

EIT-Spektroskopie von Rydbergzuständen an Rubidium

von

Chantal Voss

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 27. Juli 2015



1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Wendt

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 27.Juli 2015

Chantal Voss
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
`chvoss@students.uni-mainz.de`

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	1
2. Hauptteil	3
2.1. Grundlagen	3
2.1.1. Rydbergatome	3
2.1.2. Electromagnetically Induced Transparency (EIT)	5
2.1.3. Rydberg-EIT	8
2.1.4. Laserspektroskopie	9
2.2. Versuchsaufbau zur EIT-Spektroskopie	11
2.3. Ergebnisse	14
2.3.1. EIT-Signal	14
2.3.2. Laserbreite	15
2.3.3. Berechnungen von Eigenschaften der Rydbergzustände	16
2.3.4. Transmissionsanteil durch die Rb-Zelle	19
2.3.5. Zuordnung der Übergänge	21
2.3.6. Verbreiterungsmechanismen	28
2.3.7. EIT-Signal in Abhängigkeit der Leistung	34
3. Zusammenfassung und Ausblick	37
A. Anhang	38
A.1. Tabellen und Abbildungen	38
B. Literaturverzeichnis	47
C. Danksagung	50

1. Motivation

Das heutige Atommodell orientiert sich nach der Entdeckung von N. Bohr (1913). Nach ihm bewegen sich Elektronen auf quantisierten Umlaufbahnen um den Atomkern [1]. Die Einführung der Spektroskopie geschah 1859 durch R. W. Bunsen und G. R. Kirchhoff, in dem sie zeigten, dass bestimmte Stoffe ein charakteristisches Spektrum besitzen. Dabei entdeckten sie u.a. das Element Rubidium. [2] Zur Verbesserung der Auflösung bzw. Empfindlichkeit bei der Spektroskopie wurden immer mehr Fortschritte gemacht und neue Methoden entwickelt. Eine der bedeutendsten Techniken bestand in der Entwicklung des Lasers (1954) [3]. Das Bohrsche Atommodell erweiterte das Verständnis über den Atomaufbau und die Spektrallinien, jedoch reicht das Modell nicht aus um die Atomphysik zu beschreiben. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts machte die Quantenmechanik deutliche Fortschritte, die für neue Erkenntnisse zur Beschreibung der Atomphysik sorgten. Im Jahre 1926 entwickelte E. Schrödinger ausgehend von dem Welle-Teilchen-Dualismus (De-Broglie s.[4]) die Schrödingergleichung [5] und etwa ein Jahr später formulierte W. Heisenberg die Unschärferelation [6]. Die Schrödingergleichung ist fundamental zur Beschreibung des Wasserstoffatoms.

Mittlerweile ist es auch möglich Atome in hoch angeregte Zustände zu befördern und zu spektroskopieren. Bei der Spektroskopie von Rydbergatomen macht man sich deren Eigenschaften zu nutze. Rydbergatome besitzen eine wasserstoffähnliche Struktur und haben eine hohe Hauptquantenzahl, weshalb sich das Außenelektron weit weg vom Kern aufhält. Dadurch sind sie leicht polarisierbar und besitzen ein großes Dipolmoment. Das große Dipolmoment führt zu einer starken Van-der-Waals-Wechselwirkungen zwischen Rydbergatomen. Es ist nicht so leicht Rydbergatome nicht destruktiv zu detektieren. Üblicherweise wird das destruktive Verfahren der Ionisation zur Detektion von Rydbergatomen genutzt [7]. In dieser Arbeit wird als Detektion die Methode der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) zur Charakterisierung von Rydbergzuständen verwendet. Diese Methode wurde z. B. auch in der Veröffentlichung von Mohapatra (s. [8]) angewendet. Auf diese Veröffentlichung wird bei der Diskussion meiner Ergebnisse des öfteren eingegangen. Bei EIT entsteht durch Wechselwirkung der Atome mit zwei Laserfeldern ein Zustand, in dem keine Atom-Licht-Wechselwirkung mehr möglich ist. Solch ein Zustand wird als Dunkelzustand bezeichnet und erscheint transparent. Auf das Phänomen EIT wird in dieser Arbeit noch genauer eingegangen. Die Aufgabe dieser Arbeit besteht darin ein neu aufgebautes Lasersystem für Rydberganregungen zu untersuchen. Schwerpunktmäßig dient die Arbeit dazu EIT zu verstehen und die Anregung von Rydbergzuständen zu charakterisieren.

