

Bachelorarbeit

# Aufbau und Charakterisierung von einem Lasersystem zur schmalbandigen Anregung von Rydberg-Atomen

Florian Christaller

30. September 2015

5. Physikalisches Institut  
Universität Stuttgart



Prof. Dr. Tilman Pfau



# Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt und
- dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Stuttgart, 30. September 2015

*Florian Christaller*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>8</b>
2.1	Rydberg-Atom . . . . .	8
2.2	Rydberg-Anregung . . . . .	8
2.3	Frequenzverdopplung (SHG) . . . . .	11
2.4	Pound-Drever-Hall-Verfahren und PID-Regler . . . . .	11
2.5	Sättigungsspektroskopie . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Aufbau der zwei Rydberg-Anregungslaser</b>	<b>17</b>
3.1	Aufbau des 780 nm Laser . . . . .	17
3.2	Aufbau des 480 nm Laser . . . . .	18
3.3	ULE-Cavity . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Charakterisierung der zwei Laser</b>	<b>22</b>
4.1	Sättigungsspektroskopie des 780 nm Laser . . . . .	22
4.2	Aufbau der heterodynen Linienbreitenmessung . . . . .	24
4.3	Linienbreitenmessung des 780 nm Laser . . . . .	25
4.4	Linienbreitenmessung des 960 nm Laser . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>33</b>
	<b>Literatur</b>	<b>34</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>36</b>



# 1 Einleitung

Mitte des 19. Jahrhunderts wurden im Bereich der Atomphysik erste große Fortschritte gemacht mit der systematischen Untersuchung von Spektrallinien verschiedener Elemente [Boh22]. Dabei gelang es Johannes Rydberg den regelmäßigen Abstand der Spektrallinien mit einer Formel zu beschreiben, welche später nach ihm benannt wurde (Rydberg-Formel). Auch die Bezeichnung „Rydberg-Atom“ wurde zu Ehren von Johannes Rydberg eingeführt. Solch ein Rydberg-Atom [Gal94] ist ein Atom mit mindestens einem hochangeregten Elektron.

Mit dem Ziel das Atom und die von diesem emittierte Strahlung besser zu verstehen wurde Anfang des 20. Jahrhunderts die Quantenmechanik entwickelt. Nachdem die Quantenmechanik sich etabliert hatte, wurde diese unter anderem dazu verwendet, die kovalente Bindung von zwei Atomen zu einem Molekül zu erklären [HL27].

1934 gelang es Enrico Fermi die Streuung langsamer Elektronen an einem neutralen Atom quantenmechanisch zu beschreiben [Fer34]. Streut nun das langsame Elektron eines Rydberg-Atoms mehrmals an einem neutralen, polarisierbaren Atom, kann es zu einer Bindung kommen, welche nicht in eine der bekannten Bindungskategorien kovalent, ionisch und Van-der-Waals aus dem Lehrbuch passt [HM09]. Diese Bindung eines Grundzustandsatoms an das Elektron eines Rydberg-Atoms wird als Rydberg-Molekül bezeichnet. Theoretisch wurde dieses von Chris H. Greene et al. im Jahr 2000 vorhergesagt [GDS00]. Der experimentelle Nachweis eines Rydberg-Moleküls fand erstmals 2009 in unserem Institut statt [Ben09]. Da die Bindungsenergie in einem Rydberg-Molekül sehr gering ist, können Rydberg-Moleküle nur bei ultrakalten atomaren Gasen beobachtet und gemessen werden.

Für die Bildung von Rydberg-Molekülen werden Rydberg-Atome benötigt, welche in dieser Arbeit durch Laserlicht angeregt werden. Ziel dieser Arbeit ist es ein Lasersystem zur Rydberg-Anregung aufzubauen und zu charakterisieren. Dabei ist es nötig die Frequenz der Rydberg-Anregungslaser auf der Zeitskala typischer Experimente (wenige Minuten) so gut zu stabilisieren, dass sie nur im Bereich der natürlichen Linienbreite typischer Rydberg-Zustände schwankt (wenige kHz [Löw12]).

## 2 Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis des Aufbaus und der Charakterisierung des Lasersystems beitragen. In Abschnitt 2.1 wird erklärt, was ein Rydberg-Atom ist. Um ein Rydberg-Atom zu erzeugen wird die Rydberg-Anregung benötigt, welche in Abschnitt 2.2 dargestellt ist. Für die Rydberg-Anregung wird ein Lasersystem bestehend aus zwei Lasern verwendet. Einer der Laser ist ein 480 nm Laser, für dessen Aufbau das Prinzip der Frequenzverdopplung verwendet wird, welches in Abschnitt 2.3 vorgestellt wird. Die beiden Laser des Lasersystems werden nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren frequenzstabilisiert. Dieses Frequenzstabilisierungsverfahren wird in Abschnitt 2.4 erklärt. Zuletzt wird, für den Aufbau des zweiten Lasers mit 780 nm, noch die Sättigungsspektroskopie in Abschnitt 2.5 erläutert.

Das in dieser Arbeit beschriebene Lasersystem dient zur Rydberg-Anregung von Rubidium-Atomen. Deshalb werden auch die Grundlagen am Beispiel von Rubidium ausgeführt.

### 2.1 Rydberg-Atom

Ein Rydberg-Atom [Gal94] ist ein Atom, bei dem sich mindestens ein Elektron in einem hoch angeregten Zustand befindet. Dieser hoch angeregte Zustand besitzt eine Hauptquantenzahl sehr viel größer als die des Grundzustands. Im Bohr'schen Atommodell hat das angeregte Elektron eine sehr viel größere Umlaufbahn als im Grundzustand.

Bei Rubidium, einem Alkaliatom, befindet sich nur ein Elektron in der äußersten Schale. Im Grundzustand beträgt die Hauptquantenzahl  $n = 5$ . Als Rydbergzustände gelten Zustände mit Hauptquantenzahl ab ca.  $n = 15$ .

### 2.2 Rydberg-Anregung

Eine Möglichkeit der Anregung eines Außenelektrons eines Atoms erfolgt durch Bestrahlung mit Licht. Das bestrahlte Atom kann vereinfacht als 2-Niveau-System beschrieben werden. Dabei gibt es den Grundzustand und den angeregten Zustand (Rydberg-Zustand). Der Abstand der beiden Zustände wird durch die Übergangsfrequenz  $\omega_0$  an-

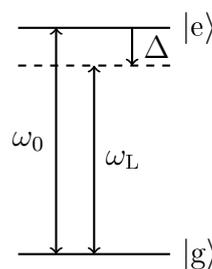


Abbildung 2.1: 2-Niveau-System mit Grundzustand  $|g\rangle$  und angeregtem Zustand  $|e\rangle$ . Der Elektronenübergang hat eine Frequenz von  $\omega_0$ . In diesem Fall wird ein rot-verstimmter Laser mit  $\omega_L$  eingestrahlt, weshalb es zu einer Verstimmung  $\Delta$  kommt.

gegeben. Der Laser hat eine optische Frequenz von  $\omega_L$ , welche nicht unbedingt gleich der Übergangsfrequenz ist. Die Differenz zwischen Übergangsfrequenz und optischer Frequenz wird Verstimmung genannt und beträgt:

$$\Delta = \omega_L - \omega_0. \quad (2.1)$$

Bei einer Verstimmung von  $\Delta = 0$  wird der Elektronenübergang resonant getrieben. Je größer die Verstimmung, desto weniger wahrscheinlich wird ein Elektron in den angeregten Zustand angehoben. Das 2-Niveau-System ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Der in dieser Arbeit verwendete Rydberg-Zustand hat eine Hauptquantenzahl von  $n = 43$ . Der Übergang vom Grundzustand in den Rydberg-Zustand bei Rubidium besitzt

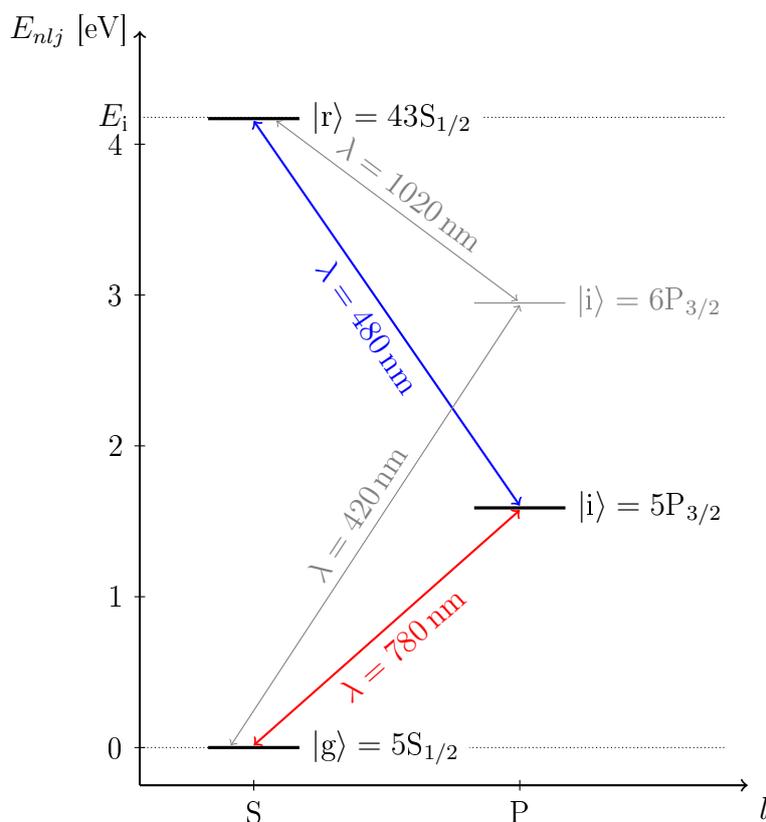


Abbildung 2.2: Vereinfachtes Niveauschema von  $^{87}\text{Rb}$  zur Darstellung der beiden Schemata zur Zwei-Photonen-Anregung auf das Niveau  $43S_{1/2}$ : Der erste Laser bei  $\lambda \approx 780 \text{ nm}$  (roter Pfeil) regt das Atom vom Grundzustand  $|g\rangle = 5S_{1/2}$  in den Zwischenzustand  $|i\rangle = 5P_{3/2}$  an. Mit dem zweiten Laser bei  $\lambda \approx 480 \text{ nm}$  (blauer Pfeil) wird das Atom vom Zwischenzustand in den Rydberg-Zustand  $|r\rangle = 43S_{1/2}$  angeregt. Diese beiden Laser gehören zum sogenannten normalen Schema. In grau ist noch das sogenannte invertierte Schema dargestellt mit einem anderen Zwischenzustand  $|i\rangle = 6P_{3/2}$ . Die Ionisationsenergie  $E_i$  beträgt  $4,178 \text{ eV}$  [Mac11] und ist mit einer gepunkteten Linie eingezeichnet.

im 2-Niveau-System eine Energie die der Wellenlänge  $\lambda \approx 298 \text{ nm}$  entspricht. Ein Laser mit dieser Wellenlänge ist schwer herzustellen. Deshalb wird nicht ein Laser, sondern zwei Laser verwendet, was ein Wechsel vom 2-Niveau-System zum 3-Niveau-System bedeutet. Beim 3-Niveau-System gibt es ein Zwischenniveau, welches in diesem Fall mit einem Laser der Wellenlänge  $\lambda \approx 780 \text{ nm}$  erreicht wird. Von diesem Zwischenzustand wird das Außenelektron in den Rydberg-Zustand angeregt mit einem Laser der Wellenlänge  $\lambda \approx 480 \text{ nm}$ . Die Rydberg-Anregung von Rubidium mit diesen beiden Lasern wird normales Anregungsschema genannt. In Abbildung 2.2 ist dieses und das sogenannte invertierte Schema dargestellt.

