Diplomarbeit

# Aufbau eines vollständigen Diodenlasersystems zur Laserkühlung und Detektion von gespeicherten Cs-Atomen

zur Erlangung des akademischen Grades eines Magisters der Naturwissenschaften vorgelegt von

Peter Unterwaditzer

Institut für Experimentalphysik der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

April 2005

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Diodenlasersystem zum Fangen, optischen Kühlen und Nachweisen von <sup>133</sup>Cs-Atomen in einem neuen Cs-Bose-Einstein-Kondensat Experiment aufgebaut. Dazu war es nötig, insgesamt vier Diodenlaser samt Mechanik, Optik und Regelelektronik aufzubauen und bei entsprechenden Wellenlängen zu betreiben.

Die Vorgabe war, Diodenlaser mit Laserleistungen in der Größenordung von 100 mW bei einer Linienbreite von < 100 kHz zu realisieren. Bei freilaufenden Diodenlasern mit der geforderten optischen Leistung erreicht man Linienbreiten in der Größenordnung von einigen 10 MHz. Deshalb ist eine zusätzliche Linienbreitenreduktion notwendig. Bei zwei unserer Laser (Master-Laser) erfolgt dies über optische Rückkopplung von einem Beugungsgitter in der bekannten Littrow-Konfiguration. Die Master-Laser haben dadurch eine hohe spektrale Güte (Linienbreiten unter 20 kHz), bei aber kleineren Ausgangsleistungen von ca. 70 mW. Sie werden in unserem Experiment als Frequenzstandard und für die weniger leistungsintensiven Anwendungen verwendet.

Die anderen beiden Diodenlaser sind mit leistungsstarken Laserdioden (150mW) bestückt. Um ihre spektrale Güte zu verbessern und sie auf die gewünschte Emissionswellenlänge zu bringen, verwenden wir die sogenannte Injektions-Lock Technik. Dazu wird ein kleiner Teil (ca. 1 mW) des Laserlichtes eines Master-Lasers in diese Dioden injiziert. Dies führt dazu, dass diese, unter Einhaltung entsprechender Parameter, die spektralen Eigenschaften des Master-Lasers übernehmen. Der Vorteil ist hier, dass man Licht hoher spektraler Güte bei gleichzeitig hoher Leistung zur Verfügung hat. Sie fungieren sozusagen als Lichtverstärker. Sie kommen für die leistungsintensiven Anwendungen in unserem Experiment zum Einsatz.

Da die Emissionswellenlänge bei Laserdioden stark von der Temperatur abhängt, ist bei beiden Lasertypen eine präzise Temperaturstabilisierung notwendig. Mit unserem Regelschema erreichen wir eine Stabilisierung der Temperatur auf  $< \pm 1 \,\mathrm{mK}$ .

Mit diesem mehrstufigen Schema der Laserregelung und Stabilisierung kommen wir auf Linienbreiten von < 20kHz, bei nutzbaren optischen Ausgangsleistungen von 70 mW (Master-Laser) bzw. 120 mW (Slave-Laser).

Zum Fangen und Laser-Kühlen der Cs-Atome benötigen wir insgesamt sieben verschiedene Laserlicht-Frequenzen, um die entsprechenden optischen Übergänge der Cs- $D_2$ -Linie treiben zu können. Zudem sollen diese Frequenzen für manche Anwendungen auch dynamisch verstimmbar sein. Dies wird über akustooptische Modulatoren im sogenannten Double-Pass Aufbau bewerkstelligt. Für die nicht dynamisch verstimmbaren Laserlicht-Frequenzverschiebungen kommen akustooptische Modulatoren im Single-Pass Aufbau zum Einsatz.

Zur Uberprüfung des Aufbaus wurde am Ende eine vollständige Charakterisierung des Lasersystems vorgenommen. Daraus geht hervor, dass das System Licht mit den gewünschten Parametern über viele Stunden liefern kann und somit eine verlässliche Quelle für das im Experiment benötigte Laserlicht darstellt.

# Inhaltsverzeichnis

Einl	eitung		1
Cäsi	um		3
2.1	Das C	äsium Atom	3
2.2	Feshba	ach-Resonanzen	4
Ein :	neues (	Cs-BEC Experiment	7
3.1	Geschi	ichte des Cs-BEC's	7
3.2	Warun	n Cs-BEC?	8
3.3	Ziele		8
	3.3.1	Atominterferometrie	9
		Bestimmung der Feinstrukturkonstante	9
	3.3.2	Cs in optischen Gittern	10
	3.3.3	Weitere Experimente	10
3.4	Der ne	eue Cs-BEC Aufbau	11
Dioc	lenlasei	rsystem	15
4 1	Freque	enzstabilisierung	16
1.1	4 1 1	Linienbreitenreduktion	16
	412	Temperaturstabilisierung	18
4.2	Aufgal	ben der Diodenlaser	19
1.2	4.2.1	Zeeman-Abbremser	20
	4.2.2	Magnetooptische Falle und optische Melasse	$\frac{20}{20}$
	4.2.3	Raman-Seitenbandkühlen	21
	4.2.4	Absorptionsabbildung	$\frac{-1}{23}$
	4.2.5	Zusammenfassung der Aufgaben	$\frac{-0}{23}$
	4.2.6	Master-Slave Konzept	$24^{-5}$
4.3	Master	r-Laser	25
	4.3.1	Mechanischer Aufbau	25
	4.3.2	Aktive Regelung	28
	_ `	Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie	29
	4.3.3	Optischer Aufbau Master-Laser I	31
	Einle Cäsi 2.1 2.2 Ein : 3.1 3.2 3.3 3.4 Dioč 4.1 4.2	Einleitung   Cäsium   2.1 Das C.   2.2 Feshba   Ein neues C   3.1 Geschi   3.2 Warum   3.3 Ziele   3.3.1 3.3.2   3.3 3.4   Der ne Diodenlaser   4.1 Freque   4.1.1 4.1.2   4.2 Aufgal   4.2.1 4.2.3   4.2.4 4.2.5   4.2.6 4.3.1   4.3.1 4.3.2   4.3.3 4.3.3	Einleitung   Cäsium   2.1 Das Cäsium Atom   2.2 Feshbach-Resonanzen   2.3 Feshbach-Resonanzen   Sin eues Cs-BEC Experiment   3.1 Geschichte des Cs-BEC?   3.3 Ziele   3.3.1 Atominterferometrie   Bestimmung der Feinstrukturkonstante 3.3.1   Sile eneue Cs-BEC Aufbau 3.3.3   Weitere Experimente 3.3.3   3.3 Weitere Experimente   3.4 Der neue Cs-BEC Aufbau   Diodenlasersystem 4.1.1   4.1 Frequenzstabilisierung   4.1.1 Linienbreitenreduktion   4.1.2 Temperaturstabilisierung   4.2.1 Zeeman-Abbremser   4.2.2 Magnetooptische Falle und optische Melasse   4.2.3 Raman-Seitenbandkühlen   4.2.4 Absorptionsabbildung   4.2.5 Zusammenfassung der Aufgaben   4.2.6 Master-Laser   4.3.1 Mechanischer Aufbau   4.3.1 Mechanischer Aufbau   4.3.2 Aktive Regelung   Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie

# Inhalts verzeichnis

		Licht für Absorptionsabbildung		
		Injektions-Licht für MOT Slave-Laser und Raman-Gitter Slave-		
		Laser		
		Injektions-Licht für Zeeman-Abbremser Slave-Laser		
	4.3.4	Optischer Aufbau Master-Laser II		
		Licht für Zeeman-Rückpumper		
		Licht für MOT-Rückpumper		
		Licht für Raman-Polarisierer		
4.4	Slave-	Laser		
	4.4.1	Mechanischer Aufbau		
	4.4.2	Injektions-Lock		
		Wie lockt man den Laser?		
	4.4.3	Optischer Aufbau MOT/Raman-Gitter Slave-Laser		
	4.4.4	Optischer Aufbau Zeeman-Abbremser Slave-Laser		
ó Cha	Charakterisierung der Laser			
5.1	1 Theorie zur Beschreibung von Frequenzschwankungen			
	5.1.1	Instantane Frequenz		
	5.1.2	Frequenzschwankung, Phasenabweichung und mittlere Phasen-		
		änderung		
	5.1.3	Beschreibung im Frequenzbereich		
		Zusammenhang zwischen Frequenzrauschspektrum $P_{\delta \dot{\phi}}(\omega)$ und		
		Leistungsspektrum $P_E(\omega)$		
	5.1.4	Potenzgesetz-Modell		
5.2	2 Allen-Varianz			
	5.2.1	Messung der Allen-Varianz		
	5.2.2	Allen-Varianz Master-Laser I		
	5.2.3	Allen-Varianz Master-Laser II		
	5.2.4	Spektrum des Transmissionssignals		
5.3	3 Schwebungsmessung			
	5.3.1	Master-Laser I		
	5.3.2	Raman/MOT Slave-Laser und Zeeman-Abbremser Slave-Laser		
	5.3.3	Master-Laser II		
5.4	Ankop	pplung von Akustik		
	5.4.1	Master-Laser I		
	5.4.2	Master-Laser II		
	5.4.3	Verbesserungsvorschläge		

# 1 Einleitung

Die Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) hat mittlerweile eine über achtzigjährige Geschichte in theoretischer Hinsicht und eine knapp zehnjährige in experimenteller.

Alles begann im Jahre 1924 mit einer Arbeit von Satyendra Nath Bose über die statistische Mechanik von Photonen [Bos24]. Die Möglichkeit eines Bose-Einstein-Kondensates wurde als erstes von Albert Einstein beim Studium von Boses Arbeit erkannt. Er erweiterte diese auf ideale Gase aus Partikeln mit ganzzahligem Spin (heute als Bosonen bekannt) [Ein24, Ein25]. Bei niedrigen Temperaturen und hohen Dichten sagte er einen Phasenübergang, der heutzutage als Bose-Einstein-Kondensation bekannt ist, voraus. Die nötigen experimentellen Mittel zur Herstellung eines stark verdünnten Gases bei sehr niedrigen Temperaturen waren zu jener Zeit jedoch nicht vorhanden. So dauerte es bis ins Jahr 1995, als Eric Cornell und Carl Wieman als Erste ein Ensemble aus <sup>87</sup>Rb-Atomen am JILA in Boulder, USA, Bose-kondensierten [And95]. Ein neues Forschungsfeld war begründet und die Kondensation weiterer Atomsorten geschah in rascher Folge. Viele fundamentale Ideen der Quantenmechanik, wie z.Bsp. die Möglichkeit der Interferenz von Materiewellen [And97] konnten an Bose-Einstein-Kondensaten studiert werden. In weiterer Folge gelang in Aufsehen erregenden Experimenten die erste Realisierung eines Materiewellenverstärkers [Ino99], die Anregung von Materiewellen-Solitonen [Don02, Kha02] und Vortizes [Mat99] und die direkte Beobachtung eines Quantenphasenübergangs (Suprafluid zu Mott-Isolator Phase) [Gre02].

Bis heute ist es gelungen, Ensembles aus <sup>23</sup>Na- [Dav95], <sup>7</sup>Li- [Bra95], H- [Fri98], <sup>85</sup>Rb- [Cor00], <sup>41</sup>K- [Mod01], <sup>4</sup>He- [Rob01] und <sup>174</sup>Yb-Atomen [Tak03] Bose-zukondensieren. Das Cs-Atom, das lange den Versuchen der Kondensation standgehalten hatte [Arl98, GO98, Sö98], wurde 2002 erstmals in der Arbeitsgruppe Grimm hier in Innsbruck kondensiert [Web03b]. Im Gegensatz zu früheren Experimenten, in denen man die Kondensation in magnetischen Fallen versuchte (hier verhinderten hohe Verlustraten durch inelastische Zwei-Körper-Stöße eine Kondensation), kamen optische Fallen zum Einsatz. Das Cs-Gas wurde im absoluten Grundzustand, in dem inelastische Zwei-Körper-Prozesse verboten sind, gefangen. Über optisches Verdampfungskühlen in einer Dipolfalle wurde schließlich der Phasenübergang zum BEC erreicht. In weiterer Folge wurde die Selbstwechselwirkung der Atome im Kondensat über die magnetische Abstimmbarkeit dieser Wechselwirkung untersucht. Die Abstimmbarkeit folgt aus der Existenz von magnetisch induzierten Feshbach-Resonanzen, die eine spezielle Eigenschaft des Cs-Atoms darstellen. Die Kombination aus einer sehr breiten

#### 1 Einleitung

Resonanz mit sehr flachem Nulldurchgang und einigen sehr schmalen Resonanzen mit steilem Nulldurchgang erlaubt einerseits eine präzise Einstellung der Streulänge und andererseits eine schnelle Variation der Streulänge. In der Tat war es die Einstellbarkeit dieser Wechselwirkung, die eine Bose-Kondensation eines Ensembles aus Cs-Atomen erst ermöglichte.

Bis vor gut einem Jahr gelang es jedoch nur, Ensembles aus Atomen Bose-zukondensieren. Komplexere Teilchen, Moleküle zum Beispiel, lassen sich nicht Laserkühlen und sind (bzw. waren) daher nicht bei hohen Phasenraumdichten verfügbar. Die oben erwähnten Feshbach-Resonanzen bieten allerdings einen Ausweg. Mit ihrer Hilfe ließen sich erstmals ultrakalte Ensembles von Molekülen erzeugen [Reg03, Her03]. Die Möglichkeit eines Molekül-Kondensates stand plötzlich im Raum, auch deshalb, weil sich herausstellte, dass die zweiatomigen Moleküle aus fermionischen Atomen gegenüber Stoß-Dissoziation besonders stabil sind [Cub03, Joc03b]. Ende 2003 entschied sich das Wettrennen mehrerer Arbeitsgruppen um die Erzeugung des ersten Bose-Einstein-Kondensates aus Molekülen. Fast zeitgleich gelang es, am JILA in Boulder aus <sup>40</sup>K<sub>2</sub>-Molekülen [Gre03] und in der Arbeitsgruppe Grimm in Innsbruck aus <sup>6</sup>Li<sub>2</sub>-Molekülen [Joc03a] ein Molekül-BEC zu erzeugen. Es hat sich gezeigt, dass insbesondere das Kondensat aus <sup>6</sup>Li<sub>2</sub>-Molekülen, die an einer besonders breiten Feshbach-Resonanz erzeugt werden, sehr stabil und langlebig ist (Lebensdauern in der Größenordnung von 20 s).

Dies eröffnete neue Perspektiven unter anderem zum Verständnis der Supraleitung, für die hochpräzise Atom- und Molekülspektroskopie und der Interferometrie mit Materiewellen.

Einen wichtigen Schlüssel zum Erfolg dieser ganzen Experimente lieferten die ausgeklügelten Laserkühl- und Einfangtechniken, durch die überhaupt erst die Erzeugung eines BEC's möglich wurde. In diesem Zusammenhang kommen die Diodenlaser ins Spiel. Diese sind in heutigen Quantenoptik Experimenten ein grundlegender Bestandteil, um die entsprechenden Atome in Fallen einzufangen, zu kühlen und abzubilden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Diodenlasersystem zum Fangen, optischen Kühlen und Nachweisen von <sup>133</sup>Cs-Atomen aufgebaut. Dazu war es nötig, insgesamt vier Diodenlaser samt Mechanik, Optik und Regelelektronik aufzubauen und bei entsprechenden Wellenlängen zu betreiben. Zwei der vier Diodenlaser (Master-Laser I und II) wurden über die optische Rückkopplung von einem Beugungsgitter und eine aktive Regelung auf die Wellenlänge der D<sub>2</sub>-Linie des Cs-Atoms bei 852 nm stabilisiert. Das Fehlersignal zur Regelung wurde dabei über eine Sättigungsspektroskopie mittels Modulationstransfer an einer Cs-Dampfzelle gewonnen. Die anderen beiden Laser (Slave-Laser) wurden über das sogenannte Injektionlock-Verfahren über den Master-Laser I stabilisiert. Für beide Lasertypen erreichen wir so Linienbreiten von unter 20 kHz bei Ausgangsleistungen von 70 mW (Master) bzw. 120 mW (Slave).

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit sind die für das Laserkühlen relevanten Cs-Eigenschaften zusammengefasst, im dritten Kapitel wird kurz auf das geplante Gesamtexperiment und dessen Ziele eingegangen. In Kapitel 4 findet man eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus des Diodenlasersystems und in Kapitel 5 die Charakterisierung der einzelnen Diodenlaser.

# 2 Cäsium

## 2.1 Das Cäsium Atom

<sup>133</sup>Cs ist das schwerste noch stabile Alkaliatom. Seine elektronischen Eigenschaften werden durch sein einzelnes Valenzelektron mit Grundzustand  $6S_{1/2}$  bestimmt. Mit einem Kernspin von I=7/2 und einem Elektronenspin von 1/2, ist es ein Boson. Die energetisch niedrigsten elektronischen Zustände sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Der Grundzustand ( $6^{2}S_{1/2}$ ) ist in zwei Hyperfeinniveaus (F=3 und F=4) aufgespalten, die ca. 9,2GHz auseinander liegen (SI- Definition der Sekunde). Der Übergang  $6^{2}S_{1/2} \rightarrow 6^{2}P_{3/2}$  (D<sub>2</sub>-Linie), mit einer natürlichen Linienbreite von  $2\pi \cdot 5,22$ MHz, wird zur Laserkühlung des Atoms verwendet. Er zeigt eine Aufspaltung in vier Hyperfeinniveaus (F'=2, F'=3, F'=4 und F'=5). Welche Übergänge für die einzelnen Kühlschritte verwendet werden, ist im Abschnitt 4.2 näher erklärt.

Die Linienbreite des Übergangs  $6^2 S_{1/2} \rightarrow 6^2 P_{1/2}$  (D<sub>1</sub>-Linie) beträgt  $2\pi \cdot 4,56$ MHz. Die Linienstärken der D<sub>2</sub>-Linie zur D<sub>1</sub>-Linie verhalten sich wie 2/3 zu 1/3.

Eine genaue Ubersicht über die hier relevanten Cs-Eigenschaften findet man in [Ste02].



Abb. 2.1: Ausschnitt aus dem Termschema von <sup>133</sup>Cs. Eingezeichnet sind weiters der Kühlübergang und der Rückpumpübergang, um den Kühlzyklus zu schließen.

# 2.2 Feshbach-Resonanzen

Das Vorhandensein von Feshbach-Resonanzen [Fes58] in der Streulänge bei moderaten Magnetfeldern verschafft Cs eine Ausnahmestellung innerhalb der Alkali Atome [Chi00]. Feshbach-Resonanzen in der Streuwechselwirkung von Atomen kommen dadurch zustande, dass der einlaufende ungebundene Zustand des Streuprozesses mit einem gebundenen Molekülzustand energetisch entartet [Tie93]. Gibt es eine Kopplung zwischen den beiden Zuständen, so ändern sich die Streueigenschaften des Atoms dadurch drastisch. Haben die beiden Zustände die selbe Energie (sie sind energetisch entartet), dann divergiert die Streulänge. Ist die Energie des einlaufenden Zustandes etwas niedriger, d.h ist der molekulare Zustand instabil, dann nimmt die Streulänge große negative Werte an, ist sie etwas höher, nimmt sie große positive Werte an.

Sind die magnetischen Momente des ungebundenen Streuzustandes und des Molekülzustands unterschiedlich, kann man über ein externes Magnetfeld Feshbach-Resonanzen induzieren, da sich die beiden relevanten Energieniveaus unterschiedlich in Abhängigkeit des Magnetfeldes verschieben. Die Breite einer Feshbach-Resonanz ist von dem Unterschied im magnetischen Moment und von der Kopplungsstärke der beiden Zustände abhängig. Somit ist es möglich, über das Magnetfeld die Streulänge von großen negativen Werten bis hin zu großen positiven Werten zu verändern. Diese Tatsache hat maßgeblich zur Erzeugung des ersten Bose-Einstein-Kondensats aus Cs-Atomen beigetragen, da man so die interne Wechselwirkung gezielt steuern konnte [Web03b].

In unserem Fall arbeiten wir mit dem energetisch niedrigsten Spinzustand des Cäsium Atoms, dem F=3,  $m_F = 3$  Zustand. Da keine innere Energie vorhanden ist, sind inelastische Zwei-Körper-Stöße nicht möglich, und Feshbach-Resonanzen wirken sich vorerst nur auf den elastischen Wirkungsquerschnitt aus. In Abb. 2.2 ist der berechnete Verlauf der Streulänge dieses Zustandes in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes gezeigt [Chi01a]. Diese Berechnung berücksichtigt nur Resonanzen, die sich aus einer Kopplung an Molekülzustände mit Bahndrehimpulsquantenzahl l=0bzw. l=2 ergeben. Experimentell [Chi01a, Chi00, Gri05] findet man noch Resonanzen, die aus Kopplung an Molekülzustände mit höheren Bahndrehimpulsen entstehen (l=4 und l=8). Auffällig sind eine breite Resonanz bei -8G (der Pol dieser Resonanz ist in der Abbildung nicht zu sehen) und eine schmale bei 48 G. Die breite Resonanz ergibt einen sehr flachen Nulldurchgang bei 17,06 G und erlaubt dadurch eine präzise Einstellung der Streulänge. Über die schmale Resonanz ist eine schnelle Variation der Streulänge möglich. Von großem Vorteil sind auch die moderaten Magnetfelder, bei denen die Resonanzen auftreten. Diese Felder sind ohne großen Aufwand im Experiment zu erreichen.

