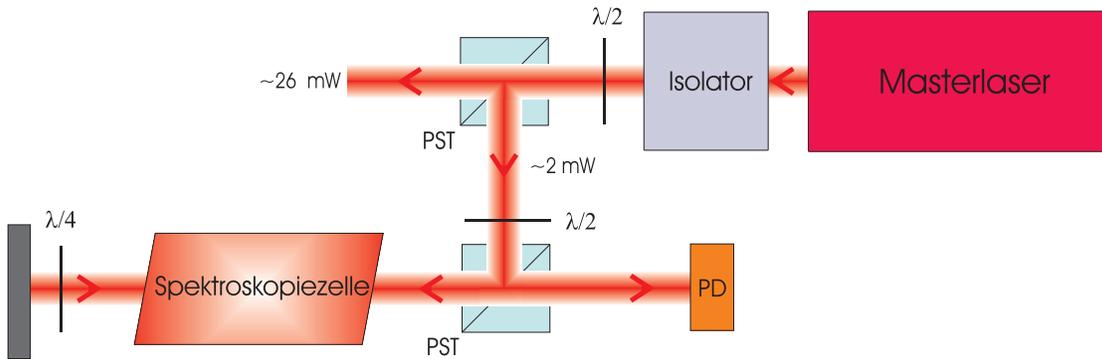


Abbildung 4.9: Optischer Aufbau der Spektroskopie zur Kontrolle der Wellenlänge der Masterlaser. Hinter dem Isolator werden an einem Polarisationsstrahlteiler etwa 2 mW der Leistung abgezweigt, durch eine Spektroskopiezelle geschickt und anschließend auf einer Fotodiode detektiert.

über je ein Spiegelpaar mit Hilfe von kommerziellen Faserkollimatoren [Schäfter + Kirchhoff, 60FC-4-A4,5-02] in polarisationserhaltende Fasern [Schäfter+Kirchhoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] eingekoppelt, so dass sie bequem zur weiteren Verarbeitung und Nutzung zur Verfügung stehen.

### Spektroskopien zur Kontrolle der Laserwellenlänge

Die benötigte Wellenlänge jedes der Masterlaser liegt bei einem Diodenstrom  $I \approx 105 \text{ mA}$ . Eine geringfügige Änderung des Stroms um wenige mA bewirkt jedoch schon eine Verschiebung der Laserfrequenz um einige GHz. Um den Laser elektronisch in seiner Frequenz stabilisieren zu können, ist eine grobe Voreinstellung der Frequenz auf einen Wert in der Nähe der benötigten Linie erforderlich. Diese grobe Voreinstellung und auch eine Kontrolle, ob der Laser während des Experiments in seiner Frequenz gesprungen ist, wird mit Hilfe eines dopplerfreien Spektroskopiesignals ermöglicht, wie sie in Abbildung 4.9 schematisch dargestellt ist. Hinter jedem der Laser werden etwa 2 mW der Leistung abgezweigt, durch eine mit Kalium- bzw. Rubidiumgas gefüllte Spektroskopiezelle geschickt und über einen Spiegel in sich selbst zurückreflektiert. Dieser rückreflektierte Strahl wird auf einer einfachen Fotodiode detektiert. Durch Anlegen einer Rampenspannung an den Piezo wird die Länge des Resonators und damit die Frequenz des Lasers periodisch durchgescannt. Aufzeichnen des dabei detektierten Fotodiodensignals über der Piezospannung im XY-Betrieb des Oszilloskops liefert das dopplerfreie Spektroskopiesignal, das in Abbildung A.6 für Kühl- und Rückpumplicht von  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  zu sehen ist. Mit Hilfe der Offsetspannung des Piezos lässt sich die Frequenz der Laser grob auf die in der Abbildung A.6 durch Pfeile markierten benötigten Frequenzbereiche einstellen. Nach dieser Voreinstellung kann die Stabilisierungselektronik für die Feineinstellung auf die exakten Frequenzen eingesetzt werden.

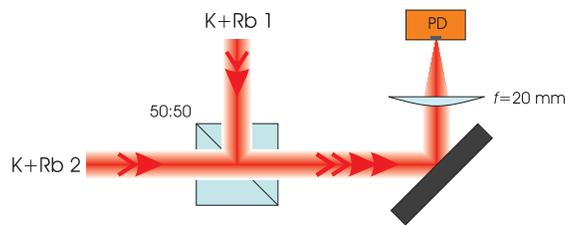


Abbildung 4.10: Überlagerung der zur Schwebungsmessung verwendeten Strahlen an einem 50:50-Strahlteiler und Fokussierung auf die sensitive Fläche der Fotodiode mittels einer plankonvexen Linse der Brennweite  $f = 20$  mm.

### Strahlvorbereitung zur Schwebungsmessung

Für die Schwebungsmessungen zur Frequenzstabilisierung werden die Strahlen der beiden aufeinander zu stabilisierenden Laser zunächst an einem 50:50-Strahlteiler überlagert. Aus der Überlagerung ergibt sich ein Interferenzsignal, dessen Intensität mit der Differenzfrequenz der beiden Strahlen oszilliert. Voraussetzung für die Entstehung eines solchen Interferenzsignals ist, dass beide Laserstrahlen die gleiche lineare Polarisationsrichtung haben. Außerdem müssen ihre Wellenvektoren parallel zueinander liegen, was eine möglichst exakte Überlagerung der Strahlen über eine lange Strecke erfordert.

Die zur Detektion der Schwebungssignale verwendeten Fotodioden haben eine sensitive Fläche von weniger als  $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ , welche viel kleiner ist als der Laserstrahldurchmesser selbst. Daher wird das Signal im vorliegenden Aufbau durch eine Kombination aus einem justierbaren Spiegel und einer plankonvexen Linse [Thorlabs, LJ1960L1] der Brennweite  $f = 20$  mm optimiert, indem der Strahl auf die kleine sensitive Fläche der Fotodiode fokussiert wird (siehe Abbildung 4.10).

#### 4.3.1 Das Rückpumpplaserlicht

Der Strahlengang des Rückpumpplaserlichts ist in Abbildung 4.11 schematisch dargestellt. Das Rückpumpplaserlicht für Kalium und Rubidium wird mittels eines dichroitischen Spiegels [Laseroptik, B-04308], der Licht bei  $\lambda_K = 766,7 \text{ nm}$  transmittiert und Licht bei  $\lambda_{Rb} = 780,2 \text{ nm}$  unter einem Einfallswinkel von  $20^\circ$  reflektiert, überlagert. An zwei Polarisationsstrahlteilern PST1 bzw. PST2 wird jeweils eine Leistung von  $\sim 6 \text{ mW}$  für die Schwebungsmessungen zwischen Rückpump- und Kühllaserlicht zur Frequenzstabilisierung der Kühllaser bzw. zwischen Rückpump- und Referenzlaserlicht zur Frequenzstabilisierung der Rückpumpplaser (PD3) abgezweigt. Der Hauptanteil der Leistung wird über ein Spiegelpaar in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt und steht damit am Ausgang des Moduls zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

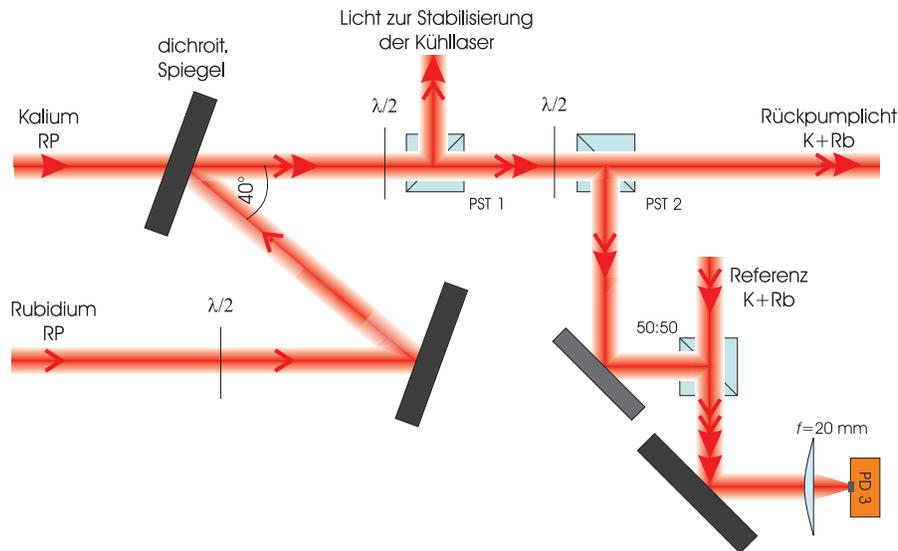


Abbildung 4.11: Präparation des überlagerten Rückpumplaserlichts für Kalium und Rubidium.

### 4.3.2 Das Kühllaserlicht

Das Kühllaserlicht zum Betrieb der 2D und 3D MOT wird für Kalium und Rubidium jeweils von nur einem Masterlaser erzeugt. Dadurch können zwei Masterlaser inklusive ihrer gesamten Versorgungs- und Regelelektronik eingespart werden. Über ein Paar justierbarer Spiegel werden Kalium- und Rubidium-Kühllaserlicht an einem 50:50-Strahlteiler überlagert und gleichzeitig in die zwei Anteile zum Betrieb von 2D und 3D MOT aufgespaltet (siehe Abbildung 4.12). Dabei muss das Kühllaserlicht zum Betrieb der 2D MOT noch über einen justierbaren Spiegel durch einen AOM geschickt werden, der die Frequenz des Lichts beider Wellenlängen auf die benötigten Frequenzen verschiebt. Vom Kühllaserlicht zum Betrieb der 3D MOT werden  $\sim 6$  mW für die Schwebungsmessung mit den Rückpumplasern zur Stabilisierung der Kühllaserfrequenzen abgezweigt (PD2). Das Kühllaserlicht zum Betrieb von 2D und 3D MOT wird wieder an je einem Ausgang des Moduls in polarisationserhaltende Fasern eingekoppelt und kann anschließend weiterverarbeitet werden.

### 4.3.3 Das Laserlicht zur Detektion von Kalium

Das Licht zur Detektion der Kalium-Atome wird nicht vom entsprechenden Referenzlasermodul geliefert, sondern im Masterlasermodul erzeugt. Das hat zwei entscheidende praktische Gründe, die im Folgenden kurz erläutert werden. Ebenso wie beim Rubidium muss das Detektionslicht für das verwendete Kaliumisotop resonant zum entsprechenden Kühlübergang sein. Die drei Kaliumisotope benötigen jedoch zur resonanten Detektion Licht unterschiedlicher Frequenzen, welches

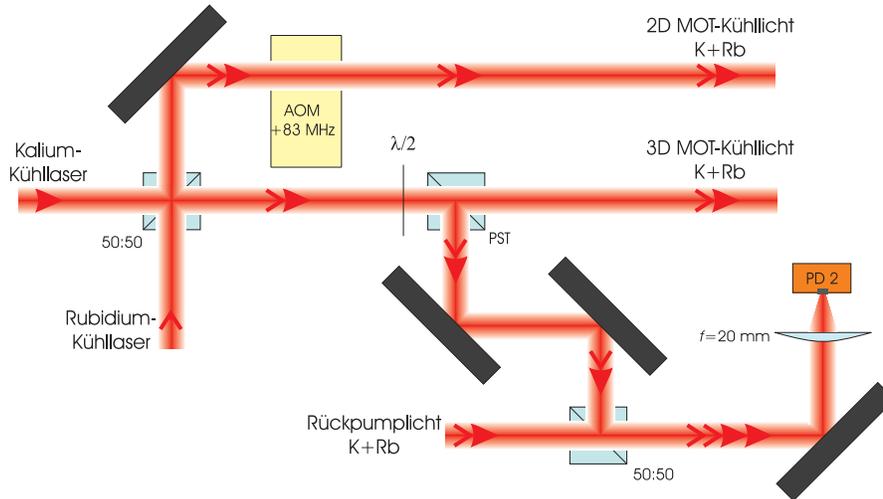


Abbildung 4.12: Erzeugung von Kühllaserlicht zum Betrieb einer 2D und 3D MOT für Kalium und Rubidium aus nur einem Paar von Masterlasern.

selbst mit AOMs im Referenzlasermodul nicht ohne Weiteres erzeugt werden kann, da diese Frequenzen um einige 100 MHz auseinander liegen (siehe Termschemata in Abbildung A.3). Deshalb wird das jeweils benötigte Detektionslicht direkt aus dem gerade verwendeten Kühllaserlicht für  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$  oder  $^{41}\text{K}$  abgezweigt und hat so automatisch die passende Frequenz. Darüber hinaus wird zur Detektion der Kaliumatome, anders als beim Rubidium, zusätzlich zum resonanten Detektionslicht beim Kühlübergang auch ein Anteil Rückpumplicht benötigt. Denn wegen der im Vergleich zum  $^{87}\text{Rb}$  deutlich geringeren Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands (100 MHz für  $^{40}\text{K}$ , 35 MHz für  $^{39}\text{K}$ , 17 MHz für  $^{41}\text{K}$ ) kann ein großer Teil der Atome durch nichtresonante Anregung in jedes der Hyperfeinniveaus des angeregten Zustands übergehen und anschließend in das nicht am Kühlübergang beteiligte Hyperfeinniveau des Grundzustands zerfallen [66, 55]. Diese Atome sind dann nicht mehr resonant mit dem Detektionslicht, können somit nicht mehr detektiert werden und sorgen in der Messung entsprechend für zu kleine Werte der Atomzahl. Im Masterlasermodul werden unmittelbar hinter dem entsprechenden Masterlaser  $\sim 1$  mW Kalium-Kühllaserlicht mit  $\sim 0,5$  mW Kalium-Rückpumplaserlicht überlagert und anschließend anhand einer Faser als Kalium-Detektionslicht ins Referenzlasermodul für Rubidium geführt (siehe Abschnitt 4.3.4). Die angegebenen Leistungen sind zunächst Erfahrungswerte anderer Experimente und müssen im vorliegenden Experiment noch angepasst werden, was über die Einstellung der  $\lambda/2$ -Plättchen problemlos möglich ist.

### 4.3.4 Gemeinsame Detektion von Kalium- und Rubidiumatomen

Der Rubidium-Referenzlaser [47] ist über FMS auf den Crossoverübergang aus  $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$  und  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$  der  $D_2$ -Linie von  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert. Das Lasermodul liefert an einem ersten Faserausgang Referenzlicht zur Stabilisierung des Rückpumpasers im Masterlasermodul. An einem zweiten Faserausgang stellt es zunächst Licht zur Detektion der  $^{87}\text{Rb}$ -Atome in der MOT zur Verfügung. Dieses Detektionslicht muss resonant zum Kühlübergang  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$  sein und wird deshalb durch einen AOM um  $+83\text{ MHz}$  in seiner Frequenz gegenüber der Frequenz des Referenzlichts verschoben.

Da in Zukunft beide Spezies gleichzeitig gefangen werden sollen, muss nun zusätzlich auch noch Laserlicht zur resonanten Detektion der Kaliumatome an diesem zweiten Faserausgang bereitgestellt werden. Zu diesem Zweck wurde das bestehende Rubidium-Referenzlasermodul nach dem in Abbildung 4.13 dargestellten Schema umgebaut und Abbildung A.5 zeigt ein Foto des umgebauten Lasermoduls. An einem zusätzlichen Fasereingang wird Licht zur Detektion von Kalium ins Rubidium-Referenzlasermodul geführt. Mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels werden die beiden Laserstrahlen zur resonanten Detektion der Atome überlagert, über ein Spiegelpaar gemeinsam in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt und zur Vakuumkammer geführt. Das Licht zur Detektion von Kalium wird dabei, anders als für Rubidium, nicht vom entsprechenden Kalium-Referenzlasermodul geliefert. Stattdessen wird vom Masterlasermodul eine Überlagerung von Kühl- und Rückpumplicht zur Detektion des jeweiligen Kalium-

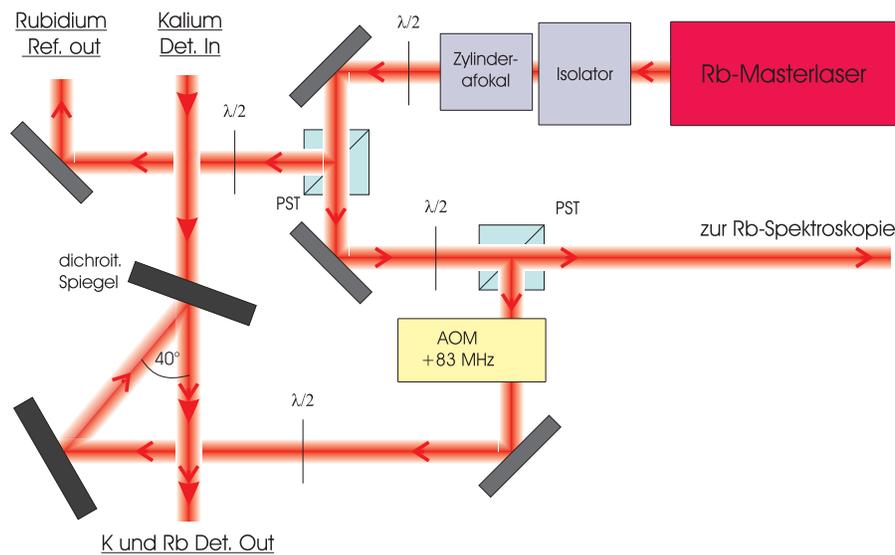


Abbildung 4.13: Umbau des Rubidium Referenzlaser-Moduls zur Überlagerung von Detektionslicht für Kalium und Rubidium.

Isotops bereitgestellt (siehe Abschnitt 4.3.3).

## 4.4 Charakterisierung der Linienbreiten der freilaufenden Masterlaser

Diodenlaser haben eine endliche Linienbreite, welche zunächst durch die Eigenschaften des Resonators auf das sogenannte Schawlow-Townes Limit

$$\Delta\nu \geq \frac{h\nu\pi\Delta\nu_{\text{Res}}^2}{P} \quad \text{mit} \quad \Delta\nu_{\text{Res}} = \frac{c}{2L_{\text{Res}}\frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}} \quad (4.3)$$

nach unten begrenzt ist [65]. Dabei ist  $\nu$  die emittierte Laserfrequenz,  $P$  die optische Ausgangsleistung des Lasers und  $\Delta\nu_{\text{Res}}$  die durch die Resonatorlänge  $L_{\text{Res}}$  und die Reflektivität der Spiegel gegebene volle Halbwertsbreite eines Transmissionspeaks des Resonators. Verschiedene homogene (wellenlängenunabhängige) und inhomogene (wellenlängenabhängige) Mechanismen verbreitern nun zusätzlich noch das emittierte Laserspektrum. Die homogene Verbreiterung wird hauptsächlich durch spontane Emission aufgrund der begrenzten Lebensdauer des angeregten Niveaus im Lasermedium verursacht. Dieses weiße Rauschen des Lasers führt zu einer von der spontanen Zerfallsrate  $\gamma$  anhängigen lorentzförmigen instantanen Linienbreite

$$L(\nu, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(\nu^2 + \gamma^2)}. \quad (4.4)$$

Alle sonstigen technischen Störeinflüsse mechanischer, elektronischer, akustischer oder thermischer Art führen zu einer weiteren, inhomogenen Verbreiterung der Laserlinie. Diese Effekte verursachen ein Rauschen der Zentralfrequenz des Lasers ( $\frac{1}{f}$ -Rauschen) und resultieren in einem gaußförmigen Beitrag zur Linienbreite

$$G(\nu, \sigma) = \frac{e^{-\nu^2}/(2\sigma^2)}{\sigma\sqrt{2\pi}}. \quad (4.5)$$

Diese beiden gauß- und lorentzförmigen Beiträge gehen ins Emissionsspektrum des Lasers ein und ergeben in Kombination ergibt ein Voigt-Profil

$$V(\nu, \sigma, \gamma) = \int d\bar{\nu} G(\bar{\nu}, \sigma)L(\nu - \bar{\nu}, \gamma), \quad (4.6)$$

das als Faltung der beiden Rauschbeiträge zu verstehen ist [65].