Wie auch beim 2-Niveau-System gibt es beim 3-Niveau-System eine Verstimmung der Laser zu den Übergangsfrequenzen. Bei der zwei Photonenanregung wird eine große Verstimmung für den ersten Übergang verwendet, um so das Elektron mit dem zweiten Laser direkt in den Rydberg-Zustand anzuregen. Auf diese Weise wird der Zwischenzustand adiabatisch eliminiert [BPM07], also nur sehr wenig besetzt. In Abbildung 2.3 ist das 3-Niveau-System schematisch dargestellt. In dieser Arbeit wird der erste Laser um  $\Delta = 500 \text{ MHz}$  zum ersten Übergang blau-verstimmt.

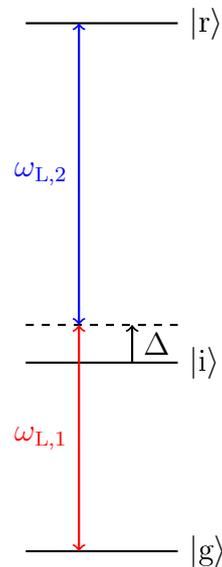


Abbildung 2.3: 3-Niveau-System mit Grundzustand  $|g\rangle$ , Zwischenzustand  $|i\rangle$  und Rydberg-Zustand  $|r\rangle$ . Der erste Laser hat die Frequenz  $\omega_{L,1}$ , welche mit einer Verstimmung  $\Delta$  blau-verschoben zum ersten Übergang ist. Der zweite Laser mit  $\omega_{L,2}$  regt die Elektronen vom verstimmten Zwischenzustand in den Rydberg-Zustand an.

## 2.3 Frequenzverdopplung (SHG)

Die Frequenzverdopplung ist ein nichtlinearer optischer Prozess zweiter Ordnung, welcher durch ein nichtlineares Medium verursacht wird. Das in dieser Arbeit verwendete Material ist ein  $\text{KNbO}_3$ -Kristall.

Die doppelte Frequenz einer Grundfrequenz wird auch als zweite Harmonische bezeichnet. Aus diesem Grund wird die Frequenzverdopplung auch als „Second Harmonic Generation“, kurz SHG, bezeichnet. Dabei wird Licht mit der Frequenz  $\omega_1$  in das Medium eingestrahlt. Zur effizienten Verdopplung der Frequenz muss die Phasenanpassung [Boy08] erfüllt sein, um Licht der Frequenz  $\omega_2 = 2\omega_1$  zu erzeugen. Bedingung für die Phasenanpassung ist, dass die Brechungsindizes des eingestrahnten und frequenzverdoppelten Lichts im Medium gleich sind. Die Brechungsindizes im Medium sind von der Frequenz und der Achse abhängig, in welcher der Kristall durchleuchtet wird. Wird das Medium entlang der richtigen Achse durchleuchtet ist die Phasenanpassung erfüllt und das eingestrahlte Licht wird frequenzverdoppelt.

Der Kristall ist in einen optischen Resonator (Cavity) eingebaut um eine möglichst große Laserleistung des frequenzverdoppelten Lichts zu erhalten. Zudem kann so in die Frequenzverdopplungscavity eingekoppelt werden, dass ausschließlich die Hermite-Gauß-Mode  $\text{TEM}_{00}$  [ST07] verdoppelt wird. Die prinzipielle Funktionsweise einer Cavity ist in der Fachliteratur ausführlich beschrieben [ST07].

## 2.4 Pound-Drever-Hall-Verfahren und PID-Regler

Zur Stabilisierung der Laserfrequenz wird ein aktiver Regelkreis verwendet, welcher nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren [Dre83; Bla01], abgekürzt mit PDH-Verfahren, funktioniert. Für dieses Verfahren wird eine Referenzfrequenz benötigt, welcher durch eine optische Cavity gegeben ist. Innerhalb des Pound-Drever-Hall-Verfahrens wird zudem ein sogenannter PID-Regler (proportional-integral-derivative controller) verwendet.

In dieser Arbeit wird das PDH-Verfahren zur Stabilisierung von zwei Lasern der Firma „Toptica“ verwendet, weshalb das PDH-Verfahren anhand der Module von „Toptica“ erklärt wird. Das Stabilisieren eines Lasers auf eine Frequenz wird im Folgenden auch als „Locken“ (abgeleitet vom englisch Wort: to lock) bezeichnet.

Im Freilauf sendet der Laser Licht bei einer Frequenz aus, wobei der Wert der Frequenz über mehrere MHz schwankt. Das Licht wird durch einen elektro-optischen Modulator (EOM) moduliert und in eine Referenz-Cavity eingekoppelt. Der Modulator moduliert eine Seitenbandfrequenz von  $\pm 20$  MHz auf das Signal auf, welche vom *PDD*-Modul ausgegeben wird. Die Referenzfrequenz ist einer der Cavity-Transmissionspeaks. Immer wenn die Frequenz des Lasers eine Mode der Cavity trifft, kommt es zur konstruktiven Interferenz in der Cavity, was anhand eines Peaks im transmittierten Signal zu beobachten ist (siehe Abbildung 2.4). Die Moden einer Cavity sind diskrete Frequenzen, bei denen das Licht mehrmals in der Cavity hin und her reflektiert wird ohne destruktiv mit sich selber zu interferieren. Wird eine Mode der Cavity getroffen detektiert die Photodiode ein schwächeres reflektiertes Signal von der Cavity, da das Licht aus der Cavity und das von der Cavity direkt reflektierte Licht destruktiv interferieren. Das reflektierte,

symmetrische Signal wird an das *PDD*-Modul weitergegeben. Im *PDD*-Modul wird das detektierte Signal mit dem Signal des internen Oszillators gemischt. Mit einem Phasenhifter wird die Phase des detektierten Signals angepasst, damit das gemischte Signal möglichst punktsymmetrisch ist. Nach einem Lowpass-Filter ergibt sich das sogenannte Fehlersignal, welches dispersiv an der Stelle des Cavity-Transmissionspeaks ist und so zum Locken des Lasers geeignet ist. Dieses Fehlersignal ist punktsymmetrisch, damit die Frequenz des Lasers bei positiver und negativer Abweichung gleichermaßen korrigiert wird.

Im Folgenden wird das Zustandekommen des dispersiven Fehlersignals detailliert erläutert. Dazu wird dieses aus dem elektrischen Feld (*E*-Feld) des Laserlichts, mit Grundfrequenz  $\omega_0$  und Amplitude  $E_0$ , berechnet. Die Modulation der Seitenbänder durch den EOM mit der Frequenz  $\Omega$  kann mathematisch durch

$$\begin{aligned} E_{\text{ein}}(t) &= E_0 e^{i(\omega_0 t + \beta \sin(\Omega t))} \\ &\approx E_0 e^{i\omega_0 t} \left( 1 + \frac{\beta}{2} (e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t}) \right) \\ &= E_0 e^{i\omega_0 t} + E_0 \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - E_0 \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_0 - \Omega)t} \\ &= E_0 e^{i\omega_0 t} + E_S e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - E_S e^{i(\omega_0 - \Omega)t} \end{aligned} \quad (2.2)$$

ausgedrückt werden. Dabei beschreibt  $E_S$  die Amplitude der Seitenbänder. Wie in Gleichung 2.2 ersichtlich, ergibt sich ein *E*-Feld mit drei verschiedene Laserfrequenzen. Dieses wird an der Cavity reflektiert mit einem frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten  $\mathcal{R}$  [KS05]:

$$E_{\text{ref}}(t) = \mathcal{R}(\omega_0) E_0 e^{i\omega_0 t} + \mathcal{R}(\omega_0 + \Omega) E_S e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - \mathcal{R}(\omega_0 - \Omega) E_S e^{i(\omega_0 - \Omega)t}. \quad (2.3)$$

Die Photodiode misst die Leistung des reflektierten Lichts:

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}}(t) &= |E_{\text{ref}}(t)|^2 \\ &= P_0 |\mathcal{R}(\omega_0)|^2 + P_S |\mathcal{R}(\omega_0 + \Omega)|^2 + P_S |\mathcal{R}(\omega_0 - \Omega)|^2 \\ &\quad + 2\sqrt{P_0 P_S} \operatorname{Re} [\mathcal{R}(\omega_0) \mathcal{R}^*(\omega_0 + \Omega) - \mathcal{R}^*(\omega_0) \mathcal{R}(\omega_0 - \Omega)] \cos(\Omega t) \\ &\quad + 2\sqrt{P_0 P_S} \operatorname{Im} [\mathcal{R}(\omega_0) \mathcal{R}^*(\omega_0 + \Omega) - \mathcal{R}^*(\omega_0) \mathcal{R}(\omega_0 - \Omega)] \sin(\Omega t) \\ &\quad + (\text{Terme mit } 2\Omega). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Im *PDD*-Modul wird das reflektierte Signal mit einem mit der Frequenz  $\Omega$  oszillierenden Signal multipliziert. Mit Hilfe der trigonometrischen Additionstheoreme ergibt sich ein Term, der nicht mehr von  $\Omega$  abhängig ist. Durch den Low-Passfilter werden alle Signale abhängig von  $\Omega$  herausgefiltert. Übrig bleibt ein Term proportional zu

$$\mathcal{R}(\omega_0) \mathcal{R}^*(\omega_0 + \Omega) - \mathcal{R}^*(\omega_0) \mathcal{R}(\omega_0 - \Omega), \quad (2.5)$$

welcher das dispersive Fehlersignal beschreibt. Die Reflexionskoeffizienten in Gleichung 2.5 hängen davon ab, wie nah die Frequenz des Lasers an der Grundfrequenz  $\omega_0$ , welche gleich einer Cavity-Resonanzfrequenz ist, liegt. Bei einer Frequenz

etwas größer als der Grundfrequenz ist der Reflexionskoeffizient  $\mathcal{R}(\omega_0 - \Omega)$  größer als  $\mathcal{R}^*(\omega_0 + \Omega)$ , was einen negativen Wert ergibt, und bei etwas kleineren Frequenzen umgekehrt, was einen positiven Wert ergibt. Ist der Laser genau bei der Grundfrequenz, dann ist der Term in Gleichung 2.5 gleich Null. In Abbildung 2.4 ist beispielhaft das Transmissionssignal der Cavity mit den Seitenbändern und das Fehlersignal des *PDD*-Moduls dargestellt.

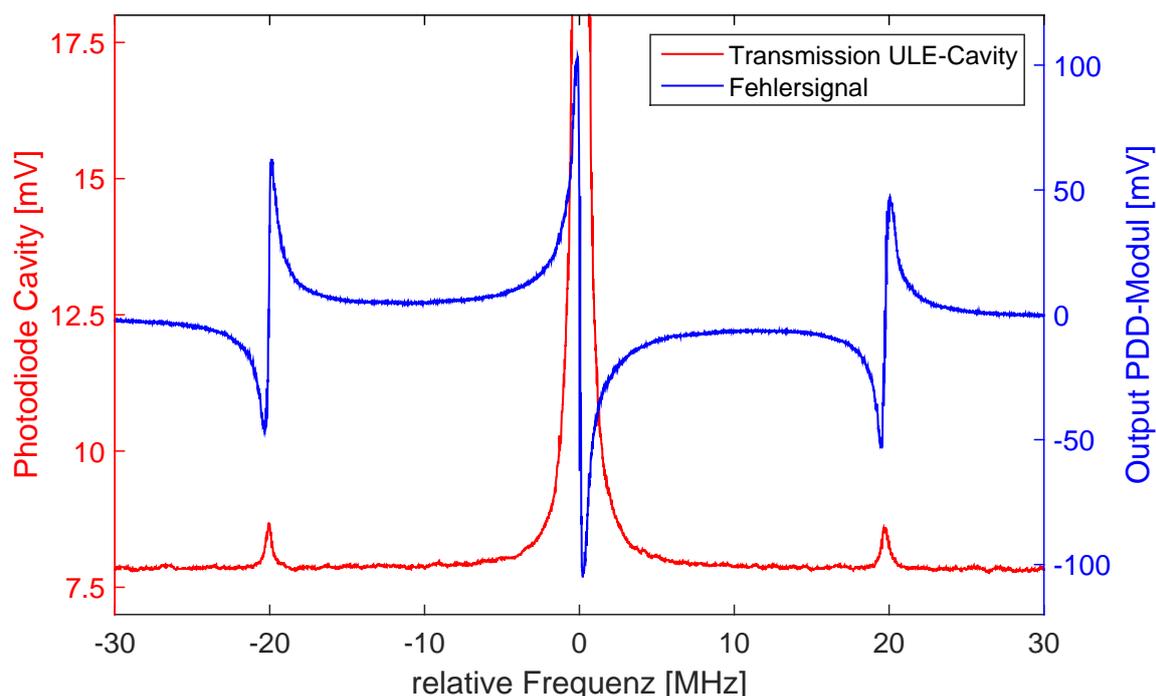


Abbildung 2.4: Cavity-Transmissionspeak und Fehlersignal: Das Transmissionssignal der Cavity ist in rot eingezeichnet. Bei  $\pm 20$  MHz sind die Seitenbänder zu erkennen. In blau ist das Fehlersignal, welches das *PDD*-Modul ausgibt, dargestellt. Die steile Flanke des Fehlersignals bei 0 MHz ist gut geeignet um den Laser zu locken. (Die Messung wurde am 960 nm Laser durchgeführt.)

