

---

# Ultrastabiler Hoch-Finesse-Resonator zur Erzeugung von Grundzustandsmolekülen

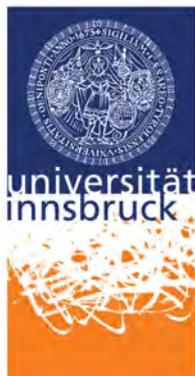
---

Masterarbeit

VERFASST VON  
Benjamin Rutschmann

BETREUT VON  
Univ.-Prof. Dr. Hanns-Christoph Nägerl

Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik  
der Leopold Franzens Universität Innsbruck



August 2012

*Bildung ist nicht das Befüllen von  
Fässern, sondern das Entzünden von  
Flammen.*

---

HERAKLIT

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundzustandsmoleküle</b>	<b>5</b>
2.1	Superfluid zu Mott-Isolator-Übergang . . . . .	5
2.2	Feshbach-Assoziation . . . . .	8
2.3	STIRAP-Transfer . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Stabile Diodenlaser</b>	<b>14</b>
3.1	Schawlow-Townes-Linienbreite . . . . .	14
3.2	Passive optische Rückkoppelung . . . . .	15
3.3	Aktive elektronische Rückkoppelung . . . . .	16
3.3.1	Pound-Drever-Hall-Verfahren . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Ultrastabiler Hoch-Finesse-Resonator</b>	<b>20</b>
4.1	Theoretische Beschreibung eines optischen Resonators . . . . .	20
4.1.1	Resonator mit ebenen Spiegeln . . . . .	20
4.1.2	Resonator mit sphärischen Spiegeln . . . . .	21
4.2	Mechanischer Aufbau . . . . .	22
4.3	Stabilität des Referenzresonators . . . . .	23
4.3.1	Druckschwankungen . . . . .	23
4.3.2	Temperaturschwankungen . . . . .	25
4.3.3	Vibration und Akustik . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Messungen</b>	<b>29</b>
5.1	Setup der STIRAP-Laser . . . . .	29
5.1.1	PDH-Aufbau . . . . .	30
5.2	NTC-Regelsignal . . . . .	31
5.3	Messungen . . . . .	32
5.3.1	Finesse $\mathcal{F}$ . . . . .	32
5.3.2	Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten $\alpha$ . . . . .	33
5.3.3	Langzeitdrift von ULE . . . . .	35
5.3.4	PDH-Fehlersignal . . . . .	35
5.3.5	Schwebungsfrequenzmessung . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>40</b>
6.1	Erste STIRAP-Messungen . . . . .	40
6.2	Mögliche Verbesserungen . . . . .	40
6.3	Zusammenfassung . . . . .	41

---

<b>Anhang</b>	<b>42</b>
1 Lasersetup für ein direktes Abbildungsverfahren von Molekülen . . .	42
1.1 Diodenhalterdesign . . . . .	42
1.2 Optischer Aufbau . . . . .	43
2 Schaltpläne . . . . .	44
2.1 Temperatur-Messbrücke . . . . .	44
2.2 Temperatur-Regler und Endstufe . . . . .	44
2.3 Elektronischer PDH-Aufbau . . . . .	46
3 Einzelheiten zum Hoch-Finesse-Resonator . . . . .	47
3.1 Sub-D-Pinbelegungen . . . . .	47
3.2 Viewports und Resonatorspiegel . . . . .	48
3.3 Temperatursensoren . . . . .	49
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>52</b>
<b>Danksagung</b>	<b>64</b>

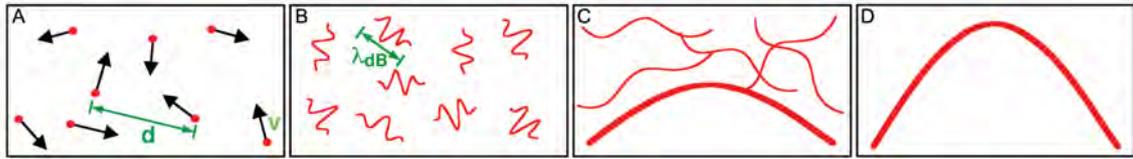
# 1 Einleitung

Im Jahre 2001 wurde für die Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation in verdünnten Gasen aus Alkaliatomen der Physik-Nobelpreis vergeben [Ket02, Cor02]. Es war drei Forscherteams unabhängig voneinander gelungen, die theoretischen Vorhersagen von Satyendranath Bose [Bos24] und Albert Einstein [Ein25] experimentell zu bestätigen. Das Bose-Einstein-Kondensat stellt einen neuen Aggregatzustand dar, der im Rahmen der klassischen Physik nicht beschrieben werden kann.

In der Quantentheorie kann jedem Teilchen ein Wellenpaket mit einer Wellenlänge  $\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}}$  zugeordnet werden [Bro24]. Neben dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , der Masse  $m$  und der Boltzmann-Konstanten  $k_{\text{B}}$  hängt die thermische de-Broglie-Wellenlänge von der Temperatur  $T$  ab. Bei Raumtemperatur ist der mittlere Abstand  $d$  der Teilchen im Gas viel größer als  $\lambda_{\text{dB}}$ , und die Atome können bei Stößen als Punktteilchen betrachtet werden (siehe Abb. 1.1 A). In diesem Temperaturbereich gilt für die Phasenraumdichte  $\rho_{\text{psd}} = n\lambda_{\text{dB}}^3 \ll 1$ , wobei  $n$  die Teilchendichte ist. Die Phasenraumdichte ist die entscheidende Größe auf dem Weg zu einem Bose-Einstein-Kondensat. Sie ist ein Maß für die Überlappung der Materiewellen.

Durch Laserkühlung [Win79, Phi98] können für verdünnte Atomgase Temperaturen knapp über dem absoluten Nullpunkt ( $0 \text{ K} = -273.15 \text{ °C}$ ) erreicht werden. Bei so niedrigen Temperaturen kann der Wellennatur der Teilchen nicht mehr vernachlässigt werden (siehe Abb. 1.1 B). Ist die de-Broglie-Wellenlänge so groß, dass die Materiewellen interferieren, so wird auch der quantenmechanische Charakter des Streuprozesses sichtbar. Die Teilchen streuen untereinander nur mehr in den niedrigsten Partialwellen [Dal99] und man spricht von einem entarteten Quantengas. Für ein Atomensemble aus ununterscheidbaren Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) folgt aus der Quantenstatistik, dass der Grundzustand makroskopisch besetzt wird. In einem dreidimensionalen, harmonischen Potential setzt die Bose-Einstein-Kondensation bei  $\rho_{\text{krit}} = 1.202$  ein (siehe Abb. 1.1 C). Im Grenzfall  $T = 0$  befinden sich alle Teilchen im Grundzustand und das Kondensat kann mit einer einzelnen Produktwellenfunktion beschrieben werden (siehe Abb. 1.1 D).

Dieser Phasenübergang wurde zuerst bei den Alkali-Elementen Rubidium [And95], Natrium [Dav95] und Lithium [Bra95] beobachtet. Die Demonstration der Bose-Einstein-Kondensation war der Auslöser für eine Vielzahl von Experimenten, welche sich mit den grundlegenden Eigenschaften von quantenmechanischen Vielteilchensystemen beschäftigen. Neben der Interferenz von Materiewellen [And97] konnten Solitonen und quantisierte Wirbelströmungen in Bose-Einstein-Kondensaten erzeugt



**Abbildung 1.1:** Bose-Einstein-Kondensation in einem verdünnten Atomgas. **A** Für hohe Temperaturen ist  $d \gg \lambda_{dB}$  und die Atome können als Punktteilchen angesehen werden. **B** Bei geringen Temperaturen kann einem Teilchen ein Wellenpaket mit einer Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  zugeordnet werden. **C** Am Punkt  $T_{krit}$  ist  $d \approx \lambda_{dB}$ , so dass die Materiewellen einander überlappen und die Bose-Einstein-Kondensation einsetzt. **D** Im Falle  $T = 0$  verschwindet die thermische Atomwolke und es bildet sich ein reines Kondensat. Die Abbildung ist Ref. [Ket02] entnommen.

und beobachtet werden [Bur99, Den00, Str02, Kha02, Mat99, AS01]. Auch der Superfluid zu Mott-Isolator-Übergang wurde beobachtet [Gre02] und die ersten Atomlaser realisiert [Mew97, Hag99]. Mittlerweile konnten auch die restlichen stabilen Elemente der ersten Hauptgruppe [Fri98, Mod01, Web03] und eine Reihe anderer Atome kondensiert werden [PDS01, Tak03, Gri05, Ste09, Kra09, Lu11, Aik12]. Die Hauptanwendungsgebiete dieser ultrakalten Atome liegen im Bereich der Präzisionsmessung, der Interferometrie und von Atomuhren.

Bald darauf begannen mehrere Arbeitsgruppen, kalte Molekül-gase zu untersuchen. Ultrakalte Moleküle mit langer Lebensdauer eröffnen eine Reihe neuartiger Experimente und Anwendungen: Durch die Kontrolle aller internen und externen Freiheitsgrade können Kollisionsuntersuchungen und chemische Reaktionen mit nie dagewesener Präzision erforscht werden [Wei99, Kre08]. In optischen Gittern können Quantensimulationen von Vielteilchensystemen durchgeführt werden, um Phänomene der Festkörperphysik besser zu verstehen [Mic06, Blo08, Ort09]. Ebenso wie Atome sind ultrakalte Molekülensembles auch für Präzisionsexperimente sehr interessant. So können beispielsweise das Massenverhältnis eines Elektrons zu einem Proton  $\frac{m_e}{m_p}$  [Zel08, DeM08] oder die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [Ros08, Chi09] auf zeitliche Veränderungen untersucht werden. Ein mögliches Dipolmoment des Elektrons und die daraus resultierenden Symmetrieverletzungen können mit ultrakalten Molekülen auf einen Wert, der um Größenordnungen kleiner als das bisherige, obere Limit im Standardmodell ist, abgeschätzt werden [Hin97, Hud05, Tar09].

Im Vergleich zu Atomen ist die Kühlung von Molekülen aufgrund ihrer komplexeren, internen Energiestruktur wesentlich schwieriger. Neben elektronischen Übergängen besitzen sie zusätzlich noch Vibrations- und Rotationsübergänge. Die Implementierung von Laserkühlung ist bei Molekülen daher im Allgemeinen nicht möglich [Bah96, Bet99]. Nur mit großem Aufwand können annähernd geschlossene Übergänge für einige spezielle Moleküle konstruiert werden [Shu10]. Um ultrakalte, molekulare Quantengase [Car09, Dul09] studieren zu können, wurden eine Reihe anderer Kühl- und Abbremssetechniken entwickelt [Doy04, Hut06, VDM08, Fri09, Sch09]. Die Wichtigsten sind:

- Die sympathetische Kühlung mit einem kryogenischen Atomgas [Wei98, Mod01, Ego04]
- Das Abbremsen von polaren Molekülen mit zeitlich veränderlichen, elektrischen Feldern, unter Ausnützung des Stark-Effekts [Bet99, Tar09] oder mit gepulsten, elektromagnetischen Spulen [Nar08]
- Breitbandiges Licht zur Kühlung einer Vielzahl rovibronischer Zustände [Bah96]
- Optisches Pumpen in tieferliegende Vibrationszustände [Vit08]

Leider ist es mit keiner dieser Techniken bisher möglich, entartete Molekül-gase zu erzeugen. Für Atome hingegen können standardmäßig kalte Ensembles mit hohen Phasenraumdichten erzeugt und Atompaare anschließend kontrolliert zu Molekülen assoziiert werden.

Es gibt zwei weit verbreitete Assoziationsansätze. Einerseits die Photoassoziation [Fio98, Wyn00, Sag05, Jon06], bei der zwei stoßende Atome durch Einstrahlung von resonantem oder nahe-resonantem Laserlicht in einen gebundenen Zustand transferiert werden. Andererseits die Feshbach-Assoziation [Reg03, Her03, Hut06, Köh06, Chi10], die aufgrund der höheren erreichbaren Phasenraumdichte die vielversprechendste Technik darstellt. Sie wird in dieser Arbeit diskutiert. Die Feshbach-Assoziation transferiert die Atome in einen schwachgebundenen Molekülzustand, welcher eine kurze Lebensdauer besitzt. Die Molekülerzeugung findet dabei an einer Feshbach-Resonanz statt. Der Name geht auf Herman Feshbach zurück, der in der Kernphysik bei der Streuung von Atomkernen Resonanzen entdeckt hat [Fes58, Fes62]. Auch für ultrakalte Atome wurden solche Resonanzen vorhergesagt [Tie92] und Mitte der 90er Jahre erstmals identifiziert [Ino98, Cou98, Rob98, Vul99]. Mehrere Gruppen haben daraufhin Dimere an einer solchen Feshbach-Resonanz gebildet und untersucht [Don02, Reg03, Her03, Cub03, Str03, Joc03b, Xu03, Dür04, Hod05, Köh06].

Ein Meilenstein im Bereich der ultrakalten Molekülphysik stellte die erstmalige Erzeugung eines molekularen Bose-Einstein-Kondensats im Jahre 2003 dar [Gre03, Zwi03, Joc03a]. Die Moleküle bestehen dabei aus zwei Fermionen in unterschiedlichen Spinzuständen, die ein Boson bilden und durch das Pauli-Prinzip stabil sind. Im Gegensatz zu Fermionen fehlt einem Molekül aus zwei Bosonen diese Stabilität. Falls die Bose-Einstein-Kondensation von Molekülen, zusammengesetzt aus bosonischen Atomen, überhaupt möglich ist, wurde sie bisher durch die großen, inelastischen Streuverluste verhindert. Theoretiker haben daher vorgeschlagen [Jak02], die Atome bzw. später die Moleküle während des gesamten Prozesses mit einem optischen Gitter [Mor06] vor inelastischen Stößen zu schützen. Die schwachgebundenen Moleküle können direkt nach ihrer Erzeugung in einem kohärenten Prozess in den rovibronischen Grundzustand transferiert werden, wo inelastische Zweikörperstöße unterdrückt sind. Für den Transfer in den Grundzustand wird die STIRAP-Technik [Vit01, Stw04], die in der Gruppe um Klaas Bergmann entwickelt wurde [Ber98], ein-

gesetzt. Diese Technik, mit der es möglich ist, ein Molekül theoretisch ohne Verluste in andere Vibrationszustände zu transferieren, wurde in unserer Gruppe sowohl für  $\text{Rb}_2$ - als auch  $\text{Cs}_2$ -Moleküle erfolgreich eingesetzt [Win07, Lan08, Dan08, Dan09, Dan10]. Im Fall von  $\text{Cs}_2$  können die Moleküle über einen Vier-Photonen-STIRAP-Übergang in den rovibronischen Grundzustand gelangen. Allerdings ist die Effizienz dieses Transfers noch zu gering, so dass beim Herunterfahren des optischen Gitters starke Verluste durch Stöße von Molekülen in angeregten Vibrationszuständen auftreten.

Numerische Simulationen haben ergeben, dass der STIRAP-Transfer in den Grundzustand hauptsächlich durch die Linienbreite der verwendeten STIRAP-Laser und ihre relative Phasenkohärenz zueinander beschränkt ist. Ziel dieser Arbeit ist es, diese beiden Punkte zu verbessern. Es wurde dazu der externe Resonator der Laser verlängert, so dass schnelle Phasenfluktuationen verringert werden können und die Laser eine schmalere Linienbreite besitzen. Außerdem wurden die Laser auf einen ultrastabilen Hoch-Finesse-Resonator zur Verbesserung der Kurzzeitstabilität referenziert. Bei vorteilhaften Streueigenschaften sollte so die Bose-Einstein-Kondensation der  $\text{Cs}_2$ -Moleküle ermöglicht werden [Kok01, Jak02]. Die Kondensation von homonuklearen Molekülen, könnte dann auf heteronukleare Moleküle, welche ein elektrisches Dipolmoment besitzen, übertragen werden [Dam03]. Polare Moleküle [Osp08, Ni08, Lah09, Osp10, Deb11, Tak12] können über ihre langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung zur Quanteninformationsverarbeitung verwendet werden [DeM02, Yel06]. In ein optisches Gitter geladen, sollten mit polaren Molekülen außerdem neuartige, exotische Quantenphasen zu beobachten sein [Gór02, Bar08, Pup09, Lah09].

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen strukturiert. Im folgenden Kapitel 2 wird auf die Erzeugung von Grundzustandsmolekülen mit den verwendeten Techniken eingegangen. Stabile Diodenlaser, die benützt werden um eine hohe STIRAP-Transfereffizienz in den rovibronischen Grundzustand zu erreichen, sind das Thema des nachfolgenden Kapitels 3. Der Hoch-Finesse-Resonator, der im Rahmen dieser Masterarbeit aufgebaut wurde, ist in Kapitel 4 beschrieben. Im fünften Kapitel werden der optische Aufbau und die durchgeführten Messungen des STIRAP-Transfers präsentiert, bevor im letzten Kapitel ein Ausblick mit ersten Messungen und möglichen Verbesserungen gegeben wird. Dem Appendix können außerdem detaillierte Informationen zu technischen Einzelheiten entnommen werden.

## 2 Grundzustandsmoleküle

Der Ausgangspunkt zur Erzeugung von  $\text{Cs}_2$ -Grundzustandsmolekülen (siehe Abb. 2.1) ist ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) von Cäsiumatomen in einer optischen Dipolfalle [Web03]. Um inelastische Stöße zu verringern, die bei den herrschenden Dichten hoch sind, wird das BEC zusätzlich in ein rot verstimmtes, optisches Gitter ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) geladen. Das Gitterpotential wird dazu über die Falle gelegt, die Intensität der Gitterstrahlen (proportional zur Gittertiefe  $V_0$ ) ist adiabatisch hochgefahren, und so der Superfluid zu Mott-Isolator-Übergang induziert. Der so erzeugte Mott-Isolator-Zustand besitzt eine genau definierte Anzahl Atome pro Gitterplatz. Im Zentralbereich des Gitters können nahezu alle Gitterplätze mit zwei Atomen besetzt werden. An einer Feshbach-Resonanz werden die Atome mithilfe eines äußeren Magnetfeldes zu schwachgebundenen Molekülen assoziiert. Nachdem sich alle Moleküle durch schnelle und langsame Magnetfeld-Rampen im gewünschten Hyperfeinkanal befinden, wird ein kohärenter STIRAP-Transfer benützt, um in den rovibronischen Grundzustand zu gelangen. Der STIRAP-Übergang ist dabei sowohl robust als auch äußerst effizient, sofern der Prozess adiabatisch stattfindet. Dieses Kapitel beschreibt die einzelnen Schritte und Techniken, die zur Erzeugung von  $\text{Cs}_2$  Grundzustandsmolekülen benötigt werden.

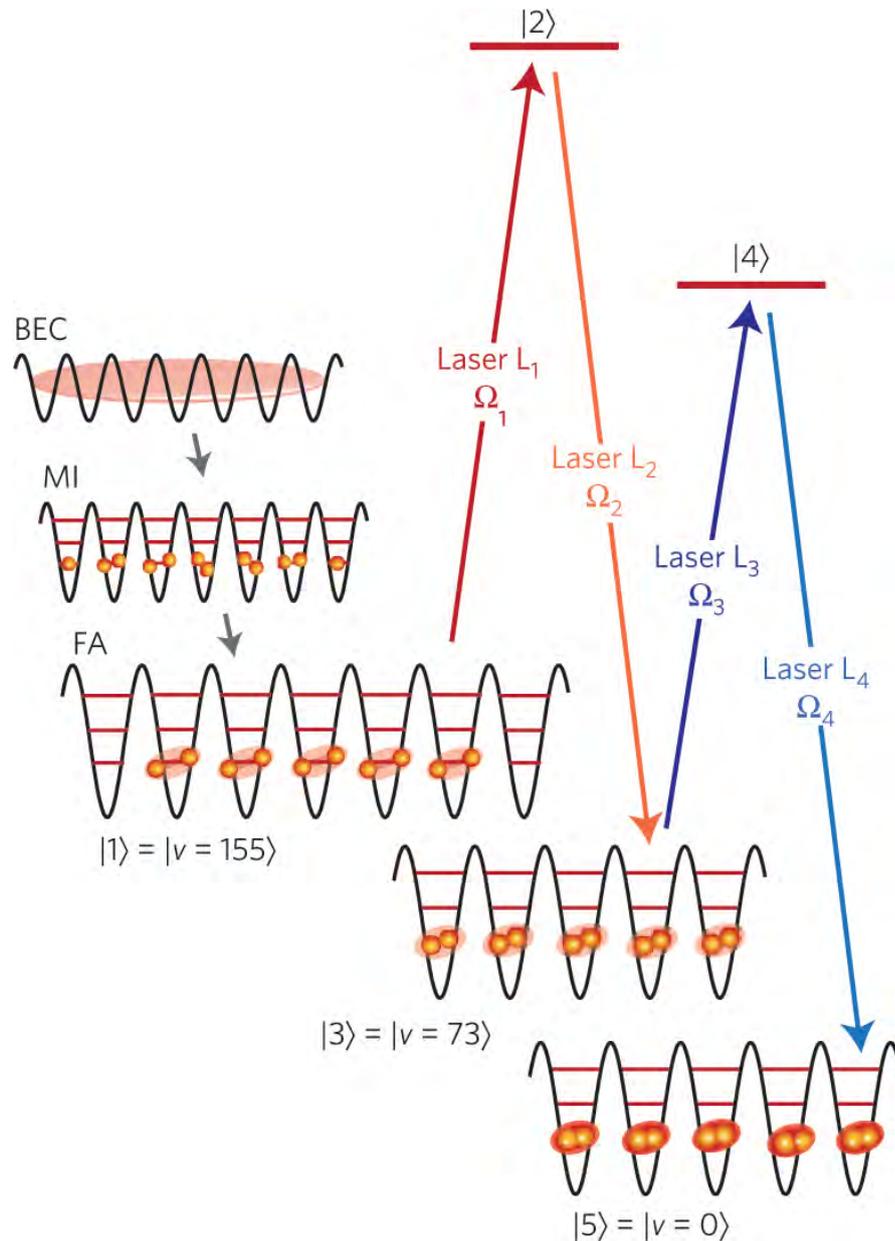
### 2.1 Superfluid zu Mott-Isolator-Übergang

Die Zustände und Zeitentwicklung von Bosonen in einem optischen Gitter kann mithilfe des Bose-Hubbard-Hamiltonoperators beschrieben werden [Hub63, Jak98, Gór02, Jak05].