Bei den anderen bosonischen Alkali Atomen wurden nur relativ schmale Feshbach-Resonanzen gefunden. Der erste experimentelle Nachweis einer Feshbach-Resonanz in einem BEC gelang an einem Ensemble aus <sup>23</sup>Na-Atomen bei einem Magnetfeld von 907 G [Ino98]. Beim weit verbreiteten <sup>87</sup>Rb fand man 40 Resonanzen [Mar02]. Jedoch



**Abb. 2.2:** Berechneter Verlauf der Streulänge a des Cs Grundzustandes F=3,  $m_F = 3$  in Abhängigkeit von einem externen Magnetfeld. Dabei variiert a von -2000  $a_0$  bis zu großen positiven Werten von über 1000  $a_0$ . Auffällig ist eine breite Resonanz mit flachem Nulldurchgang bei ca. 17 G, die eine genaue Einstellung der Streulänge erlaubt, während eine schmale Resonanz bei ca. 48 G, für eine schnelle Variation zur Verfügung steht. Die Abbildung stammt aus [Chi01a].

nur eine bei 1007 G war breit genug für eine Feinabstimmung der Streulänge mit der derzeit erreichbaren Magnetfeldpräzision. Eine Ausnahme bildet <sup>85</sup>Rb mit einer Resonanz bei 155 G [Cor00]. In diesem System befinden sich die Atome aber nicht im Grundzustand und erfahren somit Zweikörper-Verluste.

# **3** Ein neues Cs-BEC Experiment

# 3.1 Geschichte des Cs-BEC's

Wie bereits erwähnt ist Cäsium das schwerste noch stabile Alkaliatom. Ein verdünntes Gas dieser Spezies lässt sich gut in magnetischen oder optischen Fallen fangen und laserkühlen. Daher war Cäsium immer ein idealer Kandidat für die Erzeugung eines BEC's. Die resonanten quantenmechanischen Wechselwirkungen von Cs-Atomen ergeben jedoch bei sehr niedrigen Stoßenergien ungewöhnliche Streueigenschaften, die eine Bose-Einstein-Kondensation für viele Jahre verhinderten [Arl98, GO98, Sö98].

Bereits kurz nach dem ersten BEC mit <sup>87</sup>Rb-Atomen am JILA 1995 [And95], wurden ernsthafte Versuche unternommen, ein Gas aus Cs-Atomen zu kondensieren [Arn97, Arl98, GO98]. Wie bei <sup>87</sup>Rb wollte man auch hier den Phasenübergang zum BEC in magnetischen Fallen erreichen. Extreme Atomverluste aufgrund von inelastischen Zwei-Körper-Stößen verhinderten hier jedoch letztendlich die Kondensation von Cs in magnetischen Fallen.

Am 5. Oktober 2002 gelang es dann in unserer Arbeitsgruppe, ein Ensemble von <sup>133</sup>Cs-Atomen in einer optischen Falle zu kondensieren [Web03b]. Die Schlüssel zum Erfolg waren das Fangen der Cs-Atome im absoluten Grundzustand (F=3, m<sub>F</sub>=3), der insensitiv gegen inelastische Zwei-Körper-Prozesse ist, und die genaue Abstimmbarkeit der Streueigenschaften von Cs über ein externes Magnetfeld. Da der Grundzustand ein "Starkfeldsucher" und somit magnetisch nicht fangbar ist, wurden die Atome in einer optischen Dipolfalle aus gekreuzten CO<sub>2</sub>-Laserstrahlen gefangen. Durch optisches Verdampfungs-Kühlen wurde schließlich der Phasenübergang zum BEC erreicht. Eine genaue Abhandlung über dieses Experiment (im Folgenden als 3D Cs BEC bezeichnet) findet man in der Doktorarbeit von Tino Weber [Web03a] bzw. in der Diplomarbeit von Michael Mark [Mar03b].

Kurz darauf wurde in einem anderen Experiment der Arbeitsgruppe ein weiteres BEC aus einem Ensemble von Cs-Atomen in einer optischen Oberflächenfalle erzeugt, deren Geometrie annähernd zweidimensional ist [Ryc04].

In weiterer Folge des 3D Cs Experimentes wurde das erste molekulare Quantengas realisiert [Her03]. Hier wurden  $Cs_2$  Dimere über die angesprochenen Feshbach-Resonanzen aus Atomen des BEC's assoziiert.

In jüngster Vergangenheit wurde der Prozess der Molekülerzeugung weiter optimiert [Mar05] und es wurden Molekül-Molekül Stoßresonanzen als Funktion des Magnetfeldes aufgezeichnet [Chi04]. Diese können als molekulare Feshbach-Resonanzen

#### 3 Ein neues Cs-BEC Experiment

interpretiert werden, bei denen zwei Cs-Dimere an einen Zustand des Cs<sub>4</sub>-Tetramers koppeln.

Für die Zukunft plant das 3D Cs BEC Team, die Bildung ultrakalter heteronuklearer Moleküle zu erforschen. Eine vielversprechende Kombination wären Cs- und Rb-Atome, die wegen des möglichen Vorhandenseins von Feshbach-Resonanzen eine abstimmbare Wechselwirkung der beiden Spezies miteinander zulassen könnten. Dazu wäre es als Erstes nötig, ein BEC aus Rb-Atomen unter den selben Fallenbedingungen zu erzeugen und dann dieses Doppel-Spezies-BEC zu untersuchen. In weiterer Folge gälte es, die Existenz von intraspezies Feshbach-Resonanzen nachzuweisen, und anhand dieser dann ultrakalte RbCs-Moleküle zu bilden. Eventuell wäre es dann möglich, ein heteronukleares Molekül-BEC zu erzeugen.

# **3.2 Warum Cs-BEC?**

Cäsium ist in den Naturwissenschaften und speziell in der Physik von besonderem Interesse. Die Zeiteinheit Sekunde wird seit 1967 über die Hyperfeinaufspaltung des <sup>133</sup>Cs Grundzustandes definiert. Viele Eigenschaften des Cäsiums sind mittlerweile vermessen. Cs könnte zukünftig Anwendung finden in der Messung von fundamentalen Naturkonstanten wie der Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [Hen01], der Bestimmung eines möglichen elektrischen Dipolmoments des Elektrons [Chi01b], der präzisen Vermessung der Erdbeschleunigung g [Sna98] oder der Messung von Veränderungen von fundamentalen Konstanten [Mar03a].

Ein weiterer entscheidender Punkt ist, wie bereits erwähnt, die Einstellbarkeit der s-Wellen Streulänge der Cs-Atome über das Vorhandensein von Feshbach-Resonanzen im Grundzustand [Tie93, Ino98].

Diese Tatsachen, zusammen mit den speziellen Eigenschaften eines BEC's als kohärente Quelle von Atomen mit einer schmalen Impulsverteilung, machen ein BEC dieser Spezies zu einem gefragten Kandidaten für zukünftige Präzisionsmessungen.

# 3.3 Ziele

Mit den Erfahrungen aus dem 3D Cs BEC Experiment haben wir einen neuen Aufbau realisiert (siehe Abschnitt 3.4), der es ermöglichen sollte,  $10^7$  oder mehr Atome zu kondensieren (gegenüber  $10^5$  im 3D Cs BEC Aufbau). Die höhere Teilchenzahl in dem Kondensat ist eine Grundvoraussetzung für die spätere Anwendung in Präzisionsmessungen.

## 3.3.1 Atominterferometrie

#### Bestimmung der Feinstrukturkonstante

Die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  ist eine fundamentale Größe in verschiedensten Bereichen der Physik, da sie immer dann ins Spiel kommt, wenn es um die elektromagnetische Wechselwirkung geht. Eine möglichst genaue Bestimmung dieser Größe, vor allem über unterschiedliche Prinzipien, ist deshalb grundlegend für die Überprüfung der einzelnen Theorien und ihrer Verknüpfung miteinander. Eine Fülle von physikalischen Messmethoden zur Bestimmung von  $\alpha$  wurden entwickelt und liefern den heute besten Wert auf 4 ppb (parts per billion, d.h. Milliardstel) Genauigkeit über (g-2) Messungen des Elektrons und Positrons [Dyc87, Kin95]. In unserem Fall kann eine atomphysikalische Methode zur Anwendung kommen, die über die Messung der Photonenrückstoßfrequenz  $\omega_{rec}$  mittels eines Atominterferometers die Feinstrukturkonstante über folgende Rechnung bestimmt [Wei93]:

$$\alpha^2 = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 = \frac{2R_\infty}{c}\frac{h}{m_e} = \frac{2R_\infty}{c}\frac{h}{m_{Cs}}\frac{m_{Cs}}{m_P}\frac{m_P}{m_e}$$
(3.1)

Hier bezeichnet  $R_{\infty}$  die Rydberg-Konstante, h die Planck'sche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit und  $m_{Cs}$ ,  $m_P$ ,  $m_e$  die Masse von Cs, dem Proton und dem Elektron. Die Rydbergkonstante  $R_{\infty}$  und die Massenverhältnisse  $\frac{m_{Cs}}{m_P}$ ,  $\frac{m_P}{m_e}$  sind ausreichend genau bekannt [Bra99], so dass die Messung der Photonenrückstoßfrequenz

$$\omega_{rec} = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{m_{Cs}} k^2 \tag{3.2}$$

zusammen mit der genauen Kenntnis des Wellenzahlvektors k [Ude99, Ude00] eine  $\alpha$ -Bestimmung im sub-ppb Bereich ermöglichen sollte.

Zur Zeit ist  $\alpha$  über ein Atominterferometer aus thermischen Atomen auf 7 ppm genau bestimmt [Chu]. D. E. Pritchard und Mitarbeiter zeigten in einem Atominterferometer Experiment [Gup02], bei dem Atome aus einem Na BEC zum Einsatz kamen, die prinzipielle Möglichkeit zur Bestimmung der Photonenrückstoßfrequenz mit hoher Genauigkeit. In diesem Experiment gibt es jedoch zwei limitierende Faktoren, die eine konkurrenzfähige Bestimmung der Feinstrukturkonstante verhindern [Gup02]. Zum Ersten ist dies die unterschiedliche Meanfield-Verschiebung für die Atome in den Zweigen des Interferometers. Diese unterschiedliche Verschiebung wird durch die unterschiedliche Teilchenzahl in den Zweigen des Interferometers verursacht. Dies führt zu einer Verschiebung der Rückstoßfrequenz zu tieferen Werten. Zum Zweiten ist es die begrenzte Zeit der freien Entwicklung des Systems, da die Teilchen aus dem Beobachtungsvolumen des Freifallexperiments herausfallen.

Beide Limitierungen können in dem neuen Cs-BEC Experiment unterboten werden. Die interne Wechselwirkung der Cs-Atome kann man über die Abstimmbarkeit der Streulänge [Chi00] sozusagen abschalten, wodurch auch der Meanfield-Verschiebung

#### 3 Ein neues Cs-BEC Experiment

zu null gemacht werden kann. Die freien Entwicklungszeiten können auf 100 ms und mehr ausgedehnt werden, da man die Atome nach dem Entlassen aus der Falle an dem Fallenort levitieren kann [Web03a]. Weiters hat Cs den Vorteil, dass die optischen Übergangsfrequenzen der D<sub>1</sub> Linie und der D<sub>2</sub> Linie zu 0.1 ppm bzw. 0.3 ppm genau bestimmt sind [Ude99, Ude00].

Eine genauere Abhandlung zur Bestimmung der Feinstrukturkonstanten über ein Atominterferometer findet man in der Dissertation von S. Gupta [Gup03].

Einen weiteren Fortschritt in der Auflösung der Atominterferometer könnten die sogenannten Squeezed States (gequetschte Zustände) von Materiewellen in optischen Gittern bringen. Dabei handelt es sich um nicht-klassische, verschränkte Zustände. Da die Auflösung für Messungen an verschränkte Teilchen wie 1/N mit der Teilchenzahl N skaliert (im Gegensatz dazu skaliert die Auflösung bei unabhängigen Messungen an N Atomen wie  $1/\sqrt{N}$ ), ist hier eine Detektion nahe des Heisenberg-Detektionslimits zu erwarten [Bou97].

### 3.3.2 Cs in optischen Gittern

Wie von der Arbeitsgruppe um Peter Zoller hier in Innsbruck vorhergesagt [Jak98] und experimentell dann auch 2002 in der Arbeitsgruppe um T. Hänsch bestätigt [Gre02], liefert der Quantenphasenübergang einer Supraflüssigkeit (z.Bsp eines BECs) zu einem Mott-Isolator atomzahlabhängige Fock-Zustände in den Gittertöpfen des optischen Gitters. So kann man Szenarien mit exakt einem, exakt zwei, exakt drei usw. Atomen pro Gitterplatz schaffen und über die speziellen Eigenschaften von Cs deren Wechselwirkung steuern. Dies wäre ein idealer Ausgangspunkt für Präzisionsmessungen von Stoßwechselwirkungen, da man die Zahl der Stoßpartner genau kennt und somit die Stoßdynamik genau ausmessen kann. So könnte man zum Beispiel sogenannte Clock Shifts [Leo01] von Cs über die Messung der beim Stoß von exakt zwei Atomen übertragenen Phase sehr präzise bestimmen, da man mit Temperaturen im nK Bereich arbeitet.

Weiters könnte man über Feshbach-Resonanzen Moleküle aus den in den Gittertöpfen gefangenen Atomen erzeugen. Ohne Gitterpotential ist dies bereits im 3D Cs Experiment gelungen [Her03]. Auf diesem Wege, zusammen mit der stabilisierenden Wirkung des Gitterpotentials, wäre die Erzeugung eines Molekül BEC's aus Cs-Atomen denkbar [Näg02].

Mit jeweils exakt drei Atomen pro Gitterplatz könnte man über die genaue Abstimmbarkeit ihrer Wechselwirkung ein gut kontrollierbares Dreikörper-System realisieren und die in [Sor02] theoretisch vorhergesagten Efimov-Zustände untersuchen.

### **3.3.3 Weitere Experimente**

Mit dem neuen Setup können noch eine Fülle weiterer interessanter Experimente ohne großen Aufwand durchgeführt werden.

Die Frage, ob es möglich ist, ein BEC nur über optische Kühlverfahren (d.h. ohne Verdampfungskühlen) herzustellen, könnte als erstes untersucht werden. Dazu wäre es notwendig, das Raman-Seitenband-Kühlschema zu modifizieren und zu verbessern, um eine Besetzungswahrscheinlichkeit nahe eins des Grundzustandes in den einzelnen Gittertöpfen zu erzielen. Über das kontrollierte Herunterfahren (Schmelzen) des Gitters könnte dann der Phasenübergang zum BEC gelingen. Ein rein über optische Verfahren erzeugtes BEC wäre wegen der schnelleren Erzeugung und des geringen Teilchenverlusts von Interesse.

Zweitens könnte man mittels eines großen Cs BEC's die Dynamik von Materiewellensolitonen [Str02] untersuchen. Solche Solitonen ließen sich über die Einstellung von leicht attraktiver Wechselwirkung im BEC erzeugen, die die Materiewellendispersion gerade aufhebt. Für die Anwendung in Atominterferometern sind Solitonen wegen der fehlenden Dispersion ein potentieller Kandidat.

Drittens wäre es interessant zu untersuchen, wie genau eine Null-Wechselwirkung zwischen den Cs-Atomen einstellbar ist. Dazu müsste man sich möglichst genau auf den Nulldurchgang der breiten Feshbach-Resonanz bei ca. 17 G setzen (dieser weist eine relativ flache Steigung von ca.  $60 a_0/G$  auf). Die kritische Größe hierbei ist die Präzision, mit der man das Magnetfeld steuern kann. Ungewollte Magnetfeldfluktuationen beeinflussen die Selbstwechselwirkung über die Feshbach-Resonanz. Ein weiteres Problem stellt das Levitations-Magnetfeld dar. Durch den Magnetfeldgradienten des Levitationsfeldes erfüllt man die Magnetfeld-Bedingung für eine Null-Wechselwirkung immer nur in einer Ebene exakt. Können diese Probleme überwunden werden, ist eine Vermessung der magnetischen Dipol-Dipol Wechselwirkung vorstellbar.

# 3.4 Der neue Cs-BEC Aufbau

Unter Beachtung der erfolgreichen Prinzipien aus dem 3D Cs BEC Experiment haben wir einen neuen experimentellen Aufbau entworfen, um die zuvor besprochenen Experimente durchführen zu können. Um die Unterschiede zum bisherigen Aufbau im 3D Cs BEC Experiment herausarbeiten zu können, soll hier kurz auf diesen Aufbau eingegangen werden.

Die Cs-Atome werden in der Ofensektion aus Cs-Dispensern emittiert und mittels einer differentiellen Pumpstrecke über eine Düse in Richtung der Zeeman-Abbremser-Strecke geführt. Dort werden sie bis auf die Einfangeschwindigkeit der nachfolgenden magnetooptischen Falle (MOT) in der Hauptkammer abgebremst. Die Hauptkammer besteht aus einer Edelstahlkonstruktion mit speziellen Fenstern, die den optischen Zugang sicherstellen. Nach dem Einfangen der Atome in der Fünfstrahl-MOT werden die Atome in einer Melassephase gekühlt, in den Grundzustand eines optischen Gitters über Raman-Seitenbandkühlen weitergekühlt und anschließend in eine optische Dipolfalle überführt (Details dazu findet man in [Web03a]). Diese wird über zwei gekreuzte  $CO_2$ -Laser Laserstrahlen mit einer Wellenlänge von 10,6  $\mu$ m und einer



Abb. 3.1: Schematischer Aufbau des neuen Cs-BEC Experimentes. Links befindet sich die Ofensektion mit den Cs-Dispensern, dem Pumpkreuz und dem anschließenden Sperventil. In Richtung der Hauptkammer schließt sich die differentielle Pumpstrecke mit Zeeman-Abbremser an. Die Hauptkammer ist in Form einer nach beiden Seiten offenen Quarzglaszelle ausgeführt, die über einen Edelstahlbalg an die Zeeman-Abbremser-Strecke angeschlossen ist. Den Abschluss der Vakuumapparatur bildet die Hauptpumpsektion ganz rechts im Bild. Sie stellt über eine Ionengetterpumpe und Titansublimatorpumpe ein dauerhaftes Vakuum von <  $10^{-11}$  mbar in der Hauptkammer sicher.

Leistung von max. 100 W pro Strahl realisiert. Man entschied sich für diesen Lasertyp wegen der hohen Leistung und der vernachlässigbaren Aufheizung der Atomen durch Photonenabsorption bei dieser Wellenlänge. Die Dipolfalle dient als eine Art Reservoir zum Laden der sogenannten *Dimplefalle* [SK98, Ham02], die durch zwei gekreuzte Strahlen eines Yb Faserlasers (1064 nm und 70 mW bzw. 270 mW) erzeugt wird. In der Folge werden die Laserstrahlen der Reservoir-Dipolfalle abgeschaltet und die Atome über Verdampfungskühlen in der Dimplefalle in ein BEC überführt (Details dazu in [Kra04]).

Der neue Cs-BEC Aufbau ist im Wesentlichen eine Weiterentwicklung des vorher beschriebenen Aufbaus. So kommt anstatt der  $CO_2$  Laser nun ein faserverstärkter Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm und bis zu 70 W Gesamtausgangsleistung zur Erzeugung der Reservoir-Dipolfalle zum Einsatz. Das ermöglicht den Einsatz einer Quarzglaszelle als Hauptkammer. Diese bietet einen optimalen optischen Zugang. Wegen des Fehlens von magnetisierbaren Materialien werden erheblich schnellere Schaltzeiten der angelegten Magnetfelder möglich. Das Laden der Dipolfalle geschieht auf gleichem Wege wie im 3D Cs BEC Experiment, nur dass hier ein optimierter Zeeman-Abbremser, der einen 100 fach gesteigerten Atomfluss liefern soll, eingesetzt wird. Der weitere Weg zum BEC ist wieder identisch mit dem vorher beschriebenen, mit einem jedoch optimiertem Raman-Seitenband-Kühlschema. Dadurch erhoffen wir uns eine stark gesteigerte Atomzahl im Kondensat.