Aus dem Fehlersignal generiert das *FALC*-Modul, der sogenannte PID-Regler, ein Rückkopplungssignal für den Laser. Dabei wird das Gitter im Laser und der Strom der Halbleiterlaserdiode angepasst. Der Pound-Drever-Hall-Aufbau ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

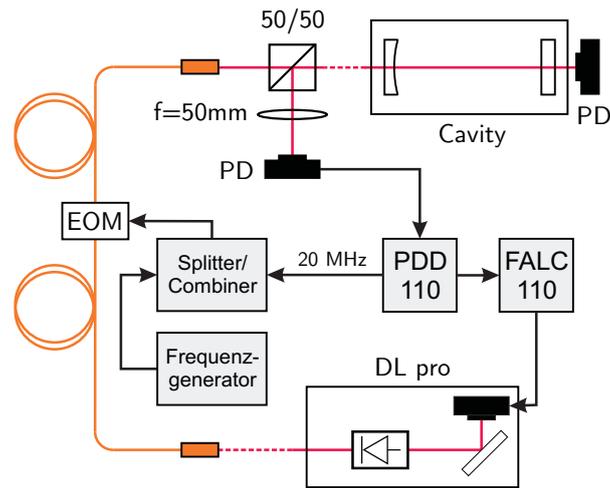


Abbildung 2.5: Pound-Drever-Hall-Aufbau: Der Laser sendet Licht aus, welches durch einen EOM läuft und in eine Cavity eingekoppelt wird. Das *PDD*-Modul gibt eine Seitenbandfrequenz von  $\pm 20$  MHz an einen Splitter/Combiner<sup>1</sup>, der eine weitere Frequenz von einem Frequenzgenerator erhält (zum Locken auf eine bestimmte Frequenz). Die kombinierten Frequenzen werden mit einem EOM auf das Laserlicht moduliert. Das von der Cavity reflektierte Signal wird an das *PDD*-Modul zurückgegeben und verarbeitet. Das erhaltene Fehlersignal wird an das *FALC*-Modul weitergegeben und weiterverarbeitet. Das *FALC*-Modul liefert ein Rückkopplungssignal, welches an den Laser weitergegeben wird. Somit ist der Regelkreis geschlossen.

Der PID-Regler passt sein Ausgangssignal dem Fehlersignal an, sodass die Frequenz des Lasers, bei korrekten Einstellungen am PID-Regler, möglichst schnell wieder an die richtige Lockposition geschoben wird. Dabei schwingt die Laserfrequenz um den Wert der Referenzfrequenz in einer gedämpften Schwingung. Bei schlechten Einstellungen am *FALC 110* oszilliert die Laserfrequenz ununterbrochen um einen Wert oder driftet mit der Zeit zu einem anderen Wert.

Die drei Bereiche des PID-Reglers sind Proportional-, Integral- und Differenzialverhalten. Das Proportionalverhalten besteht aus einer Multiplikation des Signals mit einem Verstärkungsfaktor in Echtzeit. Beim Integralverhalten werden Abweichungen vom Referenzwert über einige Zeit aufsummiert und mit einem Faktor multipliziert. Diese Rückkopplung funktioniert nicht schnell, verhindert jedoch ein Driften über lange Zeiten. Das Differenzialverhalten untersucht wie schnell der Laser von seiner Referenzfrequenz abweicht und passt dementsprechend das Rückkopplungssignal für den Laser an.

Die genaue Funktionsweise des *FALC*-Moduls ist in der Masterarbeit von Christoph Tresp [Tre12] dargestellt.

<sup>1</sup>Mini-Circuits; Model: ZFSC-2-1W+

## 2.5 Sättigungsspektroskopie

Die Sättigungsspektroskopie ist eine Kombination aus der Absorptionsspektroskopie mit einem Probe-Laserstrahl und der Sättigung von atomaren Übergängen mit einem Pump-Strahl. Diese beiden Strahlen mit der gleichen Wellenlänge werden gegenläufig durch eine Spektroskopie-Zelle geschickt, in welcher sich die Strahlen überlappen. In dieser Arbeit wird Rubidium als Spektroskopie-Element verwendet, welches sich als Gas in der Spektroskopie-Zelle (Rb-Zelle) befindet.

Bei der Absorptionsspektroskopie wird mit einem Probe-Laserstrahl durch die Rb-Zelle geleuchtet und auf einer Photodiode die Transmission beobachtet. Das Spektrum hat bei einer bestimmten Wellenlänge, bzw. einer bestimmten Frequenz, einen Einschnitt in der Transmission, bei der der Laserstrahl einen atomaren Übergang von Rubidium anregt und deshalb die Transmission geringer wird. Diese sogenannten Transmissions-Dips sind dopplerverbreitert, da sich die Rubidium-Atome in der Spektroskopie-Zelle verschieden schnell bewegen. Die hier betrachteten Übergänge liegen zwischen dem Niveau  $5^2S_{1/2}$  und dem Niveau  $5^2P_{3/2}$ , der sogenannten  $D_2$ -Linie.

In der Rb-Zelle befinden sich die beiden am häufigsten vorkommenden Rubidium-Isotope, diese sind  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . Die beiden Isotope haben minimal unterschiedliche Wellenlängen, für den Übergang von  $5^2S_{1/2}$  nach  $5^2P_{3/2}$ . Für  $^{85}\text{Rb}$  wird für diesen Übergang eine Wellenlänge von ca. 780,241368 nm [Ste13] benötigt und für  $^{87}\text{Rb}$  eine Wellenlänge von ca. 780,241209 nm [Ste10].

Die beiden Niveaus spalten auf Grund der Hyperfein-Wechselwirkung weiter auf. Die Hyperfein-Niveaus werden durch den Gesamtdrehimpuls  $F$  charakterisiert. Dieser Gesamtdrehimpuls  $F$  des Atoms wird aus dem Kernspin  $I$  und dem Gesamtdrehimpuls des Elektrons  $J$  berechnet:

$$F = |J - I|, \dots, J + I. \quad (2.6)$$

Bei  $^{85}\text{Rb}$  beträgt der Kernspin  $I = 5/2$  [Ste13], deshalb gibt es im  $5^2S_{1/2}$  Zustand, dem Grundzustand, mit  $J = 1/2$ , die Aufspaltung in  $F = 2$  und  $F = 3$ . Der  $5^2P_{3/2}$  Zustand, auch angeregter Zustand genannt, mit  $J = 3/2$  ist in vier  $F$ -Niveaus aufgespalten, von  $F = 1$  bis  $F = 4$ . Für das Rubidium  $^{87}\text{Rb}$ -Isotop, mit  $I = 3/2$  [Ste10], ist ebenso der Grundzustand zweifach aufgespalten, in die Level  $F = 1$  und  $F = 2$ . Während der angeregte Zustand in die vier  $F$ -Niveaus von  $F = 0$  bis  $F = 3$  aufgespalten ist.

Bei der Absorptionsspektroskopie von Rubidium sind vier Transmissions-Dips, für jedes Isotop jeweils zwei  $F$ -Niveaus im Grundzustand, zu beobachten. Die Hyperfein-Aufspaltung des angeregten Zustands wird bei der Absorptionsspektroskopie nicht aufgelöst. Wenn nun bei der Sättigungsspektroskopie Pump- und Probestrahl genau den gleichen Übergang zu einem  $F'$ -Level anregen, gibt es in der Absorptionskurve einen sogenannten Lamb-Dip, was in der Transmissionskurve einem kleinen Peak entspricht. Bei solch einem Lamb-Dip wird das Atom durch den stärkeren Pumpstrahl in das angeregte Niveau gehoben und der Probestrahl wird bei dieser Frequenz weniger absorbiert. Folglich können die  $F'$ -Niveaus des angeregten Zustandes den einzelnen Peaks innerhalb eines Transmissions-Dips zugeordnet werden. Zudem gibt es noch die Crossover-Resonanzen [Dem07], welche zwischen den Übergängen zu zwei  $F'$ -Niveaus liegen. Für einen optischen Übergang gilt  $\Delta F = 0, \pm 1$ , weshalb z.B. beim  $^{87}\text{Rb}$   $F = 2$  Transmissions-

Drei  $F'$ -Niveaus (1,2,3) und drei Crossover-Resonanzen ((1,3),(1,2),(2,3)) sichtbar sind. Beispielhaft ist das Sättigungsspektrum für Rubidium in Abbildung 2.6 dargestellt.

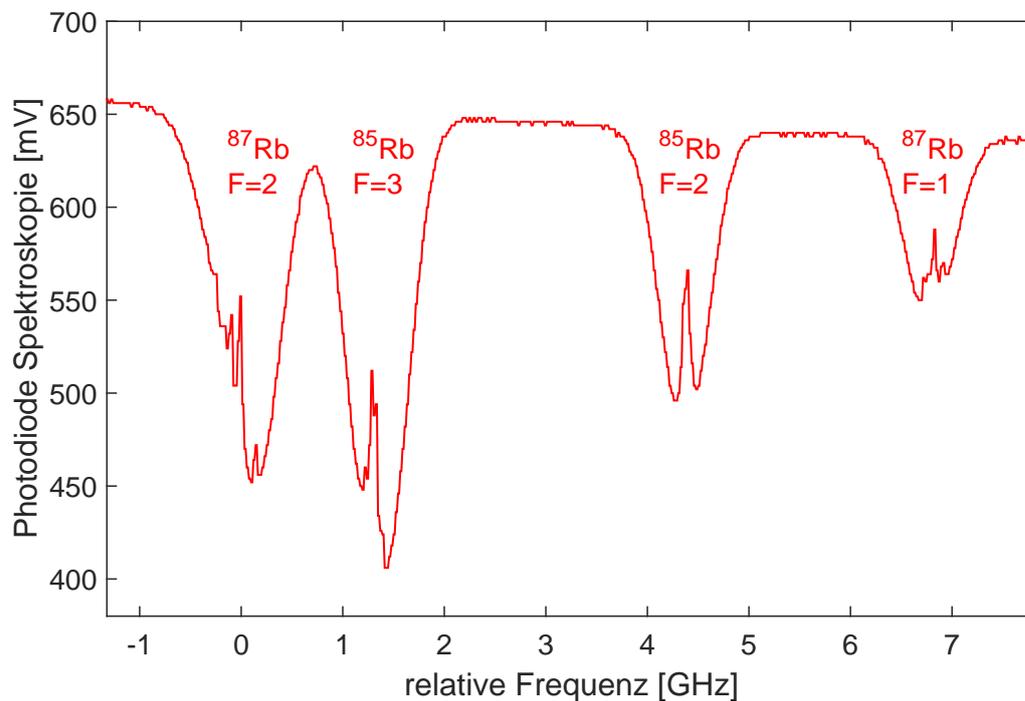


Abbildung 2.6: Sättigungsspektrum von Rubidium: Auf der x-Achse ist die relative Frequenz angegeben, normiert durch die Aufspaltung zwischen den beiden  $^{87}\text{Rb}$   $F$ -Niveaus, welche einen Wert von 6,8 GHz [Ste10] besitzt. In rot ist das Transmissionssignal nach einer Rb-Zelle dargestellt. Die Transmissions-Dips sind mit ihren Grundzustands-Bezeichnungen beschriftet.