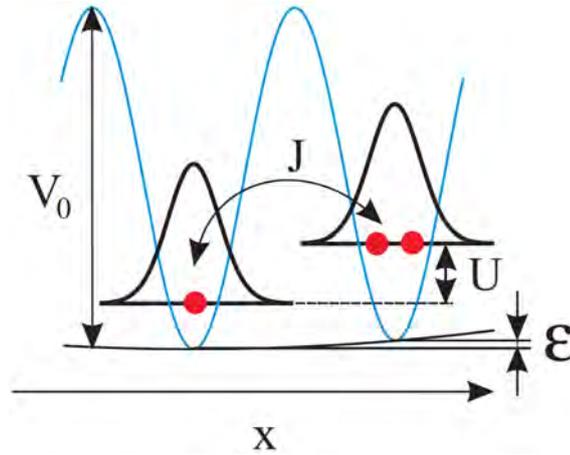
$$\hat{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \sum_i \frac{1}{2} U \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) + \sum_i (\epsilon_i) \hat{n}_i \quad (2.1)$$

Dabei sind  $\hat{a}_i^\dagger$  und  $\hat{a}_i$  die bosonischen Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren am  $i$ -ten Gitterplatz,  $\hat{n}_i = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$  die Teilchenanzahl und  $\langle i, j \rangle$  die Summe über alle benachbarten Gitterplätze. Der erste Term in (2.1) modelliert die kinetische Energie des Systems mit der Tunnelwahrscheinlichkeit  $J$  der Atome zu einen benachbarten Gitterplatz. Der mittlere Term steht für die potentielle Energie von zwei Atomen am gleichen Gitterplatz mit der Wechselwirkung  $U$ . Die Wechselwirkung ist proportional zur s-Wellen-Streulänge  $a$ , die den elastischen Stoßprozess von zwei ultrakalten

Atomen beschreibt. Der letzte Term stellt ein externes Potential  $\epsilon$  dar, welches zum Beispiel durch den radialen Intensitätsverlauf einer optischen Dipolfalle oder durch eine inhomogene Magnetfalle gegeben sein kann. Die Größen sind in Abbildung 2.2 illustriert.



**Abbildung 2.1:** Erzeugung von Grundzustandsmolekülen. Ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) wird adiabatisch in ein optisches Gitter geladen, und der Superfluid zu Mott-Isolator (MI)-Übergang induziert. Im Zentralbereich befinden sich zwei Atome an einem Gitterplatz, die über Feshbach-Assoziation (FA) in einen schwach gebundenen Molekülzustand transferiert werden. Die Feshbach-Moleküle werden über einen Vier-Photonen-STIRAP-Prozess in den rovibronischen Grundzustand befördert. Die Abbildung wurde Ref. [Dan10] entnommen.



**Abbildung 2.2:** Bose-Hubbard-Modell. Die Atome (rot) befinden sich in einem optischen Gitter (blau), das sich in x-Richtung erstreckt. Die Größen werden im Text erläutert. Die Abbildung wurde Ref. [Jak98] entnommen.

Das Verhältnis [Blo08]

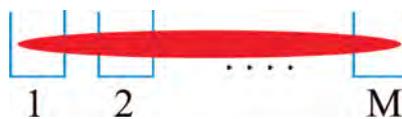
$$U/J \propto \frac{a}{d} \cdot \exp\left(2\sqrt{V_0/E_r}\right) \quad (2.2)$$

bestimmt den Vielteilchen-Grundzustand des Systems und kann experimentell entweder über die Gittertiefe  $V_0$  oder über die Streulänge  $a$  variiert werden. Die weiteren Größen in (2.2) sind die Gitterkonstante  $d = \lambda/2$  und die Rückstoßenergie  $E_r = \hbar^2 k^2 / (2m)$  der Atome ( $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\hbar = h / (2\pi)$ ). Vorerst wird ein homogenes System  $\epsilon = 0$  betrachtet.

Für  $U/J \ll 1$  erhält man den suprafluiden Zustand

$$|\Psi_{\text{SF}}\rangle \propto \left( \sum_{i=1}^M \hat{a}_i^\dagger \right)^N |0\rangle. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $N$  die Gesamtatomzahl,  $M$  die Anzahl der Gitterplätze und  $\hat{a}_i^\dagger$  der bosonische Erzeugungsoperator, der auf den Vakuumzustand  $|0\rangle$  wirkt. Um die Grundzustandsenergie zu minimieren, sind die Atome im suprafluiden Zustand, wie in Abbildung 2.3 illustriert, vollständig delokalisiert. Es existiert eine feste Phasenbeziehung zwischen den Atomen, welche in Interferenzmustern sichtbar ist [Gre02]. Die Anzahl Atome auf einem Gitterplatz schwankt stark und ist im Falle von  $N \rightarrow \infty$  poissonverteilt. Für eine Poisson-Verteilung ist die mittlere Anzahl Atome pro Gitterplatz durch  $\bar{n} = N/M$  und die Varianz mit  $\sigma^2 = \bar{n}$  gegeben.



**Abbildung 2.3:** Suprafluider Zustand. Die Atome (rot) sind kohärent über alle  $M$  Gitterplätze (blau) verteilt.

Für die Erzeugung von Molekülen ist der suprafluide Zustand nur bedingt geeignet. Bessere Bedingungen ergeben sich für  $U/J \gg 1$  durch den Mott-Isolator-Zustand

$$|\Psi_{\text{MI}}\rangle \propto \left( \prod_{i=1}^M \hat{a}_i^\dagger \right)^{N/M} |0\rangle, \quad (2.4)$$

der eine Produkt von Fock-Zuständen ist und bei einer kommensurablen Füllung

$$N = \mathbb{N} \cdot M$$

eine genau definierte Atomzahl pro Gitterplatz  $\bar{n} = n$  mit einer Varianz  $\sigma^2 = 0$  besitzt (siehe Abb. 2.4). Hier besteht keine Kohärenz zwischen den Atomen.

Der Suprafluid- und der Mott-Isolator-Zustand sind durch einen Quanten-Phasenübergang verbunden [Fis89, Blo08]. Dieser konnte im Jahre 2002 zum ersten Mal beobachtet werden [Gre02]. Durch Verändern der Gitterstrahlenintensität kann das Verhältnis (2.2) gezielt manipuliert, und ein Mott-Isolator-Zustand erzeugt werden.

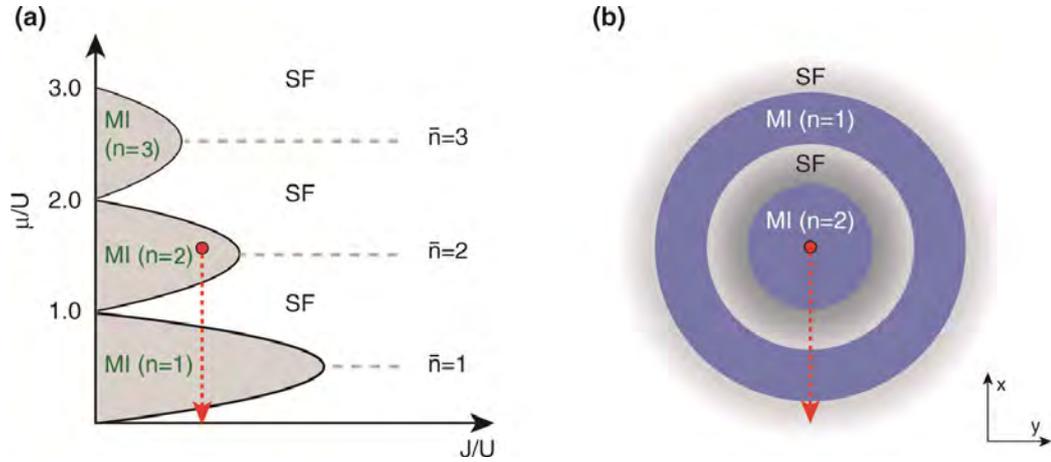


**Abbildung 2.4:** Mott-Isolator-Zustand. Bei kommensurabler Füllung sind die Atome (rot) im Gitter (blau) vollständig lokalisiert.

Theoretisch kann nur bei einer kommensurablen Füllung ein purer Mott-Isolator-Zustand (MI-Zustand) erreicht werden. Ansonsten existiert immer ein suprafluider Anteil, der sich frei auf der MI-Phase bewegen kann. Für den inhomogenen Fall  $\epsilon \neq 0$ , wie er in der Praxis vorkommt, ist das chemische Potential  $\mu$  räumlich nicht konstant sondern eine lokale Größe. Räumlich ergibt sich dann eine MI-Schalen-Struktur die in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Im Zentralbereich des optischen Gitters können, für ein wechselwirkendes BEC in einem harmonischen Fallenpotential in der Thomas-Fermi-Näherung [Dal99, Hau98], theoretisch bis zu 53% aller Gitterplätze doppelt besetzt [Vol06] und anschließend an einer Feshbach-Resonanz zu Feshbach-Molekülen assoziiert werden.

## 2.2 Feshbach-Assoziation

Alkaliatome besitzen eine ausgeprägte Hyperfeinstruktur. Diese führt zu einer Aufspaltung der Wechselwirkungspotentiale und damit zu vielen verschiedenen Streukanälen. Im Folgenden wollen wir uns das Streuproblem auf zwei Kanäle vereinfacht vorstellen. Ein Kanal wird dabei als offen bezeichnet, wenn die Energie der streuenden Teilchen über der Dissoziationsschwelle dieses Kanals liegt. Bei einem geschlossenen Kanal hingegen ist die Energie der Streuteilchen geringer als die notwendige Dissoziationsenergie.



**Abbildung 2.5:** Phasendiagramm des Bose-Hubbard-Modells und MI-Schalenstruktur in einer Falle ( $\epsilon \neq 0$ ). Im Zentralbereich der Falle befindet sich eine ( $n = 2$ )-MI-Phase. Bis zum Rand der Falle an dem das chemische Potential  $\mu$  null ist, folgen für  $U/J = \text{const.}$  mehrere MI- und SF-Regionen (roter Pfeil). Die Abbildung wurde Ref. [Blo08] entnommen.

Eine Feshbach-Resonanz stellt den Fall dar, bei welchem die Energie der einlaufenden Teilchen, der Energie eines gebundenen Zustandes im geschlossenen Kanal entspricht. Die Wellenfunktion der streuenden Teilchen kann an den gebundenen Zustand koppeln, und er wird kurzzeitig bevölkert. Für ultrakalte Atome ist die Stärke der Wechselwirkung durch die Streulänge  $a$  gegeben.

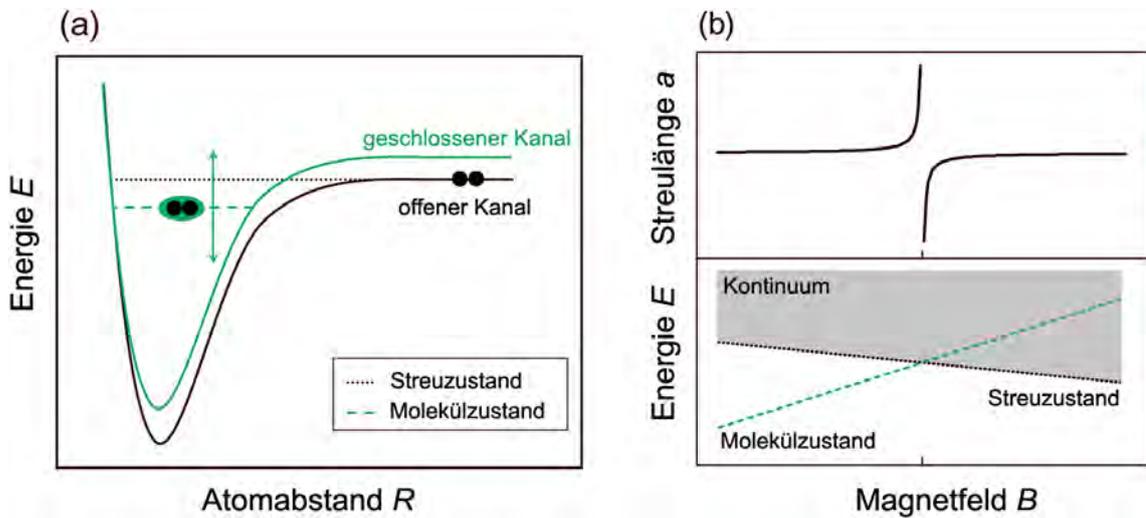
Die Atome im geschlossenen und im offenen Kanal können verschiedenes magnetisches Moment besitzen. In Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B$  kann so die Energie des gebundenen Molekülzustandes relativ zu der des Streuzustandes verschoben werden (Abb. 2.6). Dabei wird der Zeeman-Effekt ausgenutzt. In der Nähe einer Feshbach-Resonanz verhält sich  $a$  als Funktion von  $B$  wie folgt [Chi10]:

$$a(B) = a_{\text{bg}} \left( 1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right). \quad (2.5)$$

Hier sind  $B_0$  und  $\Delta$  die Position bzw. Breite der Feshbach-Resonanz und  $a_{\text{bg}}$  die Hintergrundstreulänge weit weg von der Resonanz.

Über eine magnetisch-induzierte Feshbach-Resonanz können Atome so gezielt zu Molekülen, die sich alle im gleichen Hyperfeinzustand befinden, assoziiert werden [Reg03, Her03, Cub03, Str03, Xu03, Dür04]. Für Cäsium gibt es drei oft verwendete Feshbach-Resonanzen, welche sehr genau untersucht wurden [Chi04, Mar05]. Wir assoziieren die Atome an der schmalen Feshbach-Resonanz bei 19.8 G. Mithilfe von zwei langsamen und einer schnellen Magnetfeld-Rampe werden die Moleküle in den gewünschten Hyperfeinzustand gebracht.

Im optischen Gitter ist sowohl die Assoziationseffizienz sehr hoch als auch die Lebensdauer der Moleküle um ein Vielfaches länger, sofern die Gitterplätze ohne Mo-



**Abbildung 2.6:** Feshbach-Resonanz. (a) Bei unterschiedlichen magnetischen Momenten der Atome im offenen bzw. geschlossenen Kanal, kann in Abhängigkeit von  $B$  die Energie des gebundenen Molekülzustandes relativ zu der des Streuzustandes verschoben werden. (b) An der Stelle  $B_0$ , wo der molekulare und der Streuzustand sich schneiden, divergiert die Streulänge  $a$ . Mithilfe eines Magnetfeldes  $s$  können hier kontrolliert schwachgebundene Feshbach-Moleküle erzeugt werden.

leküle geleert werden [Tha06, Stö06b, Vol06, Win07]. Alle Gitterplätze, an denen sich mehr als zwei Atome befinden, werden schon während der Assoziation durch inelastische Stöße geleert. Einzelne Atome an einem Gitterplatz können mit einer Kombination aus einem Mikrowellen- und Laserpuls entfernt werden [Xu03, Tha06]: Durch den Mikrowellenpuls werden die Atome dabei in ein anderes Hyperfeinniveau transferiert. Hier können sie mit einem blau verstimmt Laserpuls über einem geschlossenen Übergang geheizt werden, bis es ihnen möglich ist das Gitter zu verlassen.

Die so erzeugten, schwachgebundenen Feshbach-Moleküle werden mit einem STIRAP-Übergang in den rovibronischen Grundzustand transferiert. Im Grundzustand sind inelastische Zweikörperstöße, die beim Herunterfahren des optischen Gitters relevant werden, stark unterdrückt.

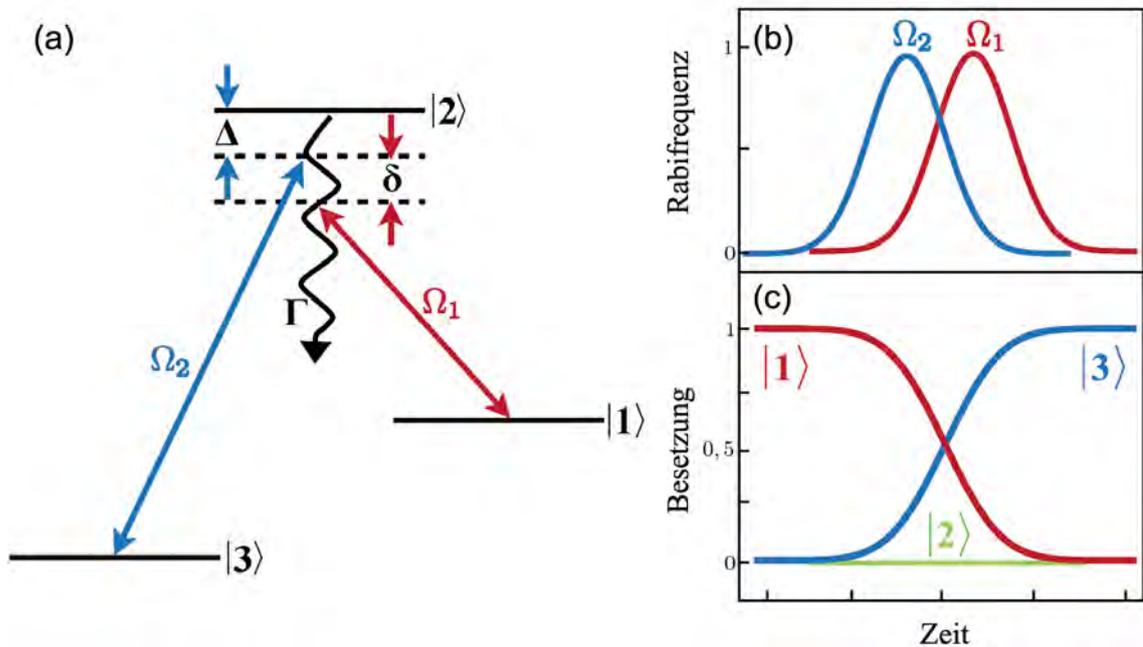
## 2.3 STIRAP-Transfer

Stimulated Raman Adiabatic Passage (STIRAP) stellt ein schnelles, effizientes und robustes Verfahren dar, um Atome oder Moleküle kontrolliert in einen anderen Zustand zu transferieren [Ber98, Vit01]. Während in einem Drei-Niveauschema mit einem inkohärenten Prozess aufgrund der Sättigung maximal ein Drittel aller Moleküle in einen anderen Zustand transferiert werden kann, sind es für den STIRAP-Prozess theoretisch bis zu 100%.

Die theoretische Beschreibung bedient sich eines  $\Lambda$ -Systems mit drei Niveaus, wobei der Ausgangszustand  $|1\rangle$  und der Endzustand  $|3\rangle$  so kleine spontane Verluste in andere Energieniveaus besitzen, dass diese vernachlässigt werden können. Der angeregte Zustand  $|2\rangle$  hingegen ist mit  $\Gamma$  verlustbehaftet. Abbildung 2.7 zeigt das Termschema und die Kopplungsstärken der Zustände, die durch die Rabi-Frequenzen

$$\Omega_i(t) = \frac{\vec{d}_i \vec{E}_i(t)}{\hbar} \quad i = 1, 2 \quad (2.6)$$

mit den Übergangsdipolelementen  $\vec{d}_i$  und den kohärenten Lichtfeldern  $\vec{E}_i(t)$  gegeben sind. Die Ein- bzw. Zwei-Photonenverstimmung  $\Delta$  und  $\delta$  ist ebenfalls in Abbildung 2.7 eingezeichnet.



**Abbildung 2.7:** Drei-Niveauschema eines STIRAP-Transfers. (a) Die elektronischen Grundzustandsniveaus  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  koppeln mit dem angeregten Niveau  $|2\rangle$  über die Rabi-Frequenzen  $\Omega_1$  bzw.  $\Omega_2$ . Dabei sind  $\Delta$  und  $\delta$  die Ein- bzw. Zwei-Photonenverstimmung. Mit einer nicht-intuitiven Pulsreihenfolge (b) werden die Moleküle in den Endzustand  $|3\rangle$  transferiert, ohne das angeregte Niveau  $|2\rangle$  jemals zu besetzen (c).

Mit

$$|\Psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \\ c_3(t) \end{pmatrix}$$

ist der Hamiltonoperator des Drei-Niveau-Problems in der Drehwellennäherung [Sho90]

$$H = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1/2 & 0 \\ \Omega_1/2 & (\Delta + \delta) - i\Gamma/2 & \Omega_2/2 \\ 0 & \Omega_2/2 & \delta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Die Eigenzustände erhält man aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle. \quad (2.8)$$

Falls  $\delta = 0$  gilt, ist

$$|\Psi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_2 |1\rangle - \Omega_1 |3\rangle) \quad (2.9)$$

ein Eigenzustand des Systems. Weil dieser Zustand keine Kopplung zum verlustbehafteten Niveau  $|2\rangle$  besitzt und so auch keine spontane Emissionsprozesse durch Übergänge in andere Zustände stattfinden, wird dieser Eigenzustand auch Dunkelzustand genannt. Da sich die Moleküle anfangs im Zustand  $|1\rangle$  befinden, muss Laser 2 mit  $\Omega_2$  vor Laser 1 mit  $\Omega_1$  eingeschaltet werden, um die Moleküle zu transferieren. Die Pulsreihenfolge wird deshalb “nicht-intuitiv” genannt [Vit97] (siehe Abb. 2.7).

Die Feshbach-Moleküle werden in einem Dunkelzustand präpariert und über diesen in den Grundzustand transferiert. Um eine hohe Effizienz zu erhalten, muss das Adiabazititätskriterium [Dan08]

$$\Omega^2 \cdot \tau_P \gg (2\pi)^2 \Gamma \quad (2.10)$$

mit der Rabi-Pulsdauer  $\tau_P$  und  $\Omega \approx \Omega_1 \approx \Omega_2$ , erfüllt sein. Ist dies nicht der Fall, kann der Dunkelzustand der Kopplung nicht folgen, und es sind auch verlustbehaftete Eigenzustände von (2.7) involviert.

Nach (2.10) ist es wichtig, große Rabifrequenzen  $\Omega$  oder lange Pulsdauern  $\tau_P$  zu verwenden. Um lange Pulsdauern  $\tau_P$  zu ermöglichen, müssen die Laser lange Kohärenzzeiten  $\Delta t$  besitzen. Diese sind in erster Näherung, über die Laserlinienbreite  $\Delta\nu$  definiert:

$$\Delta t \propto \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (2.11)$$

Sowohl die Laserleistung  $I \propto \Omega^2$  als auch die Übergangswahrscheinlichkeiten zweier verschiedener Zustände können die Rabifrequenzen limitieren. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist dabei durch die Franck-Condon-Faktoren gegeben. Diese hängen vom Überlappintegral der radialen Anfangs- und Endzustands-Wellenfunktion ab. Im Fall von  $\text{Cs}_2$  muss ein großer Kern-Kern-Abstand überbrückt werden, und wir haben es mit sehr kleinen Franck-Condon-Faktoren zu tun. Aus diesem Grund werden statt einem Zwei-Photonen-Übergang zwei sequentielle STIRAP-Schritte angewendet, um in den rovibronischen Grundzustand zu gelangen. Hohe Intensitäten  $I$  und lange Pulsdauern  $\tau_P$  erhöhen aber auch die Wahrscheinlichkeit für Photonenstreuverluste im Gitter. Es muss also ein Kompromiss zwischen Adiabazitität und inelastischer Photonenstreuung eingegangen werden, um die Effizienz zu optimieren [Win07].

Das Niveauschema mit einer schematischen Skizze der einzelnen Schritte auf dem Weg zu Grundzustandsmolekülen ist am Anfang des Kapitels in Abbildung 2.1 gezeigt. Laser 1 (L1) und Laser 2 (L2) mit einer Wellenlänge von 1126 nm bzw.