Die Linienbreite eines Lasers kann über eine Schwebungsmessung mit einem weiteren Laser bekannter Linienbreite bestimmt werden, da sich die volle Halbwertsbreite (FWHM) des gemessenen Schwebungssignals nach

$$\Delta\nu_{\text{Schwebung}}^2 = \Delta\nu_{\text{Laser 1}}^2 + \Delta\nu_{\text{Laser 2}}^2 \quad (4.7)$$

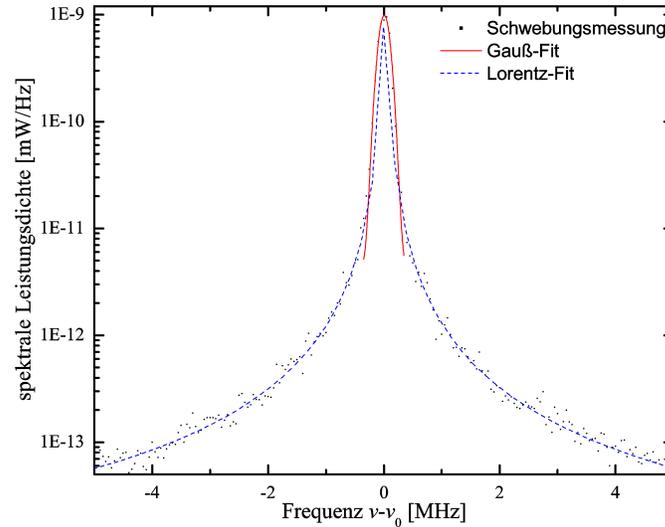


Abbildung 4.14: Exemplarisches Schwebungssignal mit Gauß- und Lorentz-Fit. Dargestellt ist die Schwebung zwischen Rückpump- und Kühllaser für Kalium. Das Signal ist das Ergebnis aus 20 Einzelmessungen, aufgenommen in einem Messbereich von 20 MHz mit einer Auflösungsbandbreite von 100 kHz und einer sweep time von 4 ms. Es wurde auf die Auflösungsbandbreite normiert und der resultierende Peak um seine Zentralfrequenz auf  $\nu = 0$  verschoben.

aus den vollen Halbwertsbreiten der beiden beteiligten Laser ergibt.

Zur Charakterisierung des neu aufgebauten Lasersystems wurden zunächst in ersten Schwebungsmessungen die Linienbreiten der frei laufenden Kalium- und Rubidium-Masterlaser sowohl für das Referenz-, als auch für das Kühl- und Rückpumpplaserlicht untersucht. Dazu wurden zunächst zwei Laserstrahlen überlagert, ihr Schwebungssignal wurde auf einer weiteren schnellen Fotodiode [Hamamatsu, G 4176-03] außerhalb des Masterlasermoduls detektiert und mittels eines Spektrumanalysators [Agilent, E 4405B] in 20 Einzelmessungen aufgenommen. Der Spektrumanalysator hatte dabei eine Auflösungsbandbreite von 100 kHz, eine *sweep time* von 4 ms und einen Messbereich von 20 MHz. Aus den Schwebungsmessungen zwischen allen drei möglichen Laserpaaren ergeben sich nun aus dem entsprechenden Gleichungssystem die Linienbreiten der einzelnen Laser. Abbildung 4.14 zeigt exemplarisch eines der aufgenommenen Schwebungssignale sowie die Gauß- und Lorentz-Fits an die Kurve. Der Gauß-Fit an der Spitze des Schwebungssignals ergibt den dopplerverbreiterten Beitrag  $\Delta\nu_G$ , der Lorentz-Fit an den Flanken des Signals die instantane Linienbreite  $\Delta\nu_L$  des entsprechenden Schwebungssignals. Die auf diese Weise erhaltenen Linienbreiten sind in Tabelle 4.1 zusammenfasst.

Die instantanen Linienbreiten der neuen Masterlaser sind mit  $(8 \pm 2)$  kHz sehr schmalbandig, was auf eine gute Kollimation des Strahls im Resonator schließen lässt. Für die drei Kaliumlaser (Referenz-, Kühl- und Rückpumpplaser) ergaben sich Gauß-Linienbreiten von  $(121 \pm 20)$  kHz (Referenzlaser),  $(165 \pm 20)$  kHz (Rückpum-

Laser	$\Delta\nu_{\text{Gauss}}$ in kHz	$\Delta\nu_{\text{Lorentz}}$ in kHz
K-Referenzlaser	$121 \pm 20$	$8 \pm 2$
K-Rückpumplaser	$165 \pm 20$	$8 \pm 2$
K-Kühlaser	$151 \pm 20$	$8 \pm 2$
Rb-Rückpumplaser	$210 \pm 50$	$8 \pm 2$
Rb-Kühlaser	$395 \pm 50$	$8 \pm 2$

Tabelle 4.1: Aus den Fits (siehe Abbildung 4.14) ermittelte Gauß- und Lorentz-Linienbreiten der Masterlaser.

plaser) und  $(151 \pm 20)$  kHz (Kühlaser). Die Frequenzen beider Rubidiumlaser unterlagen zum Zeitpunkt der Messung offenbar stärkeren Drifts als die der Kaliumlaser, was zu etwas größeren Gauß-Linienbreiten für den Rubidium-Rückpumplaser ( $210 \pm 50$ ) kHz und den Rubidium-Kühlaser ( $395 \pm 50$ ) kHz führte. Möglicherweise sind diese Drifts durch Temperaturschwankungen im Labor und daraus folgende Drifts von Temperaturregelungen oder Stromtreibern entstanden, ihre Ursache ist jedoch noch nicht vollständig geklärt und könnte durch weitere Messungen untersucht werden. Jedoch sind trotz der Abweichungen die Linienbreiten aller Masterlaser eindeutig schmal genug zum Betrieb einer MOT sowie auch für die Implementierung einer Phasenstabilisierung und erfüllen somit die an sie gestellten Anforderungen.



---

# FREQUENZ- UND PHASENSTABILISIERUNG DER LASERFELDER

Für das Kühlen und Fangen von Atomen in einer MOT sind frequenzstabile Laserfelder erforderlich, deren Linienbreiten schmal gegen die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs sind. Für die Atominterferometrie reicht sogar eine Frequenzstabilisierung allein nicht mehr aus, sondern es wird ein phasenstarr gekoppeltes Paar von Raman-Lasern benötigt. Die Stabilisierung der Laserfelder erfolgt über Schwebungsmessungen auf schnellen Fotodioden im Masterlaser- und Verstärkermodul (siehe Abschnitt 3.3). Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Regelelektronik implementiert und ihre Funktion mit exemplarischen Frequenzwerten für  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  geprüft, um das Lasersystem auf den Einsatz im MOT- und Interferometerbetrieb hin zu testen.

In diesem Kapitel wird nun zunächst ein Überblick über die benötigten Laserfrequenzen bzw. die daraus resultierenden Schwebungsfrequenzen zwischen den jeweiligen Laserfeldern zum Kühlen und Fangen von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$  und das Konzept der Frequenz- und Phasenstabilisierung dieser Laserfelder über Schwebungsmessungen gegeben. Anschließend wird der elektronische Regelpfad von der gemeinsamen Detektion von Rubidium- und Kaliumlicht über die Trennung und Aufbereitung der Signale bis hin zur Rückkopplung auf den Laser im Detail vorgestellt.

## 5.1 Erzeugung der Laserfelder für $^{40}\text{K}$ und $^{87}\text{Rb}$

Die typischen Verstimmungen der Laserfelder zu den atomaren Resonanzen für den MOT- und den Interferometerbetrieb sind für  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  in Abbildung A.4 dargestellt und basieren auf experimentellen Erfahrungswerten. Die Laserfelder für

den MOT-Betrieb sind nur um einige Megahertz zu den atomaren Resonanzen rotverstimmt. Für den Interferometerbetrieb hingegen müssen die Laser für  $^{87}\text{Rb}$  um  $\Delta \sim 0,6 - 3,5 \text{ GHz}$  und für  $^{40}\text{K}$  um  $\Delta \sim 100 - 500 \text{ MHz}$  zum angeregten Zustand rotverstimmt und darüber hinaus auch phasenstabilisiert werden. Zur Veranschaulichung der benötigten Frequenzen sowie der Stabilisierungsart der Laser in der MOT- und der darauf folgenden Interferometrie-Phase sind diese in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Abbildung 5.1a zeigt am Beispiel von  $^{87}\text{Rb}$  die beteiligten Niveaus und Laserfelder sowie die beim Übergang zum Interferometerbetrieb durchzuführenden Frequenzverstimnungen der beiden Laserfelder. Für  $^{40}\text{K}$  ist das Prinzip analog und die beteiligten Niveaus sowie die Verstimnungen der einzelnen Laserfelder zu den atomaren Resonanzen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Ab-

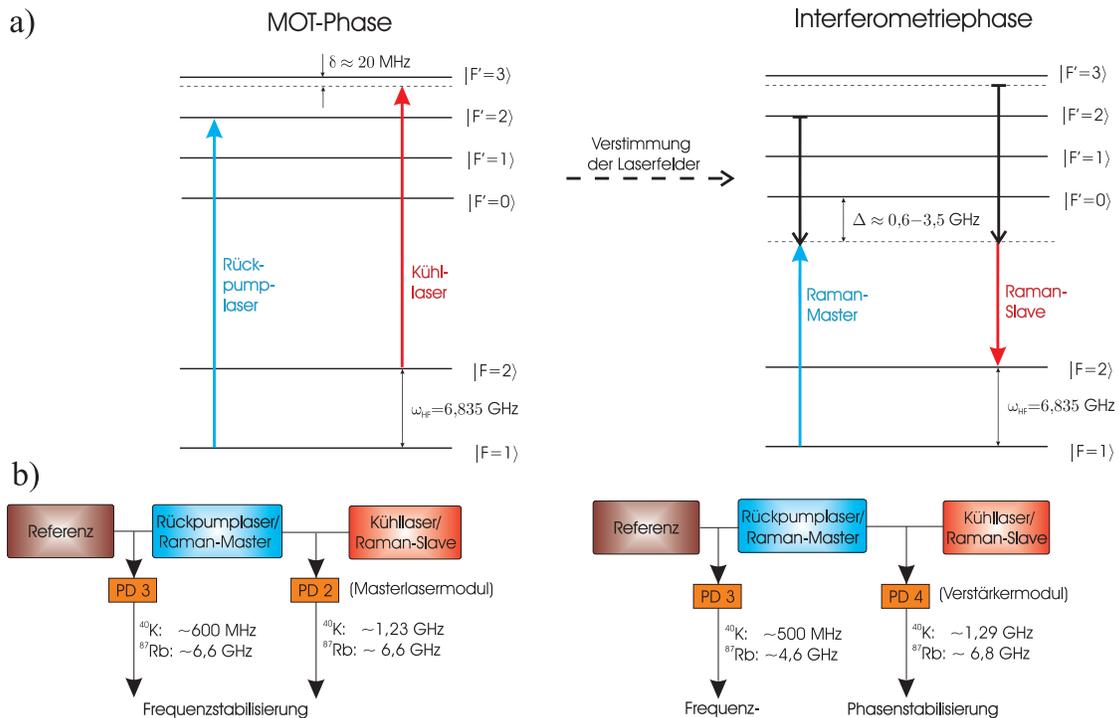


Abbildung 5.1: a) Frequenzverstimnungen der Laser im MOT- und Interferometerbetrieb am Beispiel von  $^{87}\text{Rb}$ . Das Paar aus Rückpump- und Kühllaser aus der MOT-Phase wird in der anschließenden Interferometrie-Phase zum Paar aus Raman-Master- und Raman-Slavelaser. b) Stabilisierungsart und Schwebungsfrequenzen zwischen den Laserfeldern im MOT- und Interferometerbetrieb. Die Schwebungssignale zur Frequenzstabilisierung der Laserfelder werden auf den Fotodioden PD2 und PD3 im Masterlaser- und die zur Phasenstabilisierung auf PD4 im Verstärkermodul detektiert. Beim Übergang zum Interferometerbetrieb werden die Laserfrequenzen auf elektronischem Wege verschoben und die Stabilisierungsart des Kühllasers von Frequenz- auf Phasenstabilisierung umgeschaltet. Die hier eingetragenen Werte gelten für Verstimnungen von  $\Delta = 100 \text{ MHz}$  für Kalium und  $\Delta = 2 \text{ GHz}$  für Rubidium.

Element	Kühlen	$\delta$	Rückpumpen	$\Delta$	$\omega_{\text{HF}}$
$^{87}\text{Rb}$	$2 \rightarrow 3$	20 MHz	$1 \rightarrow 2$	0,6 – 3,5 GHz	6,835 GHz
$^{40}\text{K}$	$9/2 \rightarrow 11/2$	20 MHz	$7/2 \rightarrow 9/2$	100 – 500 MHz	1,286 GHz

Tabelle 5.1: Für den Kühlprozess verwendete Übergänge  $F \rightarrow F'$ , Verstimmungen  $\delta$  des Kühlaserlichts und  $\Delta$  der Raman-Laserfelder zu den atomaren Resonanzen sowie Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands  $\omega_{\text{HF}}$  für  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$ .

Abbildung 5.1b zeigt das jeweilige Stabilisierungsschema sowie die benötigten Schwebungsfrequenzen zwischen den Laserfeldern in den beiden Phasen. Die genauen Werte werden noch experimentell zu ermitteln sein.

Beim Umschalten auf den Interferometerbetrieb muss also die Frequenz des Rückpump-/Raman-Masterlasers über die von einem Synthesizer gelieferte Referenzfrequenz entsprechend schnell verschoben werden (siehe dazu Abschnitt 5.3.3). Die grundlegende Voraussetzung für alle derartigen Frequenzverstimmungen ist ein ausreichend großer modensprungfreier Bereich des entsprechenden Lasers, so dass dieser über einen großen Frequenzbereich betrieben werden kann und nach einer kurzen vom Stabilisierungsschema abhängigen Einschwingzeit auf der neuen rotverstimmten Frequenz läuft. In unserem Fall dauert dieses Umschalten zur Zeit noch  $\sim 10$  ms und ist in erster Linie limitiert durch die begrenzte Umschaltgeschwindigkeit des verwendeten Synthesizers. In Zukunft soll jedoch der Synthesizer durch einen digitalen Frequenzgeber („*Direct Digital Synthesizer*“, kurz: DDS) sowie die *Frequenz-zu-Spannungswandler* (siehe Abschnitt 5.2.1) durch neue *Phasenlocks* ersetzt werden, was eine Verringerung der Einschwingzeit auf  $\sim 1$  ms erwarten lässt. Sie sollte dann hauptsächlich durch die Bandbreite des Phasenlocks limitiert sein. Die von einem weiteren Synthesizer gelieferte Referenzfrequenz für die Frequenzstabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers bleibt nahezu gleich, da die Differenzfrequenz des Kühlasers zum Rückpumplaser auch schon während des MOT-Betriebs im Bereich der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands liegt (siehe Abbildung A.4). Somit folgt der Kühlaser beim Umschalten auf den Interferometerbetrieb automatisch dem Frequenzsprung des Rückpumplasers und sein Stabilisierungspunkt muss nur noch geringfügig über die Referenzfrequenz des Locks an den exakten Wert der Hyperfeinaufspaltung angepasst werden, bevor seine elektronische Regelung von der reinen Frequenz- auf die erforderliche Phasenstabilisierung umgeschaltet werden kann (siehe Abschnitt 5.3.3).

## 5.2 Konzept zur Stabilisierung der Laserfeder

Wie bereits mehrfach erwähnt, erfolgt die Frequenzstabilisierung der im Experiment verwendeten Laser mittels Schwebungsmessungen mit einem Referenzlaserfeld. Dabei wird ein unregelmäßiger Laser („*Slave*“) relativ zu einem bereits geregelten Laser („*Master*“) in seiner Frequenz oder sogar in seiner Frequenz und Phase

stabilisiert. Zu diesem Zweck werden die elektromagnetischen Felder von Master  $\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}_{01} \sin(\omega_1 t + \varphi_1 t)$  und Slave  $\mathbf{E}_2(t) = \mathbf{E}_{02} \sin(\omega_2 t + \varphi_2 t)$  überlagert und auf eine schnelle Fotodiode gelenkt. Am Ort der Fotodiode ergibt sich daraus die Intensitätsverteilung

$$\begin{aligned} I(t) &\propto (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \\ &\propto \mathbf{E}_{01}^2 \sin^2(\omega_1 t + \varphi_1(t)) + \mathbf{E}_{02}^2 \sin^2(\omega_2 t + \varphi_2(t)) \\ &\quad + \mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \sin(\omega_1 t + \omega_2 t + \varphi_1(t) + \varphi_2(t)) \\ &\quad + \mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \sin(\omega_1 t - \omega_2 t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Da die Fotodiode jedoch keine Frequenzen im Terrahertzbereich detektieren kann, wird von den vier ausmultiplizierten Termen der Intensitätsverteilung allein das Schwebungssignal

$$I(t) \propto \mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \sin(\Delta\omega_{\text{Laser}}(t) + \Delta\varphi_{\text{Laser}}(t)) \quad (5.2)$$

der beiden Laserfelder aufgenommen. Mit Hilfe der nun folgenden Stabilisierungselektronik können die Frequenzdifferenz  $\Delta\omega_{\text{Laser}} = \omega_1 - \omega_2$  oder sogar die Phasendifferenz  $\Delta\varphi_{\text{Laser}}(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  zwischen den beiden Laserfeldern konstant gehalten werden. Dazu werden die detektierten Schwebungssignale in „*Frequenz-zu-Spannungswandlern*“ ( $\rightarrow$  Frequenzstabilisierung, siehe Abschnitt 5.2.1) bzw. in optischen Phasenregelschleifen („*Phase Lock Loops*“, kurz: PLL,  $\rightarrow$  Phasenstabilisierung, siehe Abschnitt 5.2.2) in Fehlersignale umgewandelt, die zur Stabilisierung der Laser über Diodenstrom und Piezospaltung genutzt werden. Diese Vorgehensweise bietet den entscheidenden Vorteil, dass die Laser auf elektronischem Wege auf eine „beliebige“ Frequenz auch abseits der atomaren Übergänge stabilisiert werden können und man darüber hinaus sogar schnell und flexibel mit den entsprechenden Laserfrequenzen um 1 – 2 GHz springen kann, wobei man neben der Bandbreite der Elektronik lediglich durch den modensprungfreien Bereich des Lasers limitiert ist<sup>1</sup>. Beide Regelpfade benötigen ein Eingangssignal im Frequenzbereich um  $\sim 100$  MHz. Dafür müssen die detektierten Schwebungssignale zunächst in einem *Modul zur Signalaufbereitung* in diesen Bereich konvertiert werden. Diese Aufbereitung der Signale wird in Abschnitt 5.3 beschrieben.