## 3 Aufbau der zwei Rydberg-Anregungslaser

*In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau des Lasersystems für die Rydberg-Anregung gemäß dem sogenannten normalen Schema erklärt. Dieses besteht aus einem 780 nm Laser, beschrieben in Abschnitt 3.1, und einem 480 nm Laser, dargestellt in Abschnitt 3.2.*

*Das hier beschriebene Lasersystem steht neben einem zweiten Lasersystem für die Rydberg-Anregung gemäß dem invertierten Schema und einer Referenz-Cavity auf einem optischen Tisch neben dem Experiment-Tisch. Das zweite Lasersystem, sowie die Referenz-Cavity, ist in der Masterarbeit von Philipp Ilzhöfer dokumentiert [Ilz14]. Der Aufbau der Cavity wird in Abschnitt 3.3 dargestellt.*

### 3.1 Aufbau des 780 nm Laser

Der 780 nm Laser wird aufgebaut wie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Der DL pro-Laser<sup>2</sup> von Toptica erzeugt Licht bei einer Wellenlänge von 780 nm mit einer Leistung von 57,7 mW bei einer Temperatur der Laserdiode von 20,1 °C und einem Strom von 123 mA. Durch ein Prismen-Paar wird der Strahlquerschnitt in eine annähernd runde Form gebracht. Anschließend durchläuft das Licht einen optischen Isolator um Rückreflexionen zu blockieren. Durch eine Abfolge von mehreren polarisierenden Strahlteilern (PBSC), mit jeweils einem  $\lambda/2$ -Wellenplättchen davor, wird das Licht in mehrere „Arme“ aufgeteilt. Mit den  $\lambda/2$ -Wellenplättchen kann jeweils die Leistung eingestellt werden, die an den PBSCs transmittiert oder reflektiert wird.

Der erste Abzweig führt zum sogenannten Wavemeter, mit welchem die Wellenlänge gemessen wird. Dazu wird 1,5 mW der Lichtleistung in eine optische Faser<sup>3</sup> eingekoppelt und zum Wavemeter geleitet.

Im zweiten Arm befindet sich ein  $\lambda/2$ -Wellenplättchen, zum Einstellen einer stabilen Polarisation, bevor 1,5 mW an Lichtleistung in eine Faser zur Cavity eingekoppelt wird. In der optischen Faser zur Cavity befindet sich ein elektro-optischer Modulator<sup>4</sup>, kurz EOM. Mit Hilfe der Cavity wird der Laser auf eine Wellenlänge stabilisiert. Dies wird in Abschnitt 2.4 erklärt.

Im nächsten Abzweig, welcher zum Experiment führt, wird der Strahldurchmesser durch ein 3:1-Teleskop verkleinert. Die Leistung nach dem PBSC beträgt 36,6 mW. Der kleine Strahl durchquert mittig den Kristall eines akkusto-optischen Modulators<sup>5</sup>, kurz AOM, welcher den Laserstrahl beugt. Die Beugungseffizienz ist bei einem kleinen Strahl höher und liegt bei 87,8 %. Nach einer kurzen Strecke werden alle Beugungsordnungen bis auf die minus erste Ordnung mit einer Irisblende geblockt. Nun kann der Strahl an- und ausgeschaltet werden, indem der AOM an- und ausgeschaltet wird. Die Schaltzeit des AOMs beträgt 71,8 ns. In einem zweiten 2:1-Teleskop, welches den Strahldurchmesser an

<sup>2</sup>Toptica; Model: DL pro; S/N: DL pro\_11140

<sup>3</sup>Thorlabs; Model: P3-780PM-FC-5

<sup>4</sup>EOSPACE; Model: PM-0K5-20-PFA-PFA-780-S3mmFS; S/N: 279907

<sup>5</sup>Crystal Technology, Inc. (jetzt: Gooch & Housego); Model: 3080-122; S/N: 15519

den Einkoppler anpasst, befindet sich ein Shutter<sup>6</sup>, welcher den Strahl im geschlossenen Zustand vollkommen blockiert. Nach einem  $\lambda/2$ -Wellenplättchen wird eine Leistung von 28,1 mW in die Faser<sup>7</sup> zum Experiment polarisationserhaltend eingekoppelt. Dabei wird das  $\lambda/2$ -Wellenplättchen so eingestellt, dass die Polarisation am Ende der Faser über lange Zeit stabil bleibt. Die Leistung nach der Faser, welche am Experiment verwendet werden kann, beträgt 22,1 mW, was einer Kopplungseffizienz von 78,6 % entspricht. Der letzte Arm wird für die Sättigungsspektroskopie verwendet, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben. Die verwendete Rubidium-Zelle besitzt eine Heizspule, welche nicht angeschlossen ist und eine Fensterheizung, die mit 6 V und 1200–1500 mA betrieben wird. Die Fensterheizung wird benötigt, damit sich im optischen Weg kein Rubidium an der Glaszelle absetzt. Die Leistung für den Pump-Strahl beträgt 1,1 mW und die des Probe-Strahls beträgt  $24 \mu\text{W}$ .

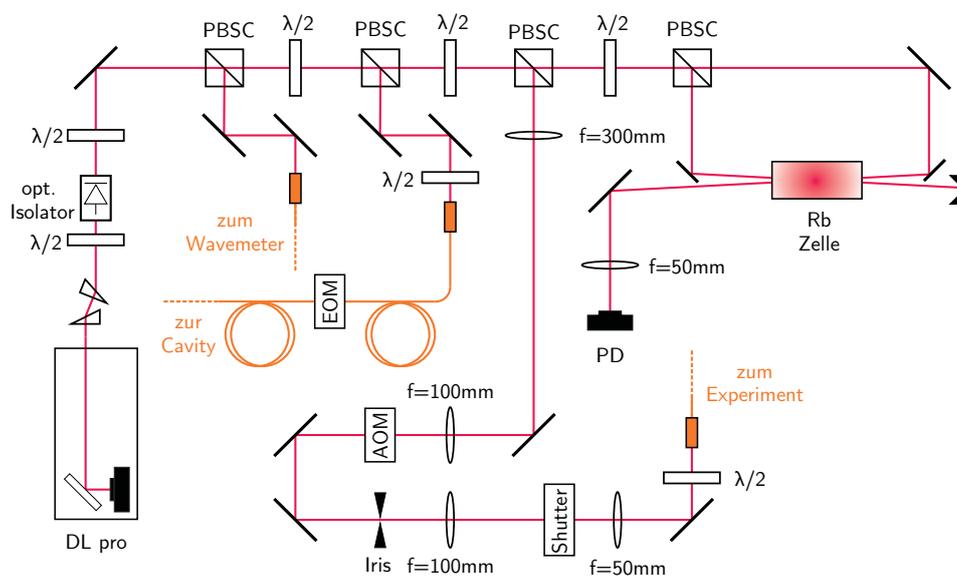


Abbildung 3.1: Aufbau des 780 nm Lasers: Dargestellt ist das Layout der optischen Elemente, wie sie auf dem optischen Tisch platziert sind. Zudem sind die Brennweiten der plan-konvexen Linsen angegeben.

### 3.2 Aufbau des 480 nm Laser

In Abbildung 3.2 ist der Aufbau des 480 nm Lasers, sowie der Aufbau des 960 nm Lasers schematisch dargestellt. Das 480 nm Licht wird durch Frequenzverdopplung von 960 nm Laserlicht generiert, siehe Abschnitt 2.3.

Das Laserlicht des 960 nm DL pro-Lasers<sup>8</sup> von Toptica, auch Seed-Laser genannt, hat eine Leistung von 52 mW bei einer Temperatur von  $21,7^\circ\text{C}$  und einem Strom von 116 mA. Das Licht wird mit Hilfe von  $\lambda/2$ -Wellenplättchen und polarisierenden Strahlteilern auf-

<sup>6</sup>Uniblitz; Model: LS3ZM2; S/N: 1683

<sup>7</sup>Schäfer+Kirchhoff; Model: PMC-780-5,4-NA011-3-APC-2000-P

<sup>8</sup>Toptica; Model: DL pro; S/N: DL pro\_11139



elliptisch, mit großer Halbachse in vertikale Richtung zum optischen Tisch. Dies wird durch ein 3:1-Zylinderteleskop ausgeglichen. Mit einem 6:1-Teleskop wird der Strahldurchmesser stark verkleinert, um im Fokus ein AOM<sup>13</sup> mit hoher Beugungseffizienz zu betreiben. Diese liegt bei 67%. Nach der zweiten Linse des Teleskops und einer kurzen Strecke werden alle Beugungsordnungen geblockt, bis auf die minus erste Ordnung. Der AOM besitzt eine Schaltzeit, laut Datenblatt [Cry01], von 23 ns. In einem 1:1-Teleskop wird ein Shutter<sup>14</sup> platziert, wobei die zweite Linse dieses Teleskops auf einer beweglichen Plattform, einer sogenannten Translation-Stage, steht. Mit der Linse auf der Translation-Stage kann der Strahl hinter dem Teleskop angepasst werden. Nach einem  $\lambda/2$ -Wellenplättchen wird 140 mW an Laserleistung polarisationserhaltend in die Faser<sup>15</sup> zum Experiment eingekoppelt. Die Leistung nach der Faser am Experiment beträgt 75 mW, was einer Effizienz von 53,6% entspricht.

### 3.3 ULE-Cavity

Die „Ultra Low Expansion Cavity“ (ULE-Cavity) besteht aus einem zylinderförmigen Glaskörper, der sich bei Temperaturschwankungen kaum ausdehnt. Auf beiden Stirnflächen des Glaskörpers befinden sich Spiegel mit hoher Reflexivität. Die Länge des

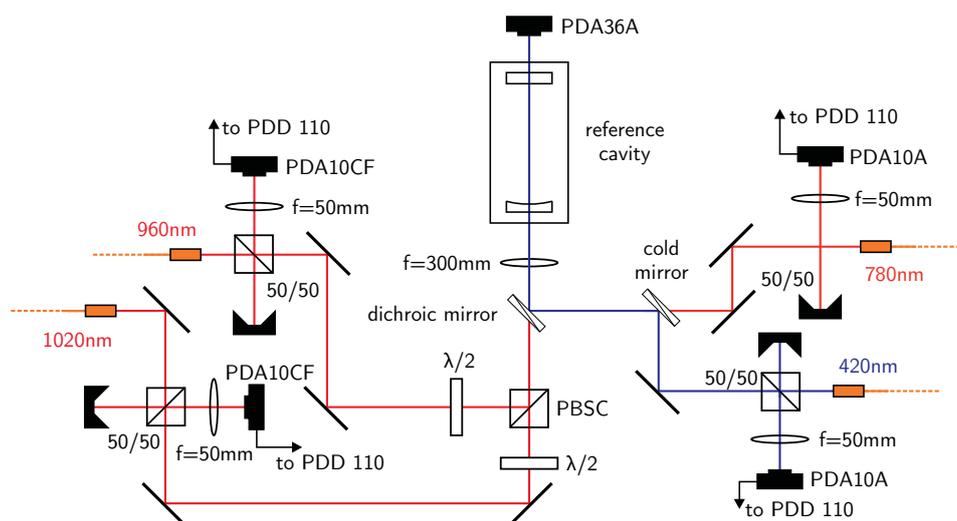


Abbildung 3.3: Aufbau der ULE-Cavity [Ilz14]: Dargestellt sind die optischen Elemente, um die vier Laserstrahlen in die Cavity einzukoppeln, sowie die Photodioden, welche jeweils an die Lasersteuerungen angeschlossen sind. Das Signal der Photodioden wird für das Pound-Drever-Hall-Verfahren zum Locken der Laser benötigt.