1006 nm befördern die lose gebundenen Feshbach-Moleküle  $|\nu = 155\rangle$  über einen Zwischenzustand des elektronisch angeregten Potentials in das intermediäre Niveau  $|\nu = 73\rangle$  des elektronischen Grundzustandes. In der anschließenden zweiten Pulssequenz werden die Moleküle mit Laser 3 (L3) und Laser 4 (L4), (Wellenlängen 1351 nm und 1003 nm) in den rovibronischen Grundzustand transferiert. Um Verluste zu vermeiden, ist es wichtig für das optische Gitter eine magische Wellenlänge zu verwenden [Ye08]. Bei dieser Wellenlänge ist die Stark-Verschiebung des molekularen Anfangs- und Endzustands gleich groß. Ist dies nicht der Fall, so kommt es zu Anregungen in höhere Vibrationsniveaus oder höhere Bänder des Gitters, da die Gittertiefe und damit die Form der Wellenfunktionen verschieden sind.

Bei einer genügend großen Anzahl von  $\text{Cs}_2$ -Molekülen im absoluten Grundzustand, mit wenig Defekten im optischen Gitter sollte es möglich sein, durch eine adiabatische Verringerung der Gittertiefe ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen [Jak02]. Die Effizienz, sowohl der Feshbach-Assoziation als auch des STIRAP-Transfers, ist von entscheidender Bedeutung, da jedes Molekül, das sich nicht im Grundzustand befindet, zu inelastischen Stößen führt, sobald das Gitter heruntergefahren wird. Cäsium Feshbach-Moleküle konnten in unserer Gruppe mit einem STIRAP-Verfahren in den niedrigsten Rotations- und Vibrationsszustand des elektronischen Singulett Grundzustandspotentials transferiert werden [Dan08, Dan09, Dan10, Näg11]. Wir haben dabei während des ganzen Prozesses vollständige Kontrolle über alle internen und externen Freiheitsgrade, allerdings ist die Effizienz des Grundzustand-Transfers mit 55% noch gering [Näg11]. Die Linienbreite und schnellen Phasenfluktuationen der STIRAP-Laser wurde mit einem verbesserten Stabilisierungsschema verkleinert, was längere Rabi-Puls dauern  $\tau_P$  und somit eine bessere Adiabaticität ermöglicht. Das verbesserte Stabilisierungsverfahren wird im nachfolgenden Kapitel 3 beschrieben.

## 3 Stabile Diodenlaser

Diodenlaser sind in ihrem Betrieb zuverlässig und über einen großen Wellenlängenbereich verstimmbar. Aufgrund ihrer Kompaktheit und geringen Betriebskosten werden sie in großen Mengen für die optische Datenspeicherung und in der Telekommunikation verwendet. Mittlerweile sind Laserdioden für verschiedenste Wellenlängen kommerziell erhältlich. Durch die große Nachfrage sind die Anschaffungskosten zurückgegangen. In den letzten Jahren werden Diodenlaser deshalb vermehrt in Bereichen wie der hochauflösenden Spektroskopie [Aln08] oder für optische Atomuhren [Sto06a, Lud08] eingesetzt. Die relativ großen Linienbreiten können dabei über optische und elektronische Rückkoppelung auf einige Hz [She98, Tam00, Sch01, Que03, Lud06] bzw. mit mehr Aufwand in den sub-Hz-Bereich verkleinert werden [Sto06a, Lud07, Aln08]. Nach einer theoretischen Beschreibung der Laserlinienbreite wird das Stabilisierungsschema der STIRAP-Laser vorgestellt.

### 3.1 Schawlow-Townes-Linienbreite

Die Schawlow-Townes-Linienbreite wurde 1958, bereits vor der Erfindung des Lasers, aufgrund theoretischer Überlegungen vorhergesagt und stellt das fundamentale, untere Limit für die Frequenzschwankungen eines freilaufenden Lasers dar [Hen82, Vah83, Yar97]:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu c^2 (1 - R)^2 \mu}{4\pi P L_{\text{opt}}^2} (1 + \alpha^2). \quad (3.1)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des Lasers,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $R$  die Leistungsreflektivität der beiden Diodenendfacetten, die den Resonator bilden, und  $\mu = \frac{N_2}{N_1 + N_2}$  der Inversionsparameter, der aus der Besetzungsdichte des oberen und unteren Laserniveaus  $N_2$  bzw.  $N_1$  folgt. Die weiteren Größen sind: Die Laserausgangsleistung  $P$ , die optische Länge des internen Laserresonators  $L_{\text{opt}}$  und der Linienverbreiterungsparameter  $\alpha$ .

Für Gas-, Farbstoff- und Festkörperlaser gilt  $\alpha \approx 0$ . Bei Diodenlaser jedoch berücksichtigt dieser Faktor  $\alpha$  die Koppelung von Amplitude und Phase. Sowohl die Verstärkung als auch der Brechungsindex im Laserresonator hängen von der Ladungsträgerdichte und damit der Photonenzahl im Halbleiterresonator ab. Durch ein spontan emittiertes Photon ändert sich zusätzlich zur Phase des Lichtes auch die Inten-

sität, die sich erst nach einer gewissen Zeit wieder auf die Gleichgewichtsintensität einstellt. Typischerweise beträgt  $\alpha$  zwischen 3 und 7, wodurch freilaufende Diodenlaser Linienbreiten von einigen MHz besitzen [Hen82].

Durch Verbesserungen im Herstellungsprozess der Laserdioden (Vergrößerung der Leistungsreflektivität  $R$  oder der Ausgangsleitung  $P$ ) und einen erweiterten, externen Resonator mit passiver optischer Rückkoppelung kann das quantenmechanische Limit (3.1) gesenkt werden. Die Linienbreite hängt dabei quadratisch von der Länge  $L$  des externen Resonators ab.

## 3.2 Passive optische Rückkoppelung

Der freie Spektralbereich (siehe Kapitel 4), welcher den Abstand von zwei Transmissionsmaxima angibt, ändert sich umgekehrt proportional mit der Resonatorlänge  $L$ , so dass die Moden mit einem externen Resonators näher beieinander liegen. Durch das breite Verstärkungsprofil der Diode können mehrere Moden gleichzeitig anschwingen. Dieser Konflikt zwischen einem längeren, externen Resonator und dem Multi-Mode-Betrieb lässt sich lösen, indem ein sehr schmaler Wellenlängenbereich des Lichts zurück in die Laserdiode reflektiert wird. Man zwingt die Diode so, bei diesen Wellenlängen zu emittieren.

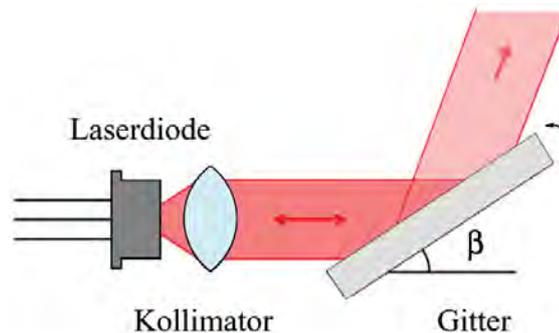
Das wellenlängenselektive Element kann beispielsweise ein holographisches Beugungsgitter sein, welches die erste Beugungsordnung des Strahls in die aktive Zone der Diode zurückwirft. Die Wellenlänge  $\lambda$ , die Gitterkonstante  $d$  und der Gitterwinkel  $\beta$  sind dabei über die Bragg-Bedingung

$$\lambda = 2d \sin \beta \quad (3.2)$$

verknüpft. Dieser sogenannte Littrow-Aufbau [Ric95, Arn98] ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Die Länge des externen Resonators  $L$ , beträgt im Vergleich zum internen Resonator ( $L_{\text{opt}} < 1$  mm) ca. 20 cm. Die Linienbreite kann so um typischerweise 2 – 4 Größenordnungen verringert werden. Durch den Verlust der ersten Beugungsordnung ist allerdings auch die Ausgangsleistung kleiner. Außerdem fallen Längenänderungen des externen Resonators durch Temperaturschwankungen viel stärker in Gewicht und müssen durch eine gute Temperaturstabilisierung verhindert werden.

Der Vorteil der optischen Rückkoppelung ist die große Regelbandbreite, die nur von der Laufzeit des Lichts zum Gitter und zurück in die Diode abhängt. Es können so Bandbreiten im GHz-Bereich erreicht werden, die für elektronische Regelkreise nicht möglich sind. Nach dieser ersten passiven Stabilisierungsstufe ist das Rauschplateau um die Laserfrequenz, welches durch schnelle Phasenfluktuationen verursacht wird, deutlich geringer als für einen freilaufenden Laser [Ric95, Aln08].



**Abbildung 3.1:** Laserdiode mit einem erweiterten Resonator in Littrow-Anordnung. Die erste Beugungsordnung wird in die Laserdiode zurückgeworfen, wodurch die Stabilität eines solchen Resonators erhöht wird und der einmodige Betrieb gewährleistet ist. Eine Veränderung des Gitterwinkel  $\beta$  führt neben einer veränderten Emissionsfrequenz zu einem leichten Parallelversatz des ausgehenden Strahles. Dieser muss gegebenenfalls mit zwei Spiegeln nach dem Gitter ausgeglichen werden.

### 3.3 Aktive elektronische Rückkoppelung

Durch aktive elektronische Rückkoppelung können Frequenzschwankungen bis in den MHz-Bereich sehr effizient ausgeglichen werden. Dazu wird, beispielsweise mit einem optischen Resonator (siehe Kapitel 4), ein Fehlersignal erzeugt, und die Stellgröße über einem PI-Regler an die Stellglieder übergeben. Die Rückkoppelung wird dabei im Allgemeinen auf einen schnellen und einen langsamen Zweig aufgeteilt:

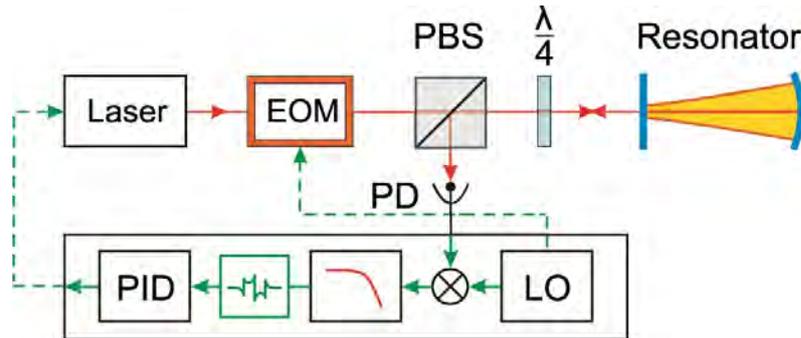
- **schneller Zweig:** Schnelle Fluktuationen können über den Injektionsstrom der Diode geregelt werden. Die Regelbandbreite beträgt für diesen Zweig einige MHz.
- **langsamer Zweig:** Dank eines in der Gitterbefestigung eingebauten Piezoroehrs, welches beim Anlegen einer Hochspannung die Länge ändert, kann der Winkel des Gitters und damit die emittierte Wellenlänge mechanisch nachgeregelt werden. Die Bandbreite beträgt jedoch lediglich einige kHz.

Alternativ kann die Regelung auch mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) erfolgen, der sich innerhalb des Laserresonators befindet (‘‘intracavity’’ EOM) und dessen effektive Kristalllänge mit einer Spannung verändert werden kann.

Das Fehlersignal für die elektronische Regelung wird mit Hilfe des hier kurz beschriebenen Pound-Drever-Hall-Verfahrens erzeugt.

### 3.3.1 Pound-Drever-Hall-Verfahren

Das Referenzieren eines Lasers auf einen optischen Resonator mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens ist mittlerweile eine Standardtechnik, mit der eine schrot-rauschbegrenzte Signaldetektion möglich ist [Pou46, Dre83, Bla01].



**Abbildung 3.2:** Schematischer PDH-Aufbau. Ein Teil des im elektrooptischen Modulator (EOM) phasenmodulierten Laserlichts wird am Resonator reflektiert und genauso wie Licht, das aus dem Resonator wieder nach außen gelangt, durch ein  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplättchen und ein Polarisations-Strahlteilerwürfel (PBS) auf der Photodiode (PD) detektiert. Das Signal wird mit einem lokalen Oszillator (LO) phasenrichtig heruntergemischt und von einem Tiefpass gefiltert. Über einen PID-Regler wird das Fehlersignal dem Laser übergeben und dessen Frequenz geregelt.

Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 3.2. Der Laserstrahl passiert dabei einen EOM, welcher Seitenbänder bei den Frequenzen  $\omega - \Omega$  und  $\omega + \Omega$  auf den Laser schreibt. Der Abstand  $\delta\omega$  der Laserfrequenz  $\omega$  zu der nächsten Resonatorresonanz bestimmt die Amplitude und die Phase der verschiedenen, am Resonator reflektierten Frequenzkomponenten. Das Schwebungssignal dieser verschiedenen Frequenzkomponenten kann am Polarisations-Strahlteilerwürfel vom einlaufenden Strahl nach zweimaligem Durchlaufen des  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplättchens separiert werden. Es wird auf einer schnellen Photodiode detektiert, verstärkt und mit der Modulationsfrequenz  $\Omega$  heruntergemischt, wobei die Phasenlage 0 sein muss, um ein dispersives Fehlersignal zu erhalten. Außerdem müssen die hochfrequenten Terme des Signals zudem noch mit einem Tiefpass weggefiltert werden. Abbildung 3.3 zeigt ein PDH-Fehlersignal. Der elektronische Aufbau ist im Anhang exemplarisch für einen Laser gezeigt.

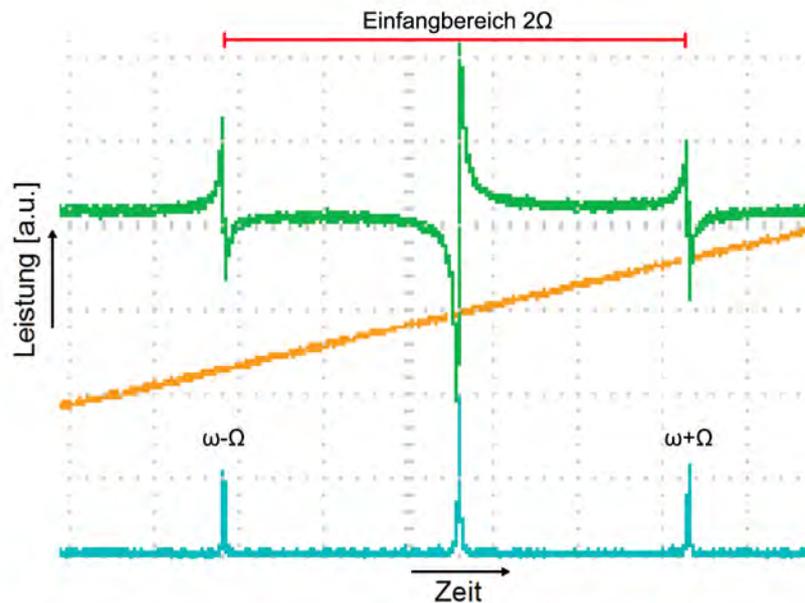
Solange die Fluktuationen des Lasers langsamer sind als die mittlere Speicherzeit  $\tau$  der Photonen im Resonator, kann das Lichtfeld im Resonator den Frequenzschwankungen folgen, und der Resonator als Frequenzdiskriminator angesehen werden. Nur wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist kann Licht über den ersten Spiegel in den Resonator gelangen. Für sehr schnelle Störungen stellt das Lichtfeld eine stabile Referenz dar, die Frequenz und Phase aufintegriert und somit mittelt. Eine Abweichung von diesem Mittel führt zu einer Interferenzänderung des Schwebungssignals

und wird nahezu instantan auf der Photodiode registriert, so dass auch in diesem Bereich eine Regelung möglich ist [Dre83].

Das Fehlersignal  $\epsilon$  sollte in der Nähe der Resonanzfrequenz des Resonators möglichst empfindlich sein, was gleichbedeutend mit einer steilen Diskriminante  $D$  um den Nulldurchgang des Fehlersignals  $\epsilon$  ist. Nach Ref. [Bla01] gilt:

$$\epsilon = D\delta\omega \quad \text{mit} \quad D = -8 \frac{\sqrt{P_T P_S}}{\Delta\nu_{\text{cav}}}. \quad (3.3)$$

Dabei ist  $P_T$  bzw.  $P_S$  die Leistung im Träger bzw. in den Seitenbändern und  $\Delta\nu_{\text{cav}}$  die Resonatorlinienbreite.



**Abbildung 3.3:** PDH-Fehlersignal (grün) des dritten STIRAP-Lasers (DL3) erzeugt von einem Resonator moderater Finesse. Außerdem ist das Transmissionssignal (türkis) des Resonators mit den beiden Seitenbändern im Abstand  $\Omega$  zu sehen. In oranger Farbe ist die Spannungsrampe gezeigt, die am Piezorohr angelegt wird, um die Laserfrequenz über diesen großen Frequenzbereich durchzustimmen. Der Empfangsbereich mit einer Breite  $2\Omega$  befindet sich zwischen den beiden Seitenbändern.

Die Unabhängigkeit der Diskriminantensteigung  $D$  vom Empfangsbereich  $2\Omega$ , in welchem das Vorzeichen der Regelung stimmt, ist ein großer Vorteil dieses Verfahrens, welches außerdem weitgehend unabhängig von Intensitätsschwankungen ist. Die Modulationsfrequenz  $\Omega$  ist frei wählbar und befindet sich daher meist im RF-Bereich, wo technisches  $\frac{1}{f}$ -Rauschen klein und der Empfangsbereich groß ist. Im Idealfall ist die Anbindung über das PDH-Verfahren so gut, dass die Laserlinienbreite nur von der Längenstabilität des Resonators abhängt. Es können dann Laserlinienbreiten erreicht werden, die um mehrere Größenordnungen kleiner als die Resonatorlinienbreite  $\Delta\nu_{\text{cav}}$  sind. Diverse Effekte wie elektronische Offsets (in elektronischen Bauteilen

---

oder durch Erdschleifen induziert), das Übersprechen der Modulationsfrequenz auf die Photodiode oder die Restamplitudenmodulation (RAM) im EOM können das Verfahren limitieren.

# 4 Ultrastabiler Hoch-Finesse-Resonator

Um schmalbandige Laser zu erhalten, bedarf es einer möglichst stabilen Referenz mit der Frequenzschwankungen ausgeglichen werden können. Die zurzeit stabilsten Laser können mit Hoch-Finesse-Resonatoren erreicht werden [You99, Kes11]. Der Resonator fungiert hierbei als Frequenzdiskriminator. Zur Erzeugung eines Fehlersignals wird die Pound-Drever-Hall-Methode, die im Kapitel 3 beschrieben ist, verwendet. Der aufgebaute Resonator sollte einerseits zu einer großen Steigung  $D$  des PDH-Fehlersignals  $\epsilon$  führen, um eine feste Anbindung des Lasers an diesen Resonator zu ermöglichen. Andererseits müssen Einflüsse der Umgebung, die die Resonanzfrequenz des Resonators stören könnten, so gut wie möglich vom Resonator entkoppelt werden. Aus diesem Grund bestehen der Abstandhalter und die zwei Spiegel, die darauf optisch kontaktiert werden, aus Ultra Low Expansion (ULE)-Glas. Dieses spezielle Quarzglas besitzt einen sehr kleinen, thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$ , der einen Nulldurchgang in der Nähe der Raumtemperatur besitzt. Der Nulldurchgang stellt dabei die Temperatur  $T_0$  dar, an dem die relativen Längenänderungen in Abhängigkeit der Temperatur minimal sind. Aufgrund dieser Eigenschaften kommt ULE-Glas hauptsächlich bei Präzisionsmessungen im Bereich der Gravitationswellenmessungen [Que07] oder für die Erzeugung eines Frequenznormals für optische Atomuhren [Did04, Tak05, Ros08] zum Einsatz. Dieser ULE-Resonator wird in einer Vakuumkammer, die aktiv auf die Nulldurchgangstemperatur stabilisiert ist, auf vier Viton-Pads gelagert. Die optimale Position dieser Pads wurde mit numerischen Simulationen berechnet. Nach einer kurzen theoretischen Betrachtung, werden in diesem Kapitel die Stabilitätsanforderungen an einen optischen Resonator diskutiert.

## 4.1 Theoretische Beschreibung eines optischen Resonators

### 4.1.1 Resonator mit ebenen Spiegeln

Die einfachste Form eines optischen Resonators stellt das Fabry-Pérot-Interferometer [Sal91] dar, welches aus zwei unendlich ausgedehnten, plan-parallelen Spiegeln in

einem Abstand  $L$  voneinander besteht. Damit sich zwischen diesen beiden Spiegeln ein stationäres Lichtfeld aufbauen kann, muss die Phase  $\phi$  der elektromagnetischen Welle pro Umlauf ein Vielfaches von  $2\pi$  sein. Dieses Kriterium drückt der freie Spektralbereich (FSR nach “free spectral range”)

$$FSR = \frac{c}{2nL} \quad (4.1)$$

aus. Er gibt den Frequenzabstand zweier Transmissionsmaxima des Resonators an. Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $n$  der Brechungsindex zwischen den Spiegeln und  $L$  deren Abstand.

Die Finesse  $\mathcal{F}$  ist durch das Verhältnis zwischen dem  $FSR$  und der Halbwertsbreite eines Transmissionssignals des Resonators  $\Delta\nu_{cav}$  gegeben

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{\Delta\nu_{cav}} \quad (4.2)$$

und hängt für  $\mathcal{F} \gg 1$  nur vom Reflexionskoeffizienten  $R$  des Spiegelpaares ab

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (4.3)$$

Für  $R$  gilt zusammen mit dem Transmissions- und Absorptionskoeffizienten  $T$  bzw.  $A$

$$R + T + A = 1. \quad (4.4)$$

Die Finesse ist somit nur von der Spiegelbeschichtung, deren Reflexions- und Absorptionsvermögen  $R$  und  $A$ , der Einkopplung in den Resonator und dem Druck zwischen den Spiegeln abhängig. Zusammen mit dem freien Spektralbereich (4.1) bestimmt die Finesse die Linienbreite des Resonators  $\Delta\nu_{cav}$  und damit die Steigung  $D$  des PDH-Fehlersignals (3.3).

### 4.1.2 Resonator mit sphärischen Spiegeln

Da Resonatoren mit ebenen Spiegeln instabil sind und schon kleinste Justierfehler zu hohen Verlusten führen, verwendet man in der Praxis meist stabilere Konfigurationen wie sphärische bzw. hemisphärische Resonatoren.

Um die Resonatoreigenfrequenzen und deren Intensitätsverteilungen auf den Spiegeloberflächen zu berechnen, greifen wir auf die Wellenoptik zurück. Gauß-Strahlen, welche einen Laserstrahl gut beschreiben, sind Lösungen der paraxialen Helmholtz-Gleichung, deren Randbedingungen hier durch die Resonatorconfiguration gegeben sind. Die Krümmung des Gauß Strahls muss dabei mit der Krümmung der Resonatorspiegel übereinstimmen, damit sich der Strahl innerhalb des Resonators reproduzieren kann.