1. Motivation

Nun möchte ich die Gliederung dieser Arbeit erläutern. Als erstes (Kap. 2.1) werde ich auf die wichtigsten Grundlagen über EIT-Spektroskopie an Rydbergzuständen eingehen. Dieses Kapitel befasst sich mit den wichtigsten Eigenschaften von Rydbergatomen (Kap. 2.1.1), der theoretischen Behandlung von EIT (Kap. 2.1.2) und geht speziell auf EIT an Rydbergzuständen (Kap. 2.1.3) ein. Zudem sorgt es für eine kurze Einführung in die Laserspektroskopie. Das zweite Kapitel 2.2 beschreibt den Strahlengang des Versuchsaufbaus und befasst sich mit den wichtigsten Elementen im Aufbau detaillierter. Das dritte und wichtigste Kapitel 2.3 weist die Ergebnisse meiner Arbeit vor. Ein Großteil davon befasst sich mit der Zuordnung des EIT-Signal und der genaueren Charakterisierung.

Zur Hilfe befindet sich im Anhang eine Tabelle mit denen in dieser Arbeit verwendeten Konstanten (s. Tab. A.1). Überwiegend wurden die Plots mit Matlab gemacht und ein paar mit Origin. Des Weiteren wurden einige Grafiken mit Corel Draw und Power-Point selbst erstellt.

2. Hauptteil

2.1. Grundlagen

2.1.1. Rydbergatome

Bei Rydbergatomen handelt es sich um hochangeregte Alkaliatome. Bedingt durch die hohe Hauptquantenzahl hält sich das Valenzelektron weit weg vom Kern auf. Der Radius der Elektronenbahn ist proportional zu n^2 , weshalb Rydbergatome auch leicht polarisierbar sind und ein großes Dipolmoment besitzen.

In vielen Experimenten mit Rydbergatomen macht man sich die Eigenschaft der starken Wechselwirkung zu Nutzen. Betrachtet man zwei angeregte Atome mit einem geringem Abstand zueinander, so dominiert die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, bei einem größerem Abstand findet Van-der-Waals-Wechselwirkung statt. [7] Im Zusammenhang mit der Van-der-Waals-Wechselwirkung existiert ein Effekt, der als Rydberg-Blockade bezeichnet wird. Wenn sich ein Atom im Rydbergzustand befindet, verhindert dieses aufgrund der Wechselwirkung eine weitere Anregung eines anderen Atoms in diesen Zustand. Innerhalb des Blockade-Radius $R_b = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\hbar\Omega}}$ mit der Rabifrequenz Ω können nur noch Anregungen in einen Zustand erfolgen, der außerhalb der Resonanz liegt. Eine Anregung eines anderen Atoms in den Rydbergzustand kann erst wieder erfolgen, sobald das Atom durch Absorption oder Emission eines Photons den Zustand verlässt. C_6 wird als Van-der-Waals-Koeffizient bezeichnet und ist proportional zu n^{11} [9], [7].

Elektronen in den tieferen Schalen verursachen eine Abschirmung der Kernladung, weshalb das Valenzelektron eine einfach positive Kernladung wahrnimmt [10]. Für große Kernabstände verhält sich das Kernpotential daher wie das Coulombpotential. Hingegen bei kleinen Drehimpulsquantenzahlen ($l < 4$) wird die Kernladung nicht mehr abgeschirmt und es liegt eine Abweichung des $\frac{1}{r}$ -Potentials vor. Der Abschirmungseffekt ist ein Grund, warum mit steigender Hauptquantenzahl die Rydbergatome eine wasserstoffähnliche Struktur annehmen.