Resonators, also die Länge des Glaskörpers, bestimmt den Abstand der Resonanzpeaks. Deshalb ist es wichtig, dass sich die Länge des Resonators bei Temperaturänderungen kaum ändert, um so frequenzstabile Resonanzpeaks zu erhalten. Der Abstand zwischen

<sup>13</sup>Crystal Technology, Inc. (jetzt: Gooch & Housego); Model: 3200-121; S/N: 31298

<sup>14</sup>Uniblitz; Model: LS3ZM2; S/N: 1682

<sup>15</sup>Schäfter+Kirchhoff; Model: PMC-480-3,6-NA010-3-APC-500-P

zwei Peaks wird freier Spektralbereich genannt, kurz FSR (Free Spectral Range). Bei der in dieser Arbeit verwendeten Cavity beträgt der freie Spektralbereich 1,5 GHz. Die ULE-Cavity wird als Referenz-Cavity zur schmalbandigen Stabilisierung der Laser verwendet. Dies erfolgt nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren, welches in Abschnitt 2.4 erklärt wird. Der Aufbau in Abbildung 3.3 ist der Masterarbeit von Philipp Ilzhöfer entnommen.

## 4 Charakterisierung der zwei Laser

*Die Charakterisierung des 780 nm Lasers erfolgt zum einen durch die Sättigungsspektroskopie, dokumentiert in Abschnitt 4.1, und zum anderen durch die Linienbreitenmessung, beschrieben in Abschnitt 4.3. In Abschnitt 4.2 wird allgemein beschrieben, wie die heterodyne Linienbreitenmessung aufgebaut wird. Beim 960 nm Laser wurde ebenfalls eine Linienbreitenmessung durchgeführt, welche in Abschnitt 4.4 dargestellt ist.*

### 4.1 Sättigungsspektroskopie des 780 nm Laser

Das Prinzip der Sättigungsspektroskopie wurde in Abschnitt 2.5 erklärt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Um das Spektrum zu beobachten wird die Wellenlänge des Laser mit der Temperatur und dem Strom der Laserdiode eingestellt. Die mit dem Wavemeter<sup>16</sup> gemessene Wellenlänge beträgt ca. 780,246 nm. Das in Abbildung 4.1 dargestellte Spektrum enthält die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands mit allen vier Transmissions-Dips der beiden Rubidium-Isotope. Die dopplerverbreiterten Transmissions-Dips sind mit den  $F$  aufgespaltenen Grundzuständen beschriftet. Zudem ist teilweise die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes zu erkennen.

Der für diese Arbeit interessante Übergang, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, von  $^{87}\text{Rb}$  vom Niveau  $5^2\text{S}_{1/2}, F = 2$  zum Niveau  $5^2\text{P}_{3/2}, F' = 3$ , ist gut zu erkennen. Dieser Übergang wird als Referenz verwendet und ist mit einer grün-gepunkteten Linie in Abbildung 4.1 eingezeichnet. Von diesem Übergang aus wird der Laser mit einer Verstimmung von 500 MHz blau-verstimmt gelockt. Die Laser-Lockposition ist in Abbildung 4.1 durch eine grüne Linie markiert.

Im Arm zum Experiment befindet sich ein AOM, der die Frequenz des Lichts um  $-80$  MHz verschiebt. Diese Verschiebung durch den AOM ist auf dem Cavity-Transmissionssignal nicht zu sehen, deshalb muss ein Seitenpeak, welcher mit Hilfe des EOMs auf die Cavity-Peaks moduliert wird, genau 80 MHz oberhalb der oben beschriebenen Laser-Lockposition liegen. Dafür wird der Frequency-Synthesizer<sup>17</sup> auf eine Frequenz von 80 MHz gesetzt. Anschließend durchläuft das Signal einen Frequenzverdoppler<sup>18</sup>, einen Hochpassfilter<sup>19</sup> und schließlich einen Verstärker<sup>20</sup>. Der EOM moduliert folglich eine Frequenz von 160 MHz auf die Laserfrequenz auf. Die Frequenz des Laserstrahls der beim Experiment ankommt liegt dann genau bei der beschriebenen Lockposition, nämlich genau um 500 MHz zum Referenzübergang verschoben.

---

<sup>16</sup>Burleigh; Model: WA-10; S/N: H7009314

<sup>17</sup>ELAB 70/10

<sup>18</sup>Mini-Circuits; Model: ZX90-2-13-S+

<sup>19</sup>Mini-Circuits; Model: SHP-50+

<sup>20</sup>Mini-Circuits; Model: ZHL-1-2W

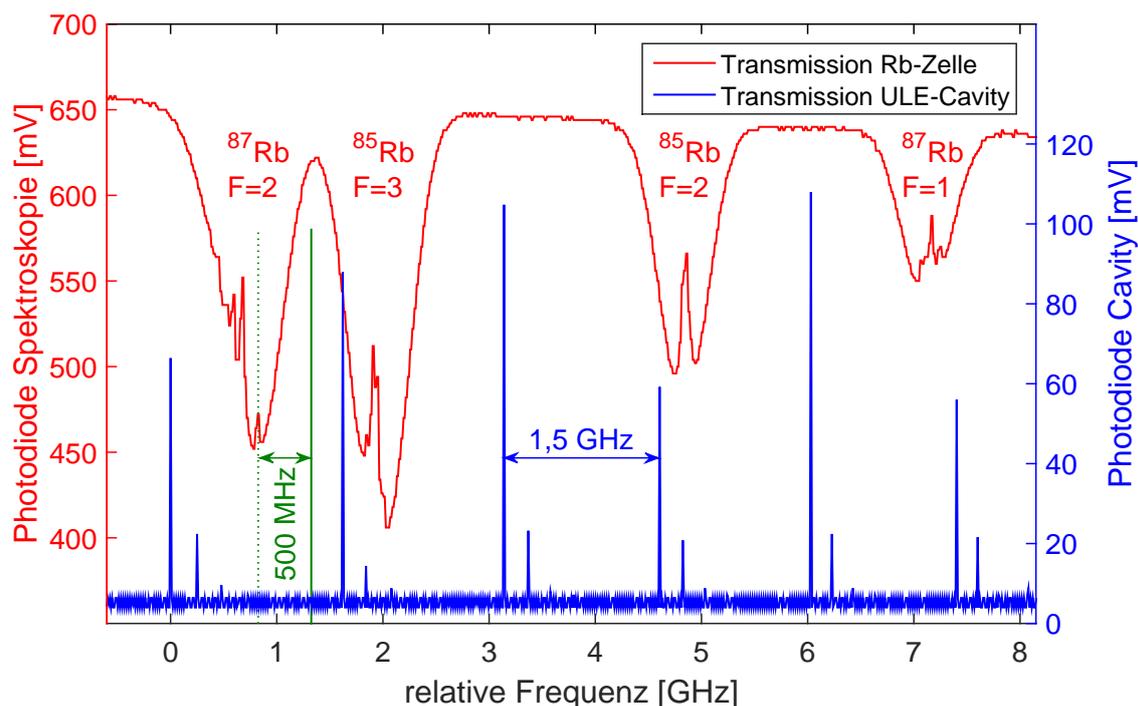


Abbildung 4.1: Sättigungsspektrum des 780 nm Lasers mit zugehörigen Cavity-Transmissionspeaks: Auf der x-Achse ist die relative Frequenz angegeben, normiert am Abstand der Transmissionspeaks, welcher durch die Cavity auf 1,5 GHz festgelegt ist. Die etwas kleineren Peaks jeweils rechts neben den großen Peaks sind höhere Gaußsche Moden, welche durch Optimierung des Einkoppeln in die Cavity minimiert wurden. Die linke y-Achse gibt die Spannung der Photodiode nach der Cavity und die rechte y-Achse die Spannung der Photodiode nach der Rb-Zelle an. In rot ist das Transmissionssignal der Sättigungsspektroskopie und in blau das Transmissionssignal der Cavity eingezeichnet. Des weiteren sind die Transmissions-Dips mit ihren Grundzuständen beschriftet. Die grün eingezeichnete Linie markiert die Position, an welcher der Laser gelockt wird. An dieser Stelle besitzt der Laser eine Verstimmung von 500 MHz zum Übergang von  $^{87}\text{Rb}$  vom Niveau  $5^2\text{S}_{1/2}, F = 2$  zum Niveau  $5^2\text{P}_{3/2}, F' = 3$ , welcher in grün-gepunktet eingezeichnet ist.

Um den Laser über einen so großen Frequenzbereich zu scannen, muss vorher der „Feed Forward“ des Lasers angepasst werden. Mit dieser Funktion wird der Strom während des Scans angepasst, um einen sogenannten Modensprung des Lasers zu verhindern. Bei einem Modensprung [Dem07] springt die Wellenlänge des Lasers zu einem anderen Wert, und der Scan über das ganze Spektrum ist nicht mehr möglich. Beim genaueren Betrachten von Abbildung 4.1 fällt zudem auf, dass der Abstand der Cavity-Peaks mit höherer Frequenz minimal kleiner wird. Eine Ursache dafür könnte der Piezokristall am Gitter sein, welcher eine leicht nichtlineare Ausdehnung hat und so bei höherer Lichtfrequenz schneller scannt.

## 4.2 Aufbau der heterodynen Linienbreitenmessung

Die hier beschriebene Methode der Linienbreitenmessung wird heterodyn genannt, da zwei verschiedene Laser überlagert werden. Bei der Linienbreitenmessung wird das Schwingungssignal zwischen zwei Lasern bei ungefähr gleicher Wellenlänge betrachtet. Dazu wird der Aufbau wie in Abbildung 4.2 dargestellt aufgebaut. Der eine Laser ist jeweils einer der in Kapitel 3 beschriebene Laser und der zweite Laser ist jeweils ein weiterer gelockter Laser bei gleicher Wellenlänge.

Die Linienbreite des Lasers soll möglichst schmalbandig sein, da mit diesem Laser Rydberg-Atome angeregt werden. Die natürliche Linienbreite solcher Rubidium-Rydberg-Zustände, z.B. die des  $43S_{1/2}$ -Zustands, beträgt wenige kHz [Löw12]. Um sogenannte Rydberg-Linien mit vergleichbarer Breite zu erhalten, muss die Linienbreite der Rydberg-Anregungslaser im Bereich der natürlichen Linienbreite liegen.

Mit den  $\lambda/2$ -Wellenplättchen und den polarisierenden Strahlteilern werden die beiden Leistungen der Laser auf denselben Wert eingestellt. Im 50/50-Strahlteiler werden die beiden Strahlen überlappt und mit den Spiegeln und Faserkopplern so justiert, dass die beiden Strahlen über eine Distanz von ungefähr 1,5 m perfekt überlagert sind. Schließlich werden die überlagerten Strahlen mit einer Linse auf eine Photodiode fokussiert und das Signal der Photodiode auf einem Spektrumanalysator<sup>21</sup> beobachtet.