Es zeigt sich, dass der Frequenzabstand benachbarter, longitudinaler Moden, auch hier durch (4.1) gegeben ist. Zu einer longitudinalen Mode gibt es jedoch mehrere verschiedene, transversal elektrische Moden (TEM). Diese sind für einen idealen Resonator mit perfekten Spiegelflächen allesamt entartet. Bei einem realen Resonator ist diese Entartung aufgehoben, und die Frequenzen verschiedener Ordnung durch

$$\nu_{mnq} = q \cdot FSR + (m + n + 1)\Delta\nu \quad \text{mit} \quad \Delta\nu = \frac{FSR}{\pi} \arccos \sqrt{(g_1 g_2)} \quad (4.5)$$

gegeben. Der Parameter  $q$  gibt die Ordnung der longitudinalen Mode an,  $m$  und  $n$  die Ordnung der horizontalen bzw. vertikalen Mode. Die Resonatorparameter  $g_{1/2} = 1 + \frac{L}{r_{1/2}}$  müssen so gewählt werden, dass sie das Stabilitätskriterium

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (4.6)$$

erfüllen.

Eine sehr gute Beschreibung optischer Resonatoren mit Herleitungen der hier verwendeten Formeln kann beispielsweise Ref. [Sal91] entnommen werden.

## 4.2 Mechanischer Aufbau

Der verwendete hemisphärische Resonator besteht aus zwei Spiegeln mit Krümmungsradien  $R_1 = \infty$  und  $R_2 = -50$  cm, die auf einem zylindrischen Abstandhalter der Länge  $L = 10$  cm (Durchmesser = 8 cm) per optischer Kontaktierung angebracht sind. Die Spiegelsubstrate wurden von ATF (Advanced Thin Film) beschichtet und kontaktiert. Der Abstandhalter besitzt eine horizontale Bohrung im oberen Drittel und eine kleine vertikale Entlüftungsbohrung (siehe Abb. 4.2). Sowohl der Abstandhalter als auch die Spiegelsubstrate sind aus ULE-Glas von Corning gefertigt, das einen sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  besitzt und daher bei Temperaturschwankungen nur winzigste Längenänderungen erfährt. Leider war es nicht möglich, Spiegel und Abstandhalter von der gleichen Charge und somit nahezu identischem Verlauf von  $\alpha$  zu bekommen. Das führt zu leichten Spannungen zwischen den Materialien und dadurch zu einer Verschiebung des Nulldurchganges von  $\alpha$  [Leg10].

Das Modenspektrum des Resonators ist durch (4.5) bestimmt, wobei für  $m + n + 1 \leq 100$ , bis auf eine Ausnahme bei  $m + n + 1 = 61$  (3.9 MHz), alle höheren Moden mindestens 19 MHz von den TEM<sub>00</sub>-Moden entfernt sind, und so das Fehlersignal nur geringfügig stören. Eine gute Einkopplung in die zur Stabilisierung verwendete TEM<sub>00</sub>-Mode verringert den Einfluss höherer Moden noch zusätzlich.

Die Länge des optischen Resonators wurde so gewählt, dass sich die Vor- und Nachteile eines langen bzw. kurzen Resonators die Waage halten. Kurze Längen haben

den Vorteil, dass die Eigenschwingungen bei hohen Frequenzen liegen, der freie Spektralbereich (4.1) groß ist, die Verbiegungen bei einer rigiden Lagerung unter dem Eigengewicht aufgrund der Gravitationskraft klein sind sowie die Materialkosten gering bleiben. Andererseits sind für lange Resonatoren die Frequenzschwankungen aufgrund inhomogener Erwärmungen des Abstandhalters und der Spiegelsubstrate relativ gesehen kleiner [Num04, Aln08, Kes12]. Die Laserfrequenz lässt sich dann außerdem leichter über einen ganzen freien Spektralbereich mit einem akustooptischen Modulator (AOM) durchstimmen.

### 4.3 Stabilität des Referenzresonators

Eine Längenänderung des Resonators  $\Delta L$  führt mit (4.1) zu einer Verschiebung von dessen Resonatoreigenfrequenz

$$\frac{\Delta\nu_{mq}}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L}. \quad (4.7)$$

Die Ursachen für Längenänderungen sind dabei hauptsächlich: Druck- und Temperaturschwankungen, akustische Schwingungen oder Vibrationen, die an den Resonator koppeln oder elektronisches Rauschen, welches das PDH-Fehlersignal beeinflusst. Druck- und Temperaturschwankungen verringern dabei hauptsächlich die Mittel- bis Langzeitstabilität. Zu den Verursachern schneller Frequenzfluktuationen gehören elektronisches Rauschen oder Vibrationsschwingungen. In den kommenden Abschnitten werden diese verschiedenen Störungen genauer betrachtet.

#### 4.3.1 Druckschwankungen

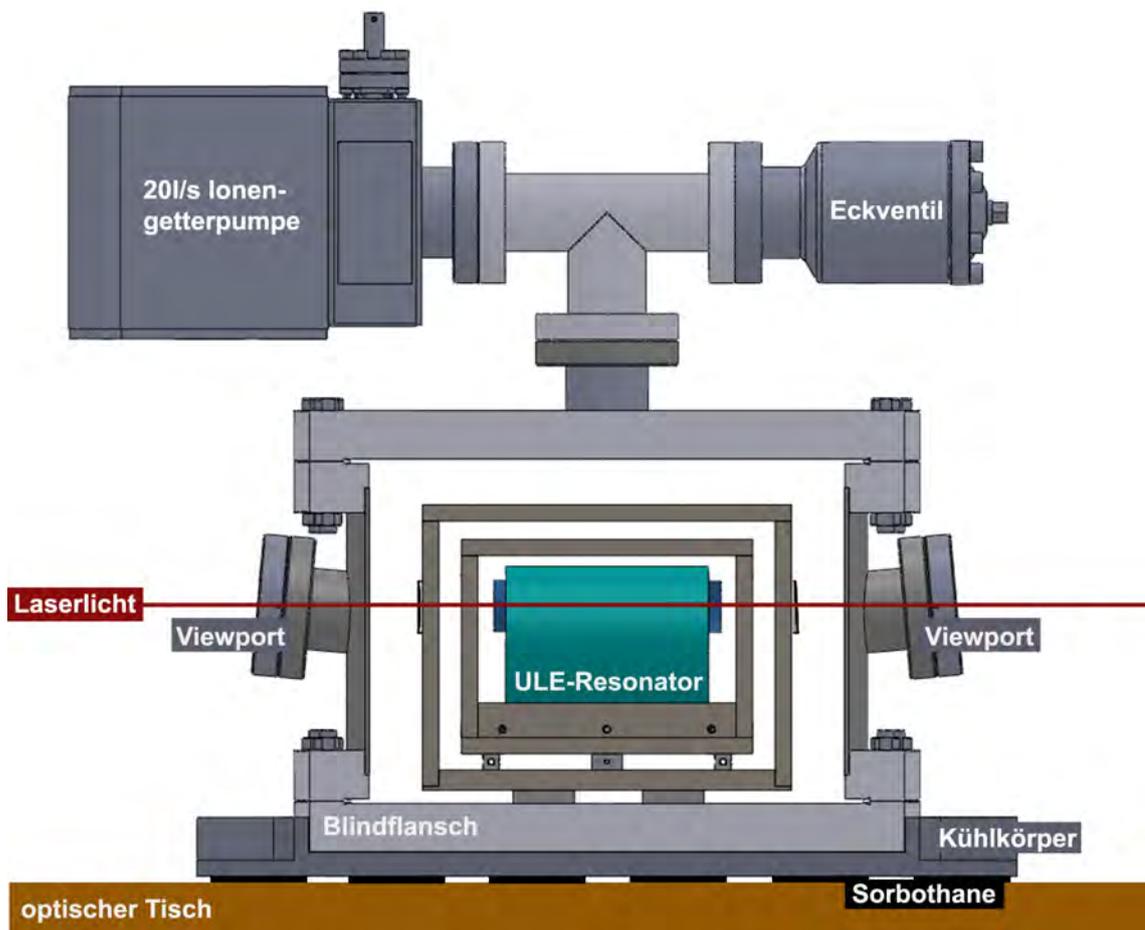
Der Brechungsindex  $n$  hängt vom Druck ab. Variiert der Druck zwischen den Resonatorspiegeln, so ändert sich die effektive Länge und damit auch die Eigenfrequenz des Resonators. Um dies zu vermeiden, wurde der Resonator in einer Vakuumkammer untergebracht und diese mit einer Ionengetterpumpe (Gamma Vacuum 20 l/s) evakuiert. Um einen geringen Druck zu erhalten, wurden nach Möglichkeit Materialien mit geringen Ausgaswerten gewählt und diese mit Lösungsmitteln gereinigt. Der Druck  $p$  in der Vakuumkammer beträgt so ungefähr  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar mit Schwankungen  $\Delta p \leq 1 \cdot 10^{-8}$  mbar. Da eine Druckschwankung  $\Delta p \approx 1$  mbar typischerweise zu einer Frequenzänderung  $\Delta f \approx 100$  MHz führt [Edl66], sollten sich also maximal Frequenzänderungen von 1 Hz ergeben.

Die Evakuierung wirkt sich dabei auch positiv auf die Temperaturstabilisierung und die Finesse aus:

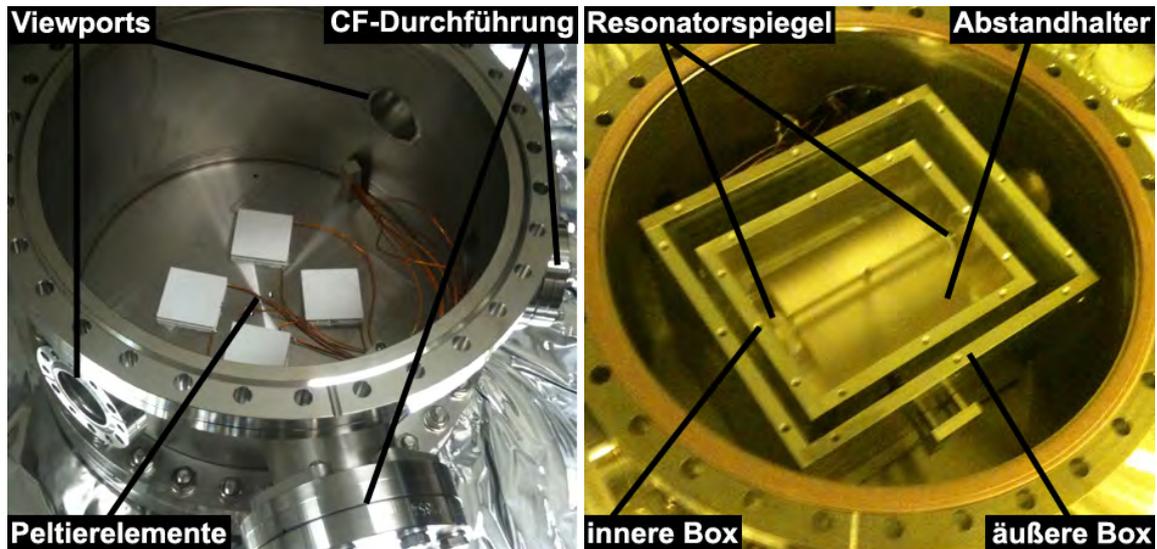
- Temperaturgradienten durch Konvektion sind reduziert.

- Es findet eine passive Tiefpassfilterung von Temperaturschwankungen durch die Vakuumkammer statt.
- Die Verringerung der Finesse durch erhöhte Absorption oder Streuung von Laserlicht an Hintergrundgasteilchen ist unterdrückt.

Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, gelangt der Laserstrahl über antireflexbeschichtete Viewports (Larson) in die Kammer. Die Viewports sind dabei unter einem kleinen Winkel gegenüber den Resonatorspiegeln an der Kammer angebracht, um Etaloneffekte zu vermeiden. Die Kabel der Temperatursensoren und Peltierelemente werden über CF-Durchführungen (Vacom bzw. Allectra) nach außen geführt (siehe Abb. 4.2).



**Abbildung 4.1:** Strahlengang des Lasers durch die Vakuumkammer. Der Abstandhalter (türkis) mit den beiden Spiegeln (blau) befindet sich im Innern von zwei Aluminiumboxen. Zwei Glassubstrate an der äußeren Box verhindern Etaloneffekte.



**Abbildung 4.2:** Photos der Vakuumkammer von oben und ohne Abdeckung. Links sind die vier Peltierelemente auf dem Blindflansch zu sehen. Die elektrischen Signale der Temperatursensoren und die Anschlüsse der Peltierelemente gelangen über zwei CF-Durchführungen nach außen. Im rechten Bild sieht man den Resonator im Inneren von zwei Aluminiumboxen. Im Abstandhalter ist die horizontale Hauptbohrung zu erkennen und auch die vertikale Evakuierungsbohrung zu erahnen. Das Laserlicht gelangt über Viewports in die Kammer zu den Resonatorspiegeln.

### 4.3.2 Temperaturschwankungen

Um Längenänderungen aufgrund von Temperaturänderungen für den Abstandhalter und die Spiegel kleinzuhalten, wurde mit ULE ein Material mit einem sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  gewählt. Der Resonator befindet sich außerdem im Inneren zweier Aluminiumboxen (Wandstärke = 8 mm), was eine größere Trägheit gegenüber Temperaturschwankungen der Umgebung bewirkt und so insgesamt eine einheitlichere Temperatur des gesamten Resonators ergibt. Die äußere Box steht auf vier Multilayer-Peltierelementen (Laird Technologies), die je nach Stromrichtung eine maximale Heiz- bzw. Kühlleistung von 39.9 W besitzen. Mit diesen kann die gewünschte Temperatur der Vakuumkammer eingestellt werden, wobei der Boden der Vakuumkammer als Wärmesenke dient.

Die beiden Boxen sind in der Mitte durch ein kleines, kegelförmiges Aluminiumelement leitend verbunden (siehe Abb. 4.1 und Abb. 4.3). Dadurch werden zwar größere Temperaturgradienten in der inneren Box in Kauf genommen, es gibt jedoch einen genau definierten Punkt, an dem die Wärmeübertragung stattfindet. Zudem ist die Zeitkonstante der Regelung kleiner.

Als Temperatursensor dient ein Heißleiter (NTC, EPCOS B57560G103F), der einen temperaturabhängigen Widerstand besitzt und sich in unmittelbarer Nähe eines Peltierelementes und der leitenden Aluminiumverbindung befindet. Der NTC-Sensor

wurde aufgrund seiner hohen Sensitivität anderen Temperaturmessfühlern vorgezogen. Nachteile sind die nichtlineare Kennlinie und die Tatsache, dass eine Vier-Leiter-Messung verwendet werden muss.

Neben der thermischen Ausdehnung gibt es auch ein ausschließlich materialspezifisches, thermisches Rauschen innerhalb des Festkörpers, welches nur durch Kühlung des Resonators verkleinert werden kann. Dieses ist hier jedoch kein limitierender Faktor.

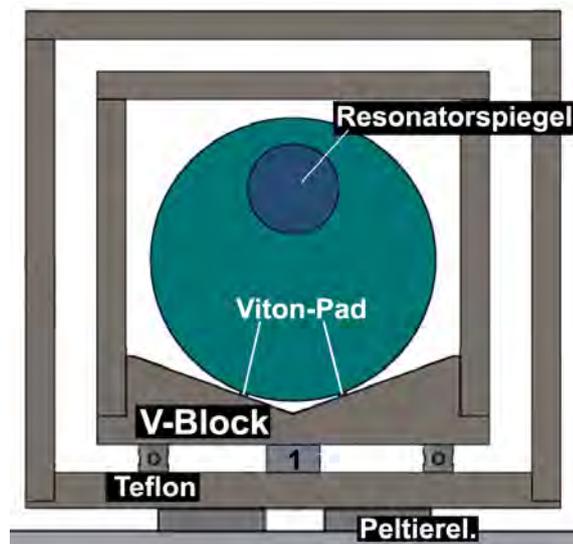
### 4.3.3 Vibration und Akustik

Vibrations- und akustische Schwingungen können an den Resonator über die Lagerung bzw. über die Luft und die Restteilchen in der Vakuumkammer koppeln. Der Resonator erfährt durch die Beschleunigung eine Längenänderung. Man unterscheidet dabei zwischen horizontalen und vertikalen Beschleunigungen. Eine horizontale Beschleunigung verursacht in erster Ordnung nur eine Scherung des Resonators ohne eine Änderung des Spiegelabstandes. Bei vertikalen Beschleunigungen ist dies anders: Die vertikale Kompression und Dekompression des zylindrischen Abstandhalters resultiert in einer horizontalen Änderung der Resonatorlänge. Dies ist der Grund, warum der Entkopplung von vertikalen Vibrationen meist mehr Aufmerksamkeit geschenkt wird als horizontalen Vibrationen. Schwingungen können neben Beschleunigungen des Resonators auch Relativbewegungen zwischen dem Resonator und dem Laser induzieren. Die Folge ist ebenfalls eine Verschiebung der Resonatoreigenfrequenz.

Der verwendete Resonator und der gesamte optische Aufbau befinden sich auf einem Lasertisch mit passiver Vibrationsdämpfung (Newport RS4000). Zusätzlich wurde die Vakuumkammer auf Sorbothane, einem speziellen schock- und vibrationsdämpfenden Polymer, gelagert. Im Inneren der Aluminiumboxen ist der Resonator starr in einem V-Block auf vier kleinen Viton-Pads horizontal gelagert (siehe Abb. 4.3). Viton wurde gewählt, da es Vibrationsschwingungen aufgrund seiner Elastizität unterdrückt und dank einer geringen Wärmeleitfähigkeit Temperaturschwankungen vom Resonator entkoppelt.

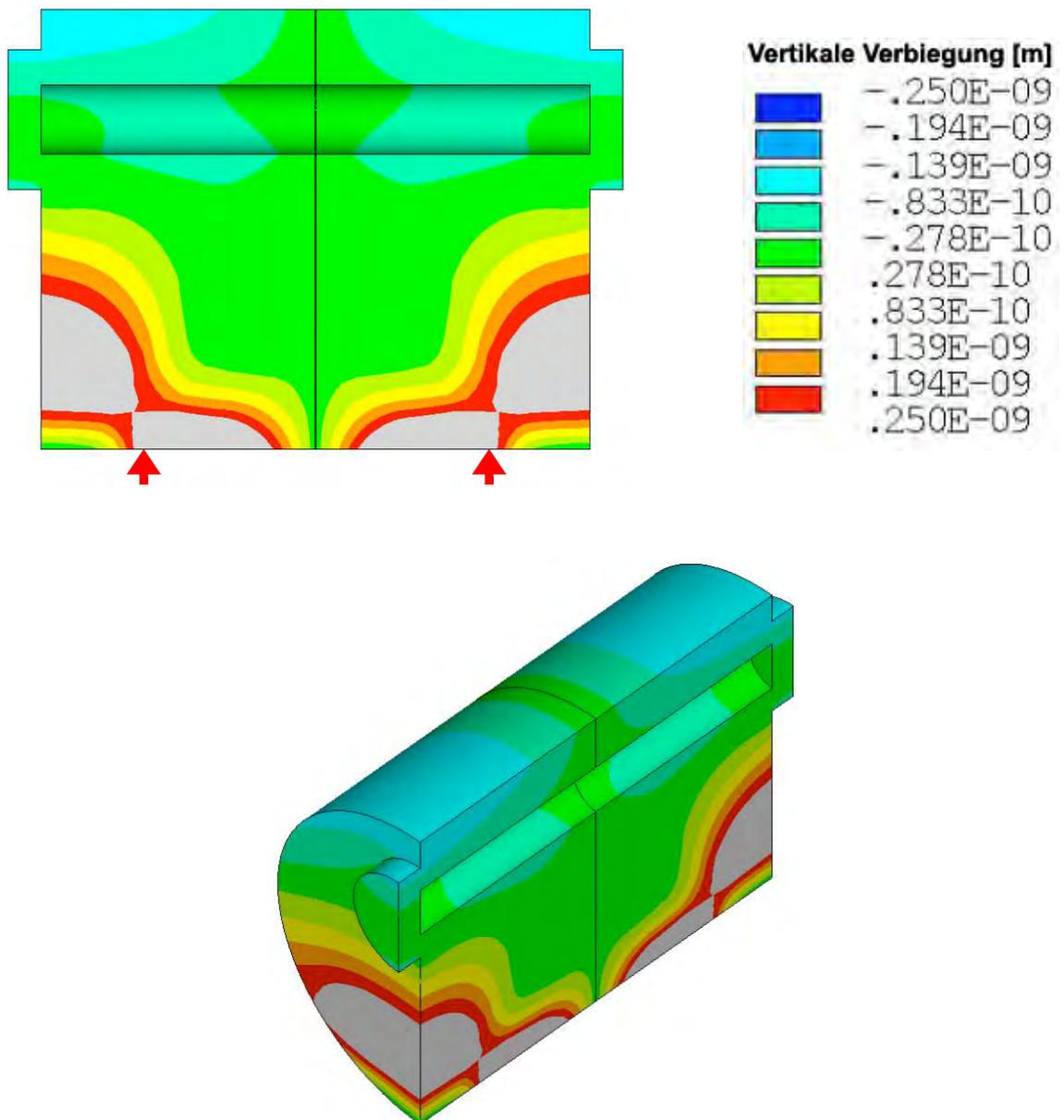
Neben der Isolierung von äußeren Störungen kann durch das Design des Resonators und numerische Simulationen verschiedener Lagerungskonfiguration, die Vibrations sensitivität minimiert werden [Num04, Not06, Naz06, Che06, Web07, Web08]. In Abbildung 4.4 sind zwei verschiedene Ansichten einer solchen Simulation für vertikale Beschleunigungen dargestellt. Die Punkte, an denen der Resonator aufliegt, sind so gewählt, dass sich die Deformierungen genau in der optischen Achse aufheben. Das Resonatordesign, welches hier benutzt wird, besitzt eine Sensitivität auf vertikale Vibrationen

$$\frac{\Delta L}{L} = 1.90 \cdot 10^{-11} \text{ 1/g}, \quad (4.8)$$



**Abbildung 4.3:** Resonator im V-Block mit den Viton-Pads als einzigen Berührungspunkten. 1 stellt das Verbindungselement zwischen der inneren und der äußeren Box dar. Die Abstandhalter aus Teflon sind nicht wärmeleitend.

welche kleiner als die der meisten vertikal gelagerten Resonatoren ist. Ein neueres Resonatordesign der Gruppe um James C. Bergquist mit einem sphärischen Resonator, wurde erst kürzlich publiziert und besitzt eine nochmals kleinere Vibrations-sensitivität [Lei11].



**Abbildung 4.4:** Modulierung der vertikalen Vibrationen und daraus resultierenden Änderungen der optischen Weglänge für die verwendete Lagerung auf vier Viton-Pads (rote Pfeile). Wie der Legende zu entnehmen ist, sind diese entlang des Lichtweges minimal. Die FEM-Simulationen stammen von James C. Bergquist und Till Rosenband.

# 5 Experimenteller Aufbau und Messungen

Die Finesse  $\mathcal{F}$  und die Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{cav}}$  stellen die charakteristischen Größen eines optischen Resonators dar. Die Finesse kann theoretisch über den Reflexionskoeffizienten der verwendeten Spiegel oder experimentell über die mittlere Photonenspeicherzeit  $\tau$  im Resonator bestimmt werden. Die Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{cav}}$  kann dann bei bekanntem  $FSR$  über die Finesse berechnet werden.