Ein weiterer Grund besteht in der sinkenden Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Kernnähe, wodurch es zu einem geringerem Überlappen der Wellenfunktion mit der Grundzustandswellenfunktion kommt. Folglich ist die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Zerfall des angeregten Rydbergzustands in den Grundzustand gering und es liegt eine hohe Lebensdauer, die sich proportional zu n^3 verhält, vor [11].

Damit man Rydbergatome als Wasserstoff-Problem betrachten kann, führt man einen Quantendefekt δ_{nlj} zur Korrektur ein. Diese Korrekturgröße hängt von n, l ,

2. Hauptteil

sowie j ab und kann wie in [12] genähert werden:

$$\delta_{njl} \approx \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} \quad (2.1)$$

Unter Berücksichtigung der Korrektur erhält man eine effektive Hauptquantenzahl $n^* = n - \delta_{nlj}$ und eine modifizierte Bindungsenergie

$$E_{nlj} = -\frac{R'}{n^{*2}} \quad (2.2)$$

mit der elementspezifischen Rydbergkonstante $R' = \frac{R}{1 + \frac{m_e}{m_{Rb}}}$ [7].

Im Vergleich zu den l entarteten Energieniveaus bei Wasserstoff wird die Entartung bei Alkalimetallen aufgehoben. In Abbildung 2.1 ist die Rydbergenergie, sowie die modifizierte Rydbergenergie in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Korrektur in Kernnähe einen größeren Einfluss auf die Rydbergenergie hat und weit weg vom Kern die Rydbergenergien kaum voneinander abweichen.

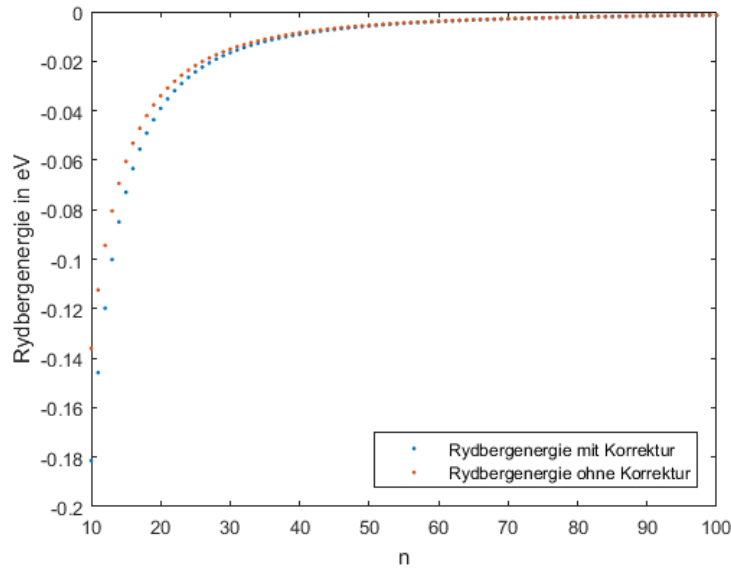


Abbildung 2.1.: In dieser Abbildung ist die Rydbergenergie und die korrigierte Rydbergenergie gegen die Hauptquantenzahl aufgetragen. Bei niedrigen Hauptquantenzahlen weichen die beiden Rydbergenergien leicht voneinander ab.

Im Anhang befindet sich eine Tabelle mit den wichtigsten Eigenschaften und dem proportionalen Zusammenhang zu der effektiven Hauptquantenzahl n^* (s. Tab. A.2). Zudem sind in Tabelle A.3 die Quantendefekte für verschiedene Zustände, in welche in dieser Arbeit angeregt wird, aufgelistet.

2. Hauptteil

2.1.2. Electromagnetically Induced Transparency (EIT)

EIT steht für Electromagnetically Induced Transparency. Um dieses Phänomen besser beschreiben zu können, betrachtet man zunächst eine Herleitung, die sich an [13] orientiert. Alternativ zu dem Leitersystem wird üblicherweise ein Λ -System verwendet (s. Abb. 2.2 und [14]). Im Leitersystem verhält sich der Rydbergzustand ähnlich zu einem Grundzustand, aufgrund der hohen Lebensdauer, welche größer als die des Zwischenzustandes ist.