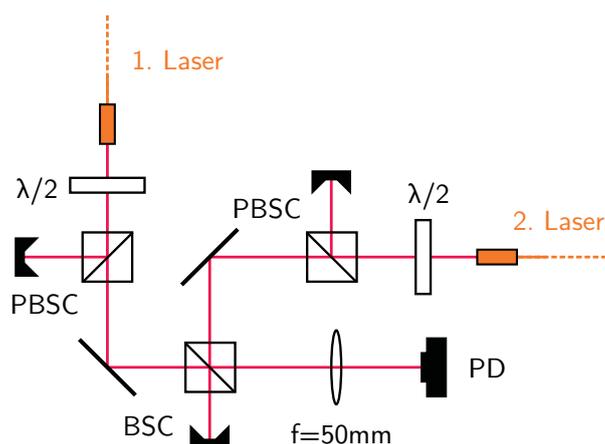


Abbildung 4.2: Aufbau zur heterodynen Linienbreitenmessung: Dargestellt ist der schematische Aufbau der optischen Elemente.

<sup>21</sup>Hameg; Model: HMS 3000

### 4.3 Linienbreitenmessung des 780 nm Laser

Der Aufbau in Abbildung 4.2 wird mit zwei  $\lambda/2$ -Wellenplättchen für eine Wellenlänge von 780 nm aufgebaut. Als Photodiode wird eine 1 GHz Photodiode<sup>22</sup> verwendet, welche für 780 nm sensitiv ist. Diese wird mit einem einstellbaren Halter justiert, um den kleinen Halbleiterchip der Photodiode zu treffen. Die Fläche des Halbleiterchips und damit seine Kapazität ist klein, um die Bandbreite von 1 GHz zu ermöglichen. Vom 780 nm Laser (im vierten Stock) wird die Faser, welche zum Experiment führt, genommen und an den einen Faserkoppler angeschlossen. Vor der Faser befindet sich ein AOM, der die Frequenz des Lichts um  $-80$  MHz verschiebt. Der Laser wird an der Position im Spektrum gelockt, die in Abschnitt 4.1 beschrieben wird. Aus dem fünften Stock wird Licht vom „Master“-Laser genommen und in einer Faser zum zweiten Faserkoppler geleitet. Der „Master“-Laser ist ebenfalls auf eine ULE-Cavity gelockt, wobei ein anderer Referenzübergang zur Festsetzung der Wellenlänge zugrunde liegt. Als Referenz wird hier von  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F = 3$  die Crossover-Resonanz zwischen  $F' = 3$  und  $F' = 4$  verwendet.

Die Leistung der beiden Laser, die auf die Photodiode trifft, beträgt jeweils ca.  $300 \mu\text{W}$ . Hierbei wurde die gesamte Leitung, die aus der Faser vom fünften Stock kommt, verwendet und die Leistung vom Laser im vierten Stock an diese angepasst.

Da die beiden Laser nicht exakt bei der gleichen Wellenlänge, bzw. Frequenz, gelockt sind, kommt es zu einer Schwebung zwischen den beiden Laserfrequenzen. Die sogenannte Schwebungsfrequenz liegt für die beiden 780 nm Laser bei ca. 663 MHz. In Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 ist die Frequenzachse immer um diese Schwebungsfrequenz verschoben, da nur die relative Frequenz von Bedeutung ist.

In Abbildung 4.3 wird die Linienbreitenmessung für drei verschiedene Scanbereiche dargestellt. Die Seitenbänder bei  $\pm 2,2$  MHz,  $\pm 1,5$  MHz und bei  $\pm 250$  kHz wurden durch die Veränderung der Lockparameter am *FALC 110* so klein wie möglich gemacht. Gleichzeitig wurde die Breite des Hauptpeaks so schmal wie möglich gemacht.

Die Scanzeit wird auch als „Sweep time“ bezeichnet. Die Auflösung des Spektrumanalysators wird als „Resolution Bandwidth“, kurz RBW, bezeichnet.

---

<sup>22</sup>Hamamatsu G4176-03

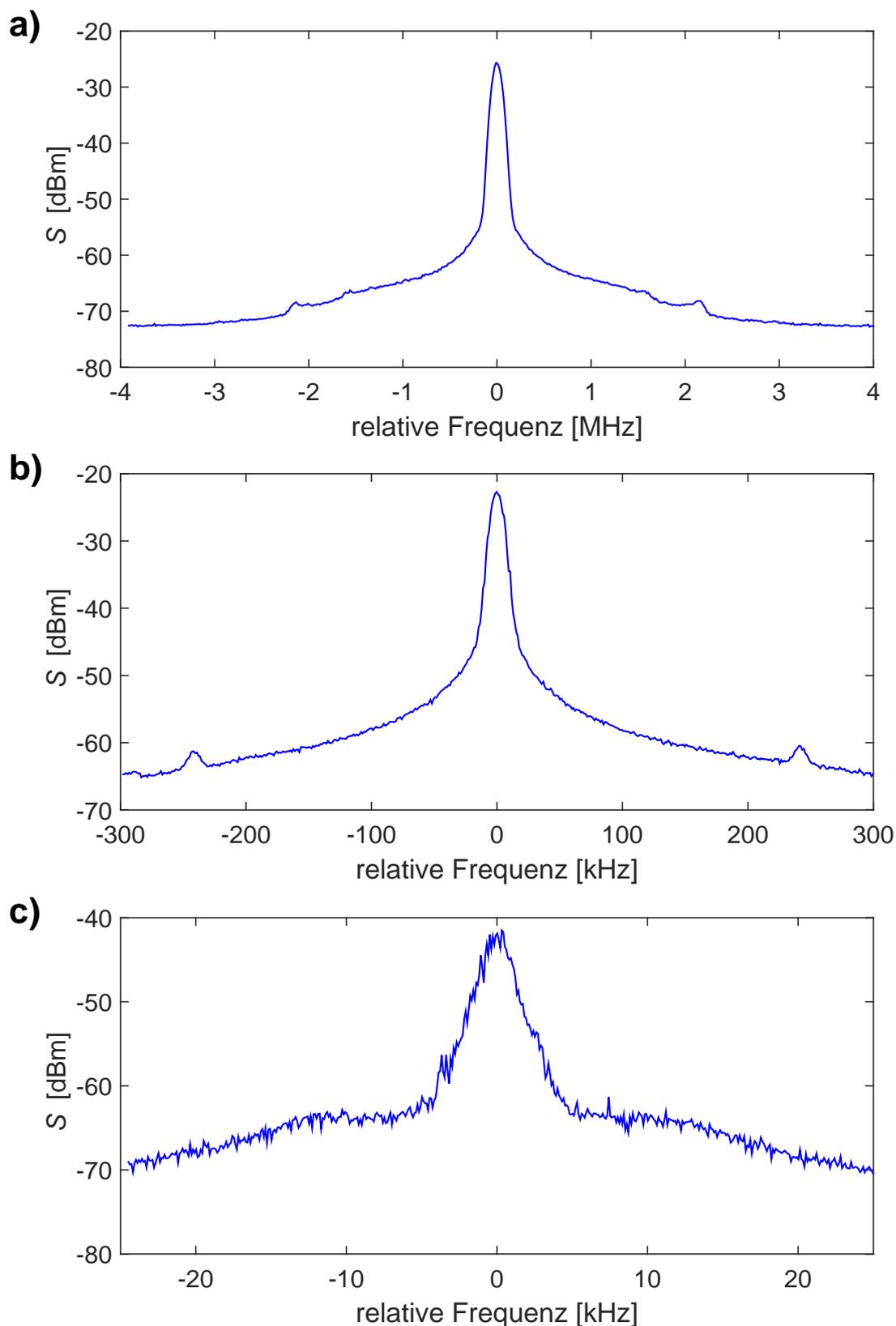


Abbildung 4.3: Linienbreitenmessung des 780 nm Laser für verschiedene Scanbereiche: Die blauen Kurven stellen die spektrale Leistungsdichte  $S$  in Abhängigkeit von der relativen Frequenz bei verschiedenen Einstellungen am Spektrumanalysator dar. **a)** Scanbereich 8 MHz, Auflösung 100 kHz und Scanzeit 24 s. **b)** Scanbereich 600 kHz, Auflösung 10 kHz und Scanzeit 60 s. **c)** Scanbereich 50 kHz, Auflösung 300 Hz und Scanzeit 166,6 s.

In Abbildung 4.4 wird über ein Scanbereich von 50 kHz über eine Scanzeit von 166,6 s mit einer Auflösung von 300 Hz gescannt. Die spektrale Leistungsdichte  $S$  wird von der dBm-Skala in die mV-Skala für ein 50  $\Omega$ -System nach Gleichung 4.1 umgerechnet:

$$S_{\text{mV}} = \sqrt{\frac{10^{(S_{\text{dBm}}/10)}}{1000}} \cdot 50 \cdot 1000. \quad (4.1)$$

Anschließend wird eine Lorentz-Verteilung,

$$f(x) = \frac{p_1}{(x - p_2)^2 + p_3^2} + p_4, \quad (4.2)$$

an die Messwerte gefittet. Dabei werden die Parameter  $p_1$  bis  $p_4$  durch einen Fit-Algorithmus an die Messwerte angepasst. Aus den Fit-Parametern wird die Halbwertsbreite, auch „Full Width at Half Maximum“ (FWHM) genannt, des Lorentz-Peaks berechnet,

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{p_3^2 \left( \frac{2p_1}{p_1 - p_3^2 p_4} - 1 \right)}. \quad (4.3)$$

Die Halbwertsbreite des 780 nm Laser beträgt 2,68 kHz. Ein Fit an die Messwerte in Abbildung 4.3 **a)** und **b)** macht keinen Sinn, da die Auflösung größer als die bestimmte Linienbreite ist.

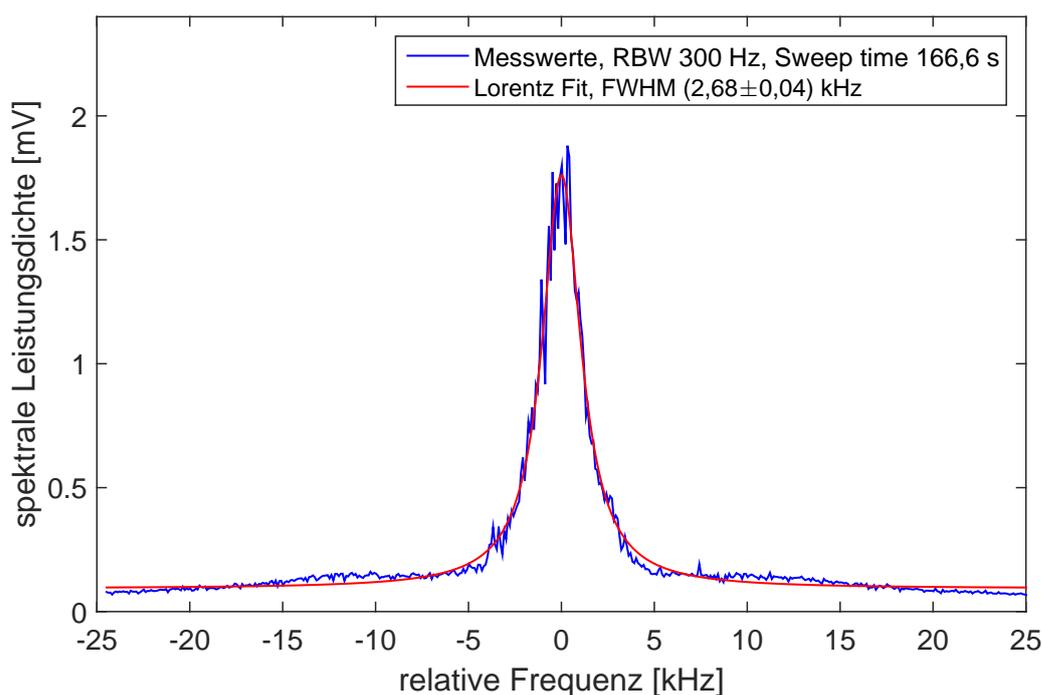


Abbildung 4.4: Linienbreitenmessung des 780 nm Laser mit Lorentz-Fit: An die Messwerte (blau) wird eine Lorentz-Verteilung (rot) gefittet. Die daraus resultierende Halbwertsbreite beträgt  $2,68 \pm 0,04$  kHz. Die Messwerte wurden über mehrere Scans gemittelt. Die kleinen Seitenbänder bei  $\pm 12$  kHz wurden so gut wie möglich unterdrückt.