Neben der Finesse wurde der Nulldurchgang des thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  und die Langzeitdrift des Resonators gemessen. Außerdem wurde das PDH-Fehlersignal exemplarisch für einen Laser aufgezeichnet. Am Ende des Kapitels wird eine Schwebungsfrequenzmessung von zwei auf den Resonator stabilisierten Lasern gezeigt. Mit so einer Schwebungsfrequenzmessung kann auf die relative Phasenkohärenz der Laser, die für den STIRAP-Prozess entscheidend ist, geschlossen werden.

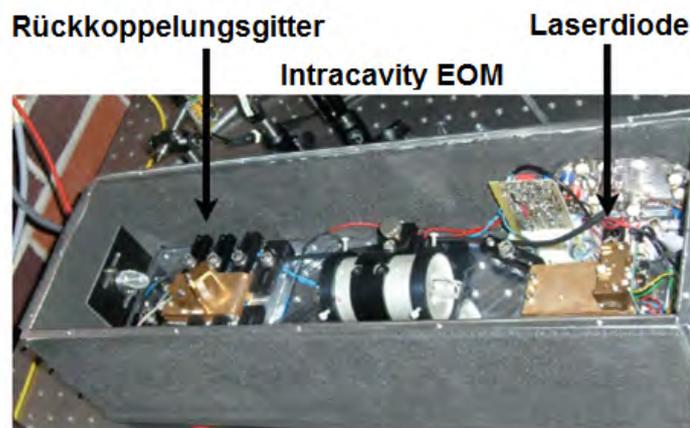
Nach einer Beschreibung der STIRAP-Laser inklusive dem optischen PDH-Aufbau, werden Details zur Temperaturstabilisierung angegeben und die durchgeführten Messungen präsentiert.

## 5.1 Setup der STIRAP-Laser

Die vier STIRAP-Laser sind alle ähnlich aufgebaut. Einzig Diodenlaser 3 (DL3 mit  $\lambda = 1351\text{nm}$ ) wird nicht auf den ultrastabilen Hoch-Finesse-Resonator referenziert, da die Spiegelbeschichtungen des Resonators für diesen Wellenlängenbereich nicht geeignet sind. Stattdessen wird die Frequenz von DL3 auf einen Resonator moderater Finesse, dessen Länge aktiv mit einem Piezo verändert werden kann, stabilisiert. Die Länge des Resonators wird dabei auf einen Diodenlaser (DL1) referenziert. Dieser ist während des STIRAP-Prozesses auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert.

Die verwendeten Laser sind kommerziell erhältliche Diodenlaser in Littrow-Konfiguration (Toptica Photonics DL 100), deren externe Resonatoren verlängert wurden. Die Länge des externen Resonators ist durch die Temperaturstabilität des Lasergehäuses limitiert und beträgt bis zu 20 cm. Die Kurzzeitstabilität der verwendeten Laser wird über die Stabilisierung auf den hier beschriebenen Hoch-Finesse-Resonator erreicht.

Um Rückreflexe in die Laserdiode zu verhindern, wird der Strahl nach dem externen Resonator durch jeweils zwei optische Isolatoren (insgesamte Isolation  $> 60$  dB) geführt. Darüber hinaus wurden alle optischen Elemente leicht schräg in den Strahlengang gestellt, um Interferenzeffekte zu minimieren. DL1 und DL2 werden in der gleichen polarisationserhaltenden Faser zum Experiment geschickt, die anderen beiden Laser getrennt. Die Leistungen zum Experiment können dabei mit einem akustooptischen Modulator (AOM) eingestellt werden. Jeder Laser wird über eine zusätzliche Faser zu einem selbstgebauten Wellenlängenmessgerät geführt. Außerdem wurde eine Schwebungsmessung zwischen DL2 und DL4 auf einem hochgelagerten Breadboard aufgebaut. Die Laser werden mithilfe von zwei Periskopen auf dieses Breadboard gelenkt. Der Aufbau eines Lasers ist in Abbildung 5.1 für DL4 zu sehen. Dieser besitzt im Vergleich zu den anderen Lasern einen elektrooptischen Modulator (EOM) innerhalb des externen Resonators, der schnelle Frequenzänderungen ausgleichen kann.



**Abbildung 5.1:** DL4 mit einem EOM im externen Resonator ("intracavity EOM"). Das Rückkoppelungsgitter kann elektronisch über ein Piezoelement oder händisch mit einer Millimeterschraube verstellt werden. Das Aluminiumgehäuse des Lasers ist aktiv temperaturstabilisiert. Im Betrieb wird das Aluminiumgehäuse mit einem Deckel geschlossen.

### 5.1.1 PDH-Aufbau

Der optische Aufbau für das PDH-Verfahren wird hier für einen der Laser exemplarisch beschrieben. Die Anpassung der Laserfrequenz relativ zu einer Resonatoreigenfrequenz erfolgt mit zwei AOMs (Crystal Technology, Zentralfrequenz 200 MHz) die in "double-pass"-Konfiguration verwendet werden können. Nach einer kurzen Faser (Nufern PM 980-XP) hat der Laser saubere Wellenfronten. Der Laserstrahl wird mit einem Teleskop verkleinert, so dass er durch den EOM (Döhner LiNiobat) passt. Ein Polarisator mit einem Lösungsvermögen von  $10^{-5}$  sorgt dafür, dass Intensi-

tätsschwankungen in den Seitenbändern aufgrund von Polarisationschwankungen gering sind, da diese zu direkten Phasenschwankungen im Fehlersignal führen.

Der Strahlradius  $w$  ( $\frac{1}{e^2}$ -Intensitätswert) auf dem unendlich gekrümmten Spiegel des Resonators kann für einen hemisphärische Resonatoren (Krümmungsradius  $R_2$ ) über

$$w = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{R_2 - L}{L}} \quad (5.1)$$

berechnet und mit einer oder zwei Linsen eingestellt werden. Für die verschiedenen Diodenlaser ergeben sich so die Strahlradien aus Tabelle 5.1.

Um die verschiedenen Laser auf ihren jeweiligen PDH-Photodiode zu trennen, werden DL2 ( $\lambda = 1006$  nm) und DL4 ( $\lambda = 1004$  nm) von verschiedenen Seiten in den Resonator eingekoppelt (siehe Abb. 5.2). Die beiden  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplättchen werden so eingestellt, dass eine Trennung des Lichts über die Polarisation erfolgt. Um diese beiden Laser wiederum von DL1 ( $\lambda = 1126$  nm) zu trennen, wird ein Dichroid (Semrock LP02-1064-RS) mit einer Grenzwellenlänge bei 1064 nm benützt.

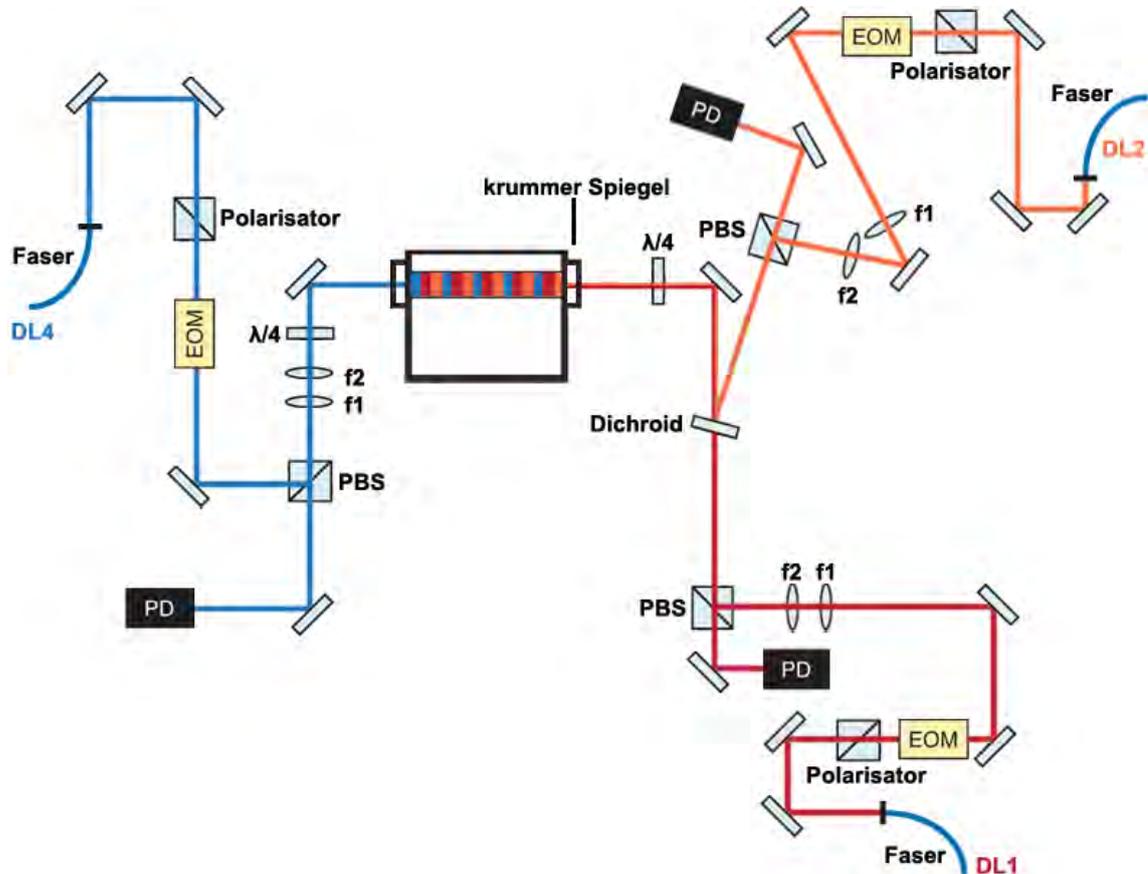
<b>Laser</b>	$\lambda$ [nm]	w [ $\mu\text{m}$ ]
DL1	1126	267
DL2	1006	257.5
DL4	1003	257

**Tabelle 5.1:** Strahlradien der verschiedenen Laser auf dem ebenen Spiegel des Hoch-Finesse-Resonators.

## 5.2 NTC-Regelsignal

Die Übertragung des NTC-Regelsignals zur Temperaturmessbrücke, die sich außerhalb der Vakuumkammer befindet, erfolgt mit einer elektronischen CF-Durchführung und einem geschirmten Kabel. Das Kabel sollte einerseits möglichst kurz sein, um das Übersprechen von elektronischem Rauschen zu verringern, andererseits gut fixiert werden, da Bewegungen starke Störungen induzieren.

Die Temperaturmessbrücke selber wurde auf ca. 25 °C. stabilisiert. Dadurch sind die Schwankungen der verwendeten Präzisionswiderstände kleiner. Die Temperatur des Resonators kann durch die aktive Stabilisierung mit vier Peltierelementen auf mindestens 1 mK stabil gehalten werden. Die Schaltungspläne sind dem Anhang zu entnehmen.



**Abbildung 5.2:** Optischer PDH-Aufbau. Drei Diodenlaser (DL1, DL2 und DL3) werden gleichzeitig auf den Hoch-Finesse-Resonator referenziert. Dazu gelangen sie über eine kurze Faser auf das Breadboard, wo die Phasenmodulation im EOM-Kristall stattfindet. Zwei Linsen (Brennweiten  $f_1 = 500$  mm und  $f_2 = 400$  mm) werden verwendet, um den Fokus auf dem unendlich gekrümmten Resonatorspiegel zu verschieben und den gewünschten Strahlradius einzustellen. Um das Licht der verschiedenen Lasern auf ihren jeweiligen Photodioden zu trennen wird einerseits ein Dichroid, andererseits die beiden  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen benützt.

## 5.3 Messungen

### 5.3.1 Finesse $\mathcal{F}$

Das Feld innerhalb des Resonators zerfällt in guter Näherung exponentiell mit einer charakteristischen Abklingzeit  $\tau$ , wenn kein Laserlicht mehr zum Resonator gelangt. Die Abklingzeit  $\tau$  entspricht dabei der mittleren Photonenspeicherzeit. Es gilt mit (4.1):

$$\mathcal{F} = \tau \frac{c\pi}{L} = 2\pi\tau \cdot FSR, \quad (5.2)$$

wobei  $\tau$  mit einer Cavity-Ring-Down-Messung bestimmt werden kann [Sto04]. Bei einer Cavity-Ring-Down-Messung wird die Laserfrequenz auf den Resonator stabi-

Lasertyp	$\lambda$ [nm]	$\tau$ [ $\mu$ s]	$\mathcal{F}$	$\Delta\nu_{\text{cav}}$
DL1	1126	25.20	$237200 \pm 1570$	6.3 kHz
DL2	1006	7.19	$67300 \pm 1175$	22.3 kHz
DL4	1003	5.77	$54300 \pm 245$	27.6 kHz

**Tabelle 5.2:** Mittelwerte der Abklingzeit  $\tau$  und der Finesse  $\mathcal{F}$  für verschiedene Wellenlängen. Die Resonatorlinienbreite  $\Delta\nu_{\text{cav}}$  wurde aus der Finesse mit  $FSR = 1.5$  GHz berechnet.

liert und das Transmissionssignal mittels einer Photodiode (InGaAs Hamamatsu G8376-03) aufgezeichnet. Mit einem AOM und einem schnellen TTL-Switch (Mini-Circuits ZASWA-2-50DR+) kann das Laserlicht zum Resonator unterbrochen und das Transmissionssignal auf einem digitalen Speicheroszilloskop getriggert aufgezeichnet werden. Das TTL-Signal für den Trigger wird dabei von einem Funktionsgenerator erzeugt.

Abbildung 5.3 zeigt die CRD-Messungen für die drei verschiedenen Laser. Durch einen exponentiellen Fit kann die mittlere Photonenspeicherzeit  $\tau$  ( $\frac{1}{e}$ -Intensitätswert) bestimmt und daraus mit (5.2) die Finesse berechnet werden. Es wurden für alle drei Laser mehrere Messungen durchgeführt, woraus sich die Mittelwerte aus Tabelle 5.2 ergeben. Die Leistungen zum Resonator waren zwischen 15 – 40  $\mu$ Watt.

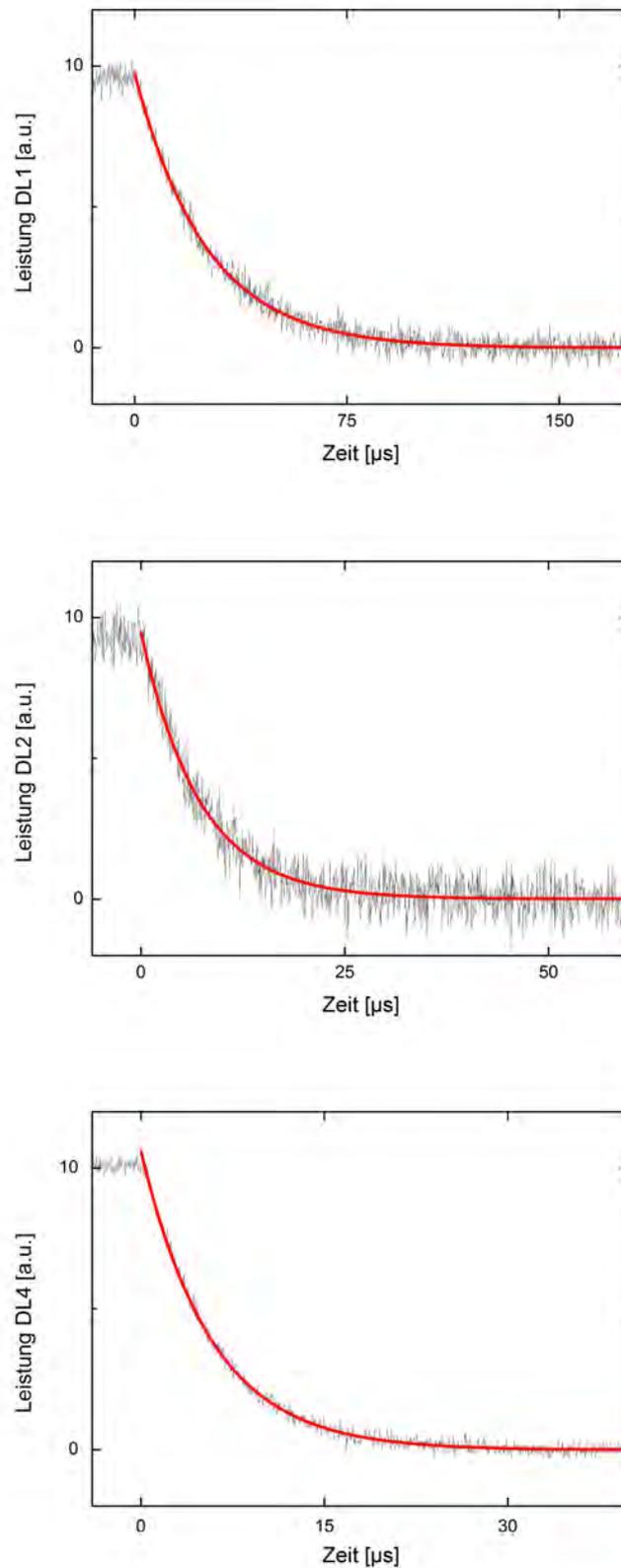
Die berechneten Reflexionskoeffizienten  $R$  sind für DL2 und DL4 geringer als vom Hersteller spezifiziert (siehe Anhang). Einerseits könnten die Spiegel eine höhere Verschmutzung aufweisen, andererseits gehen wir von einer idealen Einkoppelung aus, was nur annähernd der Fall ist.

Mit den Finessewerten aus Tabelle 5.2 ergeben sich für die drei Laser Resonatorlinienbreiten zwischen 6.3 – 27.3 kHz.

### 5.3.2 Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten $\alpha$

Um den Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  zu ermitteln, wurde mit einem Spektrumanalysator die Schwebungsfrequenz zwischen DL4 und einem Frequenzkamm (Modell FFS von Toptica Photonics) bei verschiedenen Resonatortemperaturen gemessen. Die Kammer wurde dazu auf eine bestimmte Temperatur stabilisiert. Dann wurden zwei bis drei Tage abgewartet, damit der Resonator thermalisieren kann, bevor die Messung durchgeführt wurde.

Die Nulldurchgangsmessung und die Ableitung der parabolischen Fitkurve ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Das Maximum der Nulldurchgangsmessung ist der Punkt an dem die Ableitung 0 ist und entspricht  $T_0$ . In diesem Bereich ist die Resonatorfrequenz am wenigsten sensibel auf Temperaturschwankungen.



**Abbildung 5.3:** Finessemessungen des Resonators für die verschiedenen Diodenlaser. Das Licht zum Resonator wird bei  $t = 0$  unterbrochen. Die Abklingzeit  $\tau$  kann für die einzelnen Laser aus Photodiodensignal in Transmission (schwarz) über einen Exponentialfit (rot) bestimmt werden. Die Werte für die mittlere Photonenspeicherzeit  $\tau$  sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Mit  $20,68 \pm 0.02$  °C ist  $T_0$  knapp unter der Labortemperatur und kann durch leichtes Kühlen erreicht werden. Geht man davon aus, dass die Temperatur der Vakuumkammer auf 0.1 °C genau eingestellt ist, so ist die linearisierte Temperaturabhängigkeit des Resonators 2.3 Hz/mK.

### 5.3.3 Langzeitdrift von ULE

Die Länge des Resonators ändert sich im Laufe der Zeit. Einerseits durch den andauernden Kristallisationsprozess in der Glasphase und andererseits aufgrund einer langsamen Alterung der optischen Kontaktierung. Die Abstände der Niveaus im STIRAP-Prozess sind immer gleich groß und können daher zur Messung dieser Längen- bzw. Frequenzänderungen verwendet werden. Die Frequenz der Laser wird mit einem AOM auf die Frequenz der Übergänge eingestellt. Trägt man diese AOM-Frequenzen des ersten STIRAP-Schrittes für verschiedene Messtage auf, so kann die mittlere Langzeitdrift des Resonators aus der Fitgeraden bestimmt werden (siehe Abb. 5.5). Er beträgt für diesen Resonator

$$0.9 \pm 0.05 \text{ kHz/Tag.} \quad (5.3)$$

### 5.3.4 PDH-Fehlersignal

Abbildung 5.6 zeigt einen Ausschnitt des PDH-Fehlersignal von DL4 und dem Hoch-Finesse-Resonator. Es wurde mit dem Hoch-Finesse-Resonator erzeugt. Wie schon erwähnt besitzt dieser Laser einen EOM im externen Resonator als schnelles Stellglied. Das Signal ist asymmetrisch, da die Finesse des Resonators so groß ist, dass das Lichtfeld nur sehr langsam zusammenbricht. Die Leistung zum Resonator ist 21  $\mu$ Watt, das Signal-Rausch-Verhältnis ist wie die Steigung um den Nulldurchgang groß.

### 5.3.5 Schwebungsfrequenzmessung

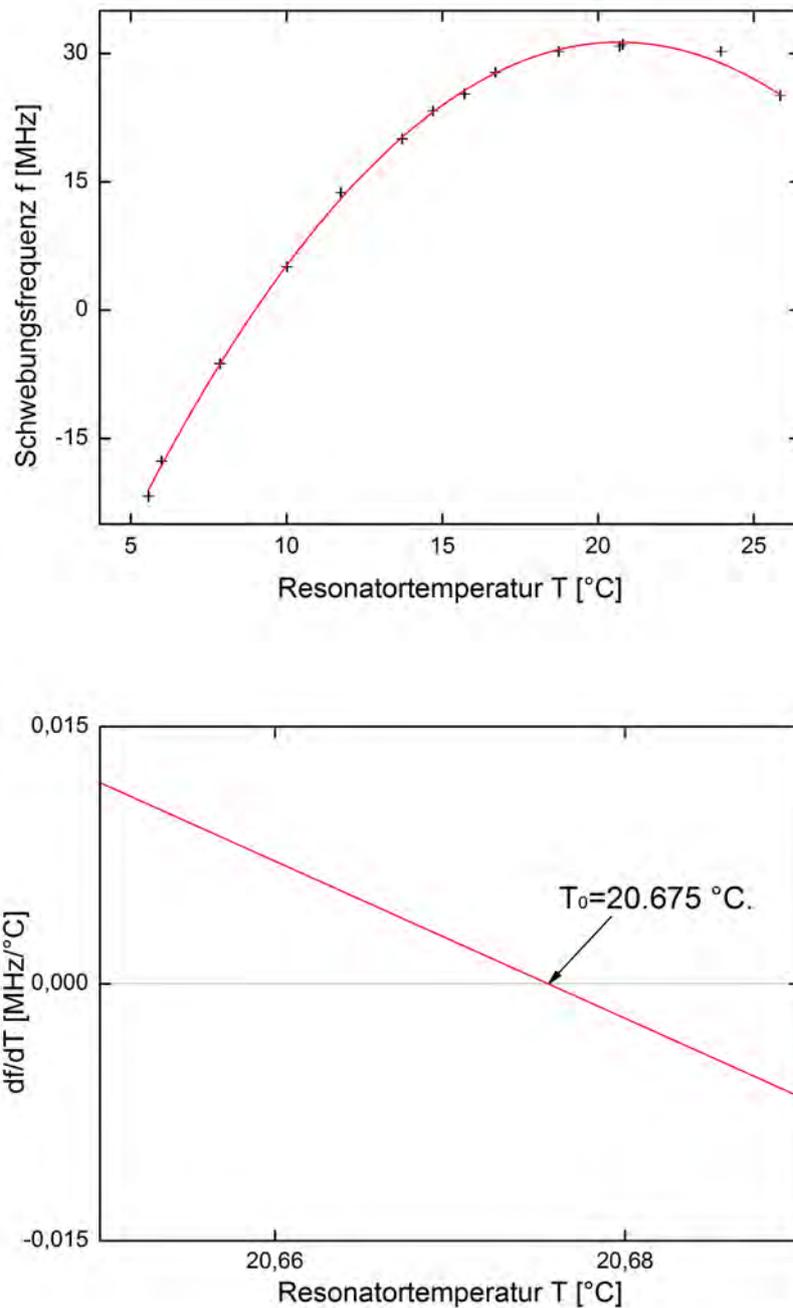
Mit einer Schwebungsfrequenzmessung kann die relative Linienbreite von zwei Lasern mit nahezu gleicher Frequenz abgeschätzt werden. Während sich schnelle Frequenzfluktuationen in der Linienbreite der Schwebungsfrequenzmessung manifestieren, führen langsame Frequenzschwankungen zu einer Drift dieser Schwebungsfrequenz. Da nur ein ultrastabiler Referenzresonator zur Verfügung steht, kann keine Messung gemacht werden bei der die Schwankungen des Resonators beinhaltet sind. Es kann lediglich eine Aussage gemacht werden, wie stabil sich die beiden Laser zueinander verhalten. Dabei spielt einerseits die Güte der Anbindung an den Resonator eine Rolle, andererseits Störungen die unabhängig für beide Laser anfallen.