Der mechanische Aufbau der neuen Apparatur ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die allgemeinen Anforderungen an eine Apparatur für Experimente mit ultrakalten Atomen sind die dauerhafte Bereitstellung eines Ultrahochvakuums mit einem Druck  $< 10^{-11}$  mbar und zusätzlich ein leichter und flexibler optischer Zugang. Beides ist in dieser Apparatur vereint. Der Aufbau ist im Wesentlichen ein Zwei-Kammer-System mit Ofen- und Hauptkammer, die durch eine differentielle Pumpstrecke miteinander verbunden sind. Sämtliche Metallteile der Apparatur wurden aus schwer magnetisierbarem Stahl gefertigt, da im Experiment verschiedene, wohl kontrollierbare Magnetfelder nötig sind. Startpunkt für die Atome ist der Cäsiumofen. Er besteht aus einer Röhre aus Edelstahl, die in eine Edelstahldüse mündet. Diese einstellbare Düse kollimiert den Atomstrahl aus dem Ofen. Sie ist in zwei Teilstücke aufgeteilt, zwischen denen ein optischer Zugang über Fenster für ein eventuell notwendiges transversales Kühlen integriert ist. Das transversale Kühlen dient der Steigerung des Atomflusses in den Zeeman-Abbremser. Gegenüber der Edelstahldüse befinden sich die Stromdurchführungen, an denen direkt die Cs-Dispenserblättchen montiert sind. Durch das Anlegen von 2 A bis 4 A liefern diese Dispenser die benötigten Cs-Atome über viele Jahre. Weiters ist an diesem Ende des Ofens noch ein antireflexbeschichtetes Fenster angebracht, das die Justierung des Zeeman-Abbremser-Strahls erleichtern soll. Gleich anschließend am Ofen befindet sich die erste differentielle Pumpstrecke. Sie entsteht zwischen der Düse aus dem Ofen und der am Sechswegewürfel montierten Ionengetterpumpe und Titansublimatorpumpe. Der kleine Durchmesser der Düse stellt den benötigten Druckunterschied zwischen Ofensektion (ca.  $10^{-3}$  mbar bis  $10^{-4}$  mbar) und dem restlichen Aufbau ( $< 10^{-11}$  mbar) sicher. Ganz am Anfang dieser Pumpstrecke befindet sich noch der sogenannte Atomstrahlverschluss, der nach dem Laden der MOT den Atomstrahl blockt, um einerseits das Aufheizen der bereits gefangenen Atome durch ankommende Atome aus dem Ofen, und andererseits den unerwünschten Druckanstieg in der Hauptkammer zu verhindern. Am Ende dieser ersten Pumpstrecke befindet sich ein Sicherheitsventil in Form eines Schieberventils, das die gesamte Ofensektion von der Hauptkammer trennen kann. Dieses dient zur Sicherung des Vakuums in der Hauptkammer, sollten Eingriffe am Ofenteil notwendig werden. Hinter diesem Ventil beginnt die zweite differentielle Pumpstrecke, die gleichzeitig die Zeeman-Abbremserstrecke bildet. Diese besteht aus einem 470 mm langen Edelstahlrohr (Durchmesser 16 mm), das über einen Edelstahlbalg direkt an die Hauptkammer (Glaszelle) angeschlossen ist. Der Edelstahlbalg verhindert die Übertragung von Drehmomenten und Kräften auf die Glaszelle durch Wärmedehnung oder Ähnliches. Um dieses Edelstahlrohr sind die Zeeman-Abbremser-Magnetspulen in einer vorher genau berechneten Geometrie angebracht. Im Zeeman-Abbremser werden die Cs-Atome soweit abgebremst, dass sie in der MOT gefangen werden können. Diese befindet sich in der Hauptkammer, die das Herzstück des neuen Aufbaus bildet. Sie ist in Form einer axial nach beiden Seiten offenen Quarzglaszelle, mit den Abmessungen von 160 mm x 65 mm x 35 mm ausgeführt. Sie bietet einen optimalen optischen

### 3 Ein neues Cs-BEC Experiment

Zugang. Auf eine Antireflex-Beschichtung wurde verzichtet, da nur eine Beschichtung der Zellenaußenseite möglich gewesen wäre. Sämtliche Experimente mit den Cs-Atomen werden in dieser Zelle durchgeführt werden. Den Abschluss der Vakuumkammer bildet die Hauptpumpsektion am anschließenden Fünfwegekreuz, die das Ultrahochvakuum in der Hauptkammer sicherstellt. Sie setzt sich aus einer Ionengetterpumpe und Titansublimatorpumpe zusammen. Ganz am Ende befindet sich axial ein weiteres antireflexbeschichtetes Fenster, das den optischen Zugang für den Zeeman-Abbremser-Strahl sicherstellt.

Diodenlaser erfreuen sich in der heutigen Technikwelt einer großen Beliebtheit. Zu verdanken ist ihre rasante Entwicklung unter Anderem der Anwendung von Diodenlasern in der optischen Telekommunikation und in der optischen Speicherung von Daten. Ihre Vorteile gegenüber anderen Lasersystemen sind der einfache und kompakte Aufbau, die verhältnismäßig geringen Anschaffungskosten und auch die geringen Betriebskosten. Für die hochauflösende Laserspektroskopie und damit für quantenoptische Anwendung, ist die spektrale Güte selbst von einmodig laufenden Diodenlasern (Linienbreiten freilaufend in der Größenordnung von einigen 10 MHz bis 1 GHz) nicht ausreichend. Über eine zusätzliche Linienbreitenreduktion und Frequenzstabilisierung erreichen heutzutage auch Diodenlaser die für spektroskopische Anwendungen geforderte spektrale Güte, wodurch sie bei Experimenten in der Quantenoptik weite Verbreitung gefunden haben. In den meisten Fällen erfolgt eine Linienbreitenreduktion über eine optische Rückkopplung von einem Beugungsgitter oder einem externen Resonator. Die aktive Frequenzstabilisierung erfolgt dann meist auf einen atomaren Übergang oder einen optischen Resonator. Mit diesen Methoden lässt sich die Linienbreite von mehreren MHz auf einige kHz und sogar darunter reduzieren.

Für unser Experiment benötigen wir Laserstrahlen bei 852 nm mit einer Linienbreite von höchstens 100 kHz. Die maximal benötigte Laserleistung pro Anwendung liegt in der Größenordnung von 100 mW. Um diese Parameter zu erreichen, stehen für Diodenlaser drei grundsätzliche Methoden zur Verfügung. Gemeinsam ist ihnen ein sogenannter Master-Laser, der Licht der geforderten spektralen Güte liefert. Die Ausgangsleistung eines einzelnen Master-Lasers von ca. 70 mW reicht jedoch nicht für sämtliche Anwendungen aus. Daher muss dessen Licht weiter verstärkt werden. Dies kann erstens über die bereits weit verbreitete Methode des Injektions-Lockings [Lan84, Sie86, Ger99] eines Slave-Lasers erfolgen, zweitens über Verstärkung durch sogenannte *Tapered Amplifier Chips* und drittens über DBR-Laserdioden, die über ein Beat-Lock-Verfahren [Sch98] in Bezug zum Master-Laser stabilisiert werden. Dieses Verfahren wird im 3D Cs BEC Experiment verwendet, wobei Laserdioden aus alten Beständen zum Einsatz kommen. Derzeit gibt es jedoch keine DBR-Laserdioden am Markt, die die geforderte spektrale Güte besitzen und genügend Leistung liefern. Somit stand dieses Verfahren nicht zur Wahl.

Beim Injektions-Locking wird das Licht des Master-Lasers in eine Laserdiode mit hoher Ausgangsleistung injiziert, die dann sämtliche spektrale Eigenschaften des Master-Lasers übernimmt. Da man nur sehr wenig Leistung (ca. 1 mW) für diese Verfahren benötigt, kann man über einen Master-Laser mehrere Slave-Laser betreiben

und so eine Vervielfachung der Laserleistung erreichen. Die Vorteile dieses Verfahrens sind zum einen die geringen Anschaffungs- und Betriebskosten, da man auch bei den Slave-Lasern mit kommerziellen Laserdioden arbeiten kann, und zum anderen die Verlässlichkeit des Systems, da es heute bereits zu einer Standardtechnik zählt.

Eine weitere Möglichkeit bieten die sogenannten Tapered Amplifier Chips. Hier durchläuft das Licht des Master-Lasers einen trapezförmigen Halbleiterchip, der es bis auf ca. 500 mW verstärken kann. Verlässliche Systeme sind jedoch derzeit für Cs-Wellenlängen in ausreichender Qualität nicht am Markt. Weitere Nachteile sind die schlechte Strahlqualität, der hohe Preis und die produktionsbedingten Qualitätsschwankungen. Sollten in der Zukunft wieder zuverlässige Tapered Amplifier Chips für Cs-Wellenlängen zu kaufen sein, bieten diese interessante Möglichkeiten. Zum jetzigen Zeitpunkt schien uns jedoch die Master-Slave Variante als die bessere.

# 4.1 Frequenzstabilisierung

In unserem Fall erfolgt die Linienbreitenreduktion durch optische Rückkopplung von einem Beugungsgitter (siehe Abschnitt 4.1.1). Da die Emissionswellenlänge bei Laserdioden stark von der Temperatur abhängt, ist eine präzise Temperaturstabilisierung notwendig (siehe Abschnitt 4.1.2). Die Stabilisierung auf eine absolute Emissionsfrequenz wird über eine aktive Regelung des Diodenstromes und des Gitterwinkels durchgeführt (siehe Abschnitt 4.3.2 und 4.3). Als Referenz dient der  $F=4 \rightarrow F'=5$ Übergang der D<sub>2</sub>-Linie des Cs-Atoms.

## 4.1.1 Linienbreitenreduktion

SCHAWLOW und TOWNES sagten als erste 1958 voraus, dass die Linienform eines Lasers einer Lorentz-Kurve entspricht, deren Linienbreite umgekehrt proportional mit der Laserleistung abnimmt [Sha58]. Linienbreitenmessungen an Diodenlasern durch FLEMING und MOORADIAN bestätigten die vorhergesagte Linienform, jedoch war die Linie um ca. einen Faktor 30 breiter als erwartet [Fle81a]. HENRY lieferte dazu eine erste Erklärung [Hen82]. Verstärkung und Brechungsindex hängen bei Diodenlasern von der Ladungsträgerdichte ab, die ihrerseits wieder von der Photonenzahl im Resonator abhängt. Wird nun ein Photon spontan emittiert, so ändert sich zusätzlich zur Phase des Lichtes auch die Intensität, die sich erst nach einer gewissen Zeit wieder auf die Gleichgewichtsintensität einstellt. Der so veränderte Brechungsindex bewirkt eine zusätzliche Phasenverschiebung. Dies wird in folgendem Ausdruck für die Linienbreite von Diodenlaser über den Faktor  $(1 + \alpha^2)$ , der in der ursprünglichen Formel von SCHAWLOW und TOWNES nicht auftritt, mitberücksichtigt [Pet88].

$$\Delta\nu_0 = \frac{h\nu}{8\pi P} n_{sp} v_g^2 (\alpha_m + \alpha_s)(1 + \alpha^2) \tag{4.1}$$



**Abb. 4.1:** Gitterrückkopplung in Littrow-Konfiguration. Der von der Laserdiode emittierte Strahl trifft auf das Beugungsgitter, dessen Winkel so eingestellt wird, dass die erste Beugungsordnung in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Zur exakten Kollimation des Strahles dient die in einem speziell angefertigten Kollimatorhalter (über Gewinde exakt longitudinal verstellbar) montierte Kollimator-Linse.

Hier bezeichnet P die durch die Frontfacette emittierte Ausgangsleistung,  $n_{sp}$  das Verhältnis von spontaner zu stimulierter Emission,  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit,  $\alpha_m = -(2L)^{-1}log(R_1R_2)$  die Verluste an den Endflächen, L die Resonatorlänge,  $R_1$  und  $R_2$  die Reflektivitäten an den Endfläcetten und  $\alpha_s$  die Streuverluste im Resonator. Der Faktor  $\alpha$  liegt bei Diodenlasern zwischen 3 und 7.

Wie man aus dem Ausdruck 4.1 sieht, besteht eine Möglichkeit der Linienbreitenreduktion in der Vergrößerung der Resonatorlänge. Man spricht in diesem Fall von einer sogenannten *extended Cavity* [Fle81b]. Durch den verlängerten Resonator wird der Modenabstand des effektiven Laserresonators verringert. Das relativ breite Verstärkungsprofil von Diodenlasern führt dann zu Emission bei mehreren Frequenzen. Um dies zu unterdrücken, verwendet man zum Beispiel eine frequenzselektive Rückkopplung mit Hilfe eines Beugungsgitters. Ein möglicher Aufbau dazu, wie er auch in unserem Experiment verwendet wird, ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Hierbei wird die erste Beugungsordnung des Gitters in die aktive Zone der Laserdiode zurückreflektiert und zwingt die Diode damit, mit der rückgekoppelten Wellenlänge zu emittieren. Die Wellenlänge  $\lambda$ , die Gitterkonstante d und der Gitterwinkel  $\beta$  sind über die *Bragg-Bedingung* wie folgt verknüpft.

$$\lambda = 2d\sin\beta \tag{4.2}$$

Uber Veränderung des Gitterwinkels  $\beta$  lässt sich so die Wellenlänge des emittierten Lichtes um mehrere Nanometer verstimmen. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass sich die Richtung der nullten Ordnung bei Veränderung des Gitterwinkels auch ändert. Ein weiterer Nachteil ist eine gleichzeitige Veränderung der Resonatorlänge bei Gitterwinkeländerung. Dadurch ergibt sich bei genauer Betrachtung ein wesentlich



**Abb. 4.2:** Laserdiodenhalterung (ohne Beugungsgitter gezeichnet) mit Regelschema zur Temperaturstabilisierung der Laserdiode. Die beiden NTC-Widerstände 1 und 2 liefern die Regelgröße für die beiden PID-Regler. Die von ihnen gelieferte Stellgröße beeinflusst zum einen über den Heizwiderstand (Regelkreis 1) und zum anderen über das Peltier-Element (Regelkreis 2) die Regelgröße und somit die Temperatur der Laserdiode.

komplizierterer Zusammenhang zwischen Gitterwinkel und Wellenlänge, als in Gleichung 4.2 angegeben. In den Abstimmbereichen der Laserfrequenz (typ. 1 GHz), in denen wir arbeiten, ist dies jedoch vernachlässigbar.

Mit optimierten und aufwendigeren Konstruktionen und Regelschemata, kann man die Wellenlängen von Diodenlasern mit optischer Rückkopplung ohne Modensprünge kontinuierlich bis zu 140 GHz durchstimmen.

## 4.1.2 Temperaturstabilisierung

Um temperaturbedingte Modensprünge der Laserdiode zu unterdrücken, muss diese temperaturstabilisiert werden. Dazu ist die Laserdiode in einem Aluminiumzylinder integriert, der in einem geschlossenen Gehäuse direkt auf einem Peltier-Element montiert ist (siehe Abb. 4.2). Nahe der Diode im Aluminiumzylinder befinden sich ein Heizwiderstand und ein Temperaturmesssensor (NTC Widerstand 1). Ein weiterer Temperaturmesssensor (NTC Widerstand 2) misst die Temperatur direkt über dem Peltier-Element. Damit man eine möglichst verzögerungsarme Regelung der Laserdiodentemperatur erreicht, verwendet man folgendes Regelschema:

Uber das Peltier-Element bringt ein Regelkreis (PID-Regler 2) die Temperatur des Aluminiumzylinders auf einen Wert leicht unterhalb der gewünschten Solltemperatur der Laserdiode. Dadurch wird die Diode leicht überkühlt. Über den Heizwiderstand nahe an der Laserdiode wird diese dann auf die Solltemperatur durch einen weiteren Regelkreis (PID-Regler 1) geheizt. Dabei sind diese beiden Regelkreise völlig voneinander unabhängig. Für einen Diodenlaser benötigt man somit zwei PID-Regler, die sich beide auf einer Platine befinden.

Die Vorteile dieser Methode gegenüber der bisher verwendeten Regelung nur über das Peltier-Element sind die geringere Zeitkonstante und die höhere Genauigkeit. Man erreicht eine Temperaturstabilität von < 1 mK im Vergleich zu einer Temperaturstabilität von  $\leq 5 \text{ mK}$  bei dem bisherigen Aufbau. Der Nachteil ist, dass man hier einen zusätzlichen PID-Regler benötigt und dass der mechanische Aufbau durch die Anbringung des Heizwiderstandes etwas aufwendiger wird.

Eine weitere Verbesserung der Temperaturstabilität könnte man durch eine aufwendigere thermische Isolierung des Diodenlasergehäuses erreichen. Da in unserem Fall die Emissionswellenlänge aber noch zusätzlich über den Gitterwinkel und den Diodenstrom (siehe Abschnitt 4.3.2) geregelt wird, ist die jetzige Temperaturstabilität weitaus ausreichend. Wesentlich mehr sollte eine bessere Schallisolierung des Gehäuses bringen, da die Gitterstabilisierung sehr empfindlich gegenüber akustischen Störungen ist (siehe Abschnitt 5.4).

Sollte man eine Neukonstruktion des Diodenhalters vornehmen, so muss hier das Ziel sein, den Heizwiderstand bzw. auch ein Mini-Peltier-Element möglichst nahe an den Halbleiterchip zu bringen. Dadurch ließen sich Zeitkonstanten in der Größenordnung von einer Sekunde und darunter erreichen, im Vergleich zu mehr als zehn Sekunden der derzeitigen Regelung.

# 4.2 Aufgaben der Diodenlaser

Vor dem tatsächlichen Aufbau des Diodenlasersystems muss im Detail bekannt sein, welche Aufgaben von den einzelnen Lasern zu übernehmen sind, wie viel Leistung dazu benötigt wird und welche spektrale Güte dafür erforderlich ist. Ich möchte deshalb in den folgenden Abschnitten kurz auf die einzelnen Aufgaben der Laser eingehen.

Zur Realisierung des Experiments sind vorerst sieben nahresonante Laserstrahlen erforderlich:

- Zeeman-Abbremser-Strahl
- Zeeman-Rückpumper-Strahl
- MOT-Strahl
- MOT-Rückpumper-Strahl
- Raman-Gitter-Strahl
- Raman-Polarisierer-Strahl
- Absorptionsabbildungsstrahl

## 4.2.1 Zeeman-Abbremser

Der sogenannte Zeeman-Abbremser dient zum Abbremsen von Atomen aus einem thermischen Atomstrahl [Met99]. Dabei wird dem Atomstrahl ein gegenüber der Absorptionsfrequenz leicht rot verstimmter Laserstrahl (ca. -50MHz) entgegengeschickt. Wegen des Doppler-Effektes ist dieser Strahl dann mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeitsklasse von Atomen auf dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  resonant, die dann über den Strahlungsdruck gebremst werden. Um die Atome, die auf ihrem Weg in Richtung des Laserstrahls langsamer werden und so außer Resonanz kommen, kontinuierlich abbremsen zu können, ist dem Laserstrahl ein inhomogenes Magnetfeld überlagert. Über ein speziell dem Problem angepasstes Spulendesign erzeugt man ein Magnetfeld, das die atomaren Übergänge über den Zeeman-Effekt gerade so verschiebt, dass die Atome entlang der gesamten Zeeman-Abbremser-Strecke in Resonanz bleiben und somit kontinuierlich abgebremst werden. Dies funktioniert natürlich nur, wenn die Zeeman-Verschiebung für den entsprechenden Grundzustand (hier F=4) und angeregten Zustand (hier F'=5) unterschiedlich ist. Nur dann ist die Resonanz-frequenz über das Magnetfeld verstimmbar.

Durch den Abbremser-Strahl wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch der Übergang  $F=4 \rightarrow F'=4$  getrieben. Von dort können die Atome auch in den Zustand F=3 zerfallen. Man benötigt deshalb einen zusätzlichen Rückpump-Laser (Zeeman-Rückpumper) von  $F=3 \rightarrow F'=3$ .

### 4.2.2 Magnetooptische Falle und optische Melasse

Eine magnetooptische Falle (MOT, steht für "Magneto Optical Trap") dient zum Einfangen und gleichzeitigen Kühlen von Atomen. Dabei werden zwei verschiedene Effekte ausgenützt. Zum einen werden die Atome aus allen Raumrichtungen (6-Strahl-MOT) mit, in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite des Übergangs rotverstimmtem Laserlicht (ca. -10 MHz), beleuchtet. Zum anderen befinden sie sich in einem magnetischen Quadrupolfeld, dessen Minimum mit dem Kreuzungspunkt der Lichtstrahlen zusammenfällt (siehe Abb. 4.3). Bewegt sich ein Atom vom Fallenzentrum weg, wird auf Grund der Polarisation des Lasers und der Zeeman-Verschiebung die Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz umso geringer, je weiter sich das Atom vom Fallenzentrum entfernt. Dementsprechend ist die Stärke der Spontankraft positionsabhängig und das Atom erfährt eine ins Fallenzentrum rücktreibende Kraft. Gleichzeitig werden die Atome auf Grund der Rotverstimmung des MOT-Lichts gekühlt. Der MOT-Laser wird beim Cs auf dem Ubergang  $F=4 \rightarrow F'=5$ betrieben, wodurch auch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit das Niveau F'=4 bevölkert wird. Aus diesem Niveau können die Atome auch in den Zustand F=3 zerfallen, wodurch man einen zusätzlichen Rückpump-Laser (MOT Rückpumper) von F=3 $\rightarrow$  F'=3 benötigt, um den Kühlzyklus zu schließen.