### 5.2.1 Die Frequenz-zu-Spannungswandler

Im Frequenz-zu-Spannungswandler wird aus einem eingehenden Frequenzsignal durch spezielle elektronische Bauelemente [46] ein Gleichspannungssignal erzeugt, dessen Amplitude proportional zur Frequenz des Eingangssignals ist. Das zentrale Bauelement ist dabei ein Frequenz-zu-Spannungswandlerchip [VFC110AP], in dem

<sup>1</sup>Durch diverse Verfeinerungen der Stabilisierungselektronik werden auch noch deutlich größere modensprungfreie Frequenzänderungen ermöglicht. Siehe dazu auch Abschnitt 5.3.3.

das Gleichspannungssignal durch eine Kombination aus Kondensator und Integrator erzeugt wird. Das eingehende Frequenzsignal wird in einem digitalen Frequenzteiler [U893BSE] wahlweise durch einen Faktor 64, 128 oder 256 geteilt, wodurch der Funktionsbereich des Frequenz-zu-Spannungswandlers festgelegt werden kann. In den in dieser Arbeit realisierten Laserstabilisierungen wird der kleinste Teilungsfaktor 64 verwendet, welcher die Verarbeitung von Eingangssignalen zwischen 40 – 240 MHz erlaubt. In diesem Funktionsbereich ist das Übersetzungsverhältnis  $\frac{\Delta V}{\Delta \nu}$  einer Frequenzänderung  $\Delta \nu$  in eine Spannungsänderung  $\Delta V$  am größten und damit die Genauigkeit des frequenzabhängigen Spannungssignals am höchsten. Rastert man die Frequenz  $\omega_2$  des zu stabilisierenden Lasers über eine Rampenspannung am Piezo periodisch über mehrere hundert Megahertz ab, so ergibt sich ein dispersives Fehlersignal. An einem Operationsverstärker im Frequenz-zu-Spannungswandler kann nun zur frequenzabhängigen Spannung eine externe Referenzspannung addiert werden, mit deren Hilfe der Nulldurchgang dieses Fehlersignals verschoben werden kann. Auf diese Weise kann die Spannung über den PID-Regler auf einen definierten Nulldurchgang und folglich der Laser auf die benötigte Frequenz stabilisiert werden. Die Referenzspannung wird im Experiment einmalig auf einen konstanten Wert in der Mitte der Flanke des Fehlersignals eingestellt. Zum Verstimmen der Laserfrequenz wird nicht die Referenzspannung variiert, sondern die an anderer Stelle in den Regelkreis eingespeiste von einem Synthesizer gelieferte Referenzfrequenz (siehe Abschnitt 3.3 und 5.3).

Das Konzept der Frequenz-zu-Spannungswandler bringt jedoch einige Nachteile mit sich. Denn zum einen führt gemäß einer Abschätzung für den bei uns verwendeten Eingangsfrequenzbereich ein Rauschen der Referenzspannung um  $\Delta V_{\text{ref}} = 5 \text{ mV}$  zu einem Frequenzrauschen von  $\Delta \nu \approx 100 \text{ kHz}$ , was bereits in der Größenordnung der Laserlinienbreite liegt. Deshalb wird eine möglichst rauscharme Referenzspannung benötigt, da ansonsten durch Nullpunktsschwankungen zusätzliche störende Rauschbeiträge ins System eingebracht werden. Zum anderen ist der Frequenz-zu-Spannungswandlerchip temperaturempfindlich und verursacht somit bei Temperaturschwankungen im Labor Drifts der Laserfrequenzen. In naher Zukunft sollen die Frequenz-zu-Spannungswandler daher durch neue *Phasenlocks*<sup>2</sup> aus Eigenentwicklung ersetzt werden, welche eine höhere Stabilität versprechen, da sie eine Frequenz als Referenzgröße verwenden, und darüber hinaus aufgrund ihrer größeren Regelbandbreite auch schnellere Frequenzsprünge erlauben werden.

### 5.2.2 Die Optische Phasenregelschleife

Eine Phasenregelschleife (PLL) synchronisiert das Signal eines *lokalen Oszillators* (LO) mit dem Signal eines *Referenzoszillators* (REF), sodass beide Oszillatoren

---

<sup>2</sup>Dieser Phasenlock (siehe dazu Abschnitt 5.2.2) basiert auf dem Phasendetektorchip [ADF4002] und wurde von Thijs Wendrich im Rahmen seiner am CASI-Experiment durchgeführten und im November 2009 zu veröffentlichen Doktorarbeit entwickelt.

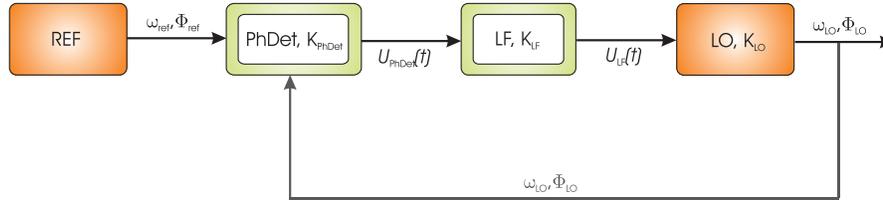


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung einer Phasenregelschleife mit Phasendetektor (PhDet), Loopfilter (LF) und den zugehörigen Verstärkungsfaktoren  $K_{\text{PhDet}}$  und  $K_{\text{LF}}$ . Frequenz und Phase des lokalen Oszillators (LO) werden auf Frequenz und Phase des Referenzoszillators (REF) synchronisiert [68].

immer auf der gleichen Frequenz laufen und darüber hinaus auch eine feste Phasenbeziehung zueinander haben. Das Grundschema eines solchen Regelkreises ist in Abbildung 5.2 dargestellt [68]. Die Frequenz und die Phase des Lokaloszillators ( $\omega_{\text{lo}}$ ,  $\Phi_{\text{lo}}(t)$ ) werden in einem *Phasendetektor* (PhDet) mit der Frequenz und der Phase des Referenzoszillators ( $\omega_{\text{ref}}$ ,  $\Phi_{\text{ref}}(t)$ ) verglichen. Aus diesem Vergleich wird vom Phasendetektor ein Ausgangssignal  $U_{\text{PhDet}}(\Delta\omega, \Delta\Phi(t))$  erzeugt, das von der Frequenzdifferenz  $\Delta\omega = \omega_{\text{ref}} - \omega_{\text{lo}}$  und der Phasendifferenz  $\Delta\Phi(t) = \Phi_{\text{ref}}(t) - \Phi_{\text{lo}}(t)$  der beiden Oszillatoren abhängt. Dieses Ausgangssignal  $U_{\text{PhDet}}$  wird vom *Loopfilter* (LF) mit dem dimensionslosen Verstärkungsfaktor  $K_{\text{LF}}$  in ein Regelsignal  $U_{\text{LF}}(U_{\text{PhDet}}, K_{\text{LF}})$  umgewandelt und auf den zu synchronisierenden Oszillator zurückgekoppelt. Weicht die Oszillatorfrequenz  $\omega_{\text{lo}}$  von der Referenzfrequenz  $\omega_{\text{ref}}$  ab, so erzeugt der Phasendetektor ein von Null verschiedenes Spannungssignal, dessen Vorzeichen so vom Vorzeichen der Frequenzabweichung abhängt, dass das Regelsignal die Frequenz  $\omega_{\text{lo}}$  an die Referenzfrequenz angleicht. Entspricht die Oszillatorfrequenz der Referenzfrequenz, so ist der Gleichgewichtsfall des PLL mit  $\Delta\omega = 0$  erreicht und das Ausgangssignal des Phasendetektors kann linearisiert und als zur Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  proportionales Fehlersignal verwendet werden. Über Rückkopplung dieses Fehlersignals auf den lokalen Oszillator kann nun auch die Phasendifferenz auf  $\Delta\Phi(t) = 0$  stabilisiert werden.

Im hier vorliegenden Fall der optischen Phasenregelschleife bildet die Schwebung der beiden Laserfelder  $\mathbf{E}_1(t)$  und  $\mathbf{E}_2(t)$  mit ihrer Schwebungsfrequenz  $\Delta\omega_{\text{Laser}}$  und ihrer Phasendifferenz  $\Delta\varphi_{\text{Laser}}(t)$  den lokalen Oszillator. Da die Schwebungsfrequenzen jedoch bei 6,8 GHz bzw. 1,2 GHz (Hyperfeinaufspaltung des  $^{87}\text{Rb}$ - bzw.  $^{40}\text{K}$ -Grundzustands) liegen, müssen sie zunächst mit einer phasenrauscharmen Frequenzkette heruntergemischt werden, um anschließend in der Phasenregelschleife mit dem von einem hochstabilen Quarzreferenzoszillator gelieferten Referenzsignal bei 100 MHz verglichen werden zu können. Die Stabilisierung von  $\Delta\omega_{\text{Laser}} = \omega_1 - \omega_2$  und  $\Delta\varphi_{\text{Laser}}(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$  erfolgt über Rückkopplung auf die darin enthaltene Frequenz  $\omega_2$  und Phase  $\varphi_2(t)$  des Slavelasers, sodass auf diese Art sowohl die Frequenz- als auch die Phasenbeziehung des Slave- zum Masterlaser konstant gehalten wird. Zusammen mit der Frequenzstabilisierung des Masterlasers können

so die Bedingungen für den Einsatz der Laser als Raman-Laserpaar zur Atominterferometrie erfüllt werden.

### Phasendetektor

Als Phasendetektor kann unter anderem ein analoger Mischer, ein digitaler Phasen- und Frequenzdetektor, ein Phasendifferenzzähler oder eine Kombination dieser Elemente eingesetzt werden [68]. Im vorliegenden Fall wird ein digitaler Phasen- und Frequenzdetektor („*Digital Phase Frequency Detector*“, kurz: DPF<sub>D</sub>) [MCH 12140] verwendet, der das zentrale Bauelement auf einer von Tobias Müller (Singapore University) entworfenen Platine zur Phasenregelung bildet (siehe Abbildung 5.3). Das grundlegende Design der PLL-Regelung wurde am LNE SYRTE in Paris entwickelt [69]. Das auf  $\sim 100$  MHz heruntergemischte sinusförmige Eingangssignal aus der Schwebungsmessung der beiden Laserfelder wird verstärkt und gemeinsam mit dem ebenfalls sinusförmigen Referenzsignal eines hochstabilen Quarzoszillators der gleichen Frequenz in den DPF<sub>D</sub> geleitet. Dieser digitalisiert die beiden Signale, vergleicht ihre Phasenlagen und erzeugt eine zu ihrer Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  proportionale Spannung. Ist  $\Delta\varphi$  positiv, liefert der DPF<sub>D</sub> ein Signal an einem ersten Ausgang. Ist  $\Delta\varphi$  negativ, wird an einem zweiten Ausgang ein Signal erzeugt. Die Signale dieser beiden Ausgänge werden an die Eingänge eines schnellen Operationsverstärkers [LMH 6609 MA] weitergeleitet und dort in ein dispersives Fehlersignal umgewandelt, dessen Flanke wesentlich steiler als diejenige des im Frequenz-zu-Spannungswandler erzeugten Fehlersignals ist und sich damit auch für schnelle Korrekturen zur Phasenstabilisierung eignet. Nach einer weiteren elektronischen Aufbereitung wird das Fehlersignal in zwei Teile aufgespalten, die durch Operationsverstärker voneinander entkoppelt sind. Der erste Teil wird für schnelle

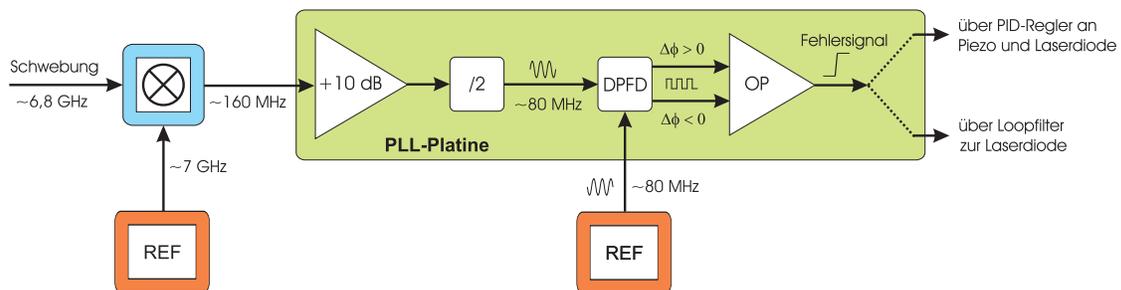


Abbildung 5.3: Erzeugung des Fehlersignals auf der PLL-Platine. Die Phase des verstärkten und mit einer stabilen Referenzfrequenz auf  $\sim 160$  MHz gemischten Schwebungssignals wird im digitalen Phasen- und Frequenzdetektor (DPF<sub>D</sub>) digitalisiert und mit der Phase eines stabilen Referenzoszillators (REF) verglichen. Die Phasendifferenz wird in eine zu ihr proportionale Spannung umgewandelt und hinter dem DPF<sub>D</sub> im Operationsverstärker (OP) in ein Fehlersignal umgewandelt, das auf zwei verschiedene Regelpfade aufgeteilt wird.

Korrekturen (bis zu einigen MHz) über den sogenannten Loopfilter direkt in den Laserdiodenstrom eingekoppelt. Der zweite Teil wird über den PID-Regler in Korrekturen im mittleren (bis 100 kHz) und langsamen (bis 3 kHz) Frequenzbereich umgesetzt.

### Loopfilter

Im Loopfilter werden die durch die Elemente des Regelkreises verursachten Phasenverschiebungen durch Operationen wie z.B. Filterung und Integration des Signals in einem möglichst großen Frequenzbereich kompensiert. Die Anpassung des Loopfilters, welcher in unserem Fall lediglich aus einer Parallelschaltung von Kondensator und Widerstand besteht, auf den Phasengang der einzelnen Elemente ist entscheidend für die Regelbandbreite und den Empfangsbereich der PLL und wird am besten experimentell durchgeführt [49]. In unserem Fall ist der PLL-Regelkreis über den Loopfilter ein schneller Regelpfad, in welchem ein Regelsignal von mehreren Megahertz direkt auf den Laserdiodenstrom eingekoppelt werden soll und dessen Regelbandbreite durch die Auswahl der richtigen Kombination aus Widerstand und Kondensator erheblich gesteigert werden kann. Da der Loopfilter selbst lediglich aus passiven Elementen besteht, wird seine Bandbreite von der Regelbandbreite des Phasendetektors und der Phasenverschiebung des Gesamtsystems bestimmt.

### Langsamer, mittlerer und schneller Regelpfad

Die Regelung erfolgt über drei Pfade, in denen das Fehlersignal jeweils auf eine andere Art verarbeitet wird. Das hat den entscheidenden Vorteil, dass Rauschbeiträge in verschiedenen Frequenzbereichen effektiv unterdrückt werden können. Schnelle und mittlere Korrekturen werden dem Diodenstrom über einen Einkop-

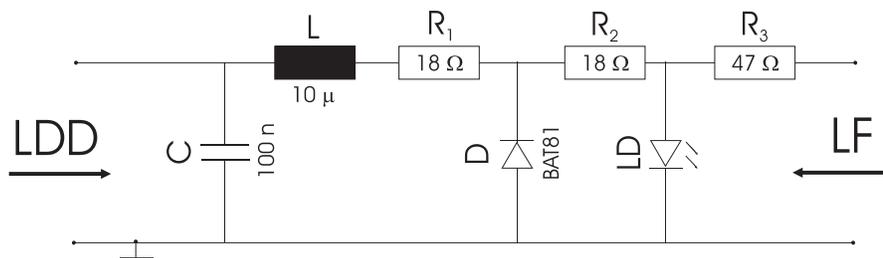


Abbildung 5.4: Einkoppelkreis für die Korrektursignale an den Diodenstrom des Slave-Lasers. Der konstante einstellbare Strom sowie Korrekturen mittlerer Frequenz bis 100 kHz werden über den Stromtreiber (LDD) eingekoppelt. Schnelle Korrekturen aus dem PLL werden über den Loopfilter (LF) am anderen Eingang eingekoppelt. Der Frequenzfilter schützt den Stromtreiber vor den hochfrequenten Signalen des Loop-Filters.

Die Diode (D) schützt die Laserdiode (LD).

pelkreis (siehe Abbildung 5.4) aufgeprägt. Dieser Einkoppelkreis verfügt über zwei voneinander getrennte Eingänge und wirkt als Bias-Tee für die Korrektursignale aus zwei verschiedenen Frequenzbereichen. Die Korrekturen schneller Frequenzdrifts im Bereich einiger Megahertz werden über den Loopfilter und einen ersten, schnellen Pfad des Einkoppelkreises direkt auf den Diodenstrom moduliert. Über den mittleren Regelpfad werden Frequenzen bis zu 100 kHz geregelt. Diese Regelung erfolgt ebenfalls über den Diodenstrom. Jedoch wird das Korrektursignal zunächst im PID-Regler weiterverarbeitet. Die resultierende Stromkorrektur wird dem Diodenstrom über den Modulationseingang des Stromtreibers und den zweiten, mittleren Pfad des Einkoppelkreises aufgeprägt. Langsame Frequenzdrifts bis zu einigen Kilohertz werden durch Variationen der Resonatorlänge über den Piezo ausgeglichen. Der Piezo wird hierfür ebenfalls über den PID-Regler angesteuert.

### 5.2.3 Die PID-Regler

Der PID-Regler erhält als Eingangssignal das vom Frequenz-zu-Spannungswandler bzw. von der PLL erzeugte Fehlersignal und kann dieses auf seinen Nulldurchgang stabilisieren. Für diese Stabilisierung verfügt der PID-Regler über einen proportionalen, einen integrierenden und einen differenziellen Regelkreis. Die Korrektursignale werden auf die Piezospaltung und über den Modulationseingang des Laserstromtreibers auf den Diodenstrom moduliert. Auf diese Weise bewirkt der PID-Regler eine langsame Korrektur der Wellenlänge über den Piezo und eine schnelle Anpassung des Diodenstroms über den Stromtreiber. Mit Hilfe von Spindeltrimmern am P-, I- und D-Teil von Strom- und Piezo lässt sich diese Unterdrückung spezifisch auf jeden der Regelkreise anpassen. In einer „*in-loop*“-Messung wurde dafür mit einem FFT-Analysator [HP, 35670A] das Fehlersignal am Ausgang des Frequenz-zu-Spannungswandlers im Fall frei laufender Laser sowie im stabilisierten Fall in verschiedenen Frequenzbereichen von 0 – 100 kHz aufgenommen (siehe exemplarische Messung in Abbildung 5.5). Bis zum Schnittpunkt der geregelten mit der unregulierten Kurve unterdrückt die Regelung das Rauschen. Dieser Schnittpunkt lässt sich daher als Regelbandbreite interpretieren, die in diesem Fall

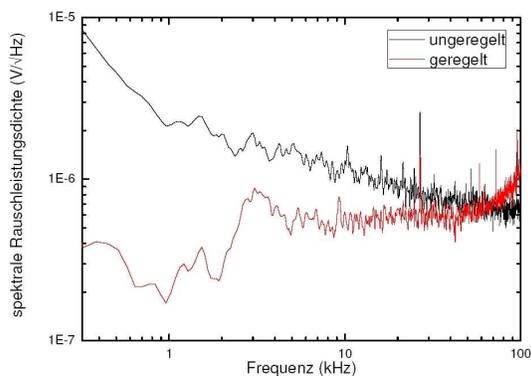


Abbildung 5.5: Regelbandbreite der Frequenzstabilisierung für den Kalium-Referenzlaser. Dargestellt ist die spektrale Rauschleistungsdichte einer „*In-Loop*“-Messung ohne Regelung bzw. mit einer Regelung über Piezospaltung und Diodenstrom am Beispiel des Kalium-Rückpumpasers. Aus den Graphen lässt sich die Regelbandbreite näherungsweise zu  $\sim 50$  kHz ermitteln, denn bis zu dieser Frequenz reduziert die Regelung die spektrale Rauschleistungsdichte.

etwa 50 kHz beträgt.

Die soeben beschriebene Minimierung der spektralen Rauschleistungsdichte des Fehlersignals „*in-loop*“ kann jedoch bei der Bestimmung von Linienbreiten und Frequenzstabilität zu systematischen Fehlern führen [67], da dieses Fehlersignal nicht nur das Frequenzrauschen des Lasers, sondern alle potentiellen Rauschbeiträge aus dem gesamten Regelkreis beinhaltet. Der PID-Regler soll das Rauschen der Laserfrequenz optimal unterdrücken und verfügt dabei als einzige Regelparameter über die Piezospannung und den Diodenstrom des Lasers. Wenn einzelne Rauschbeiträge jedoch nicht von Frequenzschwankungen des Lasers selbst kommen, sondern an anderer Stelle in den Regelkreis einkoppeln, wird über den PID-Regler trotzdem versucht, auch dieses Rauschen über Korrekturen an der Laserfrequenz zu unterdrücken. Dadurch prägt man der Frequenz des Lasers allerdings zusätzliches Rauschen auf, was zu größeren Linienbreiten und einer geringeren Stabilität des Systems führen kann. Um derartige Fehler zu vermeiden, sollte während des Optimierungsprozesses neben dem FFT-Signal auch das Schwebungssignal der entsprechenden Laser auf einem Spektrumanalysator beobachtet werden.