DL2 und DL4 besitzen den gleichen Typ von Dioden und können über die Gitterwinkel der externen Resonatoren auf nahezu die gleiche Frequenz gebracht werden. Beide Laser befinden sich auf dem gleichen optischen Tisch und werden auf die gleiche Mode des ultrastabilen Hoch-Finesse-Resonators stabilisiert. Das Licht wird, an einem 50/50-Strahlteilerwürfel von zwei Seiten überlagert, und nach einer Faser auf eine Photodiode (InGaAs Hamamatsu G8376-03) geworfen. Deren Signal zeigt auf einem Spektrumanalysator die Schwebungsfrequenz der beiden Laser an. Die maximale Auflösebandbreite des Spektrumanalysators beträgt 1 Hz und ist daher für diese Messung limitierend.

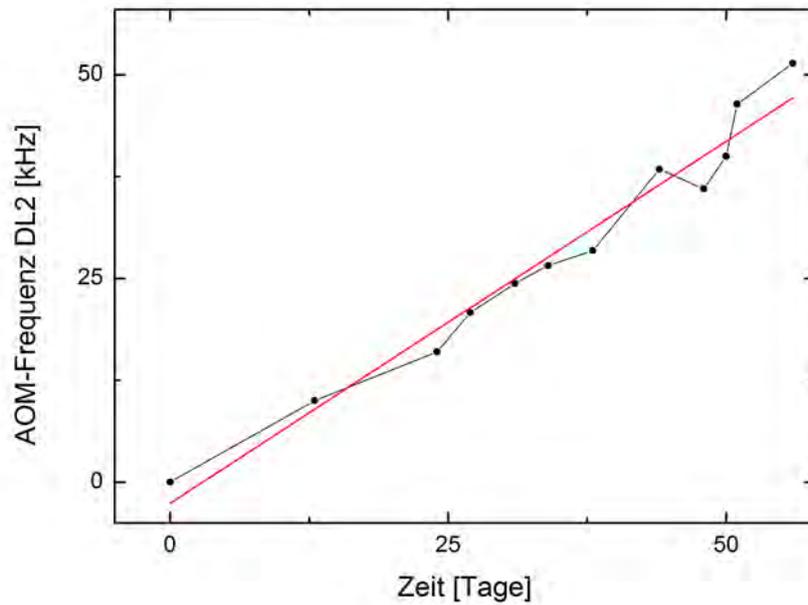
In Abbildung 5.7 ist die Schwebungsfrequenz auf einer linearen Skala mit einer Gaußschen Fitkurve und auf einer logarithmischen Skala zu sehen. Die Gaußkurve wurde gewählt, da sie die Messdaten am Besten interpoliert. Dies legt nahe, dass technisches  $\frac{1}{f}$ -Rauschen dominant ist. Aus der Halbwertsbreite  $FWHM = \sqrt{\Delta\nu_1^2 + \Delta\nu_2^2}$  dieser Fitkurve ergibt sich

$$\Delta\nu_1 \approx \Delta\nu_2 < 0.75 \text{ Hz.} \quad (5.4)$$

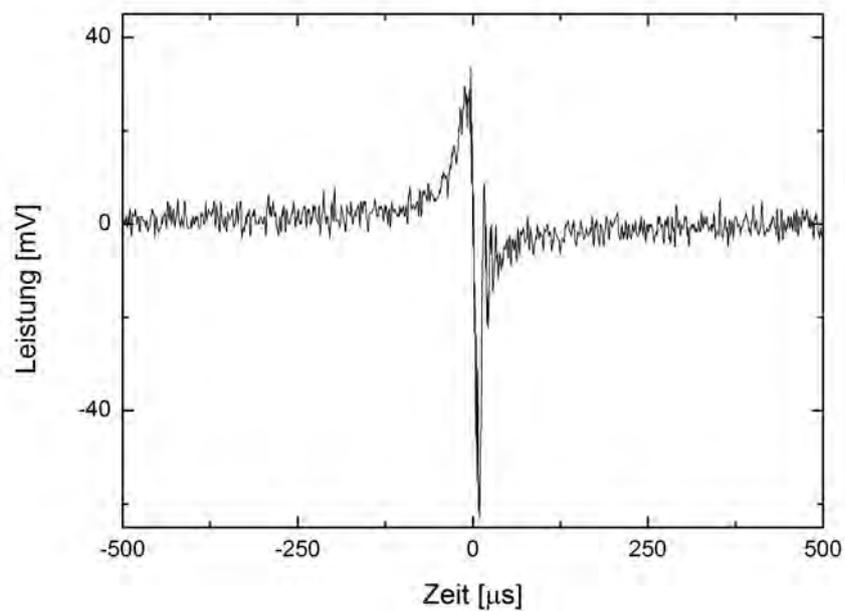
Es wurde dabei angenommen, dass beide Laser in gleichem Maße zu Linienverbreiterung beitragen. Zwar besitzt DL4 durch den EOM das bessere Stabilisierungsschema und damit die bessere Anbindung an den Resonator. Auf der anderen Seite wird das Licht beim Aufbau von DL4 erst nach einer kurzen Faser zum Schwebungsaufbau geleitet. Die Leistung unter der Gaußkurve (Leistung im Trägersignal) beträgt 92% der Gesamtleistung.



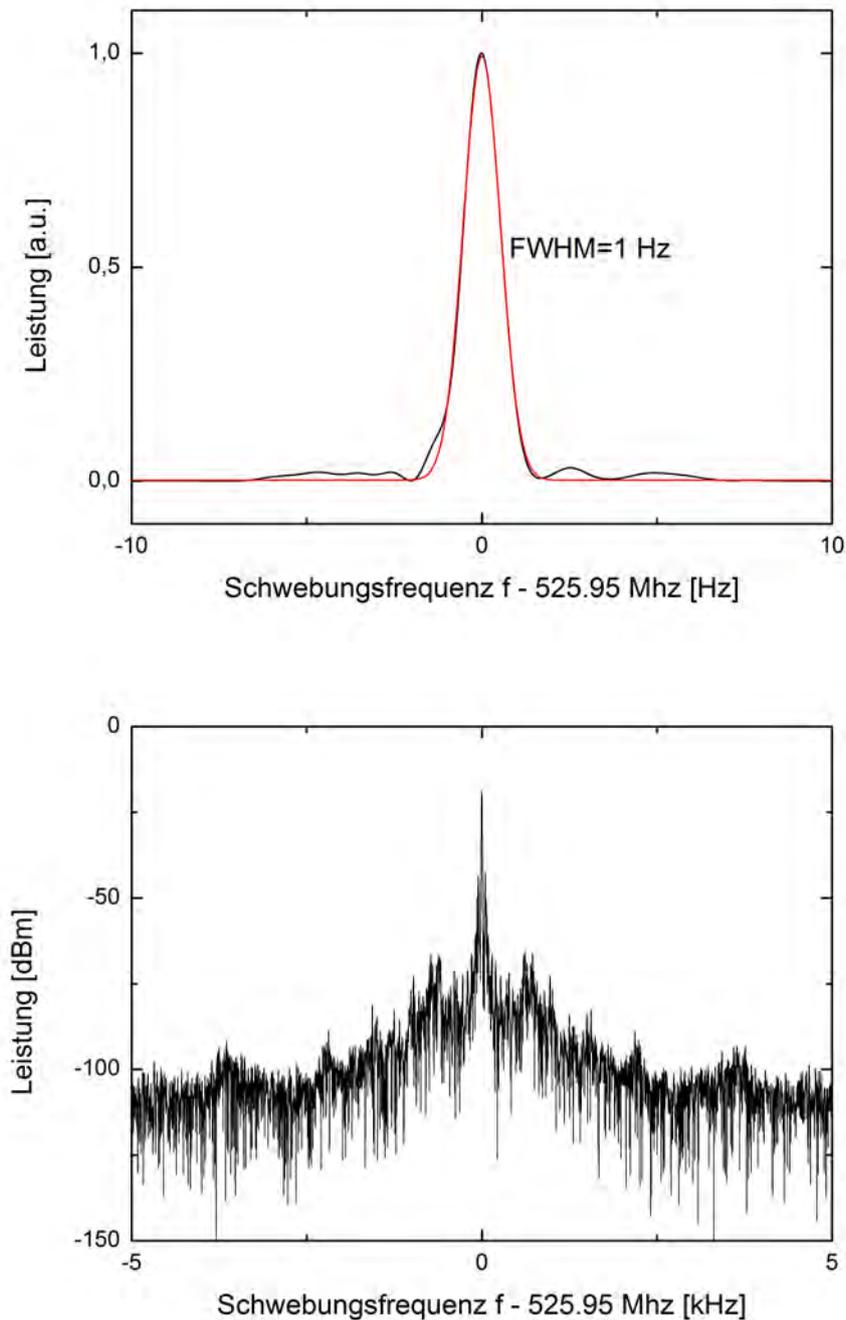
**Abbildung 5.4:** Nulldurchgangsmessung von  $\alpha$ . Das obere Bild zeigt die Schwebungsfrequenz  $f$  zwischen dem DL4 und der nächsten Mode des Frequenzkamms in Abhängigkeit von der Resonatortemperatur  $T$ . Die Frequenz von DL4 wurde dabei auf den Hoch-Finesse-Resonator referenziert. Als Fitfunktion (rot) wurde eine Parabel gewählt. Das untere Bild zeigt die Ableitung dieser Fitparabel. Der Nulldurchgang der Ableitung stellt  $T_0$  dar.



**Abbildung 5.5:** Langzeitdrift des ULE-Resonators. Aufgetragen ist die AOM-Frequenz von DL2 für den ersten STIRAP-Schritt an verschiedene Messtagen (schwarz). Aus der linearen Regression (rot) folgt der mittlere Langzeitdrift  $0.9 \pm 0.05$  kHz/Tag.



**Abbildung 5.6:** Ausschnitt des PDH-Fehlersignals für DL4. Durch die hohe Finesse des Resonators ist die Steigung um den Nulldurchgang groß.



**Abbildung 5.7:** Schwebungsfrequenzmessung mit linearer (oben) und logarithmischer (unten) Skalierung der Leistung. Im oberen Bild wurde eine Gaußkurve als Fitfunktion (rot) gewählt. Deren Halbwertsbreite beträgt 1 Hz, sollte jedoch als oberes Limit interpretiert werden, da wir durch die Auflösungsbreite des Spektrumanalysators limitiert sind. Da beide Laser auf denselben Resonator stabilisiert werden, kann nur eine Aussage über die relative Linienbreite der Laser zueinander gemacht werden.

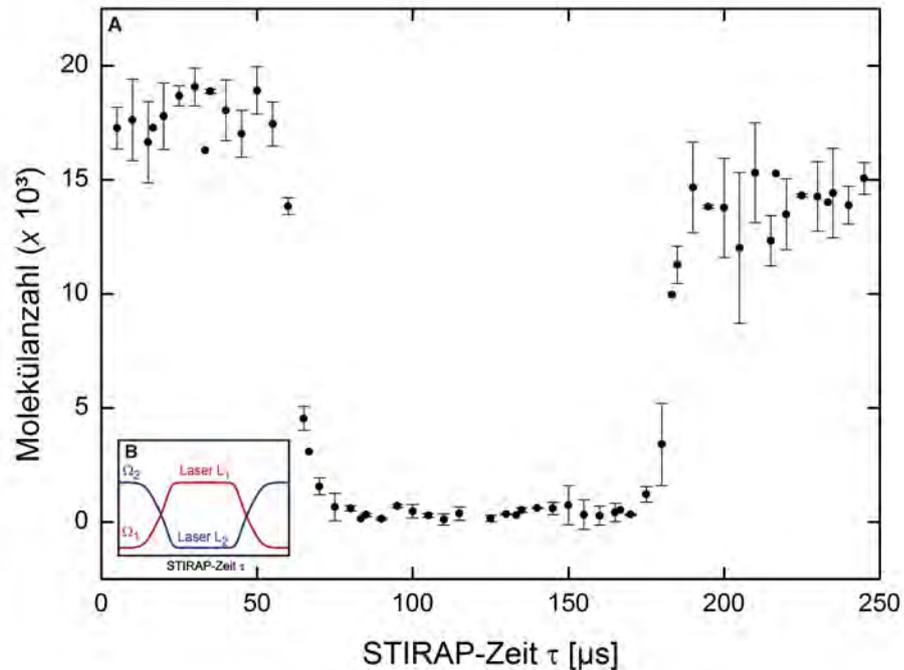
# 6 Zusammenfassung und Ausblick

## 6.1 Erste STIRAP-Messungen

Die erste der beiden STIRAP-Sequenzen wurde bereits durchgeführt. Wie Abbildung 6.1 zu entnehmen ist, kann mit dem neuen Stabilisierungsschema auf den Hoch-Finesse-Resonator in etwa 90% aller Moleküle in das intermediäre Niveau des Grundzustandes transferiert werden. Das zurzeit verwendete Detektionsschema basiert auf der Absorptionsabbildung von Atomen, weshalb die Moleküle nach einem erfolgreichem Transfer, wieder zurück in den Ausgangszustand gebracht werden müssen. Dort werden die Moleküle an der Feshbach-Resonanz zu Atomen dissoziiert und abgebildet.

## 6.2 Mögliche Verbesserungen

- Sollte sich herausstellen dass die Effizienz des zweiten STIRAP-Schrittes durch DL3 limitiert ist, planen wir einen zweiten ultrastabilen Hoch-Finesse-Resonator aufzubauen, der mit Spiegeln in diesem Wellenlängenbereich ausgestattet ist.
- Wie bereits erwähnt wird derzeit das Licht von Laser 3 und Laser 4 nicht mit derselben Glasfaser zum Experimenttisch geführt. Dadurch sind die relativen Störungen zum Beispiel durch Akustik und Vibrationen um ein Vielfaches größer, was für den STIRAP-Transfer nicht wünschenswert ist. Da der Umbau viel Zeit beanspruchen würde, wurde darauf bisher verzichtet.
- Die Stabilität der Diodenlaser könnte durch ein Reflexionsgitter mit höherer Reflektivität erhöht werden. Außerdem ist es möglich alle Diodenlaser mit einem EOM im externen Resonator auszustatten, der das schnelle Stellglied darstellt.
- Auch am Hoch-Finesse-Resonator, der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, können noch einige Sachen verbessert werden: Die akustische und thermische Isolierung des Resonators und der einzelnen STIRAP-Laser kann durch eine Holzbox, ausgefüllt mit Auralex Sheetblock, nochmals verbessert werden.



**Abbildung 6.1:** **A** Erster STIRAP-Schritt vom schwachgebundenen Zustand der Feshbach-Moleküle in das intermediäre Niveau des elektronischen Grundzustandes und wieder zurück. Zwischen ca.  $75 \mu\text{s}$  und  $170 \mu\text{s}$  befinden sich die Moleküle im intermediären Zustand des Grundzustandspotentials. **B** Zeitsequenz der beiden STIRAP-Laser.

Intensitätsstabilisierungen nach den EOM und die Temperaturstabilisierung von demselben können bei Bedarf ebenfalls schnell implementiert werden.

### 6.3 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein ultrastabiler Hoch-Finesse-Resonator aus ULE-Glas aufgebaut und charakterisiert. Mithilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens wurden drei Diodenlaser mit verschiedenen Wellenlängen auf diesem ultrastabilen, optischen Resonator stabilisiert. Die relative Linienbreite von zwei der verwendeten Lasern wurde mit einer Schwebungsmessung bestimmt. Sie ist kleiner als 1 Hz.

Die verbesserte Kurzzeitstabilität durch den Resonator und die Verwendung längerer, externen Resonatoren für die Diodenlaser, sollte die Effizienz des STIRAP-Transfers in den rovibronischen Grundzustand erhöhen. Es besteht die Hoffnung nach dem Herunterfahren des optischen Gitters ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat von  $\text{Cs}_2$ -Molekülen erzeugen zu können.

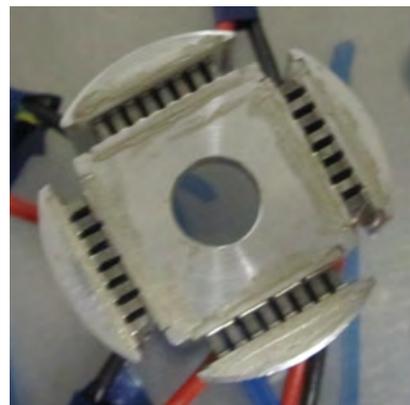
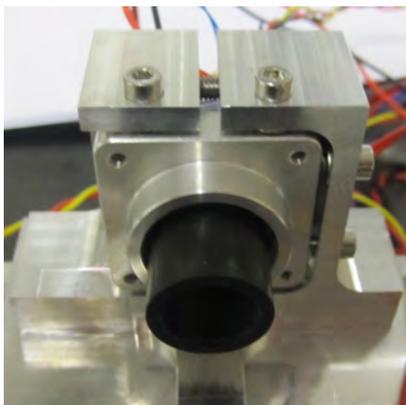
# Anhang

## 1 Lasersetup für ein direktes Abbildungsverfahren von Molekülen

Um Moleküle direkt mit einer Absorptionsmessung abbilden zu können, wurde ein Diodenlaser aufgebaut. Dieser Laser besitzt eine Wellenlänge  $\lambda = 770 \text{ nm}$  und wird auf einen Resonator mit einer moderaten Finesse referenziert. Da Moleküle keine geschlossenen Übergänge besitzen ist es schwerer ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Jedes Molekül streut im Schnitt nur ein Photon. Es muss daher ein Übergang mit großen Franck-Condon-Faktoren verwendet und die Laserleistung gut dosiert werden [Wan10].

### 1.1 Diodenhalterdesign

Die Diode wird in einem Halter (siehe Abb. 2), welcher mit vier kleinen Peltierelementen gekühlt werden kann, eingesetzt



**Abbildung 2:** Im linken Bild ist der Laser-Sockel zu sehen, rechts der Diodenhalter. Dieser besitzt auf allen vier Seiten kleine Peltierelemente zur Temperaturstabilisierung.



## 2 Schaltpläne

### 2.1 Temperatur-Messbrücke

Die Temperatur-Messbrücke besitzt insgesamt 11 zuschaltbare  $1\text{ k}\Omega$ -Widerstände. Mithilfe eines zusätzlichen  $1\text{ k}\Omega$  Potentiometers können Temperaturen der Vakuumkammer von  $5.5\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$  kontinuierlich eingestellt werden. Abbildung 4 zeigt den Schaltplan dieses Eigenbaus.

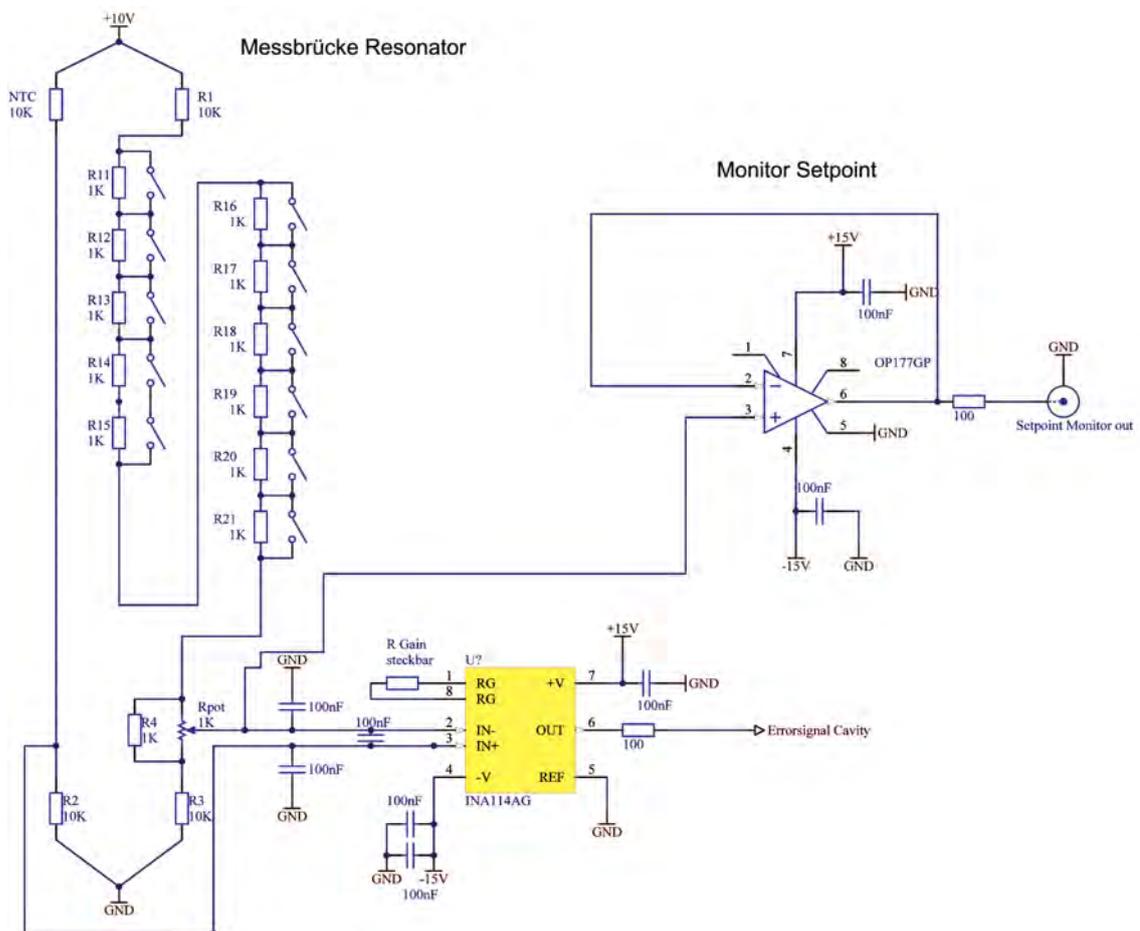


Abbildung 4: Schaltplan der Temperatur-Messbrücke.