Da EIT nur bei einem Dreinevensystem sichtbar ist, wird das in Abbildung 2.2 dargestellte Niveausystem für die nachfolgende Herleitung verwendet. Bei dem Dreinevensystem in Leiter-Konfiguration sorgt der Probe Laser mit einer Rabi-frequenz Ω_p für den Übergang aus dem Grundzustand $|g\rangle$ in den Zwischenzustand $|e\rangle$. Ein zweiter Laser, der sogenannte Pumplaser oder Couplinglaser, besitzt die Rabi-frequenz Ω_c und regt von dem Zwischenzustand in den Rydbergzustand $|r\rangle$ an. Beide Laser sind um eine gewisse Frequenz verstimmt, wobei $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$ und $\Delta_c = \omega_c - \omega_{re}$ ist.

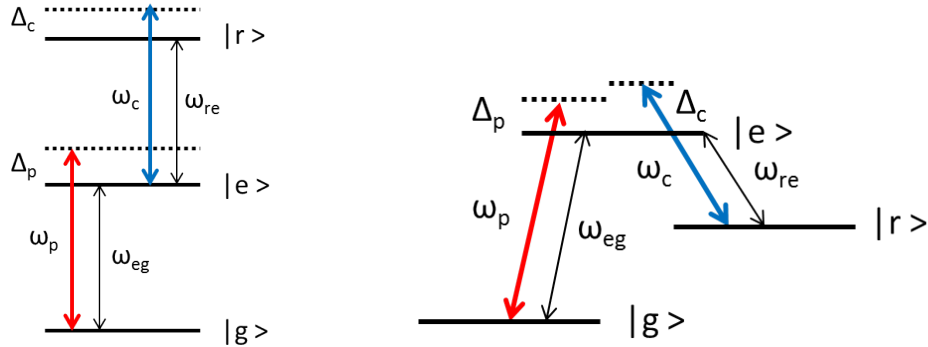


Abbildung 2.2.: Bei der linken Abbildung ist ein Dreinevensystem in Leiter-Konfiguration zu sehen. Der Probeler mit einer Frequenz von ω_p ist zuständig für die Anregung des Grundzustands $|g\rangle$ in ein Zwischenzustand $|e\rangle$ und der Couplinglaser mit der Frequenz ω_c sorgt für die Anregung in den Rydbergzustand $|r\rangle$. Beide Laser besitzen eine Verstimmung, die sich als $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$ und $\Delta_c = \omega_c - \omega_{re}$ ausdrücken lässt. In der rechten Abbildung ist das zugehörige Λ -System dargestellt.

Betrachtet man eine einfallende, elektromagnetische Welle durch ein Medium, so wird durch das elektrische Feld des Lichts ein Dipolmoment induziert. Das Dipolmoment des Atoms lässt sich ausdrücken als

$$\mu = \mu_{eg}(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) + \mu_{re}(|r\rangle\langle e| + |e\rangle\langle r|) \quad (2.3)$$

mit dem Dipolmatrixelement $\mu_{ij} = \langle i|\mu = -er|j\rangle$ für den Übergang $i \rightarrow j$. Die Semi-

2. Hauptteil

klassische-Näherung macht die Annahme, dass die Atome während der Wechselwirkung ruhen und die Wellenlänge der eingestrahnten EM-Welle deutlich größer ist als die Ausdehnung der Atome. Unter Berücksichtigung dieser Näherung und der Rotating-Wave-Approximation (s. [28]) erhält man für den Wechselwirkungs-Hamiltonian H_{int} ,

$$H_{int} = \mu \cdot E = \mu(E_p + E_c) = \frac{\hbar\Omega_p}{2}(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) + \frac{\hbar\Omega_c}{2}(|r\rangle\langle e| + |e\rangle\langle r|) \quad (2.4)$$

hierbei koppeln die beiden elektrischen Felder E_p und E_c zu einem resultierenden elektrischen Feld E . Die Kopplungsstärke zwischen zwei atomaren Niveaus wird mithilfe der Rabi-Frequenz $\Omega_p = \frac{\mu_{eg}E_p}{\hbar}$ und $\Omega_c = \frac{\mu_{er}E_c}{\hbar}$ beschrieben. Daraus ergibt sich der resultierende Hamiltonian