Anschließend an das Fangen werden die Atome in einer Melasse-Phase von ca.



**Abb. 4.3:** Schema der MOT. Im Überlappungsbereich der sechs Strahlen sammeln sich die Atome und werden gekühlt. Die Kreispfeile der Strahlen indizieren ihre Polarisationsrichtungen. Die Spulen erzeugen in Anti-Helmholtz Anordnung das Quadrupolfeld. Abbildung entnommen aus [Mar03b].

5 ms Dauer weitergekühlt. Dazu wird das Quadrupolmagnetfeld abgeschaltet und die MOT-Strahlen auf ca. -60 MHz (in etwa das Zehnfache der nat. Linienbreite) rotverstimmt. Daraus kann man schon erkennen, dass die MOT-Laserstrahlen weit dynamisch verstimmbar sein müssen.

Eine genaue Beschreibung der MOT findet man in [Met99].

## 4.2.3 Raman-Seitenbandkühlen

Nach dem Fangen der Cs-Atome in der MOT befinden sich diese in einem Zustandsgemisch und müssen für die weitere Verwendung noch spinpolarisiert werden [Web03a]. Eine ideale Methode, um dies bei einer gleichzeitigen Kühlung zu erreichen, ist das 3D Raman-Seitenbandkühlen [Ker00, Tre01]. Dabei werden die Teilchen in einem dreidimensionalen optischen Gitter gefangen. Das Gitter wird von vier, mit dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=4$  resonanten (d.h. ca. 9,2 GHz rot verstimmt vom Übergang  $F=3 \rightarrow F'=2$ ) Laserstrahlen geformt. Ein kleines Magnetfeld führt zu einer Zeeman-Aufspaltung der benachbarten magnetischen Unterniveaus. Die Stärke des Feldes wird so gewählt, dass diese Aufspaltung gerade der Vibrationsenergie der Gitterpotentialtöpfchen entspricht (siehe Abb. 4.4). Ein Zustand mit der Vibrationsquantenzahl  $\nu$  im externen Gitterpotential und der magnetischen Quantenzahl  $m_F$  wird so resonant mit einem Zustand mit den Quantenzahlen  $\nu - 1$  und  $m_F - 1$  gemacht. Atome in höheren Vibrationszuständen werden über die Gitterlaser, die gleichzeitig mit der Erzeugung des Gitters auch energieselektive Raman-Übergänge treiben, zwischen



Abb. 4.4: Raman-Seitenband Kühlschema. Entartung der Vibrationsniveaus von benachbarten magnetischen Unterniveaus durch Anlegen eines Magnetfeldes. Die Gitter-Laser treiben gleichzeitig zur Erzeugung des Gitterpotentials auch Raman-Übergänge zwischen den einzelnen  $m_F$  Niveaus. Der Pump-Laser ist hauptsächlich  $\sigma^+$ -polarisiert und nur zu einem kleinen Teil  $\pi$ -polarisiert. Der  $\sigma^+$ -polarisierte Anteil transferiert die Atome aus dem Zustand F=3,  $m_F = m_{F,0}$  über optisches Pumpen in den Zustand F=3,  $m_F = m_{F,0} + 1$ . Im Lamb-Dicke Regime bleibt die Vibrationsquantenzahl  $\nu$  erhalten, so dass sich die Atome nach diesem Schritt in den Zuständen  $\nu = 0, m_F = 2$ und  $\nu = 0, m_F = 3$  befinden. Da der  $\nu = 0, m_F = 2$  Zustand ein Dunkel-Zustand für den  $\sigma^+$ -polarisierten Pumplaser ist, bringt der kleine Anteil an  $\pi$ -polarisiertem Pumplicht die dort verbliebenen Atome schließlich in den absoluten Grundzustand  $\nu = 0, m_F = 3$ .

den benachbarten magnetischen Unterniveaus  $m_F=3$ ,  $m_F=2$  und  $m_F=1$  hin und her transferiert. Über einen Pumplaser, der hauptsächlich  $\sigma^+$ -polarisiert ist, werden die Atome aus einem Zustand F=3,  $m_F = m_{F,0}$  über optisches Pumpen in einen Zustand F=3,  $m_F = m_{F,0} + 1$  gebracht. Befindet man sich im Lamb-Dicke Regime, indem die Vibrationsenergie größer als die Rückstoßenergie der Atome ist, bleibt bei dem Pumpprozess die Vibrationsquantenzahl erhalten [Ker00]. Die Atome befinden sich nach diesem Kühlschritt daher in den Zuständen  $\nu = 0$ ,  $m_F = 2$ , der ein Dunkel-Zustand für den  $\sigma^+$ -polarisierten Pumplaser ist, und  $\nu = 0$ ,  $m_F = 3$ . Ein kleiner Anteil des Pump-Lasers ist jedoch  $\pi$ -polarisiert und dieser bringt die im Zustand  $\nu = 0$ ,  $m_F = 2$  verbliebenen Atome schließlich über optisches Pumpen auch in den absoluten Grundzustand  $\nu = 0$ ,  $m_F = 3$ . Dieser Zustand ist ein Dunkel-Zustand für sämtliche Laserstrahlen im Kühlzyklus.

Nach dem optischen Kühlen im Gitter wird das Gitterpotential innerhalb einiger  $10\,\mu$ s heruntergefahren. Die Atome werden adiabatisch aus der Falle entlassen, um die Temperatur zu minimieren.

## 4.2.4 Absorptionsabbildung

Um die Anzahl und die räumliche Verteilung der Atome in der Falle zu messen, wird eine sogenannte Absorptionsabbildungstechnik verwendet. Bei dieser Methode wird die Atomwolke mit einem resonanten Laserstrahl (Probestrahl) beleuchtet. Der Schatten, den die Atome durch Absorption des Lichtes werfen, wird mit einer CCD Kamera abgebildet. Aus den so gewonnen Bildern kann direkt die Dichteverteilung der Wolke bestimmt werden.

In unserem Fall soll der Probestrahl resonant mit dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$ und linear polarisiert sein. Um keine Sättigungsverbreiterung zu erhalten, wird hier mit einer sehr geringen Laserleistung (< 1mW) gearbeitet. Da bei der Abbildung die Modenqualität des Lasers eine große Rolle spielt, wird das Licht direkt über eine Single Mode Faser vom Master-Laser I zum Experiment geführt.

## 4.2.5 Zusammenfassung der Aufgaben

- Zeeman-Abbremser
  - ca. 50 MHz rotverstimmt von F=4  $\rightarrow$  F'=5
  - zur Optimierung ca. 10MHz verstimmbar, nicht dynamisch
  - Leistung: ca. 50 mW
- Zeeman-Rückpumper
  - 65 MHz rotverstimmt von F=3  $\rightarrow$  F  $\dot{=}3$
  - zur Optimierung ca. 10MHz verstimmbar, nicht dynamisch
  - Leistung: ca.  $5 \,\mathrm{mW}$
- MOT
  - leicht rotverstimmt von F=4  $\rightarrow$  F  $'{=}5$
  - für Melasse-Phase um bis zu -60MHz rot verstimmbar, dynamisch
  - Leistung: ca.  $50\,\mathrm{mW}$
- MOT-Rückpumper
  - auf F=3  $\rightarrow$  F'=3
  - zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
  - Leistung: ca.  $2\,\mathrm{mW}$
- Raman-Gitter
  - auf F=4  $\rightarrow$  F'=4

- zur Optimierung nur leicht verstimmbar, nicht dynamisch
- Leistung: ca.  $70\,\mathrm{mW}$
- Raman-Polarisierer
  - auf F=3  $\rightarrow$  F'=2,
  - nicht verstimmbar
  - Leistung: ca.  $1\,\mathrm{mW}$
- Abbildungslaser
  - auf F=4  $\rightarrow$  F'=5
  - zur Optimierung leicht verstimmbar, nicht dynamisch
  - Leistung:  $< 1 \,\mathrm{mW}$

Wie man sieht, müssen Übergänge aus beiden Hyperfeinzuständen (F=3 und F=4) des Cs-Grundzustandes getrieben werden. Da diese Niveaus 9,2 GHz auseinanderliegen und diese Frequenzdifferenz nur unter verhältnismäßig großem technischen Aufwand überbrückt werden kann, benötigt man zwei Referenzfrequenzen.

In unserem Experiment liefern zwei sogenannte Master-Laser (siehe Abschnitt 4.3), die auf den Übergängen  $F=4 \rightarrow F'=5$  (Master-Laser I) und  $F=3 \rightarrow F'=2$  (Master-Laser II) laufen, diese Referenzfrequenzen. Die einzeln benötigten Lichtfrequenzen werden dann über akustooptische Modulatoren (AOM) aus diesen Referenzquellen gewonnen. Details dazu findet man in den folgenden Abschnitten.

## 4.2.6 Master-Slave Konzept

Ziel ist es, aus den einzelnen Diodenlasern möglichst viel Leistung bei hoher spektraler Güte des emittierten Lichtes zu gewinnen. Daher haben wir uns entschieden, für die leistungsintensiven Anwendungen wie der MOT, dem Raman Gitter und dem Zeeman-Abbremser, sogenannte Slave-Laser einzusetzen. Diese Laser sind mit leistungsstarken Laserdioden (150mW) bestückt, haben jedoch freilaufend Linienbreiten in der Größenordnung von einigen 10MHz. Um ihre spektrale Güte zu verbessern und sie auf die gewünschte Emissionswellenlänge zu bringen, verwenden wir die sogenannte Injektions-Lock Technik. Dabei wird Laserlicht von dem Master-Laser I in die Slave Dioden geschickt. Dies führt dazu, dass diese, unter Einhaltung entsprechender Parameter, die spektralen Eigenschaften des Master-Lasers übernehmen. Der Master-Laser ist daraufhin optimiert, eine hohe spektrale Güte zu haben und sehr frequenzstabil zu sein.

## 4.3 Master-Laser



Abb. 4.5: Mechanischer Aufbau der gitterstabilisierten Diodenlaser (Master-Laser I und Master-Laser II). Das Beugungsgitter ist aus Justagegründen an einem Spiegelhalter montiert, der wiederum den Diodenhalter aufnimmt. Dadurch kann man die Gitterausrichtung in Bezug auf die Laserdiode sehr genau beeinflussen. Zur elektronischen Regelung des Gitterwinkels dient ein Piezo-Kristall, der zwischen der Spiegelaufnahmeplatte und der horizontalen Justierschraube des Spieglehalters montiert ist. Der gesamte Aufbau ist in ein Aluminium-Gussgehäuse integriert, das eine gewisse thermische und elektrische Isolation gegenüber der Umgebung sicherstellt. Der Laserstrahl kann über ein antireflex-beschichtetes Fenster austreten.

# 4.3 Master-Laser

## 4.3.1 Mechanischer Aufbau

Bei unseren Master-Lasern handelt es sich um gitterstabilisierte Diodenlaser in Littrow-Konfiguration (siehe Kapitel 4.1.1). Sie sind mit Dioden des Typs SDL-5411-G1 (852 nm) der Firma JDS-Uniphase bestückt. Diese Dioden liefern laut Spezifikation freilaufend eine maximale Ausgangsleistung von 100 mW. Der mechanische Aufbau ist in Abb. 4.5 dargestellt. Das Reflexionsgitter (Spectrogon, 1800/mm) ist auf ein kleines Podest aufgeklebt, das mit einem Spiegelhalter verschraubt ist. Dieser Spiegelhalter

erlaubt eine Justierung des Gitters in Bezug auf die Laserdiode. Dies ist zum einen für die Veränderung der Wellenlänge nötig (Verdrehung des Gitters um die vertikale Achse) und zum anderen für die Optimierung der Rückkopplung der ersten Beugungsordnung. Eine Feinjustierung und gleichzeitig auch die Nachregelung der Wellenlänge gegen langsame Frequenzschwankungen erfolgt über einen Piezokristall (Ausdehnung ca.  $5\,\mu m/150\,V$ ), der zwischen der Schraube für die horizontale Verdrehung und dem Spiegelhalter eingeklemmt ist. Die Laserdiode selbst ist in einem Aluminiumzylinder montiert, in dem auch die Kollimatorlinse eingeschraubt ist. Mit Hilfe dieser kann der Strahl optimal kollimiert, und dadurch auch die Rückkopplung optimiert werden. Weiters lässt sich der Zylinder in seiner Halterung drehen, wodurch das stark elliptische Strahlprofil in die richtige Richtung zu den Gitterlinien gebracht werden kann. Man wählt eine Einstellung, in der möglichst viele Linien ausgeleuchtet werden (bei einer Breite des Strahls von 4mm und einer Gitterkonstante von 1800/mm sind dies ca. 7000 Striche). In unserem Fall ist die Hauptachse des elliptischen Strahlprofils horizontal und somit senkrecht auf die Gitterlinien ausgerichtet. Die Polarisation des Lichtes ist damit parallel zu den Gitterlinien, wodurch sich eine Rückkopplung von ca. 7% ergibt. Die Methode der Frequenzstabilisierung ist für beide Master-Laser dieselbe und ist unter Punkt 4.3.2 beschrieben.

Die Justierung auf die gewünschte Wellenlänge von 852,123 nm erfolgt über den Gitterwinkel, den Laserdiodenstrom und die Temperatur der Laserdiode. Dies kann mitunter recht aufwendig werden, da man folgende Punkte beachten muss:

Das Verstärkungsprofil unserer Laserdioden hat eine Breite von ca. 10 nm. Die emittierte Wellenlänge im freilaufenden Fall wird bestimmt durch konkurrierende longitudinale Moden des Laserresonators, die typischerweise 100 GHz-200 GHz auseinander liegen. Der Laser emittiert mit der Mode, die durch das Verstärkungsprofil am meisten verstärkt wird. Temperaturveränderungen verursachen eine Änderung der Resonatorlänge und damit auch eine Resonanzfrequenzverschiebung der longitudinalen Moden und gleichzeitig eine Frequenzverschiebung des Verstärkungsprofils. So kann man die Emissionsfrequenz über die Temperatur steuern (bei uns ca. -125 GHz/K). Dies ist jedoch nur in einem bestimmten Bereich möglich, da sich die Resonanzfrequenzen der Moden und das Verstärkungsprofil im Allgemeinen nicht gleich verschieben. Es kommt dann zu sogenannten Modensprüngen. Dadurch kann es vorkommen, dass bestimmte Wellenlängenbereiche nicht zugänglich sind. Eine weitere Methode zum Steuern der Wellenlänge ist die Veränderung des Laserdiodenstromes. Dies führt zum einen zu einer Temperaturveränderung und zum anderen zu einer Ladungsträgerdichteänderung, die eine Veränderung des Brechungsindexes in der aktiven Zone der Diode bewirkt. Die Wellenlängenänderung über den Strom hat auch Modensprünge in bestimmten Abständen zur Folge. Unsere Stromverstimmbarkeit beträgt ca. -66 MHz/mA.

Durch Einbau des Beugungsgitters in Littrow-Konfiguration umgeht man zuvor beschriebene Probleme. Man kann innerhalb des Verstärkungsprofils im Idealfall jede beliebige Wellenlänge einstellen und reduziert auch die Linienbreite des Lasers auf ca. 20 kHz. Um dadurch auf die gewünschte Wellenlänge zu kommen, muss das Verstärkungsprofil zuvor im freilaufenden Modus über Temperatur und Laserdiodenstrom möglichst nahe an diese Wellenlänge gebracht werden.

Beim Gittereinbau hat sich folgende Vorgehensweise etabliert:

- 1. Der Laserstrahl wird über die Kollimatorlinse möglichst exakt kollimiert.
- 2. Die Wellenlänge der noch freilaufenden Laserdiode wird über Temperaturveränderung bei möglichst hohem Diodenstrom (man will so viel Laser-Leistung wie möglich haben) so nahe wie möglich an die Resonanzwellenlänge der Cs D<sub>2</sub>-Linie gebracht. Gleichzeitig wird auch der Schwellenstrom der freilaufenden Diode notiert.
- 3. Das Beugungsgitter wird montiert und der Winkel grob so eingestellt, dass die 1. Beugungsordnung in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Dies kann man sehr gut bewerkstelligen, indem man die von der Frontfacette der Laserdiode reflektierte 1. Beugungsordnung unter Verwendung eines Infrarot-Sichtgeräts mit dem Hauptstrahl (0. Beugungsordnung) zur Deckung bringt. Das Gitter wird nun mittels Sekundenkleber vorsichtig angeklebt.
- 4. Nun dreht man den Strom bis knapp unter die Schwelle, so dass nur mehr Fluoreszenzlicht von der Diode emittiert wird. Über den Spiegelhalter variiert man die Gitterausrichtung gegenüber der Laserdiode so lange, bis Laseremission einsetzt (ist klar am Aufflackern des Hauptstrahls zu erkennen).
- 5. Jetzt moduliert man den Diodenstrom in einem kleinen Bereich um den neuen Schwellenwert und beobachtet die Laserleistung (über Photodiode gemessen) zur Strommodulation am Oszilloskop im X/Y-Betrieb. Über Justierung des Gitterwinkels und auch der Kollimatorlinse versucht man nun, den Knick in der Diodenkennlinie (Schwelle) zu möglichst kleinen Diodenstromwerten zu verschieben. Bei unseren Master-Lasern sinkt dadurch der Schwellenstrom von ca. 26 mA im freilaufenden Fall auf ca. 19 mA im gitterrückgekoppelten Fall.

Ein Vergleich der Diodenkennlinie des Master-Laser I im freilaufenden und gitterrückgekoppelten Fall ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Mit diesem Aufbau erreichen wir ca. 70 mW an Ausgangsleistung der Master-Laser nach der optischen Diode und abzüglich des Spektroskopielichts. Diese Leistung steht nun zur weiteren Verwendung zur Verfügung.

In folgender Aufstellung sind die Parameter der Master-Laser angegeben, bei denen sie zur Zeit auf der jeweiligen Resonanz laufen. Dabei bezeichnet  $R_{boostNTC}$  den NTC-Monitorwiderstand, dessen Wert ein Maß für die Temperatur im Laserdiodengehäuse ist. Dieser kann direkt am entsprechenden BNC-Adapter am Lasergehäuse über ein Widerstandsmessgerät gemessen werden.

Master-Laser I: (Spektroskopie läuft auf Cs-D<sub>2</sub> Linie, Übergang F=4  $\rightarrow$  F'=5)



**Abb. 4.6:** Vergleich der Diodenkennlinie von Master-Laser I im freilaufenden und im gitterrückgekoppelten Fall ( $\approx 7\%$  Rückkopplung). Deutlich zu erkennen ist die zu niedrigeren Strömen verschobene Laserschwelle von ca. 26 mA auf ca. 19 mA im rückgekoppelten Fall.

- Laserdiodenstrom: 126,0 mA
- Temperatur:  $16,62 \,^{\circ}\text{C} \,(\text{R}_{boostNTC} = 147,9 \,\text{k}\Omega)$

*Master-Laser II:* (Spektroskopie läuft auf Cs-D<sub>2</sub> Linie, Übergang  $F=3 \rightarrow F'=2$ )

- Laserdiodenstrom: 123,0 mA
- Temperatur:  $18,44 \,^{\circ}\text{C} \,(\text{R}_{boostNTC} = 136,0 \,\text{k}\Omega)$

## 4.3.2 Aktive Regelung

Damit das Diodenlasersystem seine Aufgaben erfüllen kann, müssen nicht nur die Linienbreiten entsprechend gering sein, sondern auch die Emissionsfrequenzen der verschiedenen Diodenlaser genau definierte Frequenzabstände zu den entsprechenden atomaren Resonanzfrequenzen des Cs-Atoms haben. Dies wird sichergestellt, indem man zur Master-Laser Regelung ein Fehlersignal generiert, dessen Amplitude proportional zur Frequenzabweichung zu dem entsprechenden Übergang des Cs-Atoms ist.

In unserem Fall verwenden wir die sogenannte Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie zur Erzeugung des Fehlersignals. Genaue Informationen zu dieser spektroskopischen Methode findet man unter anderem in [Ma93].

#### Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie

Das Funktionsprinzip dieser Methode soll hier anhand des experimentellen Aufbaus unseres Master-Lasers I beschrieben werden (siehe Abb. 4.7). Der Aufbau gleicht im Wesentlichen einer herkömmlichen Sättigungsspektroskopie, wie sie in [Dem93] beschrieben wird, mit zwei antiparallel durch eine Cs-Dampfzelle laufenden Strahlen, dem sogenannten Sättigungsstrahl und dem Probestrahl. Die Polarisationen der beiden Strahlen sind um 90° zueinander verschoben, damit der Probestrahl über einen polarisierenden Strahlteiler (PBS) ausgekoppelt werden kann. Mittels eines Elektrooptischen Modulators (EOM) wird der Sättigungsstrahl mit einer Radiofrequenz von 5,6 MHz moduliert. Ist die Wechselwirkung der beiden antiparallel laufenden Strahlen mit dem Medium ausreichend nichtlinear, wird die Modulation des Sättigungsstrahls auf den Probestrahl übertragen. Dieses Transferphänomen kann man mittels einer nahezu entarteten Vier-Wellenmischung beschreiben [Shi82]. Die Sättigungsstrahl-Trägerwelle und eines ihrer Seitenbänder kombinieren sich mit dem antiparallel laufenden Probestrahl über die Suszeptibilität dritter Ordnung  $(\chi^{(3)})$  des absorbierenden Mediums zu einer vierten, phasenkonjugierten Welle. Diese überlagert sich mit dem Probestrahl und produziert so ein schwaches aber messbares Signal bei der Differenzfrequenz der beiden Wellen (entspricht gerade der Modulationsfrequenz  $\Omega$ ). Dieses wird mit Hilfe einer schnellen Photodiode gemessen. Über ein phasensensitives Detektionssystem ist es möglich, Absorptions-(Detektion in Phase) und Dispersionskomponenten (Detektion um 90° phasenverschoben) des Signals wiederzugewinnen.

Etwas anschaulicher kann man sich diesen Prozess folgendermaßen vorstellen. Der modulierte Sättigungsstrahl brennt gewissermaßen ein Loch in die Geschwindigkeitsverteilung der Zustandspopulation, was eine vermindert Absorption und Dispersion durch das Medium an dieser Stelle bewirkt. Die Position des Lochs im Frequenzraum oszilliert mit der Modulationsfrequenz hin und her. Wenn der unmodulierte Probestrahl nun resonant mit diesem Loch wechselwirkt, erfährt er eine modulierte Absorption und Dispersion, was zu einer modulierten Amplitude und einer modulierten Phasenverschiebung führt. Durch die phasenselektive Detektion des Signals bei der Modulationsfrequenz  $\Omega$  misst man nun wie bei der Frequenzmodulations-Spektroskopie im Wesentlichen die erste Ableitung des Absorptionssignals [Dem93].

Der große Vorteil der Modulationstransfer-Spektroskopie gegenüber der üblichen Frequenzmodulations-Spektroskopie, bei der direkt der Probestrahl moduliert wird, ist die Tatsache, dass das Fehlersignal völlig dopplerfrei ist. Da es sich um Sättigungsspektroskopie handelt, können Sättigungsstrahl und Probestrahl gleichzeitig nur mit Atomen der gleichen Geschwindigkeitsklasse wechselwirken. Für die Übertragung der Modulation vom Sättigungsstrahl auf den Probestrahl ist diese gleichzeitige Wechselwirkung unbedingt erforderlich. Die Modulation wir daher nur im Bereich der dopplerfreien Substruktur des Absorptionsprofiles (d.h. die Hyperfeinkomponenten im Absorptionssignal, da nur bei denen eine gleichzeitige Wechselwirkung stattfindet) auf den Probestrahl übertragen. In den Frequenzbereichen zwischen den Hyperfein-



Abb. 4.7: Aufbau der Modulationstransfer-Sättigungsspektroskopie des Master-Laser I. Zusätzlich ist das Regelschema für die Laserfrequenzregelung eingezeichnet. Der AOM vor der Spektroskopie dient der Frequenzverschiebung des Master-Laser Lichtes. Danach wird das Spektroskopielicht über einen polarisierenden Strahlteiler (PBS) in Probe- und Sättigungsstrahl mit gekreuzten Polarisationen aufgeteilt. Der Sättigungsstrahl durchläuft einen elektro-optischen Modulator (EOM) und erhält dadurch eine kleine Frequenzmodulation. In der Cs-Dampfzelle werden die beiden Strahlen wieder überlagert und die Modulation mittels der Cs-Atome auf den Probestrahl übertragen. Dieser wird dann über einen PBS ausgekoppelt und auf einer Photodiode detektiert. Das heruntergemischte und tiefpassgefilterte Signal der Photodiode wird der Laserregelung zugeführt, die ihrerseits die Wellenlänge des Lasers über Diodenstrom-Veränderung und Gitterwinkel-Änderung beeinflusst.
komponenten des Absorptionssignals (Doppler-Untergrund) bleibt der Porbestrahl völlig unmoduliert. Das aus dem Probestrahl gewonnene Fehlersignal beinhaltet somit keinen Doppler-Untergrund. Ein Beispiel dazu ist in Abb. 4.8 dargestellt. Im Falle der direkten Modulation des Probestrahls (wie bei der Frequenzmodulations-Spektroskopie) beinhaltet das Fehlersignal auch den Doppleruntergrund, was einen Gleichanteil bedeutet. Dieser ändert seine Amplitude bei Intensitätsschwankungen und ist dadurch störend bei einer genauen Laserstabilisierung auf einen Nulldurchgang im Fehlersignal.

Uber das so gewonnene Fehlersignal, das Nulldurchgänge mit einer großen Steigung aufweist, regelt ein entsprechen abgestimmter PID-Regler die Laserfrequenz. Dies geschieht in zwei voneinander unabhängigen Regelkreisen, dem sogenannten Slow- und dem Fastkreis. Im Slowkreis werden langsame Störungen (bis einige kHz) mit einem großen Frequenzhub über den Gitterwinkel ausgeregelt, wobei die Gitterwinkelveränderung über einen Piezokristall vorgenommen wird. Im Fastkreis werden schnelle Störungen (bis ca. 1 MHz) über die Veränderung des Diodenstromes kompensiert. In unserem Fall stabilisieren wir den Laser (Master-Laser I) auf den ersten Nulldurchgang in Abb. 4.8 (Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  der D<sub>2</sub>-Linie), da dieser die größte Amplitude aufweist. Für den Master-Laser II sieht das Fehlersignal ganz ähnlich aus, nur befindet man sich ca. 9,2 GHz rotverstimmt gegenüber Master-Laser I und treibt Übergänge vom F=3 Grundzustandsniveau. Die Stabilisierung erfolgt hier auf dem Hyperfeinübergang  $F=3 \rightarrow F'=2$  der D<sub>2</sub>-Linie, da diese Linie die stärkste Amplitude im Fehlersignal ergibt. Mit dieser Regeltechnik erreichen wir Linienbreiten in der Größenordnung von 20 kHz und darunter (siehe Kapitel 5).

# 4.3.3 Optischer Aufbau Master-Laser I

Dieser Master-Laser hat folgende Aufgaben zu erledigen (siehe dazu Abb. 4.9):

- Erzeugung des Abbildungslichts (auf  $F=4 \rightarrow F'=5$ )
- Erzeugung des Injektions-Lichts für den MOT Slave-Laser (bis zu -60 MHz rotverstimmt von F=4  $\rightarrow$  F'=5)
- Erzeugung des Injektions-Lichts für den Raman-Gitter Slave-Laser (auf  $F=4 \rightarrow F'=4$ , d.h. -251 MHz rotverstimmt von  $F=4 \rightarrow F'=5$ )
- Erzeugung des Injektions-Lichts für den Zeeman-Abbremser Slave-Laser (-50 MHz rotverstimmt von  $F=4 \rightarrow F'=5$ )

In Abb. 4.10 ist der optische Aufbau des Master-Laser I dargestellt, in Abb. 4.9 das Frequenzverschiebungsschema.

Diese Frequenzverschiebungsschema wurde unter Beachtung der folgenden Randbedingungen entworfen.

#### 4 Diodenlasersystem



Abb. 4.8: Fehlersignal des Master-Laser I (unten). Zusätzlich ist das Absorptionssignal aus der Sättigungsspektroskopie mit den zugehörigen Frequenzabständen abgebildet (oben). Das Fehlersignal erhält man im Wesentlichen aus der Ableitung des Absorptionssignals. Der Modulationstranfer findet nur bei gleichzeitiger Wechselwirkung von Probestrahl und Sättigungsstrahl statt. Der Doppler-Untergrund wird daher nicht abgeleitet und das Fehlersignal ist somit völlig dopplerfrei.



Abb. 4.9: Schema der Frequenzverschiebungen für die einzelnen Laseranwendungen, bezogen auf den Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  für den Master-Laser I. Dessen Licht (-320 MHz rot verschoben gegenüber dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$ ) wird über AOM's zu den jeweiligen Frequenzen verschoben. In Klammern neben den Verschiebungsfrequenzen ist der jeweils zuständige AOM wie in Abb. 4.10 nummeriert.



Abb. 4.10: Optischer Aufbau des Master-Laser I. AOM 1 dient der Frequenzverschiebung des Spektroskopielichts, AOM 2 schiebt das Licht für die Absorptionsabbildung wieder zurück auf den Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$ . AOM 3, 4 und 5 werden jeweils im Double-Pass Aufbau durchlaufen und liefern die entsprechenden Frequenzverschiebungen für das Injektions-Locken der Slave-Laser. Zu beachten ist hier, dass das verschoben Licht aus AOM 3 und AOM 4 über einen 50/50-Strahlteiler in dieselbe Glasfaser eingekoppelt wird.

#### 4 Diodenlasersystem

- Verfügbarkeit von günstigen AOM's (aus alten Laserdruckern) bei  $\pm(260\pm80)\,\rm MHz$  und bei  $\pm(100\pm20)\,\rm MHz$  mit einer Beugungseffizienz von bis zu 50 %
- Sparsamer Umgang mit den teuren, hochqualitativen AOM's bei  $\pm(80\pm10)$  MHz mit einer Beugungseffizienz von jeweils bis zu 90 %

Daher kamen für die kritischen Anwendungen (MOT/Raman-Gitter Licht), bei denen es darum geht, möglichst wenig Lichtleistung im AOM zu verlieren, hochqualitative AOM der Firma Crystal Technologies (in der Abbildung als "high quality AOM x" bezeichnet) zum Einsatz. Für weniger kritische Anwendungen (alle Rückpumper Strahlen und Injektions-Lock Strahlen sowie Spektroskopie Licht) wurden die kostengünstigen AOM's verwendet.

Durch den AOM1 wird das Spektroskopielicht um +320 MHz blau verstimmt. Ist dieses Licht nun mit dem Übergang F=4  $\rightarrow$  F'=5 resonant (darauf wird der Laser gelockt), emittiert die Laserdiode -320 MHz rot verschobenes Licht. Diese Frequenz ist der Ausgangspunkt für alle weiteren Frequenzverschiebungen.

#### Licht für Absorptionsabbildung

Hierzu benötigt man Licht, welches resonant mit dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  ist. Man gewinnt es durch Verschiebung um +320 MHz über AOM2. Gleich anschließend wird der Strahl in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt und damit auf den Experimenttisch gebracht. Kleine Verstimmungen von bis zu ±5 MHz können ohne neues Einkoppeln in die Glasfaser vorgenommen werden. Sollten größere Verstimmungen des Lichtes notwendig werden, dann muss jeweils die Fasereinkopplung entsprechend angepasst werden.

#### Injektions-Licht für MOT Slave-Laser und Raman-Gitter Slave-Laser

Die MOT muss wegen der abschließenden Melasse-Phase bis zu -60 MHz rotverstimmt vom Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  betrieben werden können. Die hohe Verstimmbarkeit erreicht man, indem man den AOM3 im sogenannten *Double-Pass-Aufbau* betreibt. Dabei wird die erste Beugungsordnung auf einem Spiegel reflektiert und ein weiteres Mal durch den AOM geführt. Zum einen verschiebt man den Strahl dadurch um das Zweifache der angelegten Radiofrequenz und zum anderen kompensiert sich die Winkeländerung des Strahles bei einer Frequenzänderung. Die  $\lambda/4$ -Platte direkt vor dem Reflexionsspiegel wird dabei zweimal durchlaufen und ändert die Polarisation des Strahles um 90°. Mittels eines PBS kann man dieses Licht dann vom Einlaufenden trennen. Der Strahl kann dann ohne großen Aufwand in eine Faser eingekoppelt werden und die Einkoppeleffizienz ändert sich nicht mehr wesentlich bei Frequenzveränderungen. Dieses Verfahren schiebt das Master-Laser Licht um  $2 \times +105$  MHz. Die verbleibenden +80 MHz schiebt dann ein weiterer AOM (high quality AOM2), der aber erst im Slave-Laser Licht eingebaut ist (siehe Kapitel 4.4.3). Er dient zum schnellen An- und Ausschalten des MOT-Lichts.

Das Injektions-Licht für den Raman-Gitter Slave-Laser ist -91 MHz rotverstimmt vom Übergang  $F=4 \rightarrow F'=4$  (d.h. -160 MHz rotverstimmt gegenüber dem Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$ ). Auch hier kommt der *Double Pass* Aufbau zum Einsatz (AOM4). Die Lichtfrequenz wird dabei um 2x + 80 MHz verschoben, d.h. effektiv um +91 MHz zu weit für das Raman-Gitter Licht. Wie bei dem MOT Licht werden diese -91 MHz erst von einem AOM (high quality AOM1) im Slave-Laser Licht verschoben, der zum schnellen und kontrollierten An- und Ausschalten des Raman-Gitters verwendet wird (siehe Kapitel 4.4.3).

Eine Besonderheit unseres Aufbaues ist, dass für die MOT Strahlen und für das Raman-Gitter derselbe Slave-Laser verwendet wird. Dadurch ist ein gesamter Slave-Laser Aufbau weniger zu realisieren. Das Injektions-Licht für diese beiden Anwendungen wird daher über einen 50/50-Strahlteiler in dieselbe polarisationserhaltende Faser eingekoppelt.

#### Injektions-Licht für Zeeman-Abbremser Slave-Laser

Über den AOM5 wird das Laserlicht um die hier erforderlichen +270 MHz verschoben und anschließend in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt. Über diese Faser wird dann der Zeeman-Abbremser Slave-Laser injektions-gelockt (siehe Kapitel 4.4.4).

#### 4.3.4 Optischer Aufbau Master-Laser II

Dieser Master-Laser hat folgende Aufgaben zu erledigen (siehe dazu Abb. 4.11):

- Erzeugung des Zeeman-Rückpumper Lichts (-65 MHz rotverstimmt von F=3  $\rightarrow$  F'=3)
- Erzeugung des MOT-Rückpumper Lichts (auf  $F=3 \rightarrow F'=3$ )
- Erzeugung des Raman-Polarisierer Lichts (auf  $F=3 \rightarrow F'=2$ )

In Abb. 4.12 ist der optische Aufbau des Master-Laser II dargestellt, in Abb. 4.11 die jeweils erforderlichen Laserfrequenzen.

Durch den AOM1 wird erstens das Spektroskopielicht in Probestrahl und Sättigungsstrahl aufgeteilt und zweitens der Probestrahl um +250 MHz blau verstimmt. Die beiden gegenläufigen Strahlen der Sättigungsspektroskopie wechselwirken dann nicht mehr gleichzeitig mit Atomen der Geschwindigkeitsklasse null, sondern mit denen, die eine Doppler-Verschiebung von -125 MHz aufweisen. Ist das Spektroskopielicht mit dem Übergang  $F=3 \rightarrow F'=2$  resonant (darauf wird der Laser gelockt),

#### 4 Diodenlasersystem



Abb. 4.11: Schema der Frequenzverschiebungen für die einzelnen Laseranwendungen, bezogen auf den Übergang  $F=3 \rightarrow F'=2$  für den Master-Laser II. Dessen Licht (-125 MHz rot verschoben gegenüber dem Übergang  $F=3 \rightarrow F'=2$ ) wird über AOM's zu den jeweiligen Frequenzen verschoben. In Klammern neben den Verschiebungsfrequenzen ist der jeweils zuständige AOM wie in Abb. 4.12 nummeriert.



**Abb. 4.12:** Optischer Aufbau des Master-Laser II. AOM 1 teilt das Spektroskopielicht in Probe- und Sättigungsstrahl auf und verschiebt gleichzeitig die Frequenz des Probestrahls um +250 MHz. AOM 2, 3 und 4 liefern frequenzverschobenes Licht für den Zeeman-Rückpumper, den MOT-Rückpumper und den Raman-Polarisierer Strahl.

emittiert die Laserdiode um -125 MHz rot verschobenes Licht. Diese Frequenz ist der Ausgangspunkt für alle weiteren Frequenzverschiebungen.

Da für die vorher genannten Aufgaben des Master-Laser II nur relativ wenig Lichtleistung erforderlich ist, kann man hier das Licht des Master-Lasers direkt verwenden. Ein sonstiger Aufbau von Slave-Lasern erübrigt sich.

**Anmerkung** Das Fehlersignal zur Regelung von dem Master-Laser II hat eine wesentlich kleinere Amplitude als das des Master-Laser I. Dies kommt nicht nur dadurch zustande, dass der Übergang aus dem F=3 Grundzustandsniveau nur ca. 3/5 der Linienstärke des Übergangs aus dem F=4 Grundzustand aufweist. Den weit größeren Effekt liefert die schlechte optische Qualität der verwendeten Cs-Zelle. Im Aufbau des Master-Laser I wird eine selbstgebaute Cs-Zelle mit guten optischen Eigenschaften verwendet, mit der auch hier ein deutlich besseres Fehlersignal erzielt werden kann. Ein Austausch der verwendeten Zelle kann somit deutlich zu einer weiteren Reduktion der Linienbreite des Master-Laser II beitragen, auch wenn dies für die derzeitige Anwendung nicht notwendig ist.

# Licht für Zeeman-Rückpumper

Für diesen Zweck benötigt man Licht, das -65 MHz rot verstimmt gegenüber dem Übergang  $F=3 \rightarrow F'=3$  ist, wodurch das Master-Laser Licht (-125 MHz rot verschoben von  $F=3 \rightarrow F'=2$ ) um ca. +211 MHz verschoben werden muss. Dies geschieht mit Hilfe von AOM2 (siehe Abb. 4.12). Das Licht wird danach in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt und zum Experimenttisch geführt.

# Licht für MOT-Rückpumper

Hier arbeitet man mit Licht, das resonant mit dem Übergang F=3  $\rightarrow$  F'=3 ist und gewinnt dieses aus einer Verschiebung des Master-Laser Lichtes mit AOM3 um ca. +276 MHz. Über eine polarisationserhaltende Faser wird es dem Experiment zugeführt.

#### Licht für Raman-Polarisierer

Dieses Licht soll Übergänge von F=3  $\rightarrow$  F'=2 treiben. Dafür schiebt man das Master-Laser Licht mit AOM4 um +125 MHz und koppelt es anschließend in eine polarisationserhaltende Faser ein.

# 4.4 Slave-Laser

# 4.4.1 Mechanischer Aufbau

Die beiden Slave-Laser (MOT/Raman Slave-Laser und Zeeman-Abbremser Slave-Laser) sind mit Dioden des Typs SDL-5421-G1 (852 nm) der Firma JDS-Uniphase bestückt. Diese Dioden liefern laut Spezifikation freilaufend eine maximale Ausgangsleistung von 150 mW. Der mechanische Aufbau ist ganz ähnlich dem der Master-Laser, nur dass hier ohne Reflexionsgitter gearbeitet wird (siehe Abb. 4.13). Die Temperaturstabilisierung wird auch hier wie unter Punkt 4.1.2 durchgeführt. Um die spektralen Eigenschaften der Laserdioden (Linienbreiten von >10 MHz freilaufend) zu verbessern und sie auf ganz bestimmte Frequenzen zu stabilisieren, kommt die sogenannte *Injektions-Lock*-Technik zum Einsatz.

#### 4 Diodenlasersystem



Abb. 4.13: Mechanischer Aufbau der Slave-Laser (MOT/Raman Slave-Laser und Zeeman-Abbremser Slave-Laser). Der Hauptunterschied zum mechanischen Aufbau der Master-Laser (siehe Abb. 4.5) ist das Fehlen des Beugungsgitters und die dadurch etwas anders konstruierte Aufnahme des Diodenhalters (anstatt des Spiegelhalters kommt hier ein Aluminiumblock zum Einsatz).