Die Halbwertsbreite beschreibt, um wie viel kHz die kombinierte Laserfrequenz der beiden Laser während der Scanzeit schwankt. Das gemessene Signal ist eine Faltung der beiden Frequenzspektren der Laser. Daraus folgt, dass jeder der beiden Laser eine Linienbreite  $\leq 2,68$  kHz über eine Zeit von 166,6 s besitzt. Aus dem Fit-Algorithmus wird außerdem ein Fehler mittels Fehlerfortpflanzung für die Halbwertsbreite berechnet. Der Fehler beträgt  $\pm 0,04$  kHz.

Die gemessene Linienbreite von  $2,68 \pm 0,04$  kHz, auf einer Zeitskala von wenigen Minuten, liegt unter der natürlichen Linienbreite des  $43S_{1/2}$ -Rydberg-Zustands, welche bei ca. 3,8 kHz [Löw12] liegt. Daraus folgt, dass dieser Laser schmalbandig gelockt ist. Die an der Lasersteuerung eingestellten Lockparameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Tabelle 4.1: Lockparameter für den 780 nm Laser (Einheiten: Schalturnummer oder Skala am Potentiometer)

<i>FALC 110</i>	slow int	5
	fast diff	5
	fast int	9
	main gain	90° von Nullposition ausgehend
<i>PDD 110 F</i>	internal osci	7
	gain	4
	phase	0,8

Zum Stabilisieren des 780 nm Lasers auf einen Cavity-Peak muss der „main gain“ am *FALC 110* auf die Nullposition gedreht werden. Mit dem Potentiometer „input offset“ wird das Level des Fehlersignals am *FALC 110* auf 0 V eingestellt. Bei einem großen scanbereich wird der Schalter für den „unlimited integrator“ kurzzeitig auf „run“ geschaltet und beobachtet, in welche Richtung sich das Cavity-Signal bewegt. Diesem Drift wird mit dem Poti des „unlimited integrator“ entgegen gewirkt, solange bis sich das Cavity-Signal nicht mehr bewegt, wenn der Schalter kurzzeitig auf „run“ geschaltet wird. Anschließend wird der Scanbereich am *SC 110* immer weiter verkleinert und mit dem Offset-Potentiometer der Cavity-Peak in die Mitte des Scanbereichs geschoben. Wenn nun der Scanbereich sehr klein ist, wird der „main gain“ langsam aufgedreht bis zur beschriebenen Position und anschließend der Scan-Regler auf Null gedreht. Das Cavity-Signal springt auf den höchsten Wert des Cavity-Peaks und bleibt auf diesem Level. Zur Langzeitstabilisierung wird der Schalter des „unlimited integrator“ auf „run“ geschaltet. Das Fehlersignal aus dem Monitor-Output des *FALC 110* hat dann eine Amplitude von ca.  $V_{pp} = 20$  mV auf dem Oszilloskop<sup>23</sup>.

<sup>23</sup>Rigol; Model: DS1104

## 4.4 Linienbreitenmessung des 960 nm Laser

Die zwei  $\lambda/2$ -Wellenplättchen im Aufbau in Abbildung 4.2 werden mit passenden  $\lambda/2$ -Wellenplättchen für 960 nm ersetzt. Vom 960 nm Laser im vierten Stock wird die Faser zum Wavemeter durch eine andere Faser ersetzt, welche zum Aufbau der Linienbreitenmessung führt. Die Wellenlänge wird mit dem Wavemeter gemessen und auf ca. 959,395 nm mit Temperatur und Strom des Lasers eingestellt. Der zweite Laser aus dem fünften Stock, der Seed-Laser von „TA SHG 2“, wird auf eine Wellenlänge von ca. 959,397 nm gelockt und in einer Faser zum zweiten Faserkoppler im Aufbau geleitet. Die Photodiode ist hier eine Photodiode<sup>24</sup> von Thorlabs, welche bis zu einer Bandbreite von 180 MHz auflösen kann. Auch bei dieser Photodiode ist der Halbleiterchip sehr klein, um eine möglichst große Bandbreite zu erhalten.

Die Leistung der beiden Laser wird so reguliert, dass jeweils ungefähr 950  $\mu\text{W}$  auf die Photodiode treffen.

Die Schwebungsfrequenz der beiden 960 nm Laser liegt mit obigen Wellenlängen bei ca. 96 MHz. In Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 ist jeweils die Frequenzachse um diesen Wert verschoben.

Die Linienbreitenmessung ist für drei verschiedene Scanbereiche in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Seitenbänder bei  $\pm 20$  MHz und bei  $\pm 40$  MHz sind Überlagerungen der Seitenbänder, die auf die beiden Laser zum Locken moduliert werden. Die  $\pm 20$  MHz Seitenbänder werden direkt im 960 nm Laser aufmoduliert, um diesen auf die ULE-Cavity und den 480 nm Laser auf die Verdopplungscavity zu locken. Das genaue Lockverfahren ist in Abschnitt 2.4 beschrieben. Da der Laser im vierten Stock und der Laser im fünften Stock jeweils  $\pm 20$  MHz Seitenbänder besitzen, kommt es zur Schwebung bei  $\pm 20$  MHz und bei  $\pm 40$  MHz. Der Seitenpeak bei  $-36,5$  MHz konnte nicht zugeordnet werden. Durch Veränderung der Lockparameter wurden die Seitenbänder bei  $\pm 220$  kHz und bei  $\pm 12$  kHz so klein wie möglich gemacht.

---

<sup>24</sup>Thorlabs; Model: PDA10A-EC

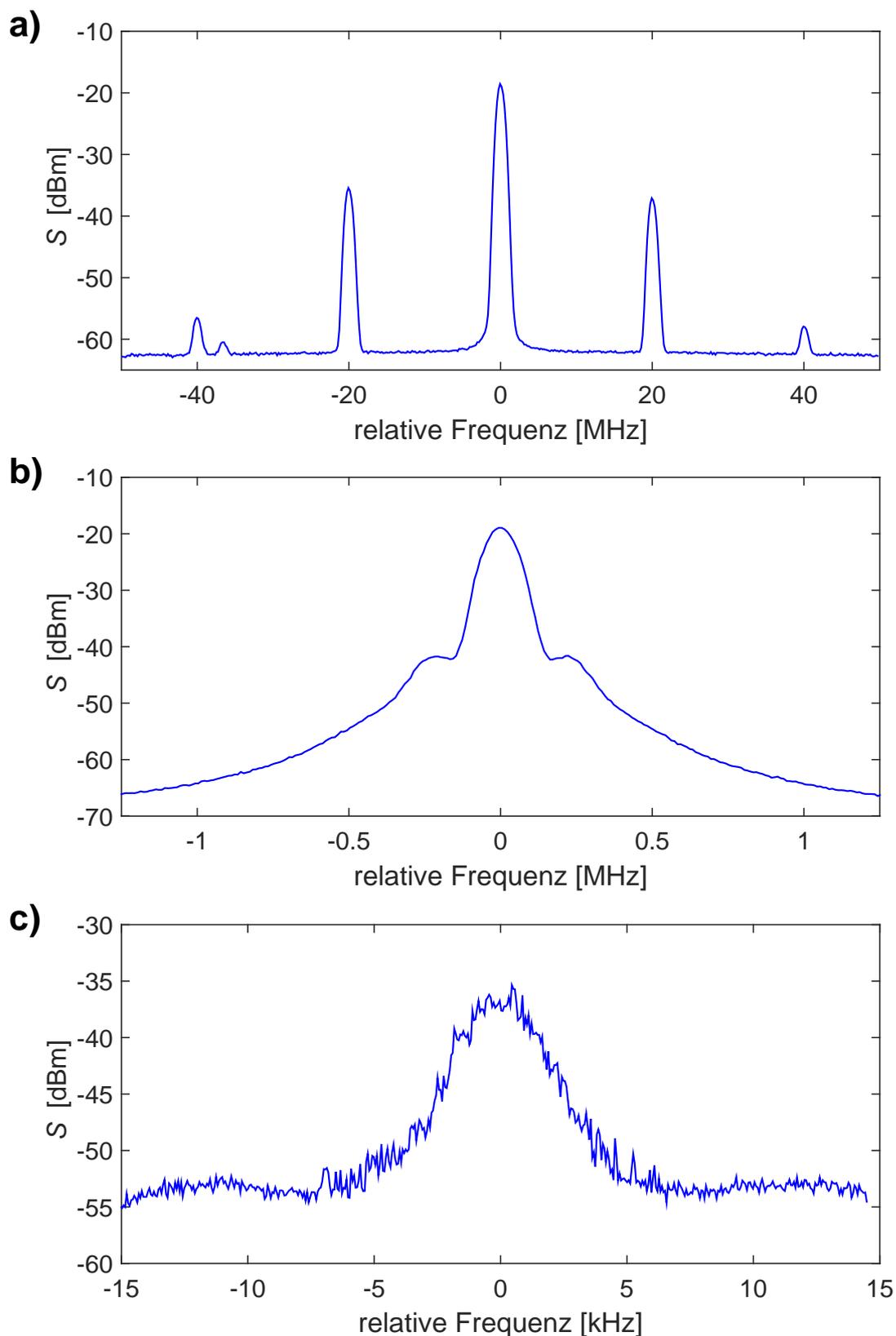


Abbildung 4.5: Linienbreitenmessung des 960 nm Laser für verschiedene Scanbereiche: Die blauen Kurven stellen die spektrale Leistungsdichte  $S$  in Abhängigkeit von der relativen Frequenz bei verschiedenen Einstellungen am Spektrumanalysator dar. **a)** Scanbereich 100 MHz, Auflösung 1 MHz und Scanzeit 3 s. **b)** Scanbereich 2,5 MHz, Auflösung 100 kHz und Scanzeit 7,5 s. **c)** Scanbereich 30 kHz, Auflösung 300 Hz und Scanzeit 300 s.

Bei einem kleinen Scanbereich von 30 kHz wird über 300 s mit einer Auflösung von 300 Hz gescannt. Die dBm-Skala wird nach Gleichung 4.1 in eine mV-Skala umgerechnet. Anschließend wird eine Lorentz-Verteilung nach Gleichung 4.2 an die Messwerte gefittet. Die Messwerte mit Fit sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Halbwertsbreite, berechnet aus den Fit-Parametern nach Gleichung 4.3, beträgt 3,77 kHz mit einem Fehler von  $\pm 0,07$  kHz. Jeder der beiden Laser ist mit einer Linienbreite  $\leq 3,77$  kHz über die Scanzeit stabil.