$$H = H_0 + H_{int} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_p}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_p}{2} & -\Delta_p & \frac{\Omega_c}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_c}{2} & -\Delta_p - \Delta_c \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

mit dem atomaren Hamiltonian $H_0 = \hbar\Delta_p|e\rangle\langle g| + \hbar(\Delta_c + \Delta_p)|r\rangle\langle e|$. Da beide Laser Ein-Photonen-Übergänge absolvieren, findet insgesamt immer ein Zweiphotonenübergang statt. Für diesen gilt die Bedingung $\Delta = \Delta_p + \Delta_c = 0$. Diagonalisiert man den in Gleichung 2.5 aufgestellten Hamiltonian und verwendet die Bedingung für den Zweiphotonenresonanz, so erhält man die Eigenzustände

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \sin\theta \sin\phi |g\rangle + \cos\phi |e\rangle + \cos\theta \sin\phi |r\rangle \\ |D\rangle &= \cos\theta |g\rangle - \sin\theta |r\rangle \\ |-\rangle &= \sin\theta \cos\phi |g\rangle - \sin\phi |e\rangle + \cos\theta \cos\phi |r\rangle \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit $\tan\theta = \frac{\Omega_p}{\Omega_c}$ und $\tan 2\phi = \frac{\sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}}{\Delta_p}$. θ und ϕ sind die Mischungswinkel. Auf die Eigenzustände wird später in diesem Unterkapitel eingegangen.

Zunächst wird noch eine weitere Größe eingeführt, mit der man die optischen Eigenschaften eines Mediums beschreiben kann. Die Änderung der Polarisation in einem elektrischen Feld wird durch die Suszeptibilität χ

$$\chi = \frac{\frac{i\Omega_p}{2}}{\gamma_{eg} - i\Delta_p + \frac{\Omega_c^2}{\gamma_{rg} - i(\Delta_p + \Delta_c)}} \quad (2.7)$$

charakterisiert. Dieser Ausdruck für die Suszeptibilität ist nur für ein schwaches Probe-Feld, d.h. $\Omega_p \ll \Omega_c$ gültig. Hierbei ist $\gamma_{eg} = \frac{\Gamma_e}{2} + \gamma_p$ und $\gamma_{rg} = \frac{\Gamma_r}{2} + \gamma_p + \gamma_c$ mit der Zerfallsrate $\Gamma_{r,e}$ des jeweiligen Zustandes, sowie der Linienbreite $\gamma_{p,c}$ des Lasers. Die Herleitung zu dieser Formel ist ebenfalls in [15] zu finden und die Zerlegung von χ in höhere Ordnungen in [9]. Wie auch in [14] beschrieben, lässt sich die Suszeptibilität erster Ordnung und somit der lineare Anteil in Real- und Imaginärteil zerlegen. Die lineare Suszeptibilität ist besonders wichtig für gewisse EIT-Merkmale, so bestimmt

2. Hauptteil

der Realteil von $\chi^{(1)}$ den Brechungsindex und der Imaginärteil die Absorption (s. Abb. 2.3).

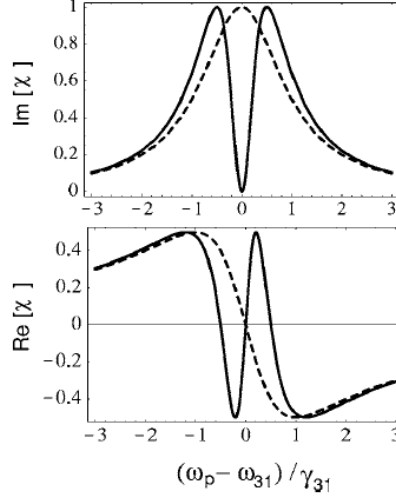


Abbildung 2.3.: Diese Abbildung zeigt den Realteil und Imaginärteil von der ersten Ordnung der Suszeptibilität $\chi^{(1)}$. Der Realteil bestimmt den Brechungsindex und der Imaginärteil ist eine charakteristische Größe für die Absorption. Die gestrichelte Linie gibt den Real- und Imaginärteil für ein Zweiniveausystem an und die durchgezogene Linie erweitert das ganze auf ein Dreiniveausystem. In dem Fall entspricht w_{31} der Frequenz w_{eg} und γ_{31} steht für die zugehörige Linienbreite des Zustands. (Abb. aus [14])