#### 4.4.2 Injektions-Lock

Eine Möglichkeit, einen Diodenlaser zu stabilisieren, ist das Dämpfen seiner Frequenzfluktuationen über ein injiziertes Lichtfeld eines stabilisierten Lasers (Master-Laser I). Dabei übernimmt der sogenannte Slave-Laser die spektralen Eigenschaften seines Master-Lasers. Jedoch ist der Frequenzbereich, in dem der Slave-Laser gelockt werden kann, ziemlich gering (einige GHz). Eine sehr gute Temperaturstabilisierung ist daher auch für die Slave-Laser notwendig. Eine genaue Beschreibung über die Injektions-Lock Technik findet man in [Lan84, Sie86, Ger99].

Der optische Aufbau des Injektions-Locks ist für beide Slave-Laser exakt gleich und ist in Abb. 4.14 dargestellt. Das Injektions-Licht kommt über eine polarisationserhaltende Faser direkt vom Master-Laser I und wir über eine spezielle optische Diode (Isowave I-80-T4-H) in den Slave-Laser zurückgekoppelt. Dafür besitzt diese optische Diode einen zusätzlichen Eingang an der Seite (der entsprechende Exit-Port



Abb. 4.14: Optischer Aufbau des Injektions-Locks der Slave-Laser (MOT/Raman Slave-Laser und Zeeman-Abbremser Slave-Laser). Mit eingezeichnet ist die Kontrollspektroskopie, die zur Beurteilung der Qualität des Injektions-Locks benötigt wird. Das Licht für die Kontrollspektroskopie kommt aus einem Exit-Port eines Strahlteilers der optischen Diode. Das Injektions-Licht des Master-Lasers wird über den entsprechenden Exit-Port des Strahlteilers in der optischen Diode in die Laserdiode injiziert.

der Strahlteiler), der es ermöglicht, auch Licht in die andere Richtung zu führen. Für einen stabilen Injektions-Lock ist die antiparallele Ausrichtung des emittierten und injizierten Strahles von großer Bedeutung. Daher soll hier kurz eine einfache Methode zur Sicherstellung dieser Forderung vorgestellt werden:

Wird der Slave-Laser bei hoher Leistung (> 50 mW) betrieben, so kommt ein geringer, aber mit einem Infrarot-Sichtgerät sichtbarer Teil des Lichtes auch bei dem seitlichen Eingang (der für das Injizieren des Master-Laser Lichts verwendet wird) des optischen Isolators heraus. Koppelt man diesen Strahl über ein Spiegelsystem optimal in die Faser ein, die das Injektions-Licht später liefert, so hat man damit eine optimale Rückkopplung in die Laserdiode des Slave-Lasers sichergestellt.

Ein weiterer kritischer Parameter des Injektions-Locks ist die injizierte Laserleistung. Diese wir mit Hilfe der Frequenzschieber AOM 's direkt vor der entsprechenden Faser feinjustiert und kann zusätzlich noch über die  $\lambda/2$ -Platte nach der Faser abgeschwächt werden, da die optische Diode polarisationssensitiv transmittiert. Unsere Slave-Laser werden mit einer Laserleistung von ca. 1 mW injektions-gelockt. Bei geringeren Leistungen fällt der Laser aus dem Lock.

Damit der Slave-Laser aber überhaupt mit dieser Methode gelockt werden kann, muss seine Wellenlänge schon freilaufend möglichst genau der Master-Laser Wellen-

#### 4 Diodenlasersystem

länge entsprechen. Dies wird im Vorhinein über Anpassung der Laserdiodentemperatur sichergestellt. Dabei versucht man die Temperatur so anzupassen, dass die entsprechende Wellenlänge bei möglichst hohem Diodenstrom erreicht wird, um eine hohe optische Ausgangsleistung zu erreichen.

Zur Beurteilung, ob der Slave-Laser im Lock ist, wurde eine Kontrollspektroskopie aufgebaut (siehe Abb. 4.14). Dabei handelt es sich um eine normale Sättigungsspektroskopie, in der sämtliche Hyperfeinkomponenten des Übergangs aufgelöst werden können, falls der Laser entsprechend schmalbandig ist. Diese Tatsache nützt man zur Beurteilung des Laser-Locks aus. Dabei variiert man die Master-Laser Wellenlänge über die Linienbreite des Übergangs (und dadurch auch die Slave-Laser Wellenlänge) und sieht sich das Absorptionsspektrum der mittels des Slave-Lasers betriebenen Spektroskopie an. Können nicht sämtliche Hyperfeinkomponenten aufgelöst werden, so ist der Laser zu breitbandig und somit auch nicht in einem stabilen Lock. In unserem Fall ist es sogar so, dass man überhaupt kein Absorptionssignal bekommt, wenn der Laser nicht im Lock ist.

#### Wie lockt man den Laser?

Dazu wird zuerst der entsprechende Master-Laser in Betrieb genommen und die Frequenz über die Linienbreite der Cs  $D_2$ -Linie variiert, wodurch auch die Frequenz des Injektions-Lichts variiert wird. Dann wird der Slave-Laser eingeschaltet und der Laserdiodenstrom langsam nach oben gedreht. Gleichzeitig beobachtet man das Absorptionssignal aus der Kontrollspektroskopie. Fällt der Laser in den Lock, wird auch seine Wellenlänge über die Linienbreite dieses Übergangs verstimmt und man sieht ein sauberes Absorptionssignal. Das Ziel ist ein sauberes Signal bei möglichst hohem Laserdiodenstrom zu erhalten, da man dann eine hohe Laserleistung zur Verfügung hat. Sollte die Resonanz schon bei geringeren Strömen auftreten, so kann man diese oft über eine Temperaturveränderung des Slave-Lasers zu höheren Stromwerten verschieben.

Mit unserem Aufbau haben wir dadurch eine Ausgangsleistung direkt nach der optischen Diode von ca. 120 mW für beide Slave-Laser erreicht. Geht man davon aus, dass diese optische Diode ca. 80% transmittiert, so hat man eine Leistung von ca. 150 mW direkt nach der Laserdiode. Dies entspricht gerade der werksseitig spezifizierten Maximalleistung.

Die spektralen Eigenschaften sind identisch mit denen des Master-Laser I, der für den Injektions-Lock verwendet wird (siehe Kapitel 5).

In folgender Aufstellung sind die Parameter der Slave-Laser angegeben, bei denen sie zur Zeit auf der jeweiligen Resonanz laufen:

#### MOT/Raman-Gitter Slave-Laser:

• Laserdiodenstrom: 158,0 mA

• Temperatur: 15,69°C ( $R_{boostNTC} = 154,4 \,\mathrm{k}\Omega$ )

Zeeman-Abbremser Slave-Laser:

- Laserdiodenstrom: 158,0 mA
- Temperatur: 16,33°C ( $R_{boostNTC} = 149,9 \,\mathrm{k}\Omega$ )

Dabei ist die Einhaltung dieser Parameter für ein stabiles Injektions-Locking sehr wichtig. Die Temperatur wird auf < 1 mK konstant gehalten und ist damit ausreichend stabilisiert. Der Diodenstrom muss auf ca.  $\pm 1,0 \text{ mA}$  genau passen, damit man den Laser im Lock hält. Weiters ist dieser Fangbereich von  $\pm 1,0 \text{ mA}$  auch ein wichtiges Kriterium für die Qualität des Locks. Wird der Fangbereich kleiner, deutet dies auf einen schlechter werdenden Lock hin und er muss neu optimiert werden.

# 4.4.3 Optischer Aufbau MOT/Raman-Gitter Slave-Laser

Wie schon erwähnt ist eine Besonderheit unseres Aufbaus, dass zur Erzeugung der MOT Strahlen und für das Raman-Gitter derselbe Slave-Laser verwendet wird. Dies ist möglich, da die MOT und das Raman-Gitter niemals gleichzeitig verwendet werden. Die Zeitabstände zwischen dem Betrieb der MOT und dem Betrieb des Raman-Gitters reichen vollkommen aus, um den Slave-Laser auf die jeweils andere Frequenz zu bringen. Im Detail geschieht dies wie folgt:

Das vom Master-Laser I gelieferte Injektions-Licht für die MOT und für das Raman-Gitter wird über einen 50/50-Strahlteiler in die gleiche polarisationserhaltende Faser eingekoppelt (siehe Abb. 4.10). Welches Licht man nun in die Faser einkoppelt und somit auch in den Slave-Laser injiziert, wird über ein zeitlich geregeltes An- und Abschalten der AOM's 3 und 4 gesteuert. Dabei ist man im Wesentlichen nur durch die Schaltzeiten der AOM's begrenzt, da der Slave-Laser die Mode des injizierten Lichtes praktisch instantan übernimmt.

Mit dieser Methode spart man sich effektiv einen kompletten Slave-Laser samt Peripherie. Um das Laserlicht für die MOT und das Raman-Gitter in jeweils eine Faser einzukoppeln, wird der vom Slave-Laser emittierte Strahl noch durch zwei weitere AOM's (high quality AOM1 und high quality AOM2) geführt (siehe Abb. 4.15). Diese AOM's sind von hoher Qualität und schaffen es, bis zu 90% der Eingangsleistung in die 1.Beugungsordnung zu beugen. Die weitere wichtige Aufgabe dieser AOM ist das kontrollierte und schnelle Schalten der MOT- und Raman-Gitter Strahlen. Der Einbau dieser AOM wurde bereits in der Planung des Systems berücksichtigt, so dass man über ihre Frequenzverschiebung von +80MHz (MOT) und -91MHz (Raman-Gitter) genau auf die gewünschte Wellenlänge kommt. Ein mechanischer Verschluss (engl. Shutter) direkt vor der jeweiligen Faser stellt im abgeschalteten Zustand des AOM's sicher, dass kein Licht mehr über diese Faser zum Experiment gelangt. Dies ist nötig, da auch bei abgeschaltetem AOM bis zu 0.1% der Laserleistung in die 1.Ordnung gebeugt bzw. gestreut wird.

#### 4 Diodenlasersystem



Abb. 4.15: Optischer Aufbau des MOT/Raman Slave-Laser. Zum schnellen und kontrollierten Schalten und zum Aufteilen in MOT Licht und Raman-Gitter Licht wird das vom Slave-Laser ausgesendete Licht durch zwei hochqualitative AOM's geführt. Diese sind in der Lage, bis zu 90 % der Eingangsleistung in die erste Ordnung zu beugen, wodurch man relativ wenig Leistung verliert. Nach den AOM's wird das Licht in die entsprechenden Glasfasern eingekoppelt und zum Experiment geführt.

# 4.4.4 Optischer Aufbau Zeeman-Abbremser Slave-Laser

Der Aufbau dieses Slave-Lasers entspricht dem Aufbau des MOT/Raman-Gitter Slave-Lasers, mit dem einen Unterschied, dass man hier das Slave-Laser Licht direkt in eine polarisationserhaltende Faser einkoppelt und dem Experiment zuführt. Ein zusätzlicher AOM vor der Faser ist nicht nötig, da man dieses Licht nicht schnell schalten muss. Zum Schalten reicht hier ein vor der Faser montierter mechanischer Verschluss aus.

Zur Charakterisierung der Diodenlaser wird deren Frequenzstabilität gegenüber verschiedenen Referenzquellen betrachtet. Zur Messung dieser Stabilität stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. In der vorliegenden Arbeit findet die Charakterisierung aufgrund von Schwebungsmessungen (sogenannte Beat-Messungen) mit identischen Lasersystemen sowie Allen-Varianz Messungen über die Transmission durch einen optischen Resonator statt. Weiters wurde noch die Ankopplung von akustischen Störungen an die gitterstabilisierten Master-Laser untersucht. Auf diese Messmethoden soll im folgenden Kapitel genauer eingegangen werden.

# 5.1 Theorie zur Beschreibung von Frequenzschwankungen

Der folgende Abschnitt erläutert die notwendigen Begriffe und Modelle zur Beschreibung von Frequenzschwankungen und ist zum Großteil aus der Diplomarbeit von Gregor Thalhammer [Tha01], sowie aus dem Buch von COHEN [Coh95] und dem Buch von PETERMANN [Pet88] übernommen.

# 5.1.1 Instantane Frequenz

Das durch einen Laser erzeugte Lichtfeld hat die Form

$$E(t) = a(t) \exp(i\phi(t)) \tag{5.1}$$

mit reeller Amplitude a(t) und der Phase  $\phi(t)$ . Bildet man die zeitliche Ableitung der Phase, so erhält man die *instantane* Frequenz  $\dot{\phi}(t)$ .

# 5.1.2 Frequenzschwankung, Phasenabweichung und mittlere Phasenänderung

Als Frequenzschwankung bezeichnet man die Abweichung der instantanen Frequenz von der mittleren Frequenz.

$$\delta \dot{\phi}(t) := \dot{\phi}(t) - \langle \dot{\phi} \rangle \tag{5.2}$$

In gleicher Weise definiert man auch die Phasenabweichung

$$\delta\phi(t) := \phi(t) - \langle \dot{\phi} \rangle t. \tag{5.3}$$

Ein weiterer wichtiger Begriff ist die Phasenänderung in einem Zeitintervall  $\tau$ 

$$\Delta\phi(\tau) := \delta\phi(\tau+t) - \delta\phi(\tau) \tag{5.4}$$

mit dem Mittelwert  $\langle \Delta \phi \rangle = 0.$ 

# 5.1.3 Beschreibung im Frequenzbereich

Viele Signale f(t) besitzen keine endliche Gesamtenergie und damit auch keine Fourier-Transformierte. Sie besitzen aber eine endliche mittlere Leistung

$$\langle |f(t)|^2 \rangle = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} |f(t)|^2 dt < \infty$$
 (5.5)

und man kann eine spektrale Leistungsdichte

$$P_f(\omega) := \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} |F_T(\omega)|^2$$
(5.6)

mit

$$F_T(\omega) = \int_{-T}^{T} f(t)e^{-i\omega t}dt$$
(5.7)

definieren.

Frequenzschwankungen werden im Frequenzbereich über die Angabe des Frequenzrauschspektrums  $P_{\delta\phi}(\omega)$  oder über die Angabe der spektralen Dichte der Phasenabweichung  $P_{\delta\phi}(\omega)$  beschrieben. Der Zusammenhang der beiden Größen ist durch

$$P_{\delta\dot{\phi}}(\omega) = \omega^2 P_{\delta\phi}(\omega) \tag{5.8}$$

gegeben und die Berechnung dieser spektralen Leistungsdichten aus der Frequenzschwankung  $\delta \dot{\phi}(t)$  bzw. der Phasenabweichung  $\delta \phi(t)$  erfolgt laut Gleichung 5.6.

# Zusammenhang zwischen Frequenzrauschspektrum $P_{\delta\dot{\phi}}(\omega)$ und Leistungsspektrum $P_E(\omega)$

Das elektrische Feld sei unter Vernachlässigung von Intensitätsschwankungen durch

$$E(t) = A \exp(i(\delta\phi(t) + \langle \dot{\phi} \rangle t))$$
(5.9)

gegeben. Die spektrale Leistungsdichte errechnet sich daraus über die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion

$$\langle E^*(t)E(t+\tau)\rangle = A^2 \exp(i\langle\phi\rangle\tau)\langle\exp(i\Delta\phi)\rangle$$
(5.10)

von E(t). Zur Bestimmung des Mittelwertes  $\langle \exp(i\Delta\phi) \rangle$  wird die Wahrscheinlichkeitsdichte  $p(\Delta\phi)$  benötigt. Die Phasenänderungen  $\Delta\phi$  werden bei Diodenlasern durch eine

#### 5.1 Theorie zur Beschreibung von Frequenzschwankungen

große Anzahl an unabhängigen Rauschereignissen verursacht. Man kann daher für die Wahrscheinlichkeitsdichte von  $\Delta \phi$  eine Gauss'sche Normalverteilung mit Mittelwert 0 und Varianz  $\langle \Delta \phi^2 \rangle$  annehmen. Für den Mittelwert  $\langle \exp(i\Delta \phi) \rangle$  ergibt sich dadurch

$$\langle \exp(i\Delta\phi)\rangle = \exp(-\frac{1}{2}\langle\Delta\phi^2\rangle).$$
 (5.11)

Nun fehlt noch der Zusammenhang zwischen  $\langle \Delta \phi^2 \rangle$  und  $P_{\delta \dot{\phi}}(\omega)$ . Dieser ist laut [Pet88] durch

$$\langle \Delta \phi^2 \rangle = \frac{\tau^2}{2\pi} \int P_{\delta \dot{\phi}}(\omega) \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{(\omega\tau/2)^2} d\omega.$$
 (5.12)

gegeben. Das Leistungsspektrum ergibt sich damit zu

$$P_E(\omega) = \int A^2 \exp\left(i\langle\dot{\phi}\rangle\tau\right) \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\tau^2}{2\pi}\int P_{\delta\dot{\phi}}(\tilde{\omega})\frac{\sin^2(\tilde{\omega}\tau/2)}{(\tilde{\omega}\tau/2)^2}d\tilde{\omega}\right) \exp(-i\omega\tau)d\tau, \quad (5.13)$$

wodurch der Zusammenhang zwischen Leistungsspektrum und Frequenzrauschspektrum gegeben ist. Eine vollständige Ableitung dieser Gleichung findet sich im Buch von Petermann [Pet88].

Für weißes Frequenzrauschen  $(P_{\delta\dot\phi}(\omega)=const.\equiv P_{\delta\dot\phi})$ vereinfacht sich der Zusammenhang zu

$$P_E(\omega) = \frac{4A^2}{P_{\delta\dot{\phi}}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \langle \dot{\phi} \rangle}{P_{\delta\dot{\phi}}/2}\right)^2}.$$
(5.14)

Dies entspricht einem Lorentz-Profil mit einer vollen Halbwertesbreite von

$$\Delta \nu = \frac{1}{2\pi} P_{\delta \dot{\phi}}.$$
(5.15)

#### 5.1.4 Potenzgesetz-Modell

Frequenzschwankungen werden durch unterschiedliche Phänomene verursacht. Zur Unterscheidung dieser verwendet man ein phänomenologisches Potenzgesetz-Modell:

$$P_{\delta\dot{\phi}}(\omega) = \sum_{k} h_k \omega^k \tag{5.16}$$

 $\operatorname{mit}$ 

 $k \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}.$ 

Je nach Wert des Exponenten k, unterscheidet man folgende Ursachen:

**Zufällige Drift**  $P_{\delta \dot{\phi}}(\omega) \propto \omega^{-2}$ 

Die Frequenz wandert zufällig. Ursache dafür sind meist zufällige Temperaturschwankungen oder Ähnliches. Ist bei Diodenlasern ab einem Zeitintervall von ca. 1s relevant.

## 1/f-Rauschen $P_{\delta\phi}(\omega) \propto \omega^{-1}$

Wie in allen elektronischen Bauteilen erfahren auch Diodenlaser ein 1/f-Rauschen. Dieser Rauschanteil ist laut [Pet88] bei freilaufenden Diodenlasern unterhalb von 100kHz dominant und ist umgekehrt proportional zum Quadrat der emittierten Lichtleistung. Die physikalische Ursache für diesen Rauschanteil bei Diodenlasern ist nicht ganz klar. Es wird jedoch vermutet, dass sogenannte "Ladungsträger Traps" in der Umgebung der aktiven Zone dafür verantwortlich sind. Bei dominierendem 1/f-Rauschen ergibt sich in erster Näherung ein Gauß-förmiges Leistungsspektrum [Pet88].

# Weißes Frequenzrauschen $P_{\delta\dot{\phi}}(\omega)\propto\omega^0$

Für ein von der Frequenz unabhängiges Frequenzrauschspektrum  $P_{\delta\dot{\phi}}$  ergibt sich wie oben angeführt ein Lorentz-förmiges Leistungsspektrum. Ursachen sind das Schrotrauschen des zur Regelung verwendeten Lichtes, Rauschen in den elektronischen Bauteilen und auch die Spontanemission. Weißes Frequenzrauschen ist bei Diodenlasern von Hz bis MHz relevant.

**Flackern der Phase**  $P_{\delta\dot{\phi}}(\omega) \propto \omega^1$ 

Ist ab MHz relevant. Die Ursache dafür ist unbekannt.

## Weißes Phasenrauschen $P_{\delta\dot{\phi}}(\omega) \propto \omega^2$

Ist ab MHz zu beachten und wird durch die Spontanemission verursacht.