### 5.3 Aufbereitung der Signale für die Stabilisierung

Da die Schwebungsfrequenzen im Gigahertzbereich liegen, der Frequenz-zu-Spannungswandler sowie die PLL jedoch Frequenzsignale bei wenigen hundert Megahertz erwarten, müssen die Schwebungsfrequenzen zunächst in diesen niedrigeren Frequenzbereich konvertiert werden. Das geschieht in einem *Modul zur Signalaufbereitung* durch Teilen bzw. Mischen der Schwebungsfrequenzen mit einer Referenzfrequenz. Die Komponenten dieses Moduls sind kommerzielle elektronische Bauelemente in einzelnen Gehäusen, die durch SMA-Verbindungsstücke oder -Kabel miteinander verbunden sind. Das gesamte Modul ist in einer geschlossenen 19-Zoll-Einschubkassette untergebracht.

#### Gemeinsame Detektion der Schwebungssignale für K und Rb

Alle vier Schwebungssignale zur Frequenzstabilisierung werden auf schnellen Fotodioden [Hamamatsu, G4176-03] im Masterlasermodule detektiert (siehe Abschnitt 4.3). Die Anstiegszeit dieser Fotodioden ist mit 30 ps gering genug, um auch Frequenzen im Gigahertzbereich detektieren zu können. Die von den Fotodioden benötigte konstante Vorspannung von 9 V wird durch je ein Bias-Tee [Mini-Circuits, ZX85-12G+S+] von den detektierten RF-Signalen getrennt, welche an den Regelkreis weitergeleitet werden. Für ein möglichst gutes Signal-zu-Rauschverhältnis werden die Signale noch im Masterlasermodule direkt hinter dem Bias-Tee um 10 dB verstärkt [Mini-Circuits, ZL-7G] und erst danach über kommerzielle SMA-Kabel [Mauritz Communication, 864-2411-2411-200s, RG316/U] ins Modul zur Signalaufbereitung geleitet. Die Schwebungsmessungen „Rückpump Laser – Referenz“ und

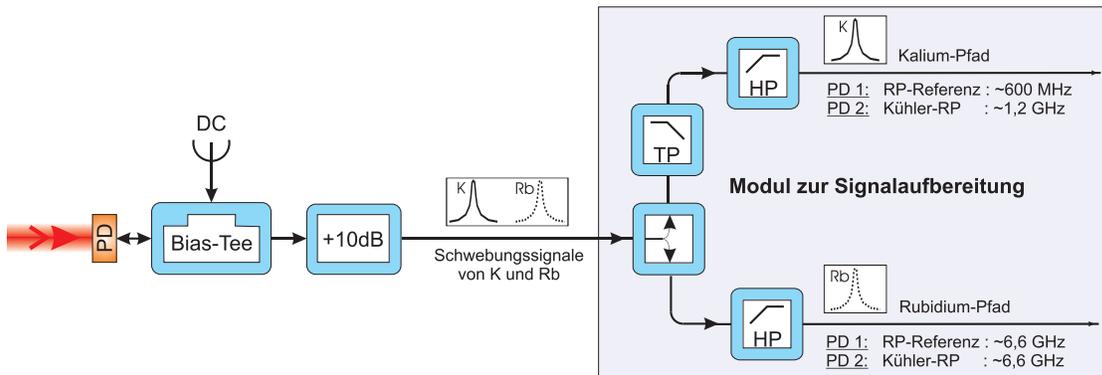


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der gemeinsamen Detektion und Verstärkung der jeweiligen Schwebungssignale von Kalium- und Rubidiumwellenlänge auf einer Fotodiode und der anschließenden elektronischen Aufspaltung in zwei getrennte Regelpfade.

„Kühlaser – Rückpumplaser“ werden für beide Wellenlängen jeweils auf einer gemeinsamen Fotodiode detektiert. Der nachfolgende Verstärker ist in einem Frequenzbereich bis 7 GHz einsetzbar und damit zur Verstärkung der beiden simultan aufgenommenen Schwebungsfrequenzen für  $^{40}\text{K}$  ( $\sim 1$  GHz und  $^{87}\text{Rb}$  ( $\sim 6,6$  GHz) geeignet. Am Eingang des Moduls zur Signalaufbereitung wird die Gesamtleistung des detektierten Signals in einem Leistungsteiler [Mini-Circuits, ZFRSC-183+] im Verhältnis 1:1 in zwei Pfade aufgeteilt (siehe Abbildung 5.6). Durch diesen Leistungsteiler in Kombination mit nachfolgenden Frequenzfiltern lassen sich die Schwebungsfrequenzen für Kalium und Rubidium voneinander trennen und in jeweils einem separaten Regelpfad zur Frequenzstabilisierung weiterverarbeiten.

### Trennung und Frequenzsäuberung der Schwebungssignale in Kalium- und Rubidiumpfad

Nach der gemeinsamen Detektion werden die Schwebungssignale in getrennten Pfaden zur Stabilisierung des entsprechenden Lasers weiterverarbeitet. Dafür wird durch Hoch- und Tiefpassfilterung am Beginn jedes Pfades zunächst die jeweilige Frequenz selektiert. Die Schwebungsfrequenz „Rückpumplaser – Referenz“ zum Kühlen und Fangen von  $^{40}\text{K}$  liegt bei  $\sim 600$  MHz. Im Interferometerbetrieb wird der Rückpumplaser zum Raman-Masterlaser und soll um  $\sim 100$  MHz gegenüber dieser Resonanz rotverstimmt betrieben werden, sodass also die Schwebungsfrequenz in dieser zweiten Phase bei  $\sim 500$  MHz liegt (siehe Abbildung 5.1b). Hinter dem Leistungsteiler wird die entsprechende Schwebungsfrequenz durch einen Hochpassfilter [Mini-Circuits, SHP-500+] mit einer unteren Grenzfrequenz von 454 MHz von niederfrequentem Rauschen befreit und durch einen Tiefpassfilter [Mini-Circuits, SLP-750+] mit einer oberen Grenzfrequenz von 750 MHz vom gleichzeitig detektierten Rubidium-Schwebungssignal bei  $\sim 6,6$  GHz getrennt.

Die Schwebungsfrequenzen „Kühlaser – Rückpumplaser“ und „Raman-Slavelaser

– Raman-Masterlaser“ für  $^{40}\text{K}$  liegen bei der Hyperfeinaufspaltung von  $\sim 1,2$  GHz und werden gemeinsam mit dem entsprechenden Rubidium-Schwebungssignal bei  $\sim 6,6$  GHz auf derselben Fotodiode detektiert. Hinter dem Leistungsteiler wird die entsprechende Schwebungsfrequenz durch eine Kombination aus einem Hochpassfilter [Mini-Circuits, SHP-1000+] mit einer unteren Grenzfrequenz von 900 MHz und einem Tiefpassfilter [Mini-Circuits, SLP-1650] mit einer oberen Grenzfrequenz von 1650 MHz von niederfrequentem Rauschen und vom Rubidium-Schwebungssignal getrennt.

Zum Kühlen und Fangen von  $^{87}\text{Rb}$  liegen die beiden Schwebungsfrequenzen für die Stabilisierung von Rückpump- bzw. Kühllaser bei  $\sim 6,6$  GHz, wohingegen zum Treiben stimulierter Raman-Übergänge der Raman-Masterlaser um  $0,6 - 3,5$  GHz zum angeregten Zustand und der Raman-Slavelaser um ziemlich genau die Hyperfeinaufspaltung von  $\sim 6,8$  GHz zum Raman-Masterlaser rotverstimmt sein soll (siehe Abbildung 5.1). In diesem Fall liegen dementsprechend die Schwebungsfrequenzen bei  $3,1 - 6,1$  GHz bzw. bei  $\sim 6,8$  GHz. Die Schwebungsfrequenzen werden hinter dem Leistungsteiler vorläufig durch einen Hochpassfilter [Mini-Circuits, VHF-5050+] mit einer unteren Grenzfrequenz von 5,05 GHz vom entsprechenden Kalium-Schwebungssignal separiert und gleichzeitig von niederfrequentem Rauschen getrennt. Ein zusätzlicher Tiefpassfilter ist nicht nötig, da der Verstärker nur Frequenzen bis 7 GHz verstärkt. Die untere Grenzfrequenz dieses Hochpassfilters erlaubt zunächst nur eine maximale Verstimmung der Raman-Laser zum angeregten Zustand von  $\sim 1$  GHz, sodass gegebenenfalls dieser Hochpassfilter gegen einen Hochpass mit niedrigerer Grenzfrequenz ausgetauscht werden muss.

### 5.3.1 Stabilisierung des Rückpump-/Raman-Masterlasers

Prinzipiell sind die Regelpfade für Kalium- und Rubidiumlaser gleich, sie müssen lediglich durch den Einsatz geeigneter Bauelemente auf die verschiedenen eingehenden Schwebungsfrequenzen angepasst werden (siehe Abbildung 5.7). Am Eingang jedes Pfads werden  $-20$  dBm des Schwebungssignals zu einem Monitorausgang für die Kontrolle und Analyse auf einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B] angekoppelt. Anschließend wird das Schwebungssignal in einem Mischer mit einer von einem Synthesizer gelieferten Referenzfrequenz auf einen Wert zwischen 100 – 200 MHz gemischt, sodass seine Frequenz nun im Funktionsbereich des Frequenz-zu-Spannungswandlers liegt. Ein nachfolgender Tiefpassfilter [Mini-Circuits, VLF-490+] mit einer Grenzfrequenz von 650 MHz filtert die beiden Eingangsfrequenzen selbst sowie ihre Summenfrequenz heraus lässt nur die erwünschte Differenzfrequenz aus dem Mischprozess passieren, bevor diese wie oben beschrieben mittels Frequenz-zu-Spannungswandler und PID-Regler zur Stabilisierung des Rückpump-/Raman-Masterlasers auf den Referenzlaser über Diodenstrom und Piezospannung weiterverarbeitet wird.

Im **Kalium-Pfad** werden  $-20$  dBm des Schwebungssignals an einem Richtkoppler

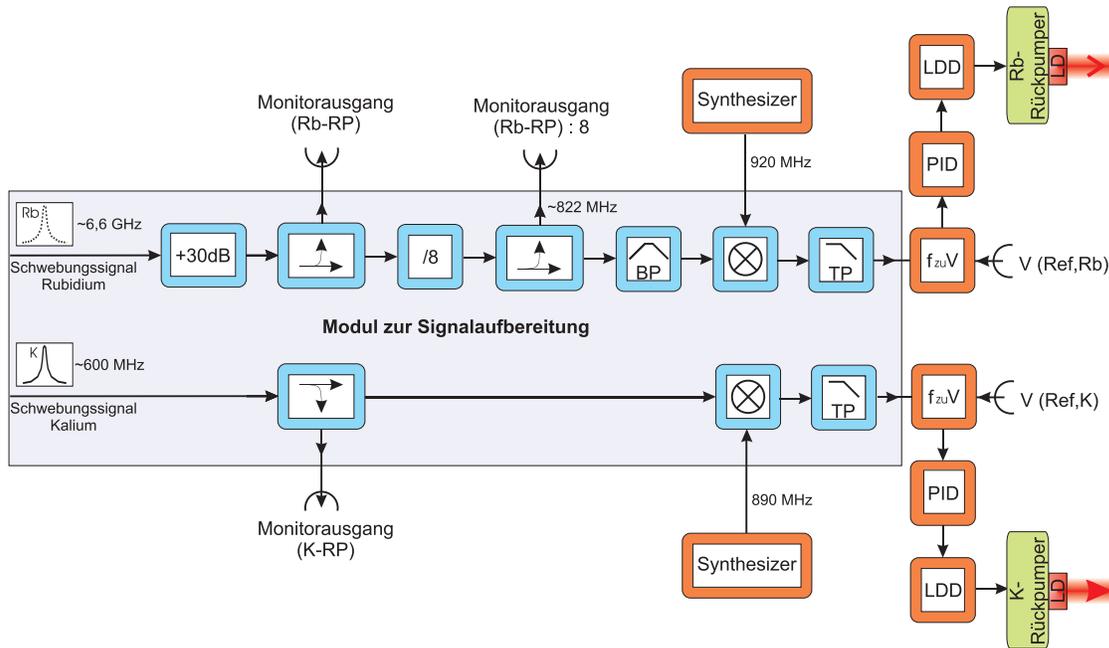


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der elektronischen Regelpfade mit vorgelagerter Frequenzsignalaufbereitung zur Stabilisierung der Rückpump- auf die Referenzlaserfelder.

[Mini-Circuits, ZFDC-20-4L] ausgekoppelt und in einem Mischer [Mini-Circuits, ZFM-2-S+] mit der von einem Synthesizer [Rohde & Schwarz, SMG] gelieferten Frequenz gemischt.

Im **Rubidium-Pfad** muss die Frequenz des eingehenden Schwebungssignals zunächst in einen Frequenzbereich bei  $\sim 1$  GHz konvertiert werden, sodass man durch Mischen mit einer Synthesizerfrequenz ein Signal bei 100–200 MHz erzeugen kann. Zu diesem Zweck dient ein Frequenzteiler [Hittite, 104627-2], welcher aus der Eingangsfrequenz  $f$  ein Spektrum mit Maxima bei  $\frac{f}{2}$ ,  $\frac{f}{4}$ ,  $\frac{f}{8}$  usw. erzeugt. Um schmale Maxima bei den Quotienten der Eingangsfrequenz zu erhalten, muss zunächst durch drei hintereinander geschaltete 10 dB-Verstärker [Mini-Circuits, ZL-7G] der vom Frequenzteiler benötigte Eingangspegel von  $\geq -15$  dBm erreicht werden. Für einen stabilen Betrieb des Frequenzteilers sollte der Pegel dementsprechend am ersten über einen Richtkoppler [Meca, 780-20-6.000] bereitgestellten Monitorausgang stets bei  $\geq -55$  dBm liegen. Das vom Frequenzteiler erzeugte Spektrum lässt sich über einen Richtkoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-50-S+] an einem zweiten Monitorausgang analysieren. Ein nachfolgender Bandpassfilter [Mini-Circuits, VBFZ-1690-S+] lässt nur den durch 4 bzw. durch 8 geteilten Frequenzanteil passieren, welcher nun analog zum Kalium-Pfad mit einer Synthesizerfrequenz gemischt und zur Stabilisierung weiterverarbeitet werden kann.

Hierzu ist anzumerken, dass der Frequenzteiler die Genauigkeit der Stabilisierung herabsetzt. Denn je größer der Teilungsfaktor ist, desto flacher wird die Flanke

des dispersiven Fehlersignals und desto größer wird der durch ein Rauschen der Spannung verursachte Frequenzhub. Deshalb soll in Zukunft der Frequenzteiler entfallen und die Schwebungsfrequenz stattdessen direkt mit einer rauscharmen Referenzfrequenz gemischt und dadurch in den Bereich bei  $\sim 1$  GHz konvertiert werden.

### 5.3.2 Stabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers

Prinzipiell entsprechen die Regelpfade zur Stabilisierung von Kühl-/Raman-Slavelaser den im vorangehenden Abschnitt vorgestellten Regelpfaden zur Stabilisierung von Rückpump-/Raman-Masterlaser. Allerdings sollen die Laser zunächst in der Kühlphase frequenz- und in der darauf folgenden Interferometerphase zusätzlich phasenstabilisiert werden, sodass das erforderliche Fehlersignal zunächst von einem Frequenz-zu-Spannungswandler und anschließend in einer Phasenregelschleife (PLL) erzeugt werden soll. Da die PLL den gleichen Funktionsbereich wie der Frequenz-zu-Spannungswandler hat, können die auf den beiden Fotodioden detektierten Schwebungssignale für beide Stabilisierungen auf die gleiche Art verarbeitet und jeweils auf 100 – 200 MHz gemischt werden (siehe Abbildung 5.8).

Im **Kalium-Pfad** werden an einem Richtkoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-50-S+]

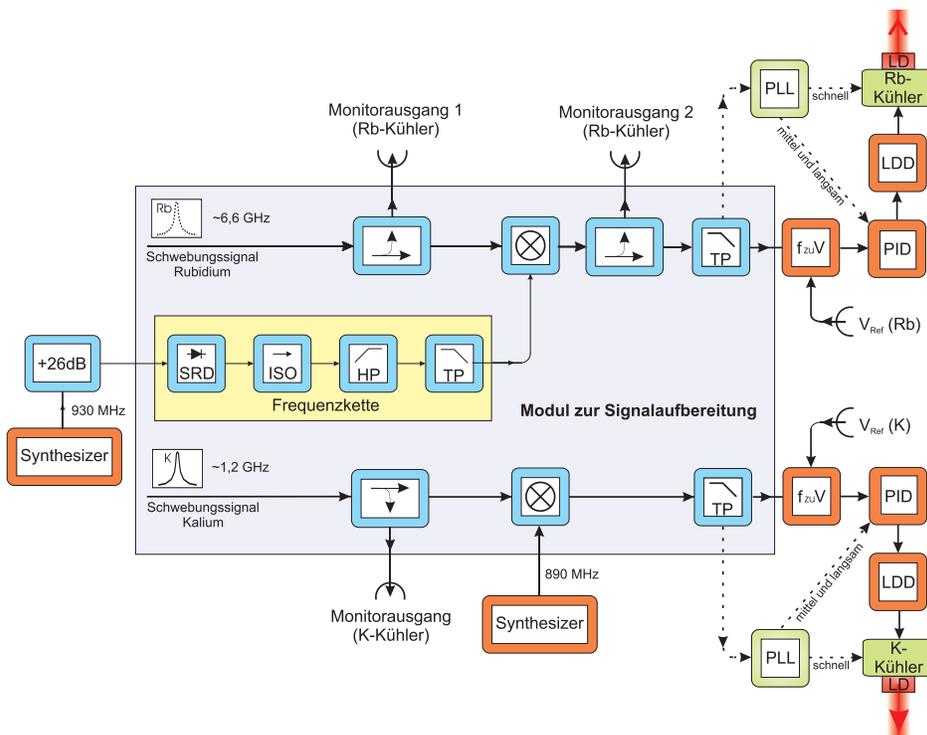


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der elektronischen Regelpfade mit vorgelagerter Frequenzsignalaufbereitung zur Stabilisierung der Kühl- auf die Rückpumplaserfelder.

–20 dBm des Schwebungssignals zu einem Monitorausgang ausgekoppelt und anschließend in einem Mischer [Mini-Circuits, ZFM-11-S+] mit einer von einem Synthesizer [HP, 6080A] gelieferten Frequenz in den Funktionsbereich der nachfolgenden Frequenz- oder Phasenregelung konvertiert.