### 2.2 Temperatur-Regler und Endstufe

Der Temperatur Regler ist bis auf eine leistungsfähigere Endstufe das Standarddesign, welches in unserer Gruppe verwendet wird. Der Regler besitzt zwei unabhängige Zweige. Der erste Zweig wird hier für die Temperaturstabilisierung des Resonators

verwendet. Der Zweite stabilisiert die Temperatur-Messbrücke auf 25 °C. Der Schaltplan des Regler ist in Abbildung 5, jener der Endstufe in Abbildung 6 zu sehen.

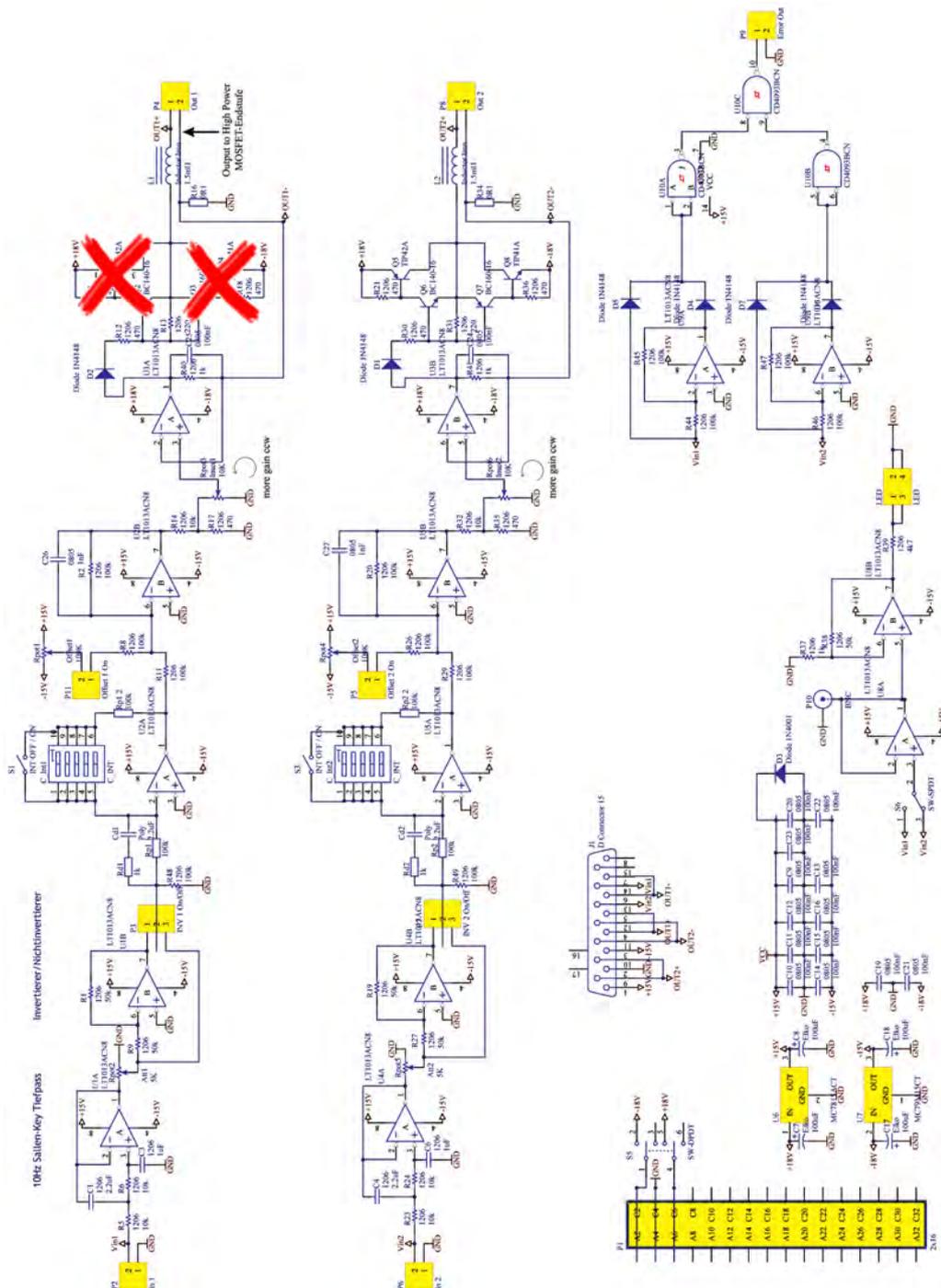


Abbildung 5: Schaltplan des Temperatur-Reglers.

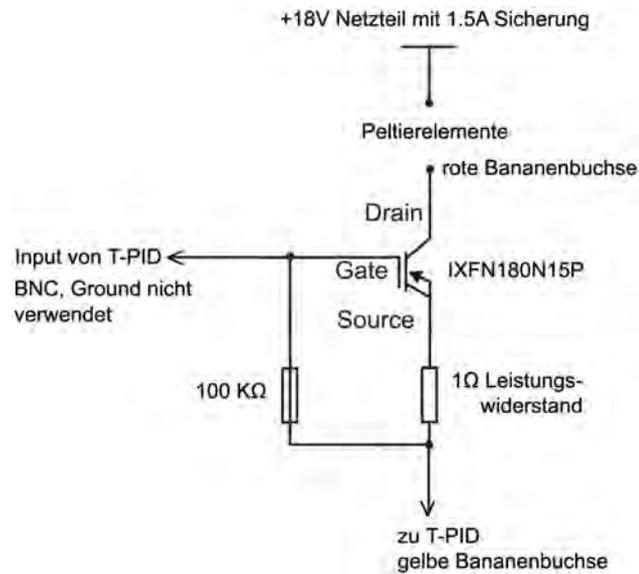


Abbildung 6: Schaltplan der leistungsfähigen Endstufe des Temperatur-Reglers

## 2.3 Elektronischer PDH-Aufbau

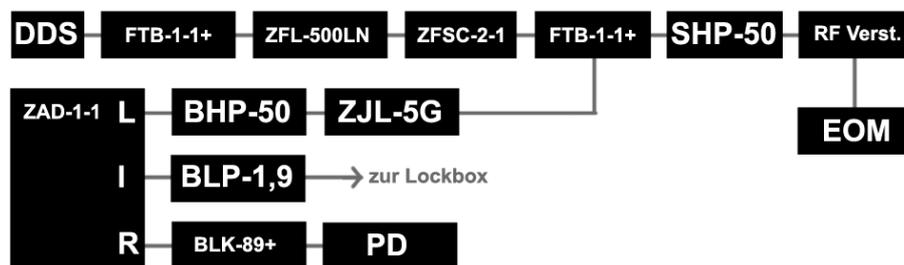
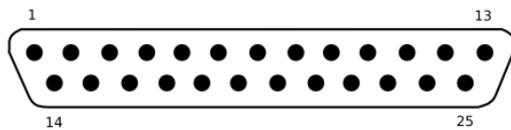


Abbildung 7: Elektronischer Pound-Drever-Hall-Aufbau am Beispiel von einem verwendeten STIRAP-Laser. Der Direct Digital Synthesizer (DDS) und der Hochfrequenzverstärker (RF Amp.) sind das Standarddesign in unserer Gruppe. Neben der Photodiode (InGaAs Hamamatsu G8376-03) und dem elektrooptischen Modulator (Döhler LiNiobat) sind alle anderen Komponenten (Filter, Transformer, Verstärker, Frequenzmischer und Splitter) von Mini-Circuits.

### 3 Einzelheiten zum Hoch-Finesse-Resonator

#### 3.1 Sub-D-Pinbelegungen

Innerhalb der Vakuumkammer befinden sich mehrere Temperatursensoren. Die elektrische Verbindung nach außen erfolgt über ein Kaptonkabel und einer CF-Durchführung. Die Widerstände können an den Pins des Sub-D-Steckers mit einem Ohmmeter gemessen werden. Die Pinbelegung des Sub-D-Steckers ist in Abbildung 8 illustriert.



Pin #	Belegung
1	PT1000 links
2	PT1000 links 4-Leiter
3	GND
4	PT1000 innen
5	PT1000 innen 4-Leiter
6	NTC rechts
7	NTC rechts 4-Leiter
8	GND
9	PT1000 außen
10	PT1000 außen 4-Leiter
11	GND
12	NTC links Regelung
13	NTC links Regelung 4-Leiter
14	PT1000 links
15	PT1000 links 4-Leiter
16	GND
17	PT1000 innen
18	PT1000 innen 4-Leiter
19	NTC rechts
20	NTC rechts 4-Leiter
21	PT1000 außen
22	PT1000 außen 4-Leiter
23	GND
24	NTC links Regelung
25	NTC links Regelung 4-Leiter

Abbildung 8: Pinbelegung des 25-Pol-Sub-D.

Die Stromversorgung der Peltierelemente erfolgt auch über eine CF-Durchführung, deren Sub-D-Pinbelegung Abbildung 9 zu entnehmen ist. Die Peltierelemente sind in Serie geschaltet, um eine abrupte Kühlung der Kammer bei einem möglichen Kurzschluss zu verhindern haben wir eine schnelle Sicherung eingebaut, die bei ca. 1.5 A die Stromversorgung unterbricht.

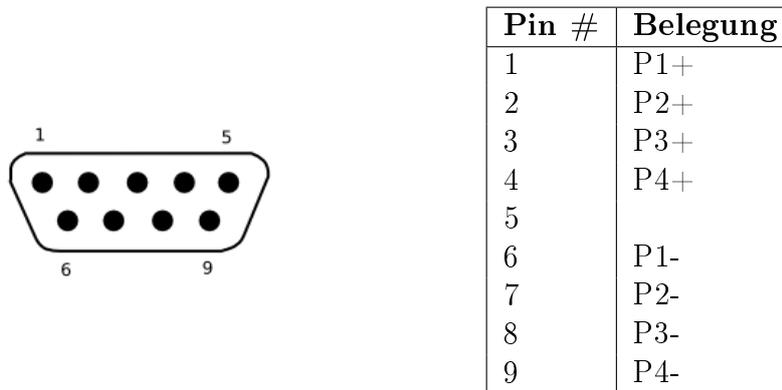


Abbildung 9: Pinbelegung des 9-Pol-Sub-D.

### 3.2 Viewports und Resonatorspiegel

Die folgenden zwei Abbildungen zeigen den Reflexions- bzw. Transmissionsgraph der Viewports (Abb. 10) bzw. der Resonatorspiegel (Abb. 11). Die Daten stammen von den jeweiligen Herstellern (Larsson bzw. ATF).

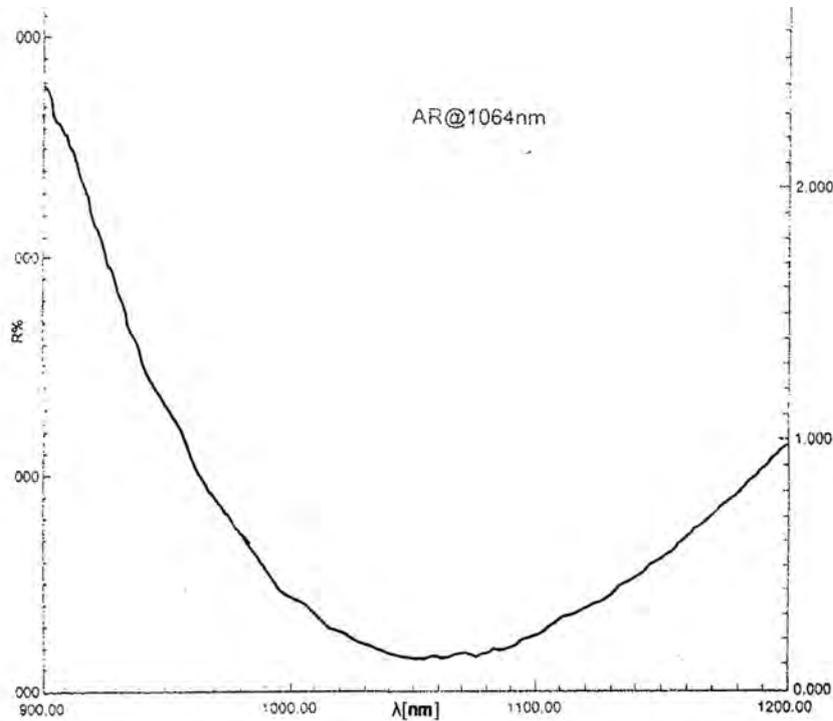


Abbildung 10: Reflexionsgraph der Viewports.

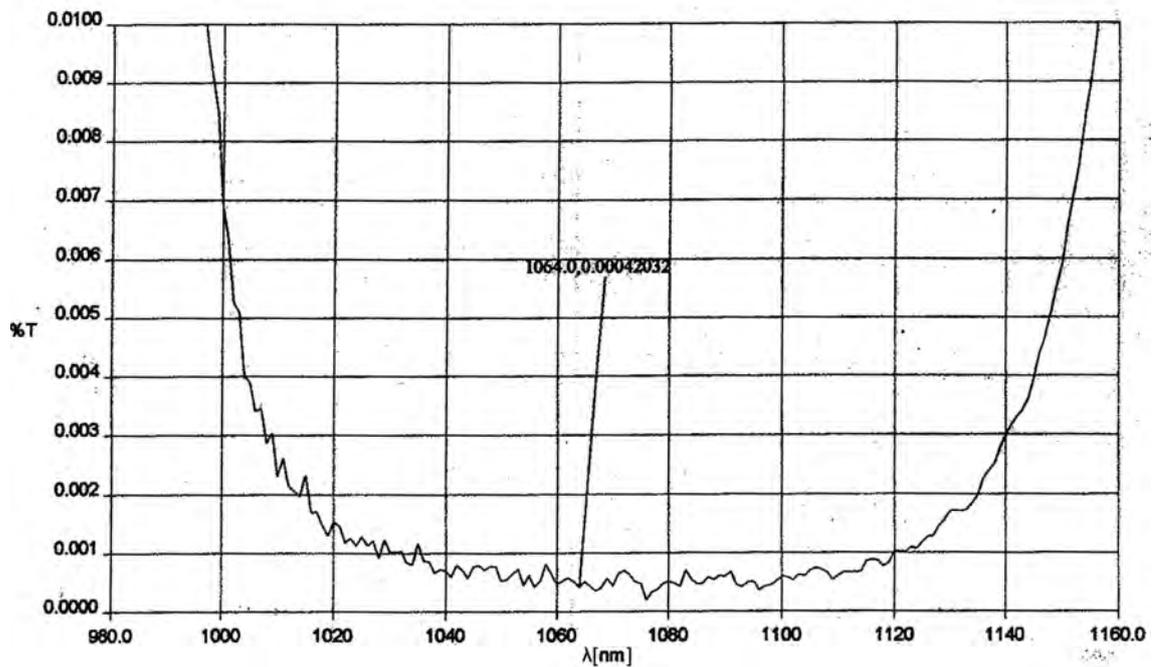
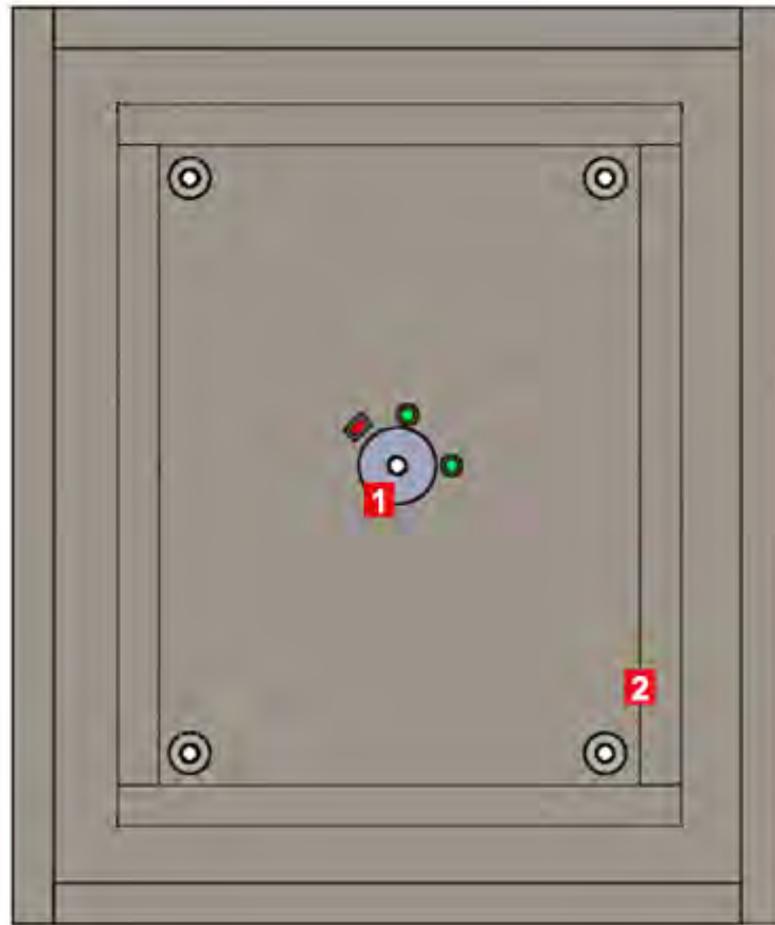


Abbildung 11: Transmissionsgraph der Resonatorspiegel.

### 3.3 Temperatursensoren

Anders als die verwendeten PT1000-Sensoren (DINEN 60751) sind NTC-Sensoren keiner DIN-Norm unterworfen. Die Anordnung der verschiedenen Sensoren ist in der Abbildung 12 dargestellt. Abbildung 13 zeigen die Widerstandstabellen der verwendeten Sensoren (EPCOS B57560G103F).



**Abbildung 12:** Blick auf den Boden der äußeren Aluminiumbox. Der linke NTC-Sensor (grün) wird zur Regelung verwendet, mit dem Rechten kann die Temperatur gemessen werden. Außerdem befinden sich drei PT1000-Sensoren in der Vakuumkammer: Einer ebenfalls auf dem Boden der äußeren Box (rot). Ein anderer (**1**) auf der Unterseite der inneren Box und der Dritte (**2**) auf der äußeren Seitenwand der inneren Box.

T [°C]	R_nom [Ω]	R_min [Ω]	R_max [Ω]
-55	519911	493327	547873
-50	379894	361749	398909
-45	280697	268197	293750
-40	209603	200919	218639
-35	158088	152011	164393
-30	120372	116090	124800
-25	92484	89449	95612
-20	71668	69507	73889
-15	55993	54448	57576
-10	44087	42979	45218
-5	34971	34176	35780
0	27936	27365	28516
5	22468	22059	22882
10	18187	17895	18482
15	14813	14606	15021
20	12136	11991	12282
<b>25</b>	<b>10000</b>	<b>9900</b>	<b>10100</b>
30	8284	8186	8383
35	6899	6804	6994
40	5774	5685	5864
45	4856	4773	4940
50	4103	4025	4181
55	3482	3411	3554
60	2967	2902	3034
65	2539	2480	2600
70	2182	2127	2237
75	1882	1832	1932
80	1629	1584	1675
85	1415	1374	1457
90	1234	1196	1272
95	1079	1045	1114
100	946,6	915,6	978,6
105	833,1	804,9	862,3
110	735,5	709,7	762,1
115	651,1	627,6	675,5
120	578,1	556,5	600,4
125	514,6	494,9	535,1

Abbildung 13: Widerstandstabellen der Temperatursensoren.

# Literaturverzeichnis

- [Aik12] K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark et al., *Bose-Einstein Condensation of Erbium*, Physical Review Letters **108**, 210401 (2012)
- [Aln08] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, T. Udem und T. Hänsch, *Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities*, Physical Review A **77**, 053809 (2008)
- [And95] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman und E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [And97] M. Andrews, C. Townsend, H. Miesner et al., *Observation of interference between two Bose condensates*, Science **275**, 637 (1997)
- [Arn98] A. Arnold, J. Wilson und M. Boshier, *A simple extended-cavity diode laser*, Review of Scientific Instruments **69**, 1236 (1998)
- [AS01] J. Abo-Shaeer, C. Raman, J. Vogels und W. Ketterle, *Observation of vortex lattices in Bose-Einstein condensates*, Science **292**, 476 (2001)
- [Bah96] J. Bahns, W. Stwalley und P. Gould, *Laser cooling of molecules: A sequential scheme for rotation, translation, and vibration*, The Journal of Chemical Physics **104**, 9689 (1996)
- [Bar08] M. Baranov, *Theoretical progress in many-body physics with ultracold dipolar gases*, Physics Reports **464**, 71 (2008)
- [Ber98] K. Bergmann, H. Theuer und B. Shore, *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules*, Reviews of Modern Physics **70**, 1003 (1998)
- [Bet99] H. Bethlem, G. Berden und G. Meijer, *Decelerating neutral dipolar molecules*, Physical Review Letters **83**, 1558 (1999)
- [Bla01] E. Black, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, American Journal of Physics **69**, 79 (2001)

- [Blo08] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*, Reviews of Modern Physics **80**, 885 (2008)
- [Bos24] S. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Zeitschrift für Physik **26**, 178 (1924)
- [Bra95] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollett und R. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Physical Review Letters **75**, 1687 (1995)
- [Bro24] L. de Broglie, *XXXV. A tentative theory of light quanta*, Philosophical Magazine Series 6 **47**, 446 (1924)
- [Bur99] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer et al., *Dark solitons in Bose-Einstein condensates*, Physical Review Letters **83**, 5198 (1999)
- [Car09] L. Carr, D. DeMille, R. Krems und J. Ye, *Cold and ultracold molecules: science, technology and applications*, New Journal of Physics **11**, 055049 (2009)
- [Che06] L. Chen, J. Hall, J. Ye et al., *Vibration-induced elastic deformation of Fabry-Perot cavities*, Physical Review A **74**, 053801 (2006)
- [Chi04] C. Chin, V. Vuletic, A. Kerman et al., *Precision Feshbach spectroscopy of ultracold  $Cs_2$* , Physical Review A **70**, 32701 (2004)
- [Chi09] C. Chin, V. Flambaum und M. Kozlov, *Ultracold molecules: new probes on the variation of fundamental constants*, New Journal of Physics **11**, 055048 (2009)
- [Chi10] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne und E. Tiesinga, *Feshbach resonances in ultracold gases*, Reviews of Modern Physics **82**, 1225 (2010)
- [Cor02] E. Cornell und C. Wieman, *Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*, Reviews of Modern Physics **74**, 875 (2002)
- [Cou98] P. Courteille, R. Freeland, D. Heinzen, F. Van Abeelen und B. Verhaar, *Observation of a Feshbach resonance in cold atom scattering*, Physical Review Letters **81**, 69 (1998)
- [Cub03] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, G. Shlyapnikov und C. Salomon, *Production of Long-Lived Ultracold  $Li_2$  Molecules from a Fermi Gas*, Physical Review Letters **91**, 240401 (2003)
- [Dal99] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii und S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Reviews of Modern Physics **71**,