# 5.2 Allen-Varianz

Um die Frequenzstabilität von Diodenlasern zu beurteilen, ist die mittlere Frequenzabweichung von der mittleren Frequenz  $\langle \dot{\phi} \rangle$  von großem Interesse. Ein Maß für diese mittlere Frequenzabweichung stellt die sogenannte Varianz

$$\sigma^2 = \left\langle \overline{\delta \dot{\phi}}^2 \right\rangle \tag{5.17}$$

mit erwartungstreuer Schätzfunktion [Bos87]

$$\widehat{\sigma^2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \overline{\delta \phi_i^2}$$
(5.18)

mit dem Mittelwert der Frequenz

$$\overline{\delta\dot{\phi}}(t) = \frac{1}{t'} \int_{t}^{t+t'} \delta\dot{\phi}(t'') dt''$$
(5.19)

dar. In Gleichung 5.19 bezeichnet t' das Zeitintervall, in dem die Frequenz durch z. Bsp. Zählen der Nulldurchgänge bestimmt wird. Bei der erwartungstreuen Schätzfunktion (hier  $\widehat{\sigma^2}$ ) geht es darum, dass man viele Stichproben (hier  $\overline{\delta \phi}(t)$ ) zur Berechnung der Schätzfunktion heranzieht, und diese dann in der Nähe des unbekannten Parameters (hier  $\sigma^2$ ) liegt. Kommt die Zahl der Stichproben in die Größenordnung der Gesamtzahl der vorhandenen Proben, so wird die Schätzfunktion identisch mit dem unbekannten Parameter.

Driftet die gemessene Laserfrequenz aufgrund der verwendeten Messmethoden (z. Bsp. der zur Frequenzbestimmung verwendete optische Resonator driftet) mit der Zeit, so wird die Varianz erheblich größer, als jene, die sich durch die reinen Frequenzschwankungen des Lasers ergeben würde. Eine Abhilfe bringt die sogenannte Allen-Varianz

$$\sigma_{\delta\dot{\phi}}^{2}(\tau) = \left\langle \frac{1}{2} \left( \overline{\delta\dot{\phi}}(t) - \overline{\delta\dot{\phi}}(t-\tau) \right)^{2} \right\rangle, \tag{5.20}$$

zu deren Berechnung [Rut78]

$$\widehat{\sigma_{\delta\dot{\phi}}^2}(\tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} \left( \overline{\delta\dot{\phi}}(t_{i+1}) - \overline{\delta\dot{\phi}}(t_i) \right)^2$$
(5.21)

nur die Differenz der mittleren Frequenz von unmittelbar aufeinanderfolgenden Intervallen  $\tau$  herangezogen wird. Je nach gewähltem Zeitintervall wird so eine Drift mehr oder weniger stark herausgefiltert.

Ein weiterer wichtiger Punkt zur Ermittlung der einzelnen Rauschprozesse ist der Zusammenhang der Allen-Varianz mit der spektralen Rauschleistungsdichte  $P_{\delta\dot{\phi}}(\omega)$ . Dieser ergibt sich laut [Ike95] unter Vernachlässigung von Intensitätsschwankungen des emittierten Laserfeldes zu

$$\sigma_{\delta\dot{\phi}}^2(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int P_{\delta\dot{\phi}}(\omega) \frac{2\sin^4(\omega\tau/2)}{(\omega\tau/2)^2} d\omega$$
(5.22)

und bringt über die Anwendung auf das Potenzgesetz-Modell (siehe Abschnitt 5.1.4) die Abhängigkeiten der Allen-Varianz von den verschiedenen Rauschprozessen:

- lineare Drift:  $\sigma^2_{\delta \dot{\phi}}(\tau) \propto \tau^2$
- zufällige Drift:  $\sigma^2_{\delta \phi}(\tau) \propto \tau$
- 1/f-Frequenz rauschen:  $\sigma^2_{\delta \dot{\phi}}(\tau) \propto \tau^0 = 1$
- weißes Frequenzrauschen:  $\sigma^2_{\delta \dot{\phi}}(\tau) \propto \tau^{-1}$
- Flackern der Phase: $\sigma^2_{\delta \dot{\phi}}(\tau) \approx \propto \tau^{-2}$
- weißes Phasenrauschen:  $\sigma^2_{\delta \phi}(\tau) \propto \tau^{-2}$

Wird die Allen-Varianz in doppeltlogarithmischer Auftragung dargestellt, so kann man die jeweils dominierenden Rauschprozesse an den Steigungen der Kurvenabschnitte erkennen.

#### 5.2.1 Messung der Allen-Varianz

Zur Berechnung der Allen-Varianz muss man laut Gleichung 5.21 den Mittelwert der Frequenzabweichungen  $\overline{\delta \phi}(t_i)$  zu den Zeitpunkten  $t_i$  messen. Dazu verwenden wir die Transmission des Laserlichts durch einen optischen Resonator, die in der Nähe einer Resonanz durch das Lorentz-Profil

$$I(\nu) = I_{max} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu}{\Delta\nu/2}\right)^2}$$
(5.23)

mit voller Halbwertsbreite  $\Delta \nu$  beschrieben wird. Stellt man die Laserfrequenz gerade so ein, dass man sich auf halber Höhe dieser Transmissionskurve befindet, so setzen sich Frequenzschwankungen  $\delta \nu$  des Lasers folgendermaßen in Intensitätsschwankungen  $\delta I$  um:

$$\delta I = \frac{dI}{d\nu}\Big|_{\nu = \Delta\nu/2} = \frac{I_{max}}{\Delta\nu}\delta\nu \Rightarrow \delta\nu = \frac{\Delta\nu}{I_{max}}\delta I \tag{5.24}$$

Nun wird die Allen-Varianz der Intensitätsschwankungen aus den gemessenen Daten berechnet und dann mittels

$$\sigma_{\delta\phi}^2(\tau) = \left(\frac{\Delta\nu}{I_{max}}\right)^2 \sigma_{\delta I}^2(\tau) \tag{5.25}$$

in die Allen-Varianz der Frequenzabweichungen umgerechnet.

Mit dieser Methode wurden die Allen-Varianzen unserer beiden Master-Laser gemessen. Dazu werden sie auf die entsprechenden Übergänge gelockt und ihr Licht in einen optischen Resonator (freier Spektralbereich ca. 1.4 GHz, Linienbreite  $\Delta \nu =$  ca. 4,7 MHz) eingekoppelt. Über einen Piezokristall, der die Länge des Resonators verändert, setzt man sich genau auf halbe Höhe eines Transmissionsprofils, wodurch die Frequenzschwankungen wie zuvor beschrieben in Intensitätsschwankungen umgesetzt werden. Die Schwankungen sind dabei so klein, dass man sich noch im linearen Bereich des Transmissionsprofils befindet. Das transmittierte Licht wird auf einer schnellen Photodiode hinter dem Resonator detektiert und mittels eines Speicheroszilloskops gespeichert. Dieses Oszilloskop ist in der Lage,  $2 \cdot 10^6$  Datenpunkte zu speichern. Je nach eingestellter Zeitablenkung erreicht man verschiedene Abtastraten. Bei der Auswertung der Daten ist dann darauf zu achten, dass das Nyquist-Kriterium erfüllt ist. Dieses besagt, dass die Abtastrate mindestens doppelt so groß sein muss, wie die höchste vorkommende Frequenz. Damit der Resonator möglichst wenig zu den Frequenzschwankungen beiträgt, wurde sehr darauf geachtet, dass kein zusätzlicher Umgebungslärm bzw. Druckschwankungen durch die Raumbelüftung vorhanden waren. Zu diesem Zweck wurden die Messungen immer abends bei abgeschalteter Raumbelüftung durchgeführt. Langsame Drifts des Resonators spielen bei der Berechnung der Allen-Varianz keine Rolle.



**Abb. 5.1:** Allen-Standardabweichung von Master-Laser I. Sie setzt sich aus mehreren Messkurven zusammen, da man für kleine Zeitintervalle die Zeitablenkung des Speicheroszilloskops auf kleinere Werte stellen muss, um das Nyquist-Kriterium zu erfüllen.

#### 5.2.2 Allen-Varianz Master-Laser I

In Abb. 5.1 ist die Allen-Standardabweichung  $\sigma_{\delta\dot{\phi}}(\tau)$  des Master-Laser I dargestellt. Im Intervallbereich von 1µs bis ca. 300µs folgt diese einem  $\tau^{-1/2}$  Verlauf, die Varianz daher einem 1/ $\tau$  Verlauf. Dies ist charakteristisch für weißes Frequenzrauschen (vgl. Abschnitt 5.1.4) und gibt uns die Möglichkeit, über den Zusammenhang

$$\sigma_{\delta\dot{\phi}}^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\Delta\nu}{\tau} \tag{5.26}$$

die Linienbreite des hier Lorentz-förmigen Leistungsspektrums zu  $\Delta \nu \approx 8 \text{ kHz}$  zu bestimmen. Dieser einfache Zusammenhang für weißes Frequenzrauschen ergibt sich aus der Anwendung von Gleichung 5.22 auf das Potenzgesetzmodell in Zusammenhang mit Gleichung 5.15.

Zwischen  $300\mu$ s und 30ms ist der Verlauf in etwa konstant, was auf 1/f-Rauschen zurückzuführen ist. Die leichte Überhöhung in der Mitte könnte sich aus Frequenzschwankungen bei Vielfachen der Netzfrequenz ergeben.

Bei Intervalllängen von mehr als 30ms steigt die Allen-Standardabweichung in etwa



**Abb. 5.2:** Allen-Standardabweichung von Master-Laser II. Sie setzt sich aus mehreren Messkurven zusammen, da man für kleine Zeitintervalle die Zeitablenkung des Speicheroszilloskops auf kleinere Werte stellen muss, um das Nyquist-Kriterium zu erfüllen.

mit  $\tau^1,$  die Allen-Varianz damit mit  $\tau^2$ an. Diese ist vermutlich der Drift des Resonators zuzuschreiben.

# 5.2.3 Allen-Varianz Master-Laser II

In Abb. 5.2 ist die Allen-Standardabweichung  $\sigma_{\delta\phi}(\tau)$  des Master-Laser II dargestellt. Hier liegen die Verhältnisse ganz ähnlich wie beim Master-Laser I, nur dass sich in allen Bereichen eine etwas höhere Allen-Standardabweichung ergibt. Die wie zuvor berechnete Linienbreite ergibt sich hier zu  $\Delta\nu \approx 28$ kHz. Die höheren Werte im Vergleich zu Master-Laser I sind auf die schlechtere Spektroskopie und damit schlechtere Fehlersignalgenerierung zurückzuführen. Wie schon früher erwähnt, kann hier eine bessere Cs-Dampfzelle Abhilfe verschaffen.

## 5.2.4 Spektrum des Transmissionssignals

Aus den aufgezeichneten Transmissionsdaten wurden auch die Frequenzrauschspektren berechnet, wie sie in Abb. 5.3 für den Master-Laser I und in Abb. 5.4 für den



**Abb. 5.3:** Frequenzrauschspektrum des Transmissionssignals durch den optischen Resonator von Master-Laser I. Im Wesentlichen sieht man weißes Frequenzrauschen mit überlagerten Resonanzen. Die Resonanz bei 15 kHz stammt vermutlich von akustischen Störungen, während die bei 400 kHz wahrscheinlich eine Polstelle der Regelung ist. Bei Frequenzen über 1 MHz erkennt man deutlich das Tiefpassverhalten des optischen Resonators.

Master-Laser II dargestellt sind. Dazu wurden zuerst die Transmissionsdaten über Gleichung 5.24 in Frequenzschwankungen umgerechnet. Aus diesen Daten erhält man dann über die Funktion *PWELCH* in MATLAB© das über die Welch-Methode abgeschätzte Frequenzrauschspektrum  $P_{\delta\phi}(\nu)$ . Im Wesentlichen sieht man darauf weißes Frequenzrauschen, dem Resonanzen überlagert sind. Für beide Laser sieht das Bild ziemlich ähnlich aus. Beide zeigen Resonanzen bei ca. 15 kHz und bei ca. 400 kHz. Dazwischen sind beim Master-Laser I noch kleinere scharfe Resonanzen bei 20 kHz und 30 kHz zu sehen. Diese und die Resonanz bei 15kHz stammen vermutlich von akustischen Schwingungen, die an das Lasergehäuse und an den optischen Resonator ankoppeln. Die Resonanz bei 400 kHz kommt wahrscheinlich von einer Polstelle der Regelung, was sich gut mit der aus den Beat Messungen ersichtlichen Regelbandbreite von ca. 400 kHz deckt (vgl. Abschnitt 5.3.1). Bei höheren Frequenzen ist das Tiefpassverhalten des optischen Resonators gut zu erkennen.

Für das Spektrum der beiden Laser unterhalb von 1kHz sei auf die Abbildungen 5.10 und 5.11 im Abschnitt 5.4 verwiesen.



**Abb. 5.4:** Frequenzrauschspektrum des Transmissionssignals durch den optischen Resonator von Master-Laser II. Dieses sieht dem Spektrum von Master-Laser I (Abb. 5.3) ganz ähnlich und es gelten die gleichen Aussagen.

# 5.3 Schwebungsmessung

Die Oszillationen von Licht sind wegen ihren hohen Frequenzen nicht direkt messbar. Die Messung des Schwebungssignals zweier Laser mit annähernd gleicher Frequenz ermöglicht jedoch die Verwendung der Methoden zur Messung von Radiofrequenzen im optischen Bereich.

Das Licht der beiden Laser, dessen elektrisches Feld (Amplitude  $A_1=A_2=1$ ) durch

$$E_1(t) = \exp(i(\omega_1 t + \delta\phi_1(t))) \tag{5.27}$$

und

$$E_2(t) = \exp(i(\omega_2 t + \delta\phi_2(t))) \tag{5.28}$$

mit

$$\omega_2 > \omega_1$$

gegeben ist, wird dazu auf einem Strahlteiler überlagert und über eine schnelle Photodiode detektiert. Auf der Photodiode ergibt sich folgende Intensität:

$$I(t) = |E_1(t) + E_2(t)|^2 = |E_1(t)|^2 + |E_2(t)|^2 + 2\Re E_1(t)^* E_2(t)$$
(5.29)

#### 5.3 Schwebungsmessung

Interessant ist hier der Interferenzterm

$$E_1(t)^* E_2(t) = \exp(i(\omega_2 - \omega_1)t) \exp(i(\delta\phi_1(t) - \delta\phi_2(t))).$$
(5.30)

Daraus erkennt man, dass das Schwebungssignal Anteile bei der Differenzfrequenz  $\omega_2 - \omega_1$  der beiden Laser enthält. Frequenzschwankungen der beiden Laser zueinander übertragen sich auf das Schwebungssignal und werden über die Frequenzschwankungen dieses Signals messbar.

In unserem Fall findet die Überlagerung zwischen dem Master-Laser des 3D Cs BEC Experiments mit unseren Diodenlasern statt. Da es sich dabei um Laser des gleichen Typs handelt, kann man davon ausgehen, dass die Frequenzschwankungen der gleichen Statistik gehorchen, aber völlig voneinander unabhängig sind. Laut [Tha01] ergibt sich das Spektrum des Schwebungssignals im Wesentlichen aus der Faltung

$$P_{E_1^*E_2} = \frac{1}{(2\pi)^2} (P_{E_1^*} \otimes P_{E_2})$$
(5.31)

der spektralen Leistungsdichte der einzelnen Laser. Für weißes Frequenzrauschen ist das Schwebungssignal ebenfalls Lorentz-förmig. Die Linienbreite ergibt sich dann aus der Summe der einzelnen Linienbreiten.

Im Falle unseres Master-Laser II, der ca. 9,2 GHz verstimmt von den übrigen Lasern läuft, musste anders vorgegangen werden. Dieser Laser wurde über Gitterwinkelveränderung auf den Übergang  $F=4 \rightarrow F'=5$  gebracht und da gelockt. Dann wurde er mit dem Master-Laser I überlagert und eine Schwebungsmessung wurde durchgeführt.

#### 5.3.1 Master-Laser I

In Abb. 5.5 ist das über eine Schwebung zwischen Master-Laser I und dem Master-Laser aus dem 3D Cs BEC Experiment gemessene Leistungsspektrum dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve der vollen Halbwertsbreite von 18 kHz. Nimmt man an, dass beide Laser in gleichem Maße zu dieser Linienbreite beitragen, so kommt man auf eine Linienbreite von ca. 9 kHz pro Laser, was in guter Übereinstimmung mit der aus der Allen-Varianz errechneten Linienbreite von 8 kHz ist (vgl. Abschnitt 5.2.2). Weiters zu erkennen sind die durch den Fast-Regelkreis (Stromregelung) aufgeprägten Seitenbänder im Abstand von ca. 400 kHz vom zentralen Maximum. Daraus kann man auf eine Regelbandbreite von ca. 400 kHz schließen. Das Maximum der Seitenbänder liegt ca. 20 dB unter dem Trägersignal.

### 5.3.2 Raman/MOT Slave-Laser und Zeeman-Abbremser Slave-Laser

In den Abb. 5.6 und 5.7 sind die Spektren der Schwebungssignale zwischen dem Raman/MOT Slave-Laser und dem Master-Laser aus dem 3D Cs BEC Experiment bzw. zwischen dem Zeeman-Abbremser Slave-Laser und dem Master-Laser aus dem



**Abb. 5.5:** Spektrum des Schwebungssignals zwischen Master-Laser I und dem Master-Laser aus dem 3D Cs BEC Experiment, aufgenommen mit Rhode&Schwarz Spektrumanalysator des Typs FSP (10 kHz Auflösungsbandbreite) mit eingeschaltetem Video-Averaging. Weiters eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve mit einer vollen Halbwertsbreite von 18 kHz.



**Abb. 5.6:** Spektrum des Schwebungssignals zwischen Raman/MOT Slave-Laser und dem Master-Laser aus dem 3D Cs BEC Experiment, aufgenommen mit Rhode&Schwarz Spektrumanalysator des Typs FSP (10kHz Auflösungsbandbreite) mit eingeschaltetem Video-Averaging. Weiters eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve mit einer vollen Halbwertsbreite von 16kHz.



Abb. 5.7: Spektrum des Schwebungssignals zwischen Zeeman-Abbremser Slave-Laser und dem Master-Laser aus dem 3D Cs BEC Experiment, aufgenommen mit Rhode&Schwarz Spektrumanalysator des Typs FSP (10 kHz Auflösungsbandbreite) mit eingeschaltetem Video-Averaging. Weiters eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve mit einer vollen Halbwertsbreite von 18 kHz.

3D Cs BEC Experiment dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Anpassungen mit Lorentz-Kurven der vollen Halbwertsbreite von 16 kHz bzw. 18 kHz. Schön zu erkennen ist die gute Übereinstimmung zwischen den Abb. 5.5, 5.6 und 5.7. Dies bestätigt das benutzte Injektions-Lock Verfahren, da hier die Slave-Laser in der Tat die spektralen Eigenschaften des Master-Laser I übernehmen.

#### 5.3.3 Master-Laser II

In Abb. 5.8 ist die Schwebung zwischen Master-Laser I und Master-Laser II dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve der vollen Halbwertsbreite von 38 kHz. Da der Master-Laser I eine Linienbreite von 9 kHz aufweist, hat der Master-Laser II in etwa eine Linienbreite von 30 kHz (in guter Übereinstimmung mit der in Abschnitt 5.2.3 berechneten von 29 kHz), wenn man annimmt, dass beide Laser in Summe zu der Linienbreite beitragen. Diese Annahme ist auch hier durchaus gerechtfertigt, da auch diese beiden Laser völlig voneinander unabhängig und exakt gleicher Bauart sind. Die größere Linienbreite von Master-Laser II kommt im Wesentlichen, wie schon zuvor erwähnt, von der schlechteren Spektroskopie zur Fehlersignalgenerierung. Jedoch ist auch diese Linienbreite für unsere Zwecke völlig ausreichend, wenn man bedenkt, dass bei ähnlichen Experimenten für diesen Zweck Laser mit Linienbreiten von ca. 1 MHz zum Einsatz kommen (vgl. [Mar03b]).



**Abb. 5.8:** Spektrum des Schwebungssignals zwischen Master-Laser I und Master-Laser II, aufgenommen mit Rhode&Schwarz Spektrumanalysator des Typs FSP (10 kHz Auflösungsbandbreite) mit eingeschaltetem Video-Averaging. Dazu wurde der Master-Laser II mittels Gitterwinkelverstellung auf den gleichen Übergang wie der Master-Laser I gelockt. Weiters eingezeichnet ist die Anpassung mit einer Lorentz-Kurve mit einer vollen Halbwertsbreite von 38 kHz.