Im **Rubidium-Pfad** werden an einem Richtkoppler [Meca, 780-20-6.000] –20 dBm des Schwebungssignals bei  $\sim 6,6$  GHz zu einem ersten Monitorausgang ausgekoppelt, bevor durch Schwebung wieder ein Signal bei  $\sim 1$  GHz erzeugt wird. Da Rückpump- und Kühllaser in einer zweiten Phase des Experiments als Raman-Laserpaar verwendet werden sollen, ist eine hohe Frequenz- und Phasenstabilität der Laser zueinander gefordert. Deshalb reicht in diesem Regelpfad die Genauigkeit eines Frequenzteilers nicht aus, sondern das Schwebungssignal wird in einem Mischer [Mini-Circuits, ZMX-7GLHR] durch Frequenzmultiplikation mit einer Referenzfrequenz aus einer phasenrauscharmen Frequenzkette verarbeitet. Da sich diese Referenzfrequenz sowohl durch eine hohe Frequenz- und Phasenstabilität als auch durch die Modulierbarkeit dieser beiden Parameter auszeichnen muss, wurde diese Frequenz am Eingang der Frequenzkette von einem kommerziellen Synthesizer mit einer Ausgangsfrequenz von  $\sim 1$  GHz geliefert. Dort wird dieses Synthesizersignal nun in einem rauscharmen Verstärker [Mini-Circuits, ZHL-0812HLN] auf +26 dBm verstärkt und anschließend werden in der „Step-Recovery-Diode“ [Herotek, GC1026RC] durch nichtlineare Prozesse harmonische Oberschwingungen dieser Eingangsfrequenz erzeugt (siehe Abbildung 5.9a und b). Durch eine Kombination aus einem Tiefpassfilter [Mini-Circuits, VLF-6000] mit der oberen Grenz-

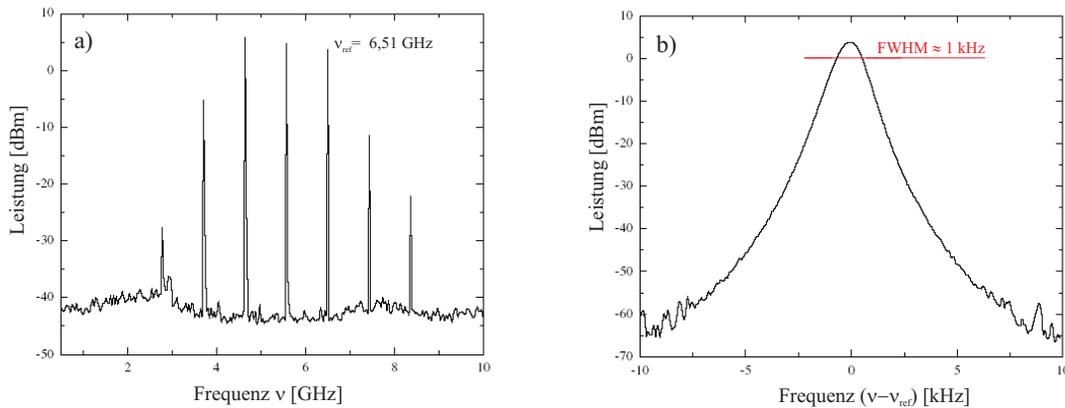


Abbildung 5.9: a) Von der Frequenzkette erzeugte harmonische Oberschwingungen des Signals von 930 MHz aus einem Synthesizer [Rhode & Schwarz, SMG]. Zum Heruntermischen der Laserschwebungsfrequenz wird die Oberschwingung bei 6,51 GHz herausgegriffen. Dieses Maximum ist in b) in verbesserter Auflösung dargestellt. Die Graphen wurden mit einem Spektrumanalysator [Agilent, E4405B] aufgenommen.

frequenz von 6,8 GHz und einem Hochpassfilter [Mini-Circuits, VHP-39] mit der unteren Grenzfrequenz von 3,9 GHz wird die Oberschwingung bei  $\sim 6,5$  GHz ausgewählt. Dieses Maximum ist mit einer vollen Halbwertsbreite von  $\sim 1$  kHz sehr schmalbandig und damit gut als Referenzfrequenz für präzise Mischprozesse mit den Schwebungsfrequenzen geeignet. Direkt hinter der „*Step-Recovery-Diode*“ ist zum Schutz der Diode vor Rückreflexen ein Isolator [MTC, H119FFW] eingebaut. Das gemischte Signal bei  $\sim 100$  MHz wird mit einem Tiefpassfilter [Mini-Circuits, VLF-490+] mit einer Grenzfrequenz von 650 MHz von anderen Mischprodukten befreit,  $-20$  dBm werden durch einen Richtkoppler [Mini-Circuits, ZFDC-20-4L] zur Analyse an einem Monitorausgang bereitgestellt und das Signal wird an einen Frequenz-zu-Spannungswandler bzw. eine PLL weitergegeben.

### 5.3.3 Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers

Für die Stabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers werden, wie bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt und in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt, zwei separate Schwebungsmessungen durchgeführt. Das erste Schwebungssignal wird auf der Fotodiode PD2 im Masterlasermodul detektiert und zur Frequenzstabilisierung aufbereitet, während das zweite Schwebungssignal auf der Fotodiode PD4 im Verstärkermodul aufgenommen und zur Phasenstabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers weiterverarbeitet wird. Um alternativ die Korrektursignale aus dem einen oder dem anderen Regelpfad auf den Diodenstrom und die Piezospaltung des Laser zurückzukoppeln, können die entsprechenden Ausgänge zunächst nach dem in [42] realisierten und in Abbildung 5.10 dargestellten Schema kombiniert und so über zwei gemeinsame Kabel an den Laser geführt werden. Durch eine Kombination aus zwei Schaltern kann jeweils der eine oder der andere Regelkreis unterbrochen werden, wobei alle Integratoren im gerade offenen Regelkreis zurückgesetzt werden. Das Umschalten vom Kühl- auf den Interferometerbetrieb erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird der Stabilisierungspunkt des Rückpumpasers (siehe Abschnitt 5.3.1) mittels einer an die Synthesizerfrequenz angelegten Rampe verschoben, wobei sowohl die Frequenz des Rückpumpasers als auch die an den Rückpumpaser angebundene Frequenz des Kühllasers dieser Rampe folgt und beide Laserfrequenzen am Ende der Rampe jeweils um  $\sim \Delta$  gegenüber dem angeregten Zustand rotverstimmt sind. Gegebenenfalls müssen bei großen Frequenzänderungen im Bereich einiger Gigahertz Modensprünge während des Umschaltprozesses durch eine zusätzliche unterstützende, direkte Regelung der Laserfrequenz über den Diodenstrom und die Piezospaltung verhindert werden. Gleichzeitig wird über eine weitere Rampe die Synthesizerfrequenz  $\nu_f$  für den Stabilisierungspunkt des Kühllasers (siehe Abschnitt 5.3.2) so verschoben, dass dieser am Ende des Frequenzsprungs genau um die Hyperfeinaufspaltung  $\omega_{\text{HF}}$  des Grundzustands gegenüber dem Rückpumpaser verstimmt ist. Sobald dieser Frequenzsprung erfolgt ist, kann mit Hilfe

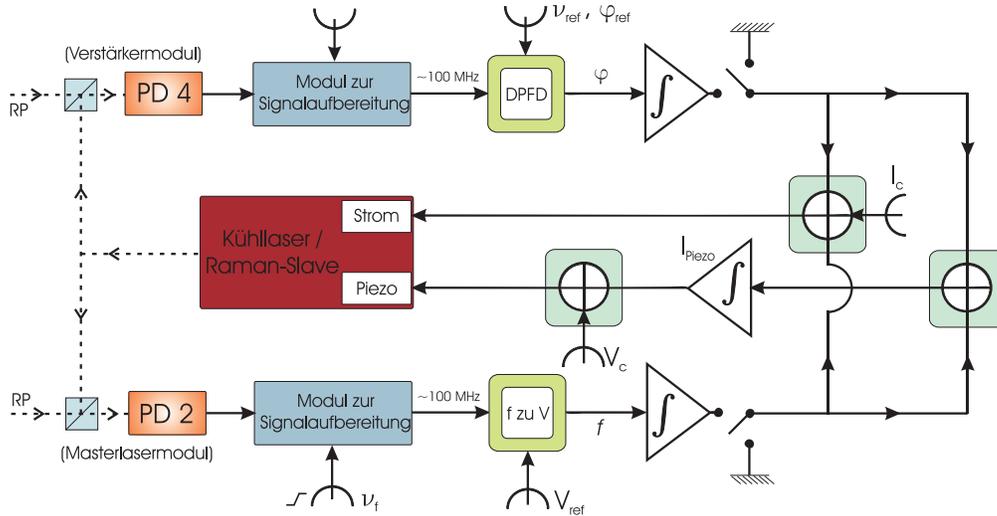


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung eines elektronischen Regelkreises zum Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung des Kühl-/Raman-Slavelasers nach [42]. Eine Kombination aus zwei Schaltern ermöglicht ein Umschalten zwischen den beiden alternativen Regelpfaden, die als Eingangssignale die auf den Fotodioden PD2 und PD4 detektierten Schwebungssignale von Kühl- und Rückpumplaser (RP) erhalten und deren Korrektursignale über gemeinsame Kabel auf den Laser zurückgekoppelt werden.

der beiden Schalter vom Regelpfad zur Frequenz- auf den zur Phasenstabilisierung umgeschaltet werden. Während der Umschaltdauer (in [42]  $\sim 2$  ms) wird die Frequenz des Kühl-/Raman-Slavelasers mit Hilfe eines am ersten Kombiniierer eingespeisten Korrekturstroms  $I_c$  und über die Spannung am Ausgang eines Integrators  $I_{PZT}$ , welcher nie zurückgesetzt wird, stabil gehalten. Die in [42] eingesetzte Phasenregelschleife benötigt nach dem erfolgten Frequenzsprung eine Einschwingdauer von  $\sim 3$  ms, bis die Phase nur noch um maximal  $0,3$  mrad vom Stabilisierungspunkt abweicht und somit die Bedingung für eine Messung der Fallbeschleunigung  $g$  mit der angestrebten relativen Genauigkeit von  $10^{-9}g$  erfüllt.

## 5.4 Charakterisierung der frequenzstabilisierten Laser

Die aus einer ersten Reihe von Linienbreitenmessungen ermittelten Gauß-Linienbreiten der frequenzstabilisierten Laser waren mit vollen Halbwertsbreiten zwischen  $400 - 600$  kHz deutlich breiter als die Gauß-Linienbreiten der unstabilisierten Laser aus Kapitel 4.4 und damit nicht zufriedenstellend. Diese Verbreiterung ließ darauf schließen, dass verschiedene Rauschbeiträge in die elektronischen Regelkreise eingekoppelt haben und der zu stabilisierenden Laserfrequenz über die vom PID-Regler erzeugten Korrektursignale für Diodenstrom und Piezospannung aufgeprägt wur-

den (siehe dazu Abschnitt 5.2.3). Die Herkunft dieser Rauschkomponenten wurde untersucht, wobei die folgenden entscheidenden Fehlerquellen festgestellt wurden. Der wesentliche Anteil des Rauschens wurde von den in die Frequenz-zu-Spannungswandler eingespeisten Referenzspannungen verursacht, welche zunächst von einem Computer zur Experimentansteuerung erzeugt und anschließend über lange BNC-Kabel an die Frequenz-zu-Spannungswandler geführt wurden. Durch die begrenzte Genauigkeit der vom Computer gelieferten Spannung sowie durch Frequenzen, die auf dem langen Signalweg potentiell in die Kabel einkoppeln konnten, wurde die spektrale Rauschleistungsdichte über die gesamte Regelbandbreite des PID-Reglers deutlich erhöht. Dieses Rauschen wurde durch den Einsatz einer vorläufigen, stabileren Spannungsquelle verringert.

Desweiteren haben Masseschleifen Rauschkomponenten bei 50 Hz sowie bei ungeraden Harmonischen dieser Frequenz erzeugt und sind inzwischen weitestgehend beseitigt.

Darüber hinaus wurde entdeckt, dass ein nicht unerheblicher Rauschbeitrag in den PID-Reglern selbst erzeugt wurde. Denn diese verfügen über einen Dreiecksgenerator, welcher eine Rampenspannung zum periodischen Verändern der Resonatorlänge über den Piezo und somit zum periodischen Durchstimmen der Laserfrequenz erzeugt. Über einen Schalter kann diese periodische Rampenspannung an den Piezo angelegt oder im Fall der Stabilisierung wieder von ihm getrennt werden. Jedoch stellte sich heraus, dass der Dreiecksgenerator im Stabilisierungsbetrieb zwar vom Piezo getrennt, aber trotzdem noch aktiv war, und ein starkes Störfeld verursachte. Dieses hat nicht nur in den eigenen, sondern auch in die benachbarten PID-Regler eingekoppelt und somit in alle betroffenen Regelkreise einen starke Rauschkomponente bei der Frequenz der Rampe eingebracht. Dieser Fehler wurde nun durch den Einbau eines zusätzlichen Schalters behoben, über welchen sich der Dreiecksgenerator vollständig deaktivieren lässt.

Außerdem ergab sich in einer Fourieranalyse mit dem FFT-Analysator [HP, 35670A], dass der für die Frequenzmodulationsspektroskopie (siehe Abschnitt 4.2) verwendete Frequenzgeber aus Eigenbau neben der eingestellten Modulationsfrequenz auch noch andere störende Frequenzkomponenten ausgibt, welche von der Modulationsfrequenz abhängen und dem Diodenstrom des Referenzlasers aufgeprägt werden. Es konnte eine Modulationsfrequenz gefunden werden, für die im Regelbereich des PID-Reglers bis 100 kHz keine derartigen Frequenzkomponenten auftreten. Jedoch sind in allen Schwebungssignalen, an denen der Referenzlaser beteiligt ist, sowohl für Kalium als auch für Rubidium deutliche Seitenbänder bei  $\pm 2$  MHz zu erkennen, die im Schwebungssignal zwischen Kühl- und Rückpumplaser nicht auftreten. Da für die Frequenzmodulationsspektroskopie im Kalium- sowie im Rubidium-Referenzlasermodul jeweils ein Frequenzgeber des gleichen Typs verwendet wird, lässt dies darauf schließen, dass diese Seitenbänder ebenfalls von dem Frequenzgeber verursacht werden. Eine Untersuchung des vom Frequenzgeber generierten Spektrums bis zu einer Frequenz von 12 GHz hat ergeben, dass dieser tatsächlich

nicht nur eine Komponente bei 2 MHz, sondern auch bei weiteren über den gesamten untersuchten Bereich verteilten Frequenzen erzeugt, deren Wert von der eingestellten Modulationsfrequenz abhängt. Die so entstehenden Seitenbänder werden sich auf den Betrieb der MOT kaum störend auswirken, wohingegen sie den Interferometerbetrieb durchaus beeinträchtigen könnten. Da der Diodenstrom der Referenzlaser jeweils mit einer Frequenz  $\gg 2$  MHz moduliert wird, könnte man die Modulation zunächst vorläufig über einen geeigneten Hochpassfilter von den Störfrequenzen bereinigen. Langfristig sollten jedoch für eine höhere Präzision die Frequenzgeber aus Eigenbau durch kommerzielle Frequenzgeber ersetzt werden.

Für die Kaliumlaser wurden die Linienbreitenmessungen nach Beheben der Fehlerquellen wiederholt und es ergaben sich Linienbreiten von 136 kHz für den Rückpumplaser, 196 kHz für den Kühllaser sowie 161 kHz für den Referenzlaser und die Laserfrequenzen konnten über einen ganzen Tag hinweg stabil gehalten werden. Für die Rubidiumlaser konnten die Linienbreitenmessungen bisher noch nicht wiederholt werden, da kein Referenzlaserlicht zur Verfügung stand. Mit dem vorgesehenen Ersetzen der Frequenz-zu-Spannungswandler durch die neuen Phasenlocks, welche anstelle einer Referenzspannung eine stabile Referenzfrequenz verwenden, wird sich das Rauschen voraussichtlich noch weiter unterdrücken lassen, sodass in Zukunft schmalere Linienbreiten der stabilisierten Laser zu erwarten sind.



---

# VERSTÄRKUNG UND AUFTEILUNG DER LASERFELDER

Dieses Kapitel befasst sich mit dem geplanten Umbau des *Rubidium-MOPA-Systems*<sup>1</sup> [47] zum *Verstärkermodul* für die überlagerten Laserfelder zur Manipulation von Kalium und Rubidium. Dabei wird zunächst auf die simultane Verstärkung der beiden Wellenlängen in den schon vorhandenen TAs eingegangen. Anschließend werden kurz einige wesentliche Aspekte und Vorteile der Aufteilung der Laserfelder auf die Fasern angesprochen, welche die benötigten Lichtfelder zum Betrieb des Doppel-MOT-Systems bzw. zur Atominterferometrie mit Raman-Laserpulsen zur Experimentierkammer führen.

## 6.1 Gemeinsame Verstärkung der Laserfelder für Kalium und Rubidium

An drei Faserausgängen des Masterlasermoduls stehen pro Wellenlänge  $\lambda_K = 767 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{Rb}} = 780 \text{ nm}$  zwei Laserfelder mit einer Leistung von  $\sim 6 \text{ mW}$  bei den Frequenzen zum Betrieb der 2D und 3D MOT sowie ein Laserfeld mit einer Leistung von  $\sim 14 \text{ mW}$  bei der Rückpumpfrequenz zur Verfügung. Zum Betrieb des Doppel-MOT-Systems wird jedoch pro Spezies und MOT eine Leistung von  $\sim 100 \text{ mW}$  und zusätzlich jeweils Rückpumplicht einer Leistung von mindestens  $\sim 10 \text{ mW}$  bzw.  $\sim 50 \text{ mW}$  für Rubidium [42] bzw. für Kalium benötigt. Ebenso erfordert der Betrieb eines Atominterferometers eine Leistung in der Größenordnung von  $100 \text{ mW}$  pro Raman-Laserstrahl. Daher müssen die vom Masterlasermodul gelieferten Laserfelder zunächst simultan optisch verstärkt werden. Das soll

---

<sup>1</sup>MOPA steht abkürzend für Master Oszillator Power Amplifier und bezeichnet ein System aus Masterlasern, deren Licht anschließend leistungsverstärkt wird.

für beide Wellenlängen gemeinsam in schon vorhandenen Halbleitertrapezverstärkerchips („*Tapered Amplifier*“, kurz: TA) im bisherigen *Rubidium-MOPA-System* geschehen, das damit in Zukunft zum *Verstärkermodul* für die Laserfelder beider Wellenlängen umfunktioniert wird.

### **Tapered Amplifier**

Die Verstärkung des Lichts erfolgt nach dem Prinzip eines Halbleiterlasers in drei TAs [Eagleyard, EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000], welche jeweils auf einem Kupferblock montiert sind und über ein Peltierelement und eine Temperaturregelung gekühlt werden. Im aktiven Medium des TAs wird durch einen für Halbleiterlaser verhältnismäßig hohen Pumpstrom von bis zu 2 A eine starke Besetzungsinversion erzeugt. Wird ein Lichtfeld passender Wellenlänge eingekoppelt, induziert es dort eine Rekombination der Elektron-Loch-Paare und wird durch die damit verbundene stimulierte Emission verstärkt. Die Ausgangsleistung des TAs hängt sowohl vom Pumpstrom als auch von der Leistung des injizierten Laserfeldes ab, wobei die Leistung der injizierten Laserfelder auf maximal 1 W verstärkt werden kann und die Sättigungsschwelle bei einer Eingangsleistung von  $\sim 15$  mW erreicht ist. Das aktive Medium setzt sich aus zwei verschiedenen geformten Bereichen zusammen. Der erste Bereich dient zur Vorverstärkung des injizierten Lichts und besteht aus einem  $100 \mu\text{m}$  langen geradlinigen Wellenleiter mit antireflex-beschichteter Eingangsfacette einer Kantenlänge von  $\sim 5 \mu\text{m}$ . Beim Übergang in einen zweiten, trapezförmigen Bereich wird das Licht gebeugt, breitet sich nun auch in transversaler Richtung aus und wird weiter verstärkt, wobei die optische Leistungsdichte durch die Aufweitung der Wellenleiterfläche trotz der Verstärkung stets unterhalb der Zerstörschwelle des Halbleiters bleibt.