Anhand der Gleichungen für die Eigenzustände 2.6 erkennt man, dass der $|D\rangle$ -Zustand aus einer kohärenten Superposition von dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem Rydbergzustand $|r\rangle$ besteht. Allerdings trägt der Zwischenzustand $|e\rangle$ nicht zu diesem Zustand bei, sodass der Probelaser nicht mehr absorbiert werden kann und Atome in dem gleichen Zustand bleiben. Demnach erscheint der Probelaser transparent gegenüber dem Medium. Ein Zustand, der von der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld entkoppelt wird, wird als Dunkelzustand bezeichnet. Trägt man nun den $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ gegen die Verstimmung auf, so erhält man das EIT-Signal (Abb. 2.4). Es zeigt sich, dass nahe der Zweiphotonenresonanz eine erhöhte Transmission vorliegt und die Absorptionswahrscheinlichkeit minimal ist.

2. Hauptteil

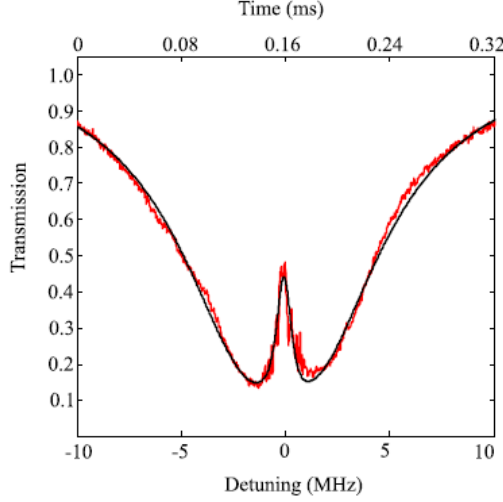


Abbildung 2.4.: In dieser Abbildung wird das EIT-Signal dargestellt. Hierbei wird die Transmission gegen die Verstimmung und gegen die Zeit aufgetragen. Im Resonanzfall, d.h. es liegt keine Verstimmung vor sieht man eine erhöhte Transmission. (Abb. aus [16])

EIT entsteht durch ein Dreiniveausystem, das an ein schwaches Probefeld und ein starkes Kopplungsfeld gekoppelt ist, weshalb im Resonanzfall in einem sonst undurchlässigen Medium ein Transmissionsfenster geöffnet wird.

2.1.3. Rydberg-EIT

Man kann EIT dazu verwenden um Rydbergzustände zu messen bzw. zu spektroskopieren oder um einen Laser auf einen Rydbergzustand zu stabilisieren. Ersteres wurde in dieser Arbeit angewendet. Dazu wurde wie in dem Unterkapitel 2.1.2 erwähnt ein Dreiniveausystem in Leiterkonfiguration mit zwei Lasern benutzt. Der Probelaser besitzt eine Wellenlänge von 780nm und regt aus dem Grundzustand $5^2S_{1/2}(F=2)$ in den Zwischenzustand $5^2P_{3/2}(F=3)$ an. Hingegen der Couplinglaser hat eine Wellenlänge von 480nm und sorgt für den Übergang von $5^2P_{3/2}(F=3)$ in die Rydbergzustände. Es handelt sich um einen Zweiphotonenübergang, sodass nS - und nD -Zustände angeregt werden. Der Probelaser wird auf den Rb^{87} D2-Übergang stabilisiert und der Couplinglaser wird durchgestimmt. Das Rb^{87} D2-Spektrum ist in Abb. 2.5 aufzufinden.