# 5.4 Ankopplung von Akustik

Ein weiterer Aspekt, der die Frequenzstabilität der Laser beeinflusst, ist die Ankopplung von Akustik. Durch Schallwellen wird das Beugungsgitter der Master-Laser in Schwingung versetzt, wodurch sich die Emissionswellenlänge leicht verändert. Deshalb ist es interessant zu wissen, bei welchen Schallfrequenzen diese Ankopplung besonders stark ist und in wie weit die Laserregelung dies ausgleichen kann. Um das zu ermitteln, wurde der entsprechende Master-Laser über einen Lautsprecher, der direkt über ihm aufgehängt war, beschallt. Signalquelle für den Lautsprecher wie auch Messgerät zur Aufnahme des Spektrums war ein Stanford Research Netzwerkanalysator des Typs SR770 FFT. Als Signal diente ein langsamer Chirp zwischen 0 bis 6,25 kHz, der direkt auf den Lautsprecher gelegt wurde. Das Fehlersignal des jeweils untersuchten Master-Lasers diente als Maß für die Frequenzabweichung und wurde mittels des Netzwerkanalysators in ein Frequenzspektrum umgerechnet. Es wurden mehrere Messungen nach folgendem Schema durchgeführt:

- Laser nicht gelockt
- Laser im Lock, aber nur über Gitter geregelt
- Laser über Gitter und Diodenstrom geregelt, Stromintegrator aus
- Laser vollständig gelockt (Gitter, Strom, Stromintegrator an)

Die Ergebnisse sind in Abb. 5.9 für Master-Laser I bzw. in Abb. 5.11 für Master-Laser II dargestellt. Anhand dieser Messungen lassen sich natürlich nur qualitative Aussagen treffen. Trotzdem kann man mit ihrer Hilfe die Resonanzfrequenzen des Aufbaus bestimmen und auch die Effizienz der Regelung gegenüber diesen akustischen Störungen beurteilen. So wäre es denkbar, anhand dieser Messmethode einen neuen mechanischen Aufbau in Hinblick auf die Ankopplung von akustischen Störungen zu optimieren.

# 5.4.1 Master-Laser I

Die großen Resonanzen (siehe Abb. 5.9 a) treten hier bei 890 Hz, 1563 Hz, 1719 Hz, 3125 Hz und 4015 Hz auf. Wird der Laser nur über den Gitterwinkel geregelt (Abb. 5.9 b), so erkennt man, dass akustische Störungen bis zu einer Frequenz von ca. 200 Hz stark unterdrückt werden. Darüber sieht das Spektrum im wesentlichen unverändert aus. Wird die Stromregelung zugeschaltet (Abb. 5.9 c), jedoch der Integrator der Stromregelung noch nicht, so werden auch Störungen bei höheren Frequenzen leicht unterdrückt. Wie effizient die Regelung bei zugeschaltetem Integrator der Stromregelung Störungen unterdrückt, ist aus Abb. 5.9 d zu sehen. Die Regelung vermindert die Amplitude um ca. 20dB. Um zu sehen, wie gut die Regelung tatsächlich die Störungen unterdrückt, ist in Abb. 5.10 noch eine Gegenüberstellung des gelockten Lasers ohne zusätzliche Rauschquelle (a) und mit langsam gechirpter Rauschquelle (b) in gleicher Skalierung dargestellt.

## 5.4.2 Master-Laser II

Hier liegen die Verhältnisse ganz ähnlich wie bei dem Master-Laser I und es gelten die gleichen Aussagen. Die großen Resonanzen treten hier bei 1015 Hz, 1536 Hz, 1728 Hz, 1906 Hz, 2030 Hz, 2868 Hz und 3128 Hz auf. Sämtliche Störungen werden auch hier durch die Regelung effizient unterdrückt (um ca. 14dB). Ein Vergleich zwischen Master-Laser I und II ist hier schwierig, da über das jeweilige Fehlersignal Frequenzschwankungen unterschiedlich in Amplitudenschwankungen umgesetzt werden. Aus dem Abschnitt 5.3.3 wissen wir aber, dass die spektralen Eigenschaften von Master-Laser II etwas schlechter als jene von Master-Laser I sind. Rein qualitativ lässt sich dies auch aus dem Vergleich der beiden Abbildungen 5.9 und 5.11 erkennen, da die Regelung vom Master-Laser II die Störungen nicht ganz so stark unterdrückt.

#### 5.4.3 Verbesserungsvorschläge

Eine bessere Schallisolierung der Diodenlasergehäuse würde eine höhere Frequenzstabilität auf kurzen Zeitskalen bringen. Für die geplanten Anwendungen ist aber die aktuelle Stabilität weitaus ausreichend. Sollte man in zukünftigen Anwendungen eine



**Abb. 5.9:** Ankopplung von Akustik an Master-Laser I. Dargestellt ist das Frequenzspektrum des Fehlersignals von Master-Laser I in logarithmischer Auftragung, gemessen über einen Stanford Research Netzwerkanalysator des Typs SR770 FFT. a: Laser nicht gelockt; b: Laser nur über Gitter geregelt; c: Laser über Gitter und Diodenstrom geregelt, Diodenstrom Integrator aus; d: Laser gelockt (komplette Regelung ein). Gut zu erkennen ist, wie effektiv die Diodenlaser-Regelung die akustischen Störungen unterdrückt (ca. -20 dB).



**Abb. 5.10:** Vergleich der Frequenzspektren des Fehlersignals von Master-Laser I in logarithmischer Auftragung für a: Master-Laser I gelockt, ohne zusätzliche Rauschquelle und b: Master-Laser I gelockt, mit langsam gechirpter Rauschquelle (entspricht Abb. 5.9 d, nur mit besserer Auflösung).

höhere Frequenzstabilität benötigen, so sollte man neben einer besseren Schallisolierung auch die Linienbreite der Laser über bessere Stabilisierungsverfahren verkleinern, da gegenüber der derzeitigen Linienbreite die Frequenzschwankungen, hervorgerufen durch normalen Umgebungslärm, vernachlässigbar sind.



Abb. 5.11: Ankopplung von Akustik an Master-Laser II. Dargestellt ist das Frequenzspektrum des Fehlersignals von Master-Laser II in logarithmischer Auftragung, gemessen über einen Stanford Research Netzwerkanalysator des Typs SR770 FFT. a: Laser nicht gelockt; b: Laser nur über Gitter geregelt; c: Laser über Gitter und Diodenstrom geregelt, Diodenstrom Integrator aus; d: Laser gelockt (komplette Regelung ein). Hier werden die Störungen auch unterdrückt (ca. -14 dB), jedoch nicht ganz so gut wie bei dem Master-Laser I.

# 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Diodenlasersystem zum Fangen, optischen Kühlen und Nachweisen von <sup>133</sup>Cs-Atomen in einem neuen Cs-BEC Experiment aufgebaut. Alle vier Diodenlaser, die im Rahmen dieser Arbeit gebaut wurden, erfüllen die geforderten Spezifikationen. So wurde die geforderte Linienbreite von 100 kHz um bis zu einen Faktor 10 unterschritten. Dies gelang mit Hilfe der bereits im 3D Cs BEC Experiment verwendeten Stabilisierungsverfahren und Verfahren zur Linienbreitenreduktion. Die geringe Linienbreite des Master-Lasers ließ sich auf die injektionsstabilisierten Slave-Laser übertragen.

Die Temperaturstabilität der Diodenlaseraufbauten konnte im Vergleich zu den bisherigen Aufbauten (Temperaturabweichungen von  $< 5 \,\mathrm{mK}$ ) über ein neues Regelschema um einen Faktor 5 verbessert werden (Temperaturabweichungen  $< 1 \,\mathrm{mK}$ ).

Es hat sich gezeigt, dass die Diodenlaser über Stunden im Lock bleiben und somit eine verlässliche Quelle für das im Experiment benötigte Laserlicht darstellen.

Der nächste Schritt wird die Implementierung einer magnetooptischen Falle sein. Danach wird sich zeigen, ob auch der neu ausgelegte Zeeman-Abbremser den gewünschten Teilchenfluss bringt. Wir gehen davon aus, dass der derzeit im 3D Cs BEC Experiment erreichte Atomfluss um einen Faktor 100 gesteigert werden kann. Ist dies geschafft, geht es an die Optimierung des Raman-Seitenband-Kühlschemas. Nach dem Raman-Seitenband-Kühlen werden die Atome in die gekreuzte Dipolfalle entlassen. Der faserverstärkte Nd:YAG-Laser zur Erzeugung der Dipolfalle und der optischen Gitter befindet sich derzeit gerade im Aufbau. Mit Spannung wird dann das erste innerhalb dieses Experiments erzeugte Cs-BEC erwartet.

# Literaturverzeichnis

- [And95] Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, Science 269, 198 (1995).
- [And97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Observation of Interference between two Bose-Einstein Condensates, Science 257, 637 (1997).
- [Arl98] J. Arlt, P. Bancet, S. Hopkins, J. Martin, S. Webster, A. Wilson, K.Zetie, and C. Foot, Suppression of Collisional Loss from a Magnetic Trap, J. Phys. B 31, L321 (1998).
- [Arn97] M. Arndt, M. B. Dahan, D. Guéry-Odelin, M. Reynolds, and J. Dalibard, Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions, Phys. Rev. Lett. 79, 625 (1997).
- [Bos24] S. N. Bose, Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese, Z. Phys. 26, 178 (1924).
- [Bos87] K. Bosch, *Elementare Einführung in die angewandte Statistik*, Vieweg, Braunschweig, 1987, vierte Auflage.
- [Bou97] P. Bouyer and M. A. Kasevich, Heisenberg-limited Spectroscopy with Degenerate Bose-Einstein Gases, Phys. Rev. A 56, R1083 (1997).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, Phys. Rev. Lett. 75, 1687 (1995).
- [Bra99] M. P. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thompson, and D. E. Pritchard, *Penning Trap Measurements of the Masses of*  $^{133}Cs$ ,  $^{87,85}Rb$ , and  $^{23}Na$  with Uncertainties  $\leq 0.2 \, ppb$ , Phys. Rev. Lett. **83**, 4510 (1999).
- [Chi00] C. Chin, V. Vuletić, A. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium, Phys. Rev. Lett. 85, 2717 (2000).

#### Literaturverzeichnis

- [Chi01a] C. Chin, Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap, Dissertation, Stanford University (2001).
- [Chi01b] C. Chin, V. Leiber, V. Vuletić, A. Kerman, and S. Chu, Measurement of an Electron's Electric Dipole Moment using Cs Atoms Trapped in Optical Lattices, Phys. Rev. A 63, 033401 (2001).
- [Chi04] C. Chin, T. Kraemer, M. Mark, J. Herbig, P. Waldburger, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Observation of Feshbach-like Resonances in Collisions between Ultracold Molecules, cond-matt/0411258 (2004), accepted in Phys. Rev. Lett.
- [Chu] S. Chu, http://www.stanford.edu/group/chugroup/amo/interferometry. html.
- [Coh95] L. Cohen, *Time-Frequenzy Analysis*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1995.
- [Cor00] S. Cornish, N. Claussen, J. Roberts, E. Cornell, and C. Wieman, Stable <sup>85</sup>Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions, Phys. Rev. Lett. 85, 1795 (2000).
- [Cub03] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, G. Shlyapnikov, and C. Salomon, Production of Long-Lived Ultracold Li<sub>2</sub> Molecules from a Fermi Gas, Phys. Rev. Lett. **91**, 240401 (2003).
- [Dav95] K. Davis, M.-O. Mewes, and W. Ketterle, An Analytical Model for Evaporative Cooling of Atoms, Appl. Phys. B 60, 155 (1995).
- [Dem93] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993.
- [Don02] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C. E. Wieman, Atommolecule coherence in a Bose-Einstein condensate, Nature 417, 529 (2002).
- [Dyc87] J. R. S. V. Dyck, P. B. Schwinberg, and H. G. Dehmelt, New High-precision Comparison of Electron and Positron g factors, Phys. Rev. Lett. 59, 26 (1987).
- [Ein24] A. Einstein, *The Quantum Theory of the Monatomic Perfect Gas*, Preuss. Akad. Wiss. Berlin 261 (1924).
- [Ein25] A. Einstein, Quantentheorie des einatomigen idealen Gases: Zweite Abhandlung, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. 3 (1925).
- [Fes58] H. Feshbach, Unified Theory of Nuclear Reactions, Ann. Phys. 5, 357 (1958).

- [Fle81a] M. W. Fleming and A. Mooradian, Fundamental Line Broadening of Single-Mode (GaAl)As Diode Lasers, Appl. Phys. Lett. 38, 511 (1981).
- [Fle81b] M. W. Fleming and A. Mooradian, Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers, IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 44 (1981).
- [Fri98] D. G. Fried, T. C. Killian, L.Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. Lett. 81, 3811 (1998).
- [Ger99] M. Gertsvolf and M. Rosenbluh, Injection Locking of a Diode Laser Locked to a Zeeman Frequency Stabilized Laser Oscillator, Opt. Comm. 170, 269 (1999).
- [GO98] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Is Bose-Einstein Condensation of Atomic Cesium Possible?*, Europhys. Lett. **44**, 25 (1998).
- [Gre02] 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 (2002).
- [Gre03] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi Gas*, Nature **426**, 540 (2003).
- [Gri05] A. Grimm (2005).
- [Gup02] S. Gupta, K. Diekmann, Z. Hadzibabic, and D. E. Pritchard, Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α, Phys. Rev. Lett. 89, 140401 (2002).
- [Gup03] S. Gupta, *Experiments with Degenerate Bose and Fermi Gases*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (2003).
- [Ham02] M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Cold-Atom Gas at Very High Densities in an Optical Surface Microtrap, Phys. Rev. A 66, 051401(R) (2002).
- [Hen82] C. H. Henry, *Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 259 (1982).
- [Hen01] J. Hensley, A. Wicht, B. Young, and S. Chu (Eds.), Proceedings of the 17th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2000), p. 43, American Institute of Physics, E. Arimondo and P.D. Natale and M. Inguscio, 2001.

#### Literaturverzeichnis

- [Her03] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas, Science 301, 1510 (2003).
- [Ike95] T. Ikegami, S. Sudo, and Y. Sakai, Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes, Artech House, Inc., 1995.
- [Ino98] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate, Nature 392, 151 (1998).
- [Ino99] S. Inouye, T. Pfau, S. Gupta, A. P. Chikkatur, A. Görlitz, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Phase-coherent Amplification of Atomic Matter Waves*, Nature 402, 641 (1999).
- [Jak98] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices, Phys. Rev. Lett. 81, 3108 (1998).
- [Joc03a] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **301**, 2101 (2003), published online 13 November 2003; 10.1126/science.1093280.
- [Joc03b] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms, Phys. Rev. Lett. 91, 240402 (2003).
- [Ker00] A. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, and S. Chu, Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density, Phys. Rev. Lett. 84, 439 (2000).
- [Kha02] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Formation of a Matter-Wave Bright Soliton*, Science 296, 1290 (2002).
- [Kin95] T. Kinoshita, New Value of the alpha 3 Electron Anomalous Magnetic Moment, Phys. Rev. Lett. 75, 4728 (1995).
- [Kra04] T. Kraemer, J. Herbig, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Optimized Production of a Cesium Bose-Einstein Condensate, Appl. Phys. B 79, 1013 (2004).
- [Lan84] R. Lang, Injection Locking Properties of Semiconductor Lasers, IEEE J. Quant. Electron QE-18, 976 (1984).
- [Leo01] P. Leo, P. S. J. Julienne, F. H. Mies, and P. Julienne, Collisional Frequency Shifts in <sup>133</sup>Cs Fountain Clocks, Phys. Rev. Lett. 86, 3743 (2001).
- [Ma93] L. Ma, P. Courteille, G. Ritter, W. Neuhauser, and R. Blatt, *Modulation-Transfer Spectroscopy in Te*<sub>2</sub> at 467 nm, Appl. Phys. B 57, 159 (1993).
- [Mar02] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, and B. J. Verhaar, *Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurements and Analysis*, Phys. Rev. Lett. **89**, 283202 (2002).
- [Mar03a] H. Marion, F. P. D. Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, and C. Salomon, *Search for Variations of Fundamental Constants using Atomic Fountain Clocks*, Phys. Rev. Lett. 90 (2003).
- [Mar03b] M. Mark, *Bose-Einstein-Kondensation von Cäsium*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2003).
- [Mar05] M. Mark, T. Kraemer, J. Herbig, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Efficient Creation of Molecules from a Cesium Bose-Einstein Condensate, Europhysics Letters 69, 706 (2005).
- [Mat99] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Vortices in a Bose-Einstein Condensate, Phys. Rev. Lett. 83, 2498 (1999).
- [Met99] H. Metcalf and P. Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, New York, 1999.
- [Mod01] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling, Science 294, 1320 (2001).
- [Näg02] H.-C. Nägerl, *Tunable Quantum Matter for Precision Measurements*, Research Proposal for the START Program 2002 (2002).
- [Pet88] K. Petermann, Laser Diode Modulation and Noise, Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [Reg03] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, Creation of Ultracold Molecules from a Fermi Gas of Atoms, Nature 424, 47 (2003).
- [Rob01] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms, Science 292, 461 (2001).

#### Literaturverzeichnis

- [Rut78] J. Rutman, Characterization of Phase and Frequency Instabilities in Precision Frequency Sources: Fifteen Years of Progress., Proc. IEEE 66 (9), 1048 (1978).
- [Ryc04] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap, Phys. Rev. Lett. 92, 173003 (2004).
- [Sch98] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, Simple Scheme for Tunable Frequency Offset Locking of Two Lasers, Review of Scientific Instruments 70, 242 (1998).
- [Sha58] A. L. Shawlow and C. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
- [Shi82] J. H. Shirley, Modulation Transfer Processes in Optical Heterodyne Saturation Spectroscopy, Opt. Lett. 7, 537 (1982).
- [Sie86] A. E. Siegmann, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [SK98] D. Stamper-Kurn, H. Miesner, A. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, and W. Ketterle, *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. 81, 2194 (1998).
- [Sna98] M. Snadden, J. McGuirk, P. Bouyer, K. Haritos, and M. Kasevich, Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer, Phys. Rev. Lett. 81, 971 (1998).
- [Sö98] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas, Phys. Rev. Lett. 80, 1869 (1998).
- [Sor02] O. Sorensen, D. V. Fedorov, and A. S. Jensen, *Correlated Trapped Bosons* and the Many-Body Efimov Effect, Phys. Rev. Lett. **89**, 173002 (2002).
- [Ste02] D. Steck, Cesium D Line Data, http://george.ph.utexas.edu/~ dsteck/alkalidata/cesiumnumbers.pdf (2002).
- [Str02] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, Formation and Propagation of Matter-Wave Soliton Trains, Nature 417, 150 (2002).
- [Tak03] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms, Phys. Rev. Lett. 91 (2003).

- [Tha01] G. Thalhammer, Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2001).
- [Tie93] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, Threshold and Resonance Phenomena in Ultracold Ground-State Collisions, Phys. Rev. A 47, 4114 (1993).
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 051401 (2001).
- [Ude99] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Absolute Optical Frequency Measurement of the Cs  $D_1$  Line with a Mode-Locked Laser, Phys. Rev. Lett. 82, 3568 (1999).
- [Ude00] T. Udem, J. Reichert, T. W. Hänsch, and M. Kourogi, Absolute Optical Frequency Measurement of the Cs  $D_2$  Line, Phys. Rev. A **62**, 031801(R) (2000).
- [Web03a] T. Weber, Bose-Einstein Condensation of Cesium in an Optical Trap, Dissertation, Universität Innsbruck (2003).
- [Web03b] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science **299**, 232 (2003).
- [Wei93] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Precision Measurement of the Photon Recoil of an Atom using Atomic Interferometry, Phys. Rev. Lett. 70, 2706 (1993).

# Herzlichen Dank

# Rudi Grimm

der es mir ermöglicht hat, in seiner Arbeitsgruppe diese Diplomarbeit zu schreiben und für die herzliche Aufnahme in das Ultracool Team

# Hanns-Christoph Nägerl

für die hervorragende Betreuung in allen Belangen und die nette Atmosphäre im CS-III Team

# Mattias, mit Abstand der netteste Schwede den ich kenne

für die netten Tage im Labor, die Hilfsbereitschaft in jeder Hinsicht und nicht zuletzt die geteilte Begeisterung für den Sport

# Toni

für die gute Zusammenarbeit und seine offene und herzliche Art

# Gregor

der auf jede Frage eine Antwort hatte und sich immer die Zeit nahm

#### dem Rest der Arbeitsgruppe

mit Alexander, Anti, Bastian, Charly, Cheng, Christine, David, Florian, Gerhard, Ina, Jens, Johannes, Klaus, Manuel, Markus, Mathias, Michael, Phillip, Reece, Selim, SFB-Ladies, Stefan R., Stefan S., Tino und Tobias, für das außerordentlich gute Arbeitsklima, das man in unserer leistungsorientierten Gesellschaft nur mehr selten findet.

#### der mechanischen Werkstatt

mit Toni, Stefan, Josef und Helmut für die gute Zusammenarbeit und die netten Hoagaschta

# Christl, Heinz und Sara

für ihre Hilfsbereitschaft, Großzügigkeit und die netten Stunden

# meinen 3 Schwestern Inge, Claudia und Barbara samt Anhang

dass sie immer für mich da sind und den tollen Familienzusammenhalt

# meinen Eltern

den Chefs der Großfamilie für Alles - ohne eich geht gonix

# Nina

für die letzten 11 gemeinsamen Jahre... du bist meine bessere Hälfte und ich bin so stolz auf dich, Frau Dr.!!