Da die Eingangsfacette sehr klein ist, wird der Strahl über zwei Spiegel und eine Einkoppellinse (IL) [Thorlabs, C330TM-B] in den TA eingekoppelt (siehe Abbildung 6.1). Über ein  $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen wird zudem die Polarisation des Lichts auf die bevorzugte Richtung des Verstärkermediums angepasst. Aufgrund der Geometrie am Übergang in die trapezförmige Zone ist das Laserfeld hinter der Austrittsfacette in horizontaler und vertikaler Richtung unterschiedlich stark divergent. Daher wird das asymmetrische Strahlprofil mittels einer Kombination aus einer Kollimationslinse (CL2) [Thorlabs, C330TM-B] mit einer Brennweite von 3,1 mm und einer Zylinderlinse (ZL) [Thorlabs, LJ1821L1-B] mit einer Brennweite von 50 mm in horizontaler und vertikaler Richtung kollimiert. Zum Schutz des TAs vor Rückreflexen durchläuft der vollständig kollimierte Strahl mit einem Strahldurchmesser von  $\sim 4$  mm einen optischen Isolator [Isowave, I-80-T5-M], bevor er zur Optimierung der Einkoppeleffizienz in die optischen Fasern mittels zweier Linsen mit Brennweiten von 150 mm [Thorlabs, LA4133-B] und 50 mm [Thorlabs, LA1213-B] um das Dreifache verkleinert wird.

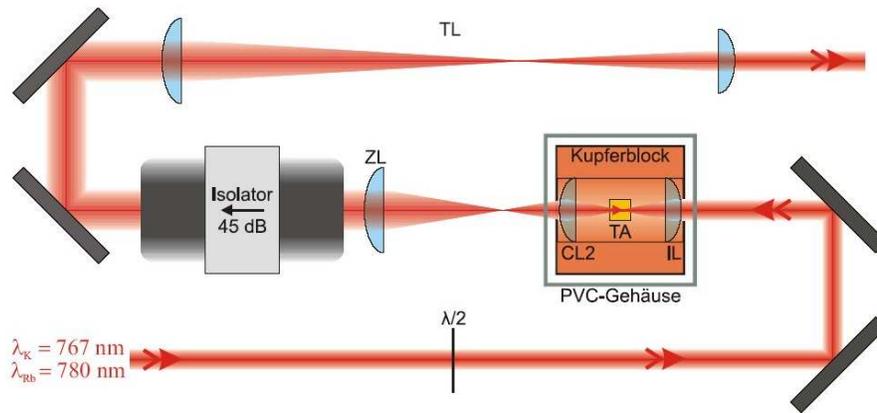


Abbildung 6.1: Schema der Verstärkung der Laserfelder im TA. Die über eine Faser ins Verstärkermodul geleiteten Laserfelder bei den Wellenlängen  $\lambda_K$  und  $\lambda_{Rb}$  werden polarisationsangepasst in den TA eingekoppelt und gemeinsam verstärkt. Geändert übernommen aus [47].

### Gemeinsame Verstärkung von $\lambda_K$ und $\lambda_{Rb}$ in einem Tapered Amplifier

Die generellen Eigenschaften von Halbleiterlasern erlauben auch eine simultane Verstärkung von mehreren verschiedenen Frequenzanteilen in einem gemeinsamen TA. Dies wurde in [70] am Beispiel von Licht bei der Kühlwellenlänge von Lithium  $\lambda_{Li} = 671 \text{ nm}$  gezeigt. Dort wurden jeweils zwei Laserfelder unterschiedlicher Frequenzdifferenzen und unterschiedlicher Leistungsverhältnisse in einem gemeinsamen TA verstärkt und die emittierten Spektren untersucht. Bei kleinen Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 < 10 \text{ GHz}$  ging ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Leistung in Seitenbändern verloren. Aus den aufgenommenen Spektren ergab sich außerdem, dass das Verhältnis der Ausgangsleistungen bei den beiden Frequenzanteilen proportional zum Verhältnis der in den TA injizierten Eingangsleistungen ist. Darüber hinaus bleibt, wenn schmalbandiges Laserlicht bei einer Leistung von einigen Milliwatt in den TA injiziert wird, die schmale Linienbreite auch nach Verstärkung im TA erhalten [70, 71].

In unserem Fall liegt die Frequenzdifferenz zwischen Kalium- und Rubidiumlicht im Terrahertz-Bereich und es sollten somit keine störenden Seitenbänder auftreten. Da die Wellenlängen jedoch beide im Verstärkungsprofil des TAs im Bereich von  $755 - 790 \text{ nm}$  liegen, kann der gleiche TA zur Verstärkung beider Laserfelder genutzt werden. Die in unserem Fall zur Verfügung stehenden Leistungen werden die Sättigungsschwelle des TAs zwar nur knapp oder auch gar nicht erreichen, es wurde jedoch gezeigt, dass eine nennenswerte Verstärkung auch unterhalb der Sättigung erfolgt [71]. Der in [71] verwendete TA-Chip stammt aus der gleichen Produktreihe der Firma Eagleyard und unterscheidet sich von dem in unserem Fall verwendeten Modell lediglich durch seine geringere maximale Ausgangsleistung von nur  $500 \text{ mW}$ . Bei einer Eingangsleistung von  $6 \text{ mW}$  hinter dem TA wurde in [71] eine auf  $400 \text{ mW}$

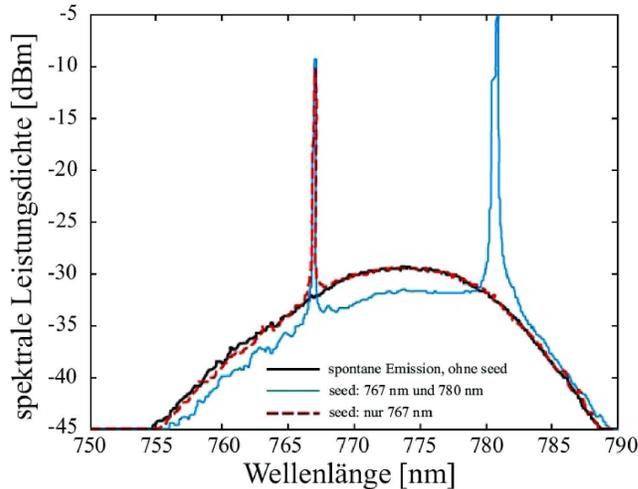


Abbildung 6.2: Spektrum am Ausgang des TAs nach Durchgang durch eine Lichtleitfaser. Zwei Laserfelder der Wellenlängen  $\lambda_K = 767 \text{ nm}$  und  $\lambda_{Rb} = 780 \text{ nm}$  wurden in je einem TA des gleichen Typs verstärkt und in eine gemeinsame Faser eingekoppelt. Dargestellt ist die spektrale Leistungsdichte hinter TA und Faser beim Betrieb ohne Injektion (nur spontane Emission), bei Injektion von Licht mit  $\lambda_K$  und  $\lambda_{Rb}$  sowie nur mit  $\lambda_K$ . Geändert übernommen aus [71].

verstärkte Ausgangsleistung gemessen. Diese Ergebnisse lassen auch bei uns hinter dem TA Gesamtleistungen zwischen 800 – 1000 mW erwarten. Außerdem wurde in [71] auch die Verstärkung des TAs bei den Wellenlängen  $\lambda_K$  und  $\lambda_{Rb}$  untersucht, indem Licht beider Wellenlängen in je einem TA des gleichen Typs auf 400 mW verstärkt und anschließend gemeinsam in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt wurde. Die hinter der Faser gemessene Ausgangsleistung ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

### Einfluss von spontaner Emission

Wie in Abbildung 6.2 zu erkennen ist, tritt stets über das gesamte Verstärkungsprofil des TAs verteilt spontane Emission auf. Diese wird deutlich reduziert, wenn Licht in das Verstärkungsmedium injiziert wird und ist beim Betrieb des TAs in Sättigung minimal. In unserem Fall wird die in den TA injizierte Leistung jedoch teilweise unterhalb der Sättigungsschwelle liegen oder diese nur sehr knapp erreichen. Das verstärkte Licht wird daher im Vergleich zu anderen Experimenten, in denen der TA deutlich über der Sättigung betrieben wird, neben der gewünschten Frequenz auch einen größeren Anteil anderer Frequenzkomponenten aus dem Verstärkungsprofil enthalten. Auf den Betrieb einer MOT hat dies keinen gravierenden Einfluss. Für die Melassekühlung sowie die kohärente Manipulation der Atome in der Interferometerphase werden die Frequenzen der Raman-Laser jedoch möglichst weit gegen die atomare Resonanz verstimmt, um eine resonante Anregung der Atome und die anschließende spontane Emission zu verhindern, welche die Kohärenz der Atomstrahlen und damit den Kontrast des Interferometers verschlechtern. Im spontan emittierten Spektrum des TAs treten jedoch auch resonante Frequenzkomponenten bei dem jeweiligen Kühlübergang der Atome auf, welche störende Wechselwirkungen mit den Atomen ausführen. Die Raman-Laserstrahlen sollten

daher von diesen Frequenzkomponenten bereinigt werden, bevor sie ins Experiment geführt werden. Ein Teil der spontanen Emission wird beim Einkoppeln in die Fasern unterdrückt, da das spontan emittierte Licht eine andere Divergenz aufweist als das injizierte und verstärkte Laserfeld und somit räumlich gefiltert wird [71]. Diese Unterdrückung reicht jedoch für Präzisionsmessungen möglicherweise nicht aus und das verstärkte Laserfeld sollte hinter dem TA durch eine geheizte K-/Rb-Dampfzelle laufen, wo störende in den Laserfeldern enthaltene Frequenzanteile um die Resonanzen herum absorbiert werden [42].

## 6.2 Aufteilung der Laserfelder auf die Fasern

Da zum Kühlen und Fangen der Atome in der MOT neben dem Kühllaserlicht immer auch ein Anteil Rückpumplaserlicht benötigt wird, müssen die in den drei TAs verstärkten Laserfelder entsprechend überlagert und anschließend auf vier Fasern zum Betrieb der 2D MOT sowie auf sechs Fasern zum Betrieb der 3D MOT aufgeteilt werden. Diese Aufteilung sowie insbesondere auch die entscheidende Anpassung der in die einzelnen Fasern eingekoppelten Leistung zur Optimierung des Doppel-MOT-Systems wurde bereits in einer anderen Diplomarbeit [47] detailliert dargestellt, weshalb hier nur ein paar zentrale Punkte kurz erwähnt werden sollen.

Im Wesentlichen kann der schon vorhandene Aufbau mit ein paar Änderungen übernommen werden. Die drei DFB-Diodenlaser, die Kühl- und Rückpumplicht zum Betrieb einer 2D/3D MOT für Rubidium geliefert haben, werden durch die über die Fasern gelieferten überlagerten Laserfelder beider Wellenlängen ersetzt. Die  $\lambda/2$ -Plättchen für die Rubidiumwellenlänge bei 780 nm sind durch Wellenplättchen für eine mittlere Wellenlänge von 773,5 nm zu ersetzen, welche auf beide Laserfelder in etwa die gleiche polarisationsändernde Wirkung haben. Die Überlagerung von Kühl- und Rückpumplaserlicht zum Betrieb von 2D bzw. 3D MOT erfolgt, wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt, an je einem Polarisationsstrahlteiler (PST 2 bzw. PST 3). Zum optischen Umschalten von MOT- auf Atominterferometerbetrieb mit Raman-Laserpulsen dient der in Abbildung 6.3 eingezeichnete 200 MHz-AOM, dessen +1. Beugungsordnung das gesamte überlagerte Kühl- und Rückpumplaserlicht anstatt zu den sechs zur 3D MOT-Kammer führenden Faserausgängen zu einem weiteren Faserausgang, dem *Raman-Laser*-Ausgang, führt. Das Schwebungssignal zur Phasenstabilisierung des Raman-Slavelasers auf den Raman-Masterlaser wird auf einer schnellen Fotodiode (PD 4) direkt hinter der Überlagerung von Kühl- und Rückpumplaserfeld detektiert, sodass das durch Variationen der verschiedenen optischen Wege beider Laserfelder entstehende Rauschen in der Phasenstabilisierung minimiert wird (siehe Abschnitt 3.3). Nach dem elektronischen Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung (siehe Abschnitt 5.3.3) werden somit am *Raman-Laser*-Ausgang die phasenstabilen Laserfelder zweier Raman-Laserpaare zur simultanen kohärenten Manipulation von Kalium und Rubidium in einem gemeinsamen Atominterferometer bereitstehen.

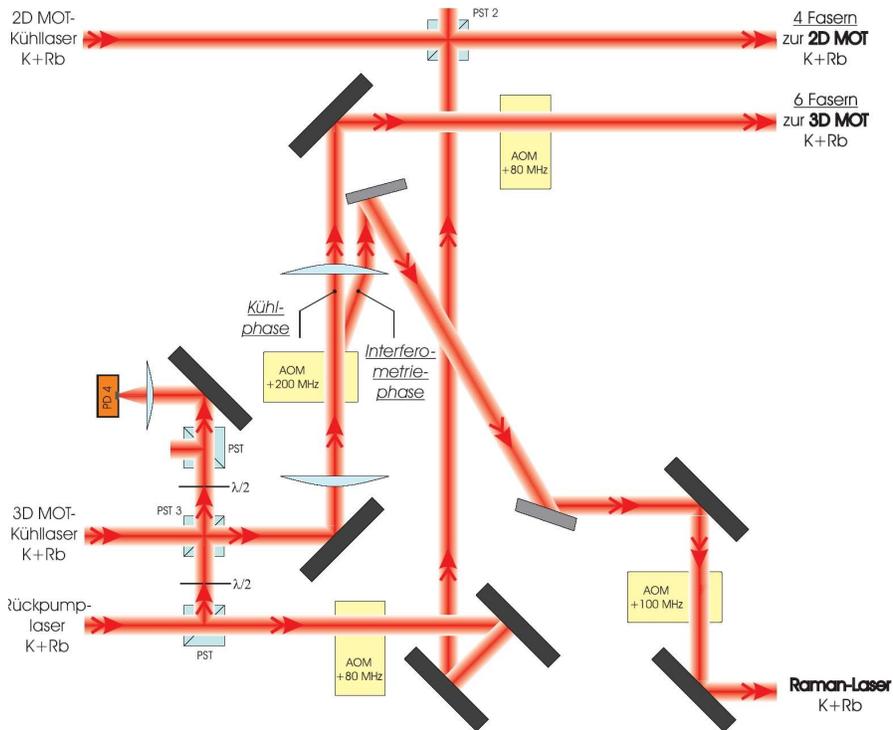


Abbildung 6.3: Aufteilung der Laserfelder im Verstärkermodul. Nach Verstärkung in den drei TAs werden das Kühl- und Rückpump-laserlicht an jeweils einem Polarisationsstrahlteiler (PST 2 und PST 3) überlagert und auf zehn optische Fasern zum Betrieb des Doppel-MOT-Systems sowie eine optische Faser für die Raman-Laserstrahlen aufgeteilt. Das Schwebungssignal zur Phasenstabilisierung der Raman-Laserpaare für Kalium und Rubidium wird auf einer Fotodiode (PD 4) detektiert und das optische Umschalten von Kühl- auf Interferometerbetrieb erfolgt über einen 200 MHz-AOM.

### 6.3 Vorteile nach dem Umbau

Nach der Kombination des neuen Masterlasermoduls mit dem umgebauten Verstärkermodul wird eine stabile und vielseitig einsetzbare Laserquelle zur simultanen inkohärenten und kohärenten Manipulation von Kalium und Rubidium bereitstehen, welche entscheidende Vorteile gegenüber dem bisher verwendeten, auf DFB-Diodenlasern basierenden Rubidium-MOPA-System mit sich bringt und somit neue experimentelle Möglichkeiten eröffnen wird.

Zunächst erzeugt das neue auf ECDLs basierende Lasersystem Lichtfelder mit deutlich schmaleren Linienbreiten und erlaubt somit ein präziseres Adressieren der einzelnen Übergänge während der Kühlphase sowie insbesondere auch durch die Möglichkeit zur Phasenstabilisierung der Laserfelder ein Anregen stimulierter Raman-Übergänge für die Atominterferometrie. Da die DFB-Diodenlaser im Verstärkermodul durch die über Lichtleitfasern aus dem Masterlasermodul gelieferten

frequenzstabilisierten Laserfelder ersetzt werden, entfallen im Verstärkermodul in Zukunft die Masterlaser inklusive der optischen Aufbauten zur Kontrolle und Stabilisierung ihrer Frequenzen, wodurch der benötigte Platz für den Umbau zum Raman-Lasersystem sowie für potentielle andere Erweiterungen des Experiments frei wird.

Desweiteren sind die optischen Aufbauten für die Schwebungsmessungen zur Frequenzstabilisierung im Masterlasermodul stabiler als die im bisher verwendeten Rubidium-MOPA-System und werden somit zusammen mit dem Ersetzen der Frequenz-zu-Spannungswandler durch die neuen Phasenlocks zu einer höheren Langzeitstabilität des gesamten Lasersystems beitragen.

Darüber hinaus wird nach dem Umbau ein Abschalten einzelner Laserfelder über mechanische Blenden möglich sein, wobei der entsprechende Laser gleichzeitig trotzdem über eine Schwebungsmessung im Masterlasermodul frequenzstabilisiert bleibt, was einen weiteren für die nächsten experimentellen Schritte entscheidenden und unverzichtbaren Vorteil darstellt. Denn für die Atominterferometrie wird ein anderer Ausgangszustand benötigt als für die ebenfalls angestrebte evaporative Kühlung der Atome in einer optischen Diplofalle, sodass im ersten Fall das Rückpump- länger als das Kühlaserfeld auf die Atome eingestrahlt werden muss, wobei im zweiten Fall gerade die umgekehrte Reihenfolge benötigt wird.



---

## AUSBLICK

Wie in den vorangehenden Kapiteln dargestellt, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein kompaktes Diodenlasersystem aufgebaut, welches Laserlicht bei den erforderlichen Frequenzen zum simultanen Kühlen, Fangen und Speichern von  $^{87}\text{Rb}$  und wahlweise einem der drei stabilen Kaliumisotope ( $^{39/40/41}\text{K}$ ) in der gleichen Experimentierkammer erzeugt. Das Kühl- und Rückpumplicht bei den Wellenlängen für Kalium und Rubidium wird von je einem Paar interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser mit linearem externem Resonator erzeugt, welche alle eine schmale instantane Linienbreite von  $(8\pm 2)$  kHz und eine Gauß-Linienbreite von  $(150\pm 20)$  kHz (Kaliumlaser) bzw.  $(200\pm 50)$  kHz und  $(400\pm 50)$  kHz (Rubidiumlaser) haben. Die Frequenzstabilisierung der Diodenlaser erfolgt jeweils über Anbindung an eine hochstabile und schmalbandige Referenzfrequenz und hält die Laserfrequenzen über mehrere Stunden hinweg konstant. Gleichzeitig bietet sie durch die schnelle Durchstimmbarkeit der Frequenzen um einige Gigahertz innerhalb weniger Millisekunden die erforderliche Flexibilität für ein Umschalten zwischen dem Betrieb der magneto-optischen Falle und dem Kühlen der Atome in einer reinen Melassephase. Ebenfalls wird dieses Stabilisierungsverfahren zusammen mit dem großen modensprungfreien Bereich der Diodenlaser von einigen Gigahertz die anschließende Verwendung der gleichen Laser das Erzeugen von Raman-Laserstrahlen für die Atominterferometrie erlauben. Die schmalen Linienbreiten der Laser erfüllen die Voraussetzung für die erforderliche Phasenstabilisierung zwischen den beiden Ramanlasern, welche zur Zeit kurz vor ihrer ersten Realisierung steht. Nach optischer Verstärkung beider Wellenlängen in gemeinsamen Trapezverstärkern und anschließender Überlagerung und Aufteilung von Kühl- und Rückpumplicht in einem Verstärkermodul werden diese Laserfelder in Zukunft zur Präparation einer Quelle ultrakalter Atome für die Atominterferometrie mit zwei Spezies mittels einer magneto-optischen Falle und anschließender Melassekühlung eingesetzt werden können.