- 463 (1999)
- [Dam03] B. Damski, L. Santos, E. Tiemann et al., *Creation of a dipolar superfluid in optical lattices*, Physical Review Letters **90**, 110401 (2003)
- [Dan08] J. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson et al., *Quantum gas of deeply bound ground state molecules*, Science **321**, 1062 (2008)
- [Dan09] J. Danzl, M. Mark, E. Haller et al., *Deeply bound ultracold molecules in an optical lattice*, New Journal of Physics **11**, 055036 (2009)
- [Dan10] J. Danzl, M. Mark, E. Haller et al., *An ultracold high-density sample of rovibronic ground-state molecules in an optical lattice*, Nature Physics **6**, 265 (2010)
- [Dav95] K. Davis, M. Mewes, M. Andrews et al., *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Physical Review Letters **75**, 3969 (1995)
- [Deb11] M. Debatin, T. Takekoshi, R. Rameshan et al., *Molecular spectroscopy for ground-state transfer of ultracold RbCs molecules*, Physical Chemistry Chemical Physics **13**, 18926 (2011)
- [DeM02] D. DeMille, *Quantum computation with trapped polar molecules*, Physical Review Letters **88**, 67901 (2002)
- [DeM08] D. DeMille, S. Sainis, J. Sage et al., *Enhanced sensitivity to variation of  $m_e/m_p$  in molecular spectra*, Physical Review Letters **100**, 43202 (2008)
- [Den00] J. Denschlag, J. Simsarian, D. Feder et al., *Generating solitons by phase engineering of a Bose-Einstein condensate*, Science **287**, 97 (2000)
- [Did04] S. Diddams, J. Bergquist, S. Jefferts und C. Oates, *Standards of time and frequency at the outset of the 21st century*, Science **306**, 1318 (2004)
- [Don02] E. Donley, N. Claussen, S. Thompson und C. Wieman, *Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate*, Nature **417**, 529 (2002)
- [Doy04] J. Doyle, B. Friedrich, R. Krems und F. Masnou-Seeuws, *Editorial: Quo vadis, cold molecules?*, The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **31**, 149 (2004)
- [Dre83] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski et al., *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Applied Physics B: Lasers and Optics **31**, 97 (1983)
- [Dul09] O. Dulieu und C. Gabbanini, *The formation and interactions of cold and ultracold molecules: new challenges for interdisciplinary physics*, Reports

- on Progress in Physics **72**, 086401 (2009)
- [Dür04] S. Dürr, T. Volz, A. Marte und G. Rempe, *Observation of molecules produced from a Bose-Einstein condensate*, Physical Review Letters **92**, 20406 (2004)
- [Edl66] B. Edlén, *The refractive index of air*, Metrologia **2**, 71 (1966)
- [Ego04] D. Egorov, W. Campbell, B. Friedrich et al., *Buffer-gas cooling of NH via the beam loaded buffer-gas method*, The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **31**, 307 (2004)
- [Ein25] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*, 1925
- [Fes58] H. Feshbach, *Unified theory of nuclear reactions*, Annals of Physics **5**, 357 (1958)
- [Fes62] H. Feshbach, *A unified theory of nuclear reactions. II*, Annals of Physics **19**, 287 (1962)
- [Fio98] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier et al., *Formation of Cold Cs<sub>2</sub> Molecules through Photoassociation*, Physical Review Letters **80**, 4402 (1998)
- [Fis89] M. Fisher, P. Weichman, G. Grinstein und D. Fisher, *Boson localization and the superfluid-insulator transition*, Physical Review B **40**, 546 (1989)
- [Fri98] D. Fried, T. Killian, L. Willmann et al., *Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen*, Physical Review Letters **81**, 3811 (1998)
- [Fri09] B. Friedrich und J. Doyle, *Why are cold molecules so hot?*, Physical Chemistry Chemical Physics **10**, 604 (2009)
- [Gór02] K. Góral, L. Santos und M. Lewenstein, *Quantum phases of dipolar bosons in optical lattices*, Physical Review Letters **88**, 170406 (2002)
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger et al., *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002)
- [Gre03] M. Greiner, C. Regal und D. Jin, *A molecular Bose-Einstein condensate emerges from a Fermi sea*, Nature **426**, 537 (2003)
- [Gri05] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler und T. Pfau, *Bose-Einstein condensation of chromium*, Physical Review Letters **94**, 160401 (2005)

- [Hag99] E. Hagley, L. Deng, M. Kozuma et al., *A well-collimated quasi-continuous atom laser*, *Science* **283**, 1706 (1999)
- [Hau98] L. Hau, B. Busch, C. Liu et al., *Near-resonant spatial images of confined Bose-Einstein condensates in a '4D' magnetic bottle*, *Physical Review A* **58**, R54 (1998)
- [Hen82] C. Henry, *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, 259 (1982)
- [Her03] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark et al., *Preparation of a pure molecular quantum gas*, *Science* **301**, 1510 (2003)
- [Hin97] E. Hinds, *Testing time reversal symmetry using molecules*, *Physica Scripta* **1997**, 34 (1997)
- [Hod05] E. Hodby, S. Thompson, C. Regal et al., *Production efficiency of ultracold Feshbach molecules in bosonic and fermionic systems*, *Physical Review Letters* **94**, 120402 (2005)
- [Hub63] J. Hubbard, *Electron correlations in narrow energy bands*, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **276**, 238 (1963)
- [Hud05] J. Hudson, P. Condylis, H. Ashworth et al., *Towards a New Measurement of the Electron's Electric Dipole Moment*, in: *Laser Spectroscopy*, vol. 1, 129–136, 2005
- [Hut06] J. Hutson und P. Soldan, *Molecule formation in ultracold atomic gases*, *International Reviews in Physical Chemistry* **25**, 497 (2006)
- [Ino98] S. Inouye, M. Andrews, J. Stenger et al., *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*, *Nature* **392**, 151 (1998)
- [Jak98] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. Gardiner und P. Zoller, *Cold bosonic atoms in optical lattices*, *Physical Review Letters* **81**, 3108 (1998)
- [Jak02] D. Jaksch, V. Venturi, J. Cirac, C. Williams und P. Zoller, *Creation of a molecular condensate by dynamically melting a Mott insulator*, *Physical Review Letters* **89**, 40402 (2002)
- [Jak05] D. Jaksch und P. Zoller, *The cold atom Hubbard toolbox*, *Annals of Physics* **315**, 52 (2005)
- [Joc03a] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer et al., *Bose-Einstein condensation of molecules*, *Science* **302**, 2101 (2003)

- [Joc03b] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer et al., *Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms*, Physical Review Letters **91**, 240402 (2003)
- [Jon06] K. Jones, E. Tiesinga, P. Lett und P. Julienne, *Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering*, Reviews of Modern Physics **78**, 483 (2006)
- [Kes11] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing et al., *A sub-40 mHz linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity*, Arxiv preprint arXiv:1112.3854 (2011)
- [Kes12] T. Kessler, T. Legero und U. Sterr, *Thermal noise in optical cavities revisited*, Journal of the Optical Society of America B **29**, 178 (2012)
- [Ket02] W. Ketterle, *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Reviews of Modern Physics **74**, 1131 (2002)
- [Kha02] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari et al., *Formation of a matter-wave bright soliton*, Science **296**, 1290 (2002)
- [Köh06] T. Köhler, K. Góral und P. Julienne, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, Reviews of Modern Physics **78**, 1311 (2006)
- [Kok01] S. Kokkelmans, H. Vissers und B. Verhaar, *Formation of a Bose condensate of stable molecules via a Feshbach resonance*, Physical Review A **63**, 031601 (2001)
- [Kra09] S. Kraft, F. Vogt, O. Appel, F. Riehle und U. Sterr, *Bose-Einstein Condensation of Alkaline Earth Atoms:  $^{40}\text{Ca}$* , Physical Review Letters **103**, 130401 (2009)
- [Kre08] R. Krems, *Cold controlled chemistry*, Physical Chemistry Chemical Physics **10**, 4079 (2008)
- [Lah09] T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein und T. Pfau, *The physics of dipolar bosonic quantum gases*, Reports on Progress in Physics **72**, 126401 (2009)
- [Lan08] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm und J. Denschlag, *Ultracold triplet molecules in the rovibrational ground state*, Physical Review Letters **101**, 133005 (2008)
- [Leg10] T. Legero, T. Kessler und U. Sterr, *Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors*, Journal of the

- Optical Society of America B **27**, 914 (2010)
- [Lei11] D. Leibbrandt, M. Thorpe, M. Notcutt et al., *Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments*, Optics Express **19**, 3471 (2011)
- [Lit78] M. Littman und H. Metcalf, *Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander*, Applied Optics **17**, 2224 (1978)
- [Lu11] M. Lu, N. Burdick, S. Youn und B. Lev, *Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium*, Physical Review Letters **107**, 190401 (2011)
- [Lud06] A. Ludlow, M. Boyd, T. Zelevinsky et al., *Systematic Study of the  $^{87}\text{Sr}$  Clock Transition in an Optical Lattice*, Physical Review Letters **96**, 33003 (2006)
- [Lud07] A. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt et al., *Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at  $1 \times 10^{-15}$* , Optics Letters **32**, 641 (2007)
- [Lud08] A. Ludlow, T. Zelevinsky, G. Campbell et al., *Sr lattice clock at  $1 \times 10^{-16}$  fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock*, Science **319**, 1805 (2008)
- [Mar05] M. Mark, T. Kraemer, J. Herbig et al., *Efficient creation of molecules from a cesium Bose-Einstein condensate*, Europhysics Letters **69**, 706 (2005)
- [Mat99] M. Matthews, B. Anderson, P. Haljan et al., *Vortices in a Bose-Einstein condensate*, Physical Review Letters **83**, 2498 (1999)
- [Mew97] M. Mewes, M. Andrews, D. Kurn et al., *Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms*, Physical Review Letters **78**, 582 (1997)
- [Mic06] A. Micheli, G. Brennen und P. Zoller, *A toolbox for lattice-spin models with polar molecules*, Nature Physics **2**, 341 (2006)
- [Mod01] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati et al., *Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling*, Science **294**, 1320 (2001)
- [Mor06] O. Morsch und M. Oberthaler, *Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices*, Reviews of Modern Physics **78**, 179 (2006)
- [Näg11] H. Nägerl, M. Mark, E. Haller et al., *Ultracold and dense samples of ground-state molecules in lattice potentials*, in: *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 264, 012015, IOP Publishing, 2011

- [Nar08] E. Narevicius, A. Libson, C. Parthey et al., *Stopping supersonic beams with a series of pulsed electromagnetic coils: an atomic coilgun*, Physical Review Letters **100**, 93003 (2008)
- [Naz06] T. Nazarova, F. Riehle und U. Sterr, *Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser*, Applied Physics B: Lasers and Optics **83**, 531 (2006)
- [Ni08] K. Ni, S. Ospelkaus, M. De Miranda et al., *A high phase-space-density gas of polar molecules*, Science **322**, 231 (2008)
- [Not06] M. Notcutt, L. Ma, A. Ludlow et al., *Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via Hertz-linewidth lasers*, Physical Review A **73**, 031804 (2006)
- [Num04] K. Numata, A. Kemery und J. Camp, *Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities*, Physical Review Letters **93**, 250602 (2004)
- [Ort09] M. Ortner, A. Micheli, G. Pupillo und P. Zoller, *Quantum simulations of extended Hubbard models with dipolar crystals*, New Journal of Physics **11**, 055045 (2009)
- [Osp08] S. Ospelkaus, A. PeEr, K. Ni et al., *Efficient state transfer in an ultracold dense gas of heteronuclear molecules*, Nature Physics **4**, 622 (2008)
- [Osp10] S. Ospelkaus, K. Ni, G. Quéméner et al., *Controlling the hyperfine state of rovibronic ground-state polar molecules*, Physical Review Letters **104**, 30402 (2010)
- [PDS01] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, J. Wang et al., *Bose-Einstein condensation of metastable helium*, Physical Review Letters **86**, 3459 (2001)
- [Phi98] W. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Reviews of Modern Physics **70**, 721 (1998)
- [Pou46] R. Pound, *Electronic frequency stabilization of microwave oscillators*, Review of Scientific Instruments **17**, 490 (1946)
- [Pup09] G. Pupillo, A. Micheli, H. Büchler und P. Zoller, *Condensed Matter Physics with Cold Polar Molecules*, in: *Cold Molecules: Theory, Experiment, Applications*, 2009
- [Que03] A. Quessada, R. Kovacich, I. Courtillot et al., *The Dick effect for an optical frequency standard*, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **5**, S150 (2003)

- [Que07] V. Quetschke und L. Collaboration, *LIGO-Coherent optical length measurement with  $10^{-18}$  m accuracy*, in: *Coherent Laser Radar Conference (CLRC)(14th: 2007: Snowmass, Colorado)*, 2007
- [Reg03] C. Regal, C. Ticknor, J. Bohn und D. Jin, *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms*, *Nature* **424**, 47 (2003)
- [Ric95] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger et al., *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, *Optics Communications* **117**, 541 (1995)
- [Rob98] J. Roberts, N. Claussen, J. Burke Jr et al., *Resonant Magnetic Field Control of Elastic Scattering in Cold  $^{85}\text{Rb}$* , *Physical Review Letters* **81**, 5109 (1998)
- [Ros08] T. Rosenband, D. Hume, P. Schmidt et al., *Frequency ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place*, *Science* **319**, 1808 (2008)
- [Sag05] J. Sage, S. Sainis, T. Bergeman und D. DeMille, *Optical production of ultracold polar molecules*, *Physical Review Letters* **94**, 203001 (2005)
- [Sal91] B. Saleh und M. Teich, *Fundamentals of photonics* (1991)
- [Sch01] A. Schoof, J. Grünert, S. Ritter und A. Hemmerich, *Reducing the linewidth of a diode laser below 30 Hz by stabilization to a reference cavity with a finesse above  $10^5$* , *Optics Letters* **26**, 1562 (2001)
- [Sch09] M. Schnell und G. Meijer, *Cold Molecules: Preparation, Applications, and Challenges*, *Angewandte Chemie International Edition* **48**, 6010 (2009)
- [She98] Y. Shevy und H. Deng, *Frequency-stable and ultranarrow-linewidth semiconductor laser locked directly to an atomic-caesium transition*, *Optics Letters* **23**, 472 (1998)
- [Sho90] B. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation: Multilevel atoms and incoherence*, *The Theory of Coherent Atomic Excitation*, Wiley, 1990
- [Shu10] E. Shuman, J. Barry und D. DeMille, *Laser cooling of a diatomic molecule*, *Nature* **467**, 820 (2010)
- [Ste09] S. Stellmer, M. Tey, B. Huang, R. Grimm und F. Schreck, *Bose-Einstein condensation of strontium*, *Physical Review Letters* **103**, 200401 (2009)
- [Sto04] H. Stoehr, *Diodenlaser mit Hertz-Linienbreite für ein optisches Calcium-Frequenznormal*, Ph.D. thesis, Technische Informationsbibliothek und Universitätsbibliothek (2004)

- [Sto06a] H. Stoehr, F. Mensing, J. Helmcke und U. Sterr, *Diode laser with 1 Hz linewidth*, Optics Letters **31**, 736 (2006)
- [Stö06b] T. Stöferle, H. Moritz, K. Günter, M. Köhl und T. Esslinger, *Molecules of fermionic atoms in an optical lattice*, Physical Review Letters **96**, 30401 (2006)
- [Str02] K. Strecker, G. Partridge, A. Truscott und R. Hulet, *Formation and propagation of matter-wave soliton trains*, Nature **417**, 150 (2002)
- [Str03] K. Strecker, G. Partridge und R. Hulet, *Conversion of an atomic Fermi gas to a long-lived molecular Bose gas*, Physical Review Letters **91**, 80406 (2003)
- [Stw04] W. Stwalley, *Efficient conversion of ultracold Feshbach-resonance-related polar molecules into ultracold ground state molecules*, The European Physical Journal D **31**, 221 (2004)
- [Tak03] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori et al., *Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms*, Physical Review Letters **91**, 40404 (2003)
- [Tak05] M. Takamoto, F. Hong, R. Higashi und H. Katori, *An optical lattice clock*, Nature **435**, 321 (2005)
- [Tak12] T. Takekoshi, M. Debatin, R. Rameshan et al., *Towards the production of ultracold ground-state RbCs molecules: Feshbach resonances, weakly bound states, and the coupled-channel model*, Physical Review A **85**, 032506 (2012)
- [Tam00] C. Tamm, D. Engelke und V. Bühner, *Spectroscopy of the electric-quadrupole transition in trapped Yb*, Physical Review A **61**, 053405 (2000)
- [Tar09] M. Tarbutt, J. Hudson, B. Sauer und E. Hinds, *Prospects for measuring the electric dipole moment of the electron using electrically trapped polar molecules*, Faraday Discuss. **142**, 37 (2009)
- [Tha06] G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang et al., *Long-lived Feshbach molecules in a three-dimensional optical lattice*, Physical Review Letters **96**, 50402 (2006)
- [Tie92] E. Tiesinga, A. Moerdijk, B. Verhaar und H. Stoof, *Conditions for Bose-Einstein condensation in magnetically trapped atomic cesium*, Physical Review A **46**, 1167 (1992)
- [Vah83] K. Vahala und A. Yariv, *Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers—Part II*, IEEE Journal of Quantum Electronics **19**, 1102 (1983)

- [VDM08] S. Van De Meerakker, H. Bethlem und G. Meijer, *Taming molecular beams*, Nature Physics **4**, 595 (2008)
- [Vit97] N. Vitanov und S. Stenholm, *Population transfer via a decaying state*, Physical Review A **56**, 1463 (1997)
- [Vit01] N. Vitanov, T. Halfmann, B. Shore und K. Bergmann, *Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques*, Annual Review of Physical Chemistry **52**, 763 (2001)
- [Vit08] M. Viteau, A. Chotia, M. Allegrini et al., *Optical pumping and vibrational cooling of molecules*, Science **321**, 232 (2008)
- [Vol06] T. Volz, N. Syassen, D. Bauer et al., *Preparation of a quantum state with one molecule at each site of an optical lattice*, Nature Physics **2**, 692 (2006)
- [Vul99] V. Vuletić, A. Kerman, C. Chin und S. Chu, *Observation of low-field Feshbach resonances in collisions of cesium atoms*, Physical Review Letters **82**, 1406 (1999)
- [Wan10] D. Wang, B. Neyenhuis, M. De Miranda et al., *Direct absorption imaging of ultracold polar molecules*, Physical Review A **81**, 061404 (2010)
- [Web03] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H. Nägerl und R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of cesium*, Science **299**, 232 (2003)
- [Web07] S. Webster, M. Oxborrow und P. Gill, *Vibration insensitive optical cavity*, Physical Review A **75**, 11801 (2007)
- [Web08] S. Webster, M. Oxborrow, S. Pugla, J. Millo und P. Gill, *Thermal-noise-limited optical cavity*, Physical Review A **77**, 033847 (2008)
- [Wei98] J. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich und J. Doyle, *Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures*, Nature **395**, 148 (1998)
- [Wei99] J. Weiner, V. Bagnato, S. Zilio und P. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Reviews of Modern Physics **71**, 1 (1999)
- [Win79] D. Wineland und W. Itano, *Laser cooling of atoms*, Physical Review A **20**, 1521 (1979)
- [Win07] K. Winkler, F. Lang, G. Thalhammer et al., *Coherent optical transfer of Feshbach molecules to a lower vibrational state*, Physical Review Letters **98**, 43201 (2007)

- [Wyn00] R. Wynar, R. Freeland, D. Han, C. Ryu und D. Heinzen, *Molecules in a Bose-Einstein condensate*, Science **287**, 1016 (2000)
- [Xu03] K. Xu, T. Mukaiyama, J. Abo-Shaeer et al., *Formation of quantum-degenerate sodium molecules*, Physical Review Letters **91**, 210402 (2003)
- [Yar97] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (1997)
- [Ye08] J. Ye, H. Kimble und H. Katori, *Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps*, Science **320**, 1734 (2008)
- [Yel06] S. Yelin, K. Kirby und R. Côté, *Schemes for robust quantum computation with polar molecules*, Physical Review A **74**, 050301 (2006)
- [You99] B. Young, F. Cruz, W. Itano und J. Bergquist, *Visible lasers with subhertz linewidths*, Physical Review Letters **82**, 3799 (1999)
- [Zel08] T. Zelevinsky, S. Kotochigova und J. Ye, *Precision test of mass-ratio variations with lattice-confined ultracold molecules*, Physical Review Letters **100**, 43201 (2008)
- [Zwi03] M. Zwierlein, C. Stan, C. Schunck et al., *Observation of Bose-Einstein condensation of molecules*, Physical Review Letters **91**, 250401 (2003)

# Danksagung

Allen voran bedanke ich mich bei Herrn Professor Hanns-Christoph Nägerl. Er hat mich betreut und mir die Möglichkeit gegeben, exzellente Grundlagenforschung hautnah zu erleben. Auch Herrn Professor Rudolf Grimm, dem Chef dieser Arbeitsgruppe, möchte ich meinen Dank aussprechen.

James C. Bergquist and Till Rosenband generously helped our group with providing the cavity and the FE-analysis. Thanks a lot!

Ein großes Dankeschön gebührt Hans, der mich in meiner Zeit im Labor beaufsichtigt hat: Ich konnte viel von ihm lernen. Außerdem möchte ich mich ganz herzlich bei Katharina bedanken, die während der Entstehung dieser Arbeit überaus hilfsbereit war und immer für Fragen Zeit hatte. Allen ehemaligen und gegenwärtigen Mitgliedern des CsIII-Teams, d.h. Elmar, Manfred, Mohamed, Oliver, Michael, Nobie, Phillipp und Florian, möchte ich für das gute Arbeitsklima und manch guten Rat oder tatkräftige Hilfe danken.

Alex, Albert und Kiyotaka aus dem Erbium-Team, in deren Vorraum ich den Anfang meiner Laborzeit verbracht habe, haben mir bei manchen Problemen weitergeholfen. Neben allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Grimm, die zu einem netten Arbeitsklima mitgeholfen haben, möchte ich die Leute aus der Werkstatt, dem Elektroniklabor und dem Sekretariat nicht unerwähnt lassen: Danke Helmuth, Toni, Armin, Michael, Wolfgang, Christine, Karin und Nicole. Ihr habt Vieles viel einfacher gemacht. Birgit und Tracy von der Blatt-Gruppe haben mir bei der Benutzung des Pumpstandes und des Reinraumes bereitwillig geholfen. Mit meinen Bürokollegen Michael & Michael hatte ich trotz harter Arbeit eine Menge Spaß.

Ich möchte meinen Freunden danken, für die ich im letzten Jahr leider nicht immer Zeit hatte. Wir haben es trotzdem geschafft, zu grillen und bis tief in die Nacht auf der Terrasse zu diskutieren, gemeinsame Stunden im Sand zu verbringen oder Hochhäuser zu besteigen. Vielen Dank auch allen anderen Freunden, mit denen ich eine schöne Zeit verbracht habe.

Abschließend möchte ich noch meinen größten Dank aussprechen: Dieser gilt meinen Eltern, meinen Großeltern und meinen beiden Großtanten, Angela und Grete, ohne sie alle hätte ich mein Studium so nicht durchführen können. Meinen Eltern und meinen beiden Geschwistern dafür, dass sie immer für mich da sind. Und ganz speziell der wunderbaren Person, mit der ich die letzten Jahre verbracht habe.