2. Hauptteil

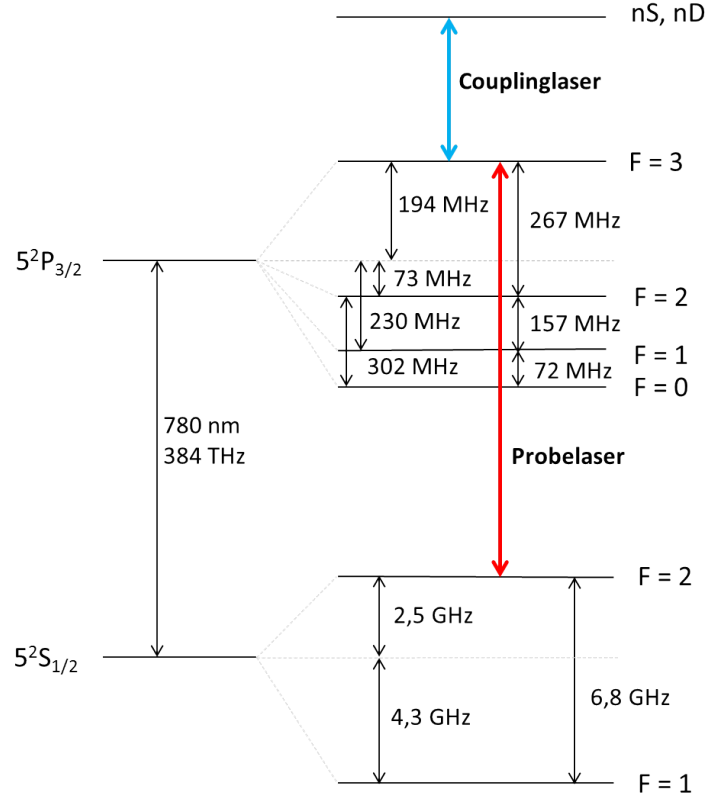


Abbildung 2.5.: Die Abbildung zeigt den D2-Übergang von Rb^{87} . In dieser Arbeit wird durch den Probelaser aus dem $5^2S_{1/2}(F=2)$ -Zustand in den $5^2P_{3/2}(F=3)$ -Zustand angeregt. Mithilfe eines Couplinglaser geschieht der Übergang in den Rydbergzustand

2.1.4. Laserspektroskopie

Bei der Absorptionsspektroskopie handelt es sich um ein Verfahren, bei dem einstrahltes Licht auf ein Medium trifft und der transmittierte Anteil detektiert wird. In dieser Arbeit wird als Medium Rubidiumgas verwendet. Für jeden erlaubten Übergang von $5^2S_{1/2}(F=2)$ nach $5^2P_{3/2}(F=3)$ wird eine Absorptionslinie bei der Detektion sichtbar. Der Dopplereffekt führt dazu, dass nicht alle Übergänge voneinander getrennt aufgelöst werden können, sodass man ein dopplerverbreitertes Absorptionsspektrum sieht (s. Abb. 2.6 oben links).

Rubidium besteht zu 28% aus Rb^{87} und zu 72% aus Rb^{85} [17]. Durch diese Isotopieverschiebung liegen die beiden Grundzustände ($Rb^{87}5^2S_{1/2}$, $Rb^{85}5^2S_{1/2}$) auf unterschiedlichen Energieniveaus. Dadurch erhält man zusätzlich mit der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes vier Absorptionslinien, da der Abstand von dem Grundzustand in den angeregten Zustand größer ist als die Dopplerbreite und deshalb aufgelöst werden

2. Hauptteil

kann (s. Abb. 2.6 oben rechts). Um die Überlagerung der Dopplerverbreiterung mit den Absorptionslinien zu reduzieren und die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustandes auflösen zu können, wendet man dopplerfreie Absorptionsspektroskopie an. Dazu benötigt man noch einen weiteren Laser, der auf die Rubidiumatome trifft. Bedingt durch die Wechselwirkung der beiden Laser mit einer Geschwindigkeitsklasse $v = 0$ zeigt sich ein Lamb-Dip in dem Spektrum (s. Abb. A.1 im Anhang). Wenn ein Laser durch Zugreifen auf Atome einer Geschwindigkeitsklasse resonant gegenüber dem unteren Niveau wird und der zweite Laser durch die Wechselwirkung mit denselben Atomen resonant zum dem höheren Niveau wird, entstehen zusätzlich noch Crossover Linien. Diese Linien liegen immer genau in der Mitte von zwei Niveaus (s. Abb. 2.6 unten). [17]