Die bisher zur Frequenzstabilisierung eingesetzten Frequenz-zu-Spannungswandlerchips reagieren empfindlich auf Temperaturschwankungen und verursachen damit potentielle Drifts der Frequenzen. Zudem erhalten sie als Referenzgröße für die Stabilisierung eine Spannung, wohingegen die Stabilisierung über den Phasenlock auf einer Referenzfrequenz basiert, welche grundsätzlich wesentlich präziser eingestellt und kontrolliert werden kann als eine Spannung. Aus diesem Grund sollen in Zukunft für eine höhere Langzeitstabilität der Frequenzen sowie schmalere Linienbreiten der Laser im geregelten Betrieb die in der Frequenzstabilisierung verwendeten Frequenz-zu-Spannungswandler durch neue Phasenlocks aus Eigenentwicklung [Thijs Wendrich, Doktorarbeit, voraussichtliche Veröffentlichung November 2009] ersetzt werden, welche darüber hinaus aufgrund ihrer größeren Regelbandbreite schnellere Frequenzsprünge zum Umschalten zwischen den einzelnen Experimentphasen erlauben werden.

Nach abgeschlossener Implementierung des neuen Phasenlocks zur Frequenzstabilisierung und des schnellen Phasenlocks zur Phasenstabilisierung der entsprechenden Raman-Laserpaare zur kohärenten Manipulation von Kalium und Rubidium wird das zunächst aus Platzgründen in einem anderen Labor aufgebaute System mit samt der Elektronik zur Ansteuerung und Stabilisierung ins ATLAS-Labor transportiert und dort in das schon bestehende System zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  eingebunden werden. Aufgrund der nah benachbarten Wellenlängen des Lichts zur Manipulation von Kalium (767 nm) und Rubidium (780 nm) kann der bereits bestehende optische Aufbau weitgehend beibehalten werden. In der Experimentierkammer, in der die Atome gekühlt und gefangen werden, sind bereits sogenannte Dispenser zur Erzeugung sowohl eines Rubidium- als auch eines Kaliumhintergrundgases eingebaut, sodass in naher Zukunft eine erste magneto-optische Falle für Kalium realisiert und optimiert werden kann.

Zudem verfügt die Experimentierkammer über diverse nicht für die Laserkühlung benötigte optische Zugangsmöglichkeiten, welche sich zum Einstrahlen der Ramanlaserpaare eignen, sodass nach einer erfolgreichen (simultanen) Präparation von Ensembles ultrakalter Kalium- und Rubidiumatome umgehend mit ersten atominterferometrischen Experimenten begonnen werden kann. So lassen sich beispielsweise mit Hilfe der Raman-Laser bewegte optische Gitter erzeugen, in denen die ultrakalten atomaren Ensembles durch Bloch-Oszillationen in einer Fontäne nach oben beschleunigt und anschließend frei fallen gelassen werden können, um die Fallbeschleunigung der verschiedenen Isotope von Kalium und Rubidium zu messen.

Da die Raman-Laserstrahlen zur kohärenten Manipulation beider Spezies über gemeinsame Lichtleitfasern an die Experimentierkammer geführt werden, werden zwei Atominterferometer gleicher räumlicher Ausrichtung zur Verfügung stehen. Betreibt man diese Interferometer simultan mit beiden Spezies, so kann ein großer Teil der Rauschquellen, nämlich das sogenannte *Gleichtaktrauschen*, welches durch sämtliche äußere störende Felder und Effekte verursacht wird, die beide Spezi-

es gleichermaßen beeinflussen, durch Messungen zur gleichen Zeit in derselben experimentellen Umgebung optimal unterdrückt werden. Durch die Möglichkeit einer simultanen Präparation und kohärenten Manipulation von Rubidium und Kalium können paarweise vergleichende Messungen zwischen  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{39/40/41}\text{K}$  durchgeführt werden. Insbesondere wird somit auch das Einsteinsche Äquivalenzprinzip, welches die Äquivalenz von träger und schwerer Masse postuliert, in nur einem Gravimeter mit zwei Spezies verschiedener Masse auf Quantenebene getestet werden können. Da in einem Atominterferometer die Beschleunigung der Atome relativ zur Phase der Raman-Laser gemessen wird und diese Phase bei Vibrationen der optischen Komponenten (vor allem des Rückreflexspiegels) für die Raman-Laserstrahlen variiert, müssen für Präzisionsmessungen die entscheidenden Komponenten noch vibrationsisoliert werden.

Eine weitere attraktive Möglichkeit ist die Erzeugung quantenentarteter Gase durch evaporatives Kühlen in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  innerhalb weniger Sekunden. Insbesondere wird dabei die Erweiterung des atomaren Quellensystems um Kalium, welches neben zwei bosonischen Isotopen ( $^{39/41}\text{K}$ ) auch ein fermionisches Isotop ( $^{40}\text{K}$ ) hat, neue interessante experimentelle Perspektiven eröffnen, indem bosonische und fermionische quantenentartete Ensembles derselben Atomsorte erzeugt und hinsichtlich ihrer bisher kaum untersuchten Vor- und Nachteile für Präzisionsmessungen in einem Atominterferometer charakterisiert und verglichen werden können. So bieten quantenentartete Fermigase den entscheidenden Vorteil, dass aufgrund des Pauliprinzips Stoßwechselwirkungen innerhalb des atomaren Ensembles ausgeschlossen sind, während die in Bose-Einstein-Kondensaten auftretenden Wechselwirkungen zwischen den Atomen zu systematischen Verschiebungen der atomaren Energieniveaus sowie zu einem geringeren effektiven Kontrast des Interferometers führen und damit die Präzision interferometrischer Messungen negativ beeinflussen können. Andererseits besitzen fermionische Atome keinen magnetischen Unterzustand mit  $m_F = 0$  und sind damit über den Zeemaneffekt stets in erster Ordnung sensitiv auf magnetische Störfelder, was die Genauigkeit des Interferometers deutlich stärker im Vergleich zu bosonischen Atomquellen beeinträchtigen kann.

Im Kontext der historischen Entwicklung hin zu Quellen immer kälter und langsamerer Atome lassen quantenentartete Gase bei Temperaturen von einigen 10 nK eine noch bessere Kontrolle über die Trajektorien der Atome sowie längere Entwicklungszeiten im Interferometer erwarten und bieten somit attraktive Perspektiven für atominterferometrische Präzisionsmessungen. Außerdem können in quantenentarteten Gasen sogenannte gequetschte, nichtklassische Zustände erzeugt und experimentell untersucht werden, in denen, begrenzt durch die Heisenbergsche Unschärferelation, die Varianz der einen Komponente auf Kosten der anderen Komponente reduziert werden kann. Besonders interessant für eine Verbesserung der Rauscheigenschaften und damit auch der Auflösung von Atominterferometern wäre dabei die Erzeugung von Zuständen mit verringerter Phasenunschärfe mittels

zustandserhaltender („Quantum nondemolition“, kurz: QND) Wechselwirkungen mit Licht. Weiterhin können in optischen Gittern auch anzahlgequetschte, sogenannte Mott-Isolator-Zustände mit genau definierter Atomzahl erzeugt werden, was ebenfalls die Präzision atominterferometrischer Messungen erhöhen kann.

# LEGENDE, TERMSCHEMATA UND ABBILDUNGEN

## A.1 Legende

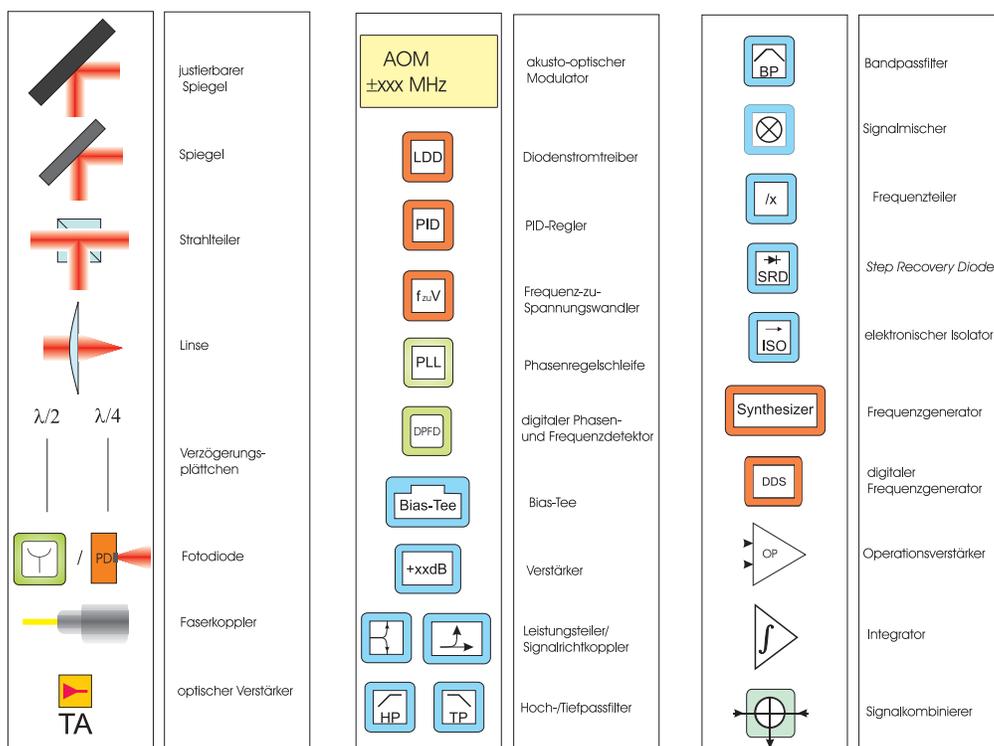
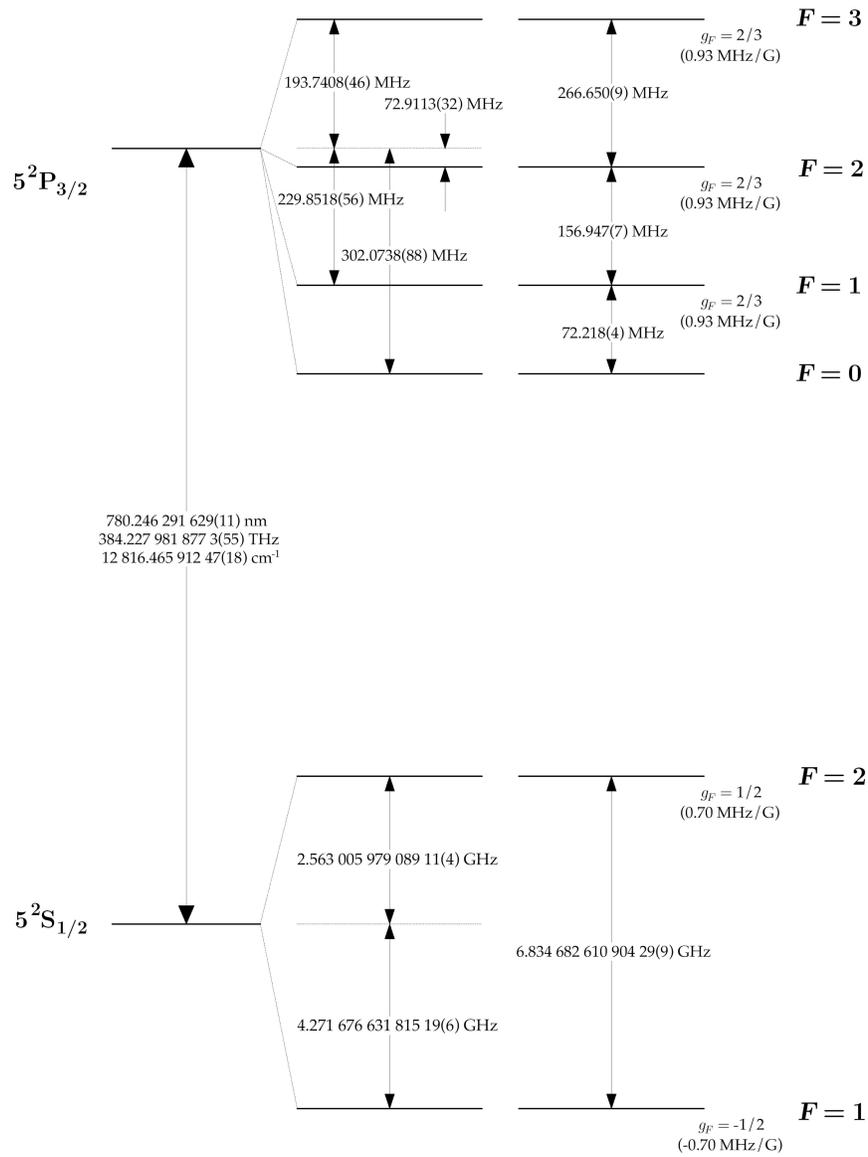


Abbildung A.1: Legende. Teilweise übernommen aus [47].

A.2 Termschema von  $^{87}\text{Rb}$ Abbildung A.2: Termschema der D<sub>2</sub>-Linie von  $^{87}\text{Rb}$ . Übernommen aus [45].

### A.3 Termschemata von $^{39/40/41}\text{K}$

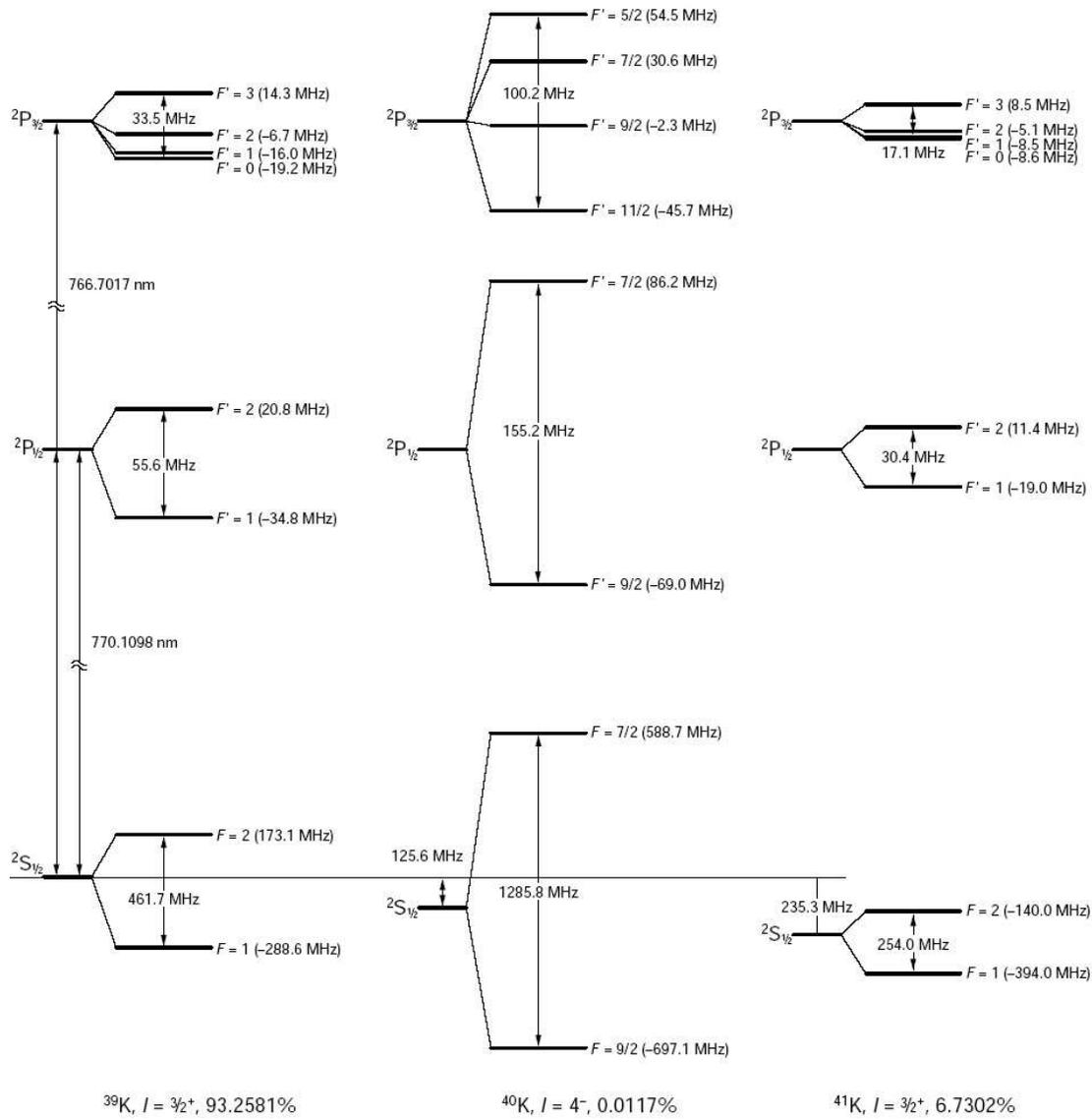


Abbildung A.3: Termschemata der  $D_2$ -Linie der drei Kaliumisotope  $^{39/40/41}\text{K}$ . Übernommen aus [43].

## A.4 Termschemata von $^{40}\text{K}$ und $^{87}\text{Rb}$ mit eingezeichneten Frequenzen der Laserfelder

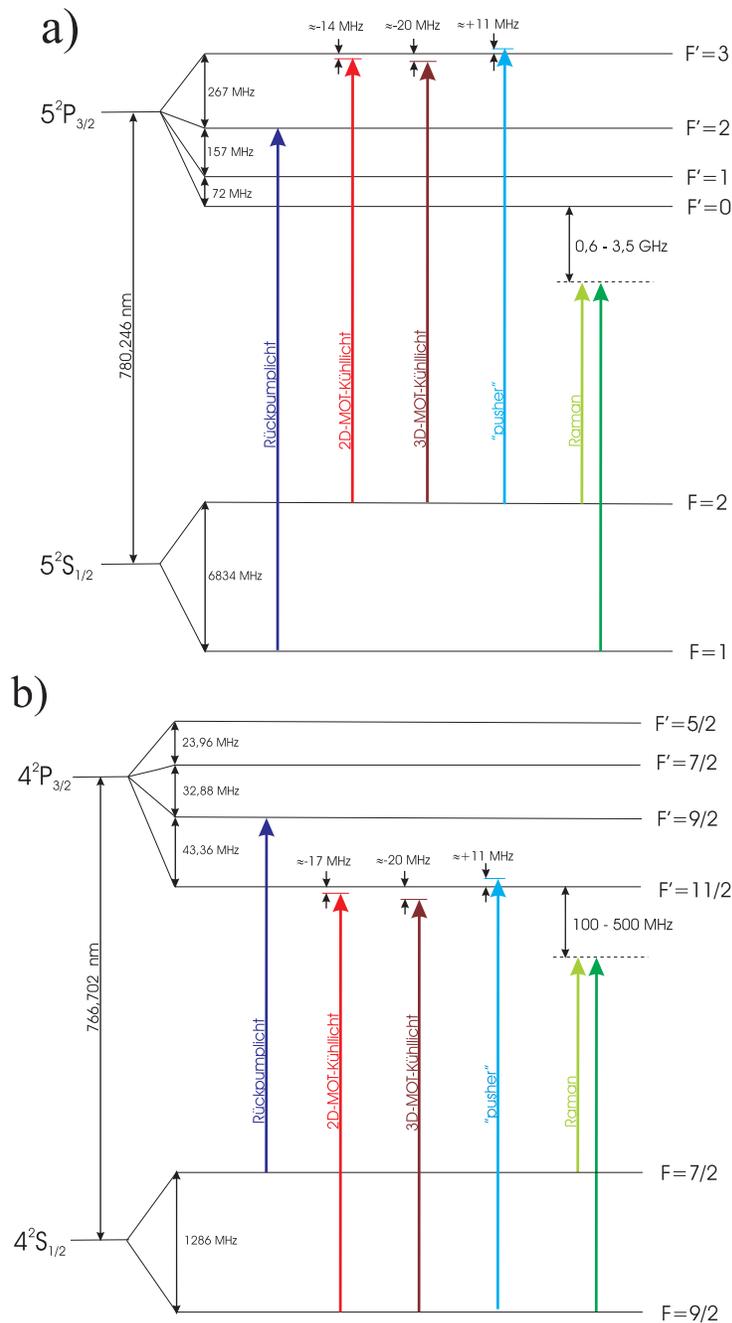


Abbildung A.4: Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  (a) und  $^{40}\text{K}$  (b) mit den bereitzustellenden Frequenzen der Laserfelder.