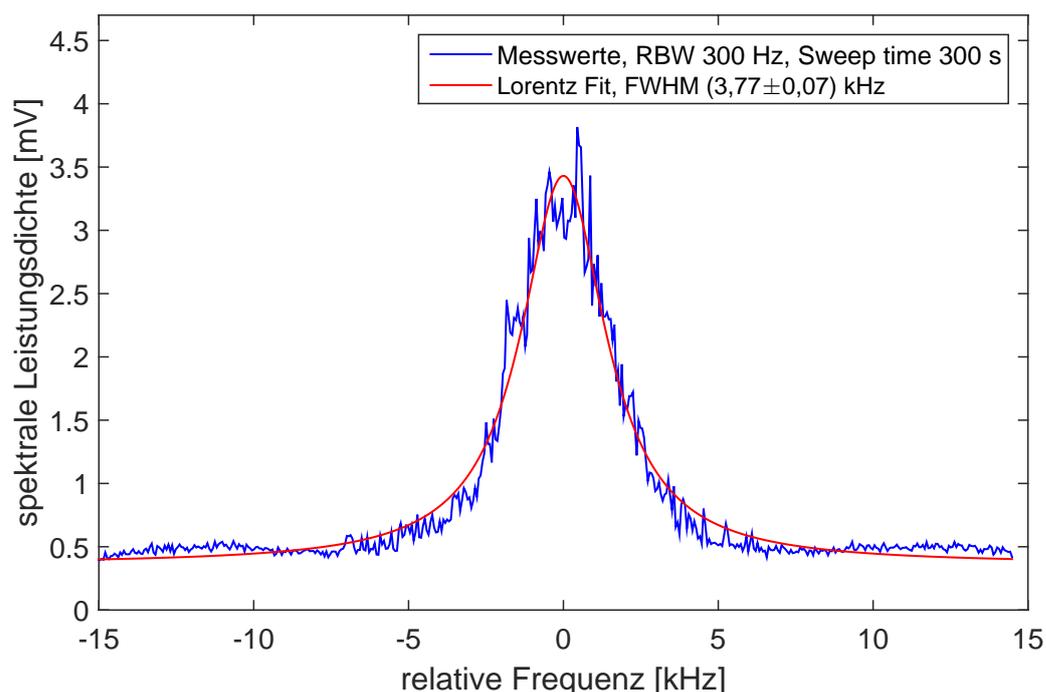


Abbildung 4.6: Linienbreitenmessung des 960 nm Laser mit Lorentz-Fit: An die Messwerte (blau) wird eine Lorentz-Verteilung (rot) gefittet. Die daraus resultierende Halbwertsbreite beträgt  $3,77 \pm 0,07$  kHz. Die Messwerte wurden über mehrere Scans gemittelt.

Die Linienbreite des 960 nm Lasers beträgt  $3,77 \pm 0,07$  kHz auf einer Skala von wenigen Minuten, daraus folgt, dass die Linienbreite des 480 nm Laser nach der Frequenzverdopplung einen Wert von  $7,54 \pm 0,14$  kHz besitzt. Diese Linienbreite hat die gleiche Größenordnung, wie die natürliche Linienbreite des  $43S_{1/2}$ -Rydberg-Zustands, daraus folgt, dass der Laser schmalbandig stabilisiert ist.

An der Lasersteuerung des 960 nm Lasers wurden die in Tabelle 4.2 aufgeführten Parameter eingestellt, um den Laser auf eine Wellenlänge zu stabilisieren.

Tabelle 4.2: Lockparameter für den 960 nm Laser (Einheiten: Schalternummer oder Skala am Potentiometer)

<i>FALC 110</i>	slow int	2
	fast diff	6
	fast int	kein Schalter
	main gain	Monitor-Output auf null Volt einstellen
<i>PDD 110</i>	internal osci	4
	gain	4
	phase	2

Zum Locken des 960 nm Laser wird über den Cavity-Peak gescannt, auf welchen der Laser stabilisiert werden soll. Am *FALC 110* wird der „input offset“ und der „main gain“ so eingestellt, dass das Level des Fehlersignals ungefähr bei 0 V liegt. Bei einem großen Scanbereich wird mit dem Poti des „unlimited integrator“ ein Driften des Cavity-Signals beim Aktivieren des „unlimited integrator“ so klein wie möglich gemacht. Anschließend wird der Scanbereich am *SC 110* verkleinert und mit dem Offset, wird der Peak immer in die Mitte des Scanbereichs geschoben. Der „main gain“ am *FALC 110* wurde vorher wie beschrieben einmalig eingestellt und wird nicht mehr verändert. Wenn der Scanbereich kleiner wird, beginnt das *FALC*-Modul den Laser zu locken, was am Cavity-Peak sichtbar ist, welcher zu einem Rechtecksignal verbreitert wird. Schließlich wird der Scan-Regler auf Null gedreht und das Cavity-Signal bleibt auf dem hohen Level des Rechtecksignals. Zuletzt wird der Schalter des „unlimited integrator“ auf „run“ geschaltet, um die Langzeitstabilisierung zu aktivieren.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge dieser Bachelorarbeit wurde ein Lasersystem zur schmalbandigen Anregung von Rydberg-Atomen aufgebaut und charakterisiert.

Das aufgebaute Lasersystem besteht aus einem 780 nm Laser und einem 480 nm Laser. Das 480 nm Laserlicht wird durch Frequenzverdopplung aus 960 nm Licht erzeugt, welches so in die Frequenzverdopplungscavity eingekoppelt, dass die Gaußsche Grundmode  $TEM_{00}$  verstärkt wird. Am Experiment stehen 22,1 mW rotes polarisiertes Licht und 75 mW blaues polarisiertes Licht in der Gaußschen Grundmode  $TEM_{00}$  zur Verfügung. Die beiden Laser können jeweils mit einem AOM und einem Shutter geschaltet werden. Die Wellenlänge der Laser kann mit einem Wavemeter gemessen werden. Zusätzlich wurde beim 780 nm Laser eine Spektroskopie-Zelle für die Sättigungsspektroskopie aufgebaut. Das gemessene Spektrum von Rubidium dient zur genauen Festlegung der Laserlockposition, welche um 500 MHz zum Übergang von  $^{87}\text{Rb}$  vom Niveau  $5^2S_{1/2}, F = 2$  zum Niveau  $5^2P_{3/2}, F' = 3$  blau-verstimmt ist.

Ziel war es die Laser so schmalbandig wie die natürliche Linienbreite typischer Rydberg-Zustände zu bekommen, also im Bereich weniger kHz, denn nur so können diese Rydberg-Linien wiederum schmalbandig gemessen werden. Dies ist durch sorgfältige Optimierung der Lockparameter erreicht worden.

Dazu wurde die Linienbreite des gelockten Lasers mit Hilfe der heterodynen Linienbreitenmessung bestimmt. Die Messung wurde mit einer Lorentz-Verteilung gefittet, woraus sich beim 780 nm Laser eine Linienbreite von  $2,68 \pm 0,04$  kHz über einen Zeitraum von wenigen Minuten ergibt. Beim 960 nm Laser resultiert aus dem Lorentz-Fit eine Laserlinienbreite von  $3,77 \pm 0,07$  kHz auf einer Skala von wenigen Minuten. Durch die Frequenzverdopplung vom 960 nm zum 480 nm Licht verdoppelt sich auch die Linienbreite. Der 480 nm Laser hat folglich eine Linienbreite von  $7,54 \pm 0,14$  kHz auf der selben Zeitskala. Beide Laser erfüllen damit das Ziel schmalbandig gelockt zu sein. Neben dem invertierten Anregungsschema, das bereits zu Beginn dieser Arbeit vollständig aufgebaut und charakterisiert war [Ilz14], kann nun auch das normale Anregungsschema zur schmalbandigen Anregung von Rydberg-Atomen am Experiment verwendet werden.

Wenn die neue Experimentkammer aufgebaut ist, wird das Lasersystem verwendet, um Rubidium Rydberg-Atome anzuregen. Im nächsten Schritt werden Rydberg-Moleküle, bestehend aus einem Rubidium Rydberg-Atom und einem Rubidium Grundzustandsatom, erzeugt. Danach wird beabsichtigt ein Rydberg-Molekül zwischen einem Rubidium Rydberg-Atom und einem Lithium Grundzustandsatom zu bilden.

## Literatur

- [Ben09] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw und T. Pfau. „Observation of ultralong-range Rydberg molecules“. In: *Nature* **458** (2009), S. 1005. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature07945>.
- [Bla01] E. D. Black. „An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization“. In: *American Journal of Physics* **69.1** (2001), S. 79–87. URL: <http://link.aip.org/link/?AJP/69/79/1>.
- [Boh22] N. Bohr. “The Structure of the Atom”. In: *Nobel Lectures, Physics* (1922). URL: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1922/bohr-lecture.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1922/bohr-lecture.html).
- [Boy08] R. W. Boyd. *Nonlinear optics*. 3. Aufl. Elsevier, Academic Press, 2008.
- [BPM07] E. Brion, L. H. Pedersen und K. Mølmer. „Adiabatic elimination in a lambda system“. In: *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **40.5** (2007), S. 1033. URL: <http://stacks.iop.org/1751-8121/40/i=5/a=011>.
- [Cry01] Crystal Technology, Inc. *Datenblatt für AOMO 3200-121*. [http://www.goochandhousego.com/wp-content/pdfs/3200\\_121\\_99\\_48146\\_11rE.pdf](http://www.goochandhousego.com/wp-content/pdfs/3200_121_99_48146_11rE.pdf). Sep. 2001.
- [Dem07] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 5. Aufl. Springer, 2007.
- [Dre83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley und H. Ward. „Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator“. In: *Applied Physics B* **31.2** (1983), S. 97–105. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00702605>.
- [Fer34] E. Fermi. „Radioattività Prodotta da Bombardamento di Neutroni“. In: *Nuovo Cimento* **11.7** (1934), S. 429–441. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02959915>.
- [Gal94] T. F. Gallagher. *Rydberg atoms*. Cambridge University Press, 1994.
- [GDS00] C. H. Greene, A. S. Dickinson und H. R. Sadeghpour. „Creation of Polar and Nonpolar Ultra-Long-Range Rydberg Molecules“. In: *Phys. Rev. Lett.* **85** (Sep. 2000), S. 2458–2461. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2458>.
- [HL27] W. Heitler und F. London. „Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik“. In: *Zeitschrift für Physik* **44.6-7** (1927), S. 455–472. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01397394>.
- [HM09] S. D. Hogan und F. Merkt. “A New Perspective on the Binding Power of an Electron”. In: *ChemPhysChem* **10.17** (2009), S. 2931–2934. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/cphc.200900499>.
- [Ilz14] P. Ilzhöfer. „Hybridization of Rydberg molecule orbitals“. Masterarbeit. Universität Stuttgart, Nov. 2014.

- [KS05] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. 6. Aufl. Teubner, 2005.
- [Löw12] R. Löw, H. Weimer, J. Nipper, J. B. Balewski, B. Butscher, H. P. Büchler und T. Pfau. „An experimental and theoretical guide to strongly interacting Rydberg gases“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **45**.11 (2012), S. 113001. URL: <http://stacks.iop.org/0953-4075/45/i=11/a=113001>.
- [Mac11] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D. Cano und J. Fortágh. „Measurement of absolute transition frequencies of  $^{87}\text{Rb}$  to  $nS$  and  $nD$  Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency“. In: *Phys. Rev. A* **83**.5 (2011), S. 052515. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.052515>.
- [ST07] B. Saleh und M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. 2. Aufl. Wiley, 2007.
- [Ste10] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. <http://steck.us/alkalidata>. Revision 2.1.4. Dez. 2010.
- [Ste13] D. A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*. <http://steck.us/alkalidata>. Revision 2.1.6. Sep. 2013.
- [Trep12] C. Tresp. „A setup for highly precise excitation and detection of Rydberg atoms“. Masterarbeit. Universität Stuttgart, Okt. 2012.

## Danksagung

Mein Dank gilt Allen, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben. Vor allem möchte ich mich bedanken bei:

**Prof. Dr. Tilman Pfau**, dass ich die Möglichkeit bekommen habe am 5. Physikalischen Institut meine Bachelorarbeit zu schreiben.

**Dr. Robert Löw** und **Dr. Sebastian Hofferberth**, für das Weiterhelfen bei Problemen, die ich nicht direkt lösen konnte.

**Thomas Schmid**, meinem Betreuer, der sich viel Zeit genommen hat, um mir mit Rat und Tat beiseite zu stehen.

**Christian Veit**, **Nicolas Zuber** und **Anita Gaj**, für die gute Zusammenarbeit in der Gruppe.

**Jahn Rührig**, den ich jederzeit um Rat fragen konnte.

Der **RQO-Gruppe** und der **Superatom-Gruppe**, die mir jeweils Laserlicht zur Linienebreitenmessung zur Verfügung gestellt haben.