## A.5 Das Referenzlasermodul zur gemeinsamen Detektion von Rubidium und Kalium

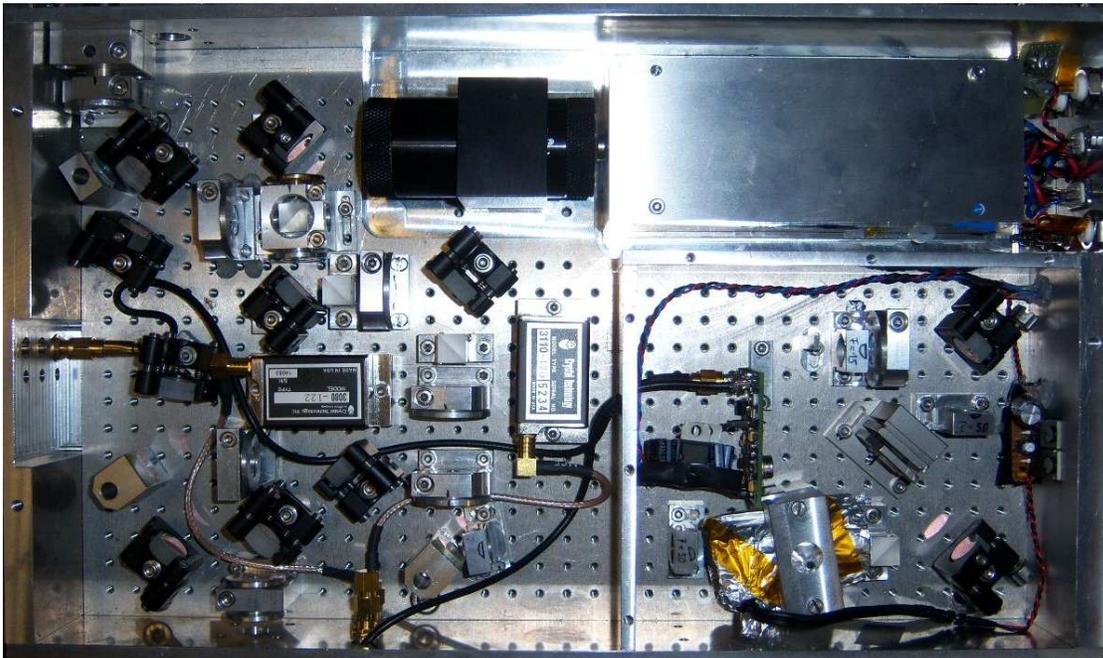


Abbildung A.5: Foto des umgebauten Rubidium-Referenzlasermoduls zur gemeinsamen Detektion von K- und Rb-Atomen in der Experimentierkammer entsprechend dem in Abbildung 4.13 dargestellten Schema.

## A.6 Spektroskopiesignale zur groben Voreinstellung der Laserfrequenz

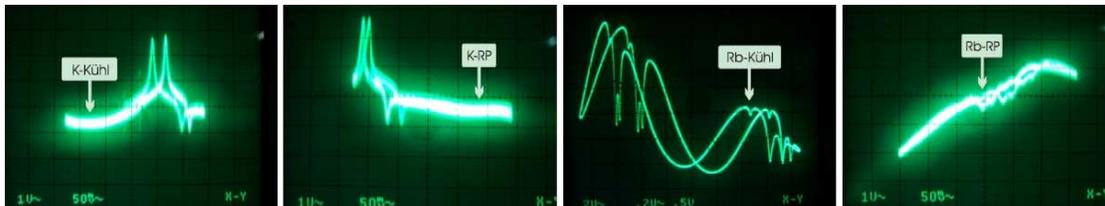


Abbildung A.6: Fotos der Spektroskopiesignale zur Kontrolle und groben Voreinstellung der Laserfrequenzen für die Kühl- und Rückpumplaser (RP) der beiden Spezies  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$ .



# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik.* 322(6), 132–148, 1905.
- [2] L. de Broglie. Recherches sur la théorie des Quantas. Doktorarbeit, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006807/fr>, 1924.
- [3] C. Jönsson. Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten. *Z. Phys.*, 161, 454-474, 1961.
- [4] O. Carnal and J. Mlynek. Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66(21), 1991.
- [5] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999.
- [6] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 181-184, 1991.
- [7] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch.J. Bordé, A. Landragin and P. Bouyer. Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.* 97, 010402, 2006.
- [8] A. Peters, K.Y. Chung and S. Chu. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400, 849-852, 1999.
- [9] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Ch.J. Bordé. Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac-Effect in a Matter-Wave Interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67(2) 1991.
- [10] E.M. Rasel, M.K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer and A. Zeilinger. Atom Interferometry with Diffraction Gratings of Light. *Phys. Rev. Lett.*, 75(14), 1995.
- [11] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, C. Vo, and S. Chu. A new photon recoil experiment: towards a determination of the fine structure constant. *Appl. Phys. B*, 84, 633-642, 2006.

- 
- [12] J.B. Fixler, G.T. Foster, J.M. McGuirk, M.A. Kasevich. Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity. *Science* 315, 74-77, 2007.
- [13] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli and G.M. Tino. Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 050801, 2008.
- [14] M. de Angelis, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, A. Giorgini, G. Lamporesi, M. Prevedelli, G. Saccorotti, F. Sorrentino and G.M. Tino. Precision Gravimetry with atomic sensors. *Meas. Sci. Technol.*, 20, 022001, 2009.
- [15] B.P. Kibble. Present state of the electrical units. *Sci. Meas. Technol.*, 138, 187-97, 1991.
- [16] G. Geneves et al. The BNM Watt balance project. *Trans. Instrum. Meas.*, 54, 850-3, 2005.
- [17] S. Fray, C. Alvarez Diez, T.W. Hänsch and 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.
- [18] S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, and M.A. Kasevich. Testing General Relativity with Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 98, 111102, 2007.
- [19] A. Peters, K. Y. Chung and S. Chu, High-precision gravity measurements using atom interferometry, *metrologia*, 2001.
- [20] T.L. Gustavson, A. Landragin, and M.A. Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope. *Class. Quantum Grav.*, 17, 2385-2398, 2000.
- [21] S.N. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.*, 26, 178, 1924.
- [22] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 1924, 261, 1924.
- [23] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch and I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415, 39-44, 2002.
- [24] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman and E.A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269, 198, 1995.
- [25] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75(22), 3969-3973, 1995.

- 
- [26] W. Ketterle and M.W. Zwierlein. Making, probing and understanding ultracold fermi gases. arXiv:0801.2500v1, 2008.
- [27] B. DeMarco and D.S. Jin. Onset of fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 285(5434), 1703–1706, 1999.
- [28] P. Bouyer and M.A. Kasevich. Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases. *Phys. Rev. A*, 56(2)(R), 1997.
- [29] E.A. Cornell, C.E. Wieman and W. Ketterle, Nobel lecture 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 875-93, 1131-51, 2002.
- [30] S. Gupta, K. Dieckmann, Z. Hadzibabic, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 140401, 2002.
- [31] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno and M. Inguscio. Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 92(23), 2004.
- [32] C.S. Adams, H.J. Lee, N. Davidson, M.A. Kasevich und S. Chu. Evaporative cooling in a crossed dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3577, 1995.
- [33] T. Kinoshita, T. Wenger, and D.S. Weiss. All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap. *Phys. Rev. A*, 71, 011602(R), 2005.
- [34] A.D. Cronin, J. Schmiedmayer and D.E. Pritchard. Atom Interferometers. arXiv:0712.3703v1, 2008.
- [35] A. Wicht, J.M. Hensley, J. Sarajlic and S. Chu. A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry. *Phys. Scr.*, T102, 82-88, 2002.
- [36] P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien and F. Biraben. Determination of the Fine Structure Constant based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 033001, 2006.
- [37] M. Sagnac. L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *Compte Rendu des Sc. de l'Acad. des Sci.*, 157, 1410, 1913.
- [38] E.J. Post. Sagnac Effect. *Rev. Mod. Phys.*, 39(2), 475, 1967.
- [39] P. Wolf, P. Lemonde, A. Lambrecht, S. Bize, A. Landragain and A. Clairon. From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime. *Phys. Rev. A*, 75, 063608, 2007.
- [40] P. Wolf et al. Quantum Physics exploring Gravity in the Outer Solar System: The Sagas Project. arXiv:0711:0304.
- [41] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu und F. Laloë, *Quantenmechanik*, Band 1, Walter de Gruyter, 1999.

- 
- [42] P. Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*. Doktorarbeit, Université Paris VI, 2006.
- [43] T. Walker, P. Feng, D. Hoffmann, and RS Williamson III. Spin-polarized spontaneous-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 69(15), 2168–2171, 1992.
- [44] F.S. Cataliotti, E.A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci and G.M. Tino. Magneto-optical trapping of Fermionic potassium atoms. *Phys. Rev. A*, 52(2), 1998.
- [45] D. Steck. Rubidium 87 D Line Data, <http://steck.us/alkalidata>, 2001.
- [46] S. Jöllenbeck. Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle. Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [47] W. Herr. Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe ihrer Atom-Licht-Wechselwirkung. Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [48] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch.J. Bordé, A. Landragin and P. Bouyer. Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett.*, 97, 010402, 2006.
- [49] M. Gilowski. Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen. Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2005.
- [50] T. Müller. Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen. Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2006.
- [51] M. Zaiser, Ch. Rode, U. Velte, J. Hartwig and E.M. Rasel. A compact diode laser system for an atomic gravimeter with two species. DPG-Verhandlungen, Frühjahrstagung Hamburg. Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [52] F.P. Dos Santos, J. Le Gouët, T. Mehlstäubler, S. Merlet, D. Holleville, A. Clairon et A. Landragin. Gravimètre à atomes froids. LNE-SYRTE, 2008. to Atom Based Tests of the Equivalence Principle. *Phys. Rev. Lett.* 93, 240404, 2004.
- [53] W. Ertmer et al. Matter wave explorer of gravity (MWXG). *Exp Astron.*, 23, 611–649, 2009.
- [54] I. Bloch. *Licht-Atom Wechselwirkung im Zwei-Niveau-System*. Skript, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2004.

- [55] J. Will. Realisierung einer Magneto-Optischen Falle für  $^{41}\text{K}$ . Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [56] A. Grabowski, *Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2006.
- [57] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon and P. Rosenbusch. Inteference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266, 609-613, 2006.
- [58] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel and W. Ertmer. Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for manipulation of neutral atoms. *Optics Communications*, 280, 443-447, 2007.
- [59] T.W. Wübbena. Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$ . Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [60] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin and F.P. Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. arXiv:0801.1270v1, 2008.
- [61] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation*. Doktorarbeit, Université Paris 11, 2008.
- [62] Ch. Schubert. Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen. Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [63] Albert-Ludwigs-Universität Freiburg. FPII - Laserspektroskopie. <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/fp/Versuche/FP2-PDF-Files/FP2-20-Laserspektroskopie/Laserspektroskopie.pdf>, Feb. 2007.
- [64] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer, 2007.
- [65] F.K. Kneubühl und M.W. Sigrist. *Laser*. Teubner, 1999.
- [66] O. Topić. Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung. Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2005.
- [67] C.E. Wieman and L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instr.*, 62, 1, 1991.
- [68] W.F. Egan. *Phase-Lock Basics*. A Wiley-Interscience Publication, 1998.
- [69] G. Santarelli, A. Clairon, S.N. Lea and G.M. Tino. Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz. *Opt. Comm.*, 104, 339, 1994.

- [70] G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck, and C. Salomon. High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier. *Optics Letters*, Vol. 24, No. 3, 1999.
- [71] R.A. Nyman, G. Varoquaux, B. Villier, D. Sacchet, F. Moron, Y. Le Coq, A. Aspect and P. Bouyer. Tapered-amplified AR-coated laser diodes for Potassium and Rubidium atomic-physics experiments. *Review of Scientific Instruments*, 77, 3105, 2006.

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Schematische Darstellung eines Atominterferometers . . . . .	8
2.2	Zwei-Niveau-System in einem Laserfeld . . . . .	9
2.3	Rabi-Oszillationen der Besetzungszahlen in einem Zwei-Niveau-System	12
2.4	Schema einer magneto-optischen Falle . . . . .	16
2.5	Grundlegendes Prinzip eines Atominterferometers . . . . .	19
2.6	Stimulierter Raman-Übergang . . . . .	20
2.7	Konfiguration eines Gravimeters . . . . .	22
3.1	Schematische Darstellung der einzelnen Lasermodule . . . . .	28
3.2	Schema der Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessungen . . .	31
3.3	Schematische Darstellung der in Kühl- und Interferometriephase be- triebenen Übergänge . . . . .	32
3.4	Schema der Signalverarbeitung für die Frequenz- oder Phasenstabi- lisierung . . . . .	34
4.1	Schema des Diodenlasers im linearen Resonatordesign . . . . .	36
4.2	Durchstimmbarkeit der Wellenlänge über den Winkel des Interfe- renzfilters . . . . .	36
4.3	Foto eines der linearen ECLDs . . . . .	37
4.4	Aufteilung des Laserfeldes im Referenzlasermodul . . . . .	38
4.5	Prinzip der Frequenzmodulationsspektroskopie. . . . .	39
4.6	Fehlersignal aus der Frequenzmodulationsspektroskopie zur Stabili- sierung des Kalium-Referenzlasers . . . . .	41
4.7	Kalium-Referenzlasermodul . . . . .	42
4.8	Foto des Masterlasermoduls . . . . .	43
4.9	Spektroskopien zur Kontrolle der Wellenlänge der Masterlaser . . .	44
4.10	Fokussieren auf sensitive Fläche der Fotodiode zur Detektion der Schwebungssignale . . . . .	45
4.11	Präparation des überlagerten Rückpumpplaserlichts für K und Rb . .	46
4.12	Erzeugung von Kühllaserlicht für K und Rb . . . . .	47
4.13	Schema zur gemeinsamen Detektion von Kalium und Rubidium . .	48

4.14	Exemplarisches Schwebungssignal zur Messung der Laserlinienbreite	50
5.1	Verstimmung der Laserfelder und der zugehörigen Schwebungsmessungen in MOT- und Interferometriephase	54
5.2	Prinzip einer Phasenregelschleife (PLL)	58
5.3	Erzeugung des Fehlersignals auf der PLL-Platine	59
5.4	Einkoppelkreis für Korrekturen des Laserdiodenstroms	60
5.5	Regelbandbreite der Frequenzstabilisierung	61
5.6	Trennung der gemeinsam detektierten K- und Rb-Schwebungssignale	63
5.7	Regelpfade zur Stabilisierung der Rückpump- auf die Referenzlaserfelder	65
5.8	Regelpfade zur Stabilisierung der Kühl- auf die Rückpumpulaserfelder	66
5.9	In einer Frequenzkette erzeugte harmonische Oberschwingungen	67
5.10	Schematische Darstellung eines elektronischen Regelkreises zum Umschalten von Frequenz- auf Phasenstabilisierung	69
6.1	Schema der Verstärkung der Laserfelder im TA.	75
6.2	Spektrum am Ausgang des TAs nach Durchgang durch eine Lichtleitfaser	76
6.3	Schematische Darstellung der Aufteilung der Laserfelder im Verstärkermodul	78
A.1	Legende	85
A.2	Termschema der D <sub>2</sub> -Linie von <sup>87</sup> Rb	86
A.3	Termschema der D <sub>2</sub> -Linie von <sup>39/40/41</sup> K	87
A.4	Termschemata von <sup>87</sup> Rb und <sup>40</sup> K mit den bereitzustellenden Frequenzen der Laserfelder	88
A.5	Foto des Rubidium-Referenzlasermoduls zur gemeinsamen Detektion von K und Rb	89
A.6	Fotos der Spektroskopiesignale zur Kontrolle der Wellenlänge der Masterlaser	89

# TABELLENVERZEICHNIS

---

2.1	Einige Werte für die D <sub>2</sub> -Linie von <sup>87</sup> Rb und <sup>40</sup> K . . . . .	18
4.1	Aus den Fits an ein aufgenommenes Schwebungssignal ermittelte Gauß- und Lorentz-Linienbreiten der Masterlaser. . . . .	51
5.1	Verstimmungen der Laserfelder in MOT- und Interferometerbetrieb sowie Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von <sup>40</sup> K und <sup>87</sup> Rb .	55



## Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Dr. Ernst Rasel für die herzliche Aufnahme ins ATLAS-Team, das stets entgegengebrachte Vertrauen, die vielseitige und interessante Aufgabenstellung und die Bereitstellung der nötigen Mittel bedanken. Ebenso danke ich Prof. Dr. Wolfgang Ertmer dafür, dass ich meine Diplomarbeit an seinem Institut machen konnte, an dem er durch seinen unermüdlichen Einsatz gute Arbeitsbedingungen geschaffen hat. Beide haben dazu beigetragen, dass ich schon während meiner Zeit als HiWi und anschließend während der Diplomarbeit gern am Institut gearbeitet und sehr viel gelernt habe.

Mein nächster großer Dank gilt allen Mitgliedern des Instituts für die allgemeine unvergleichbar sympathische Arbeitsatmosphäre, für ein tolles Dänemark-Seminar 2008 und gute, unterhaltsame Pausen im Balkonzimmer. Das alles hat dazu beigetragen, dass ich mich am Institut sehr wohlgeföhlt habe.

Speziell möchte ich Maic ganz herzlich danken für seine engagierte Betreuung während meiner HiWi- und Diplomarbeitszeit, in der er mich mit hilfreichen Ratschlägen und Anregungen immer unterstützt hat und außerdem auch ein offenes Ohr für Probleme jeder Art hatte. Auch den anderen, etwas später dazugestoßenen Mitgliedern des ATLAS-Teams, Ulli und Jonas, danke ich für ihre Unterstützung und für die sympathische Bereicherung, die sie für unser Team sind.

Ein besonderer Dank geht auch an die Teams des CASI- und QUANTUS-Projekts, in deren Labor ich schon als HiWi und dann auch während der Diplomarbeit arbeiten durfte und dabei nicht nur geduldet, sondern sehr freundlich aufgenommen und bei allen möglichen Fragen beraten wurde, und die außerdem durch einige großzügige Leihgaben zum schnelleren Fortschritt meiner Arbeit beigetragen haben.

Genauso möchte ich mich bei den HiWis Nils, Dennis, Jonas, Irina und Johannes sowie Ex-HiWi (und meinem jetzigen Diplomarbeitkollegen) Gunnar für die tatkräftige Unterstützung beim Aufbau einiger Laser und elektronischer Geräte bedanken, ohne deren Hilfe ich zu diesem Zeitpunkt wahrscheinlich gerade erst mit dem Aufbau des eigentlichen Lasersystems hätte anfangen können.

Außerdem bedanke ich mich beim Werkstatt-Team um Herrn Witzlau für die gute Arbeit, die schnelle Erfüllung von Sonderwünschen trotz der Umbauarbeiten und die lockeren Pausen- oder Feierabendgespräche.

Als nächstes möchte ich ganz herzlich meinen Eltern danken, dass sie mir das Studium ermöglicht, mich immer unterstützt und mit guten Gedanken begleitet haben. Auch meinen Großeltern danke ich sehr herzlich für ihre Unterstützung und für das großzügige Übernehmen der Studiengebühren.

Ein ganz großer Dank geht auch an meine Freunde und meinen Bruder Hannes für die schöne gemeinsame Zeit und für die perfekte Mischung aus Ablenkung, Unterstützung und Rücksicht, besonders auch während der Schreibphase meiner Diplomarbeit, und ganz besonders herzlich danke ich Arne dafür, dass er immer für mich da war. Danke :-)



## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

---

(Christina Rode)