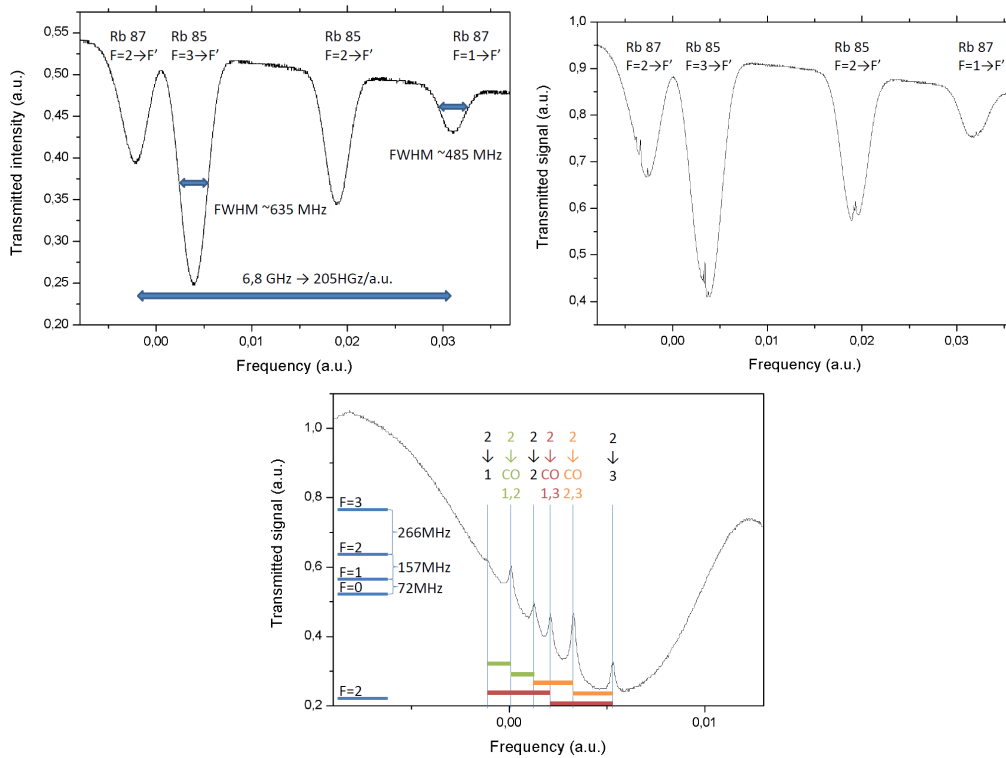


Abbildung 2.6.: Bei den Abbildungen wird jeweils die Transmission in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Oben links kann man das dopplerverbreiterte Absorptionsspektrum von Rubidium beobachten. Bedingt durch die Isotopie und die Hyperfeinstrukturaufspaltung sind vier Übergänge dargestellt. Bei der dopplerfreien Spektroskopie (oben rechts) kann man noch eine bessere Auflösung erreichen. Die Crossover Linien befinden sich zwischen den Hyperfeinstrukturübergängen (unten). (Abb. aus [18])

2.2. Versuchsaufbau zur EIT-Spektroskopie

Bevor ich auf den in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau eingehe, möchte ich die Funktionsweise der wichtigsten optischen Elemente beschreiben.

- **Verzögerungsplatten**

Elektromagnetische Wellen können in zwei zueinander senkrecht stehende Polarisationsrichtungen zerlegt werden. Trifft nun diese Welle auf eine Verzögerungsplatte so werden diese beiden Komponenten einem unterschiedlichen Brechungsindex ausgesetzt, sodass diese die Platte mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit passieren. Dadurch kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen den beiden Polarisationsrichtungen [10]. Bei einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte beträgt die Phasenverschiebung $\frac{\lambda}{2}$. Bei einer $\frac{\lambda}{4}$ -Platte werden die beiden Komponenten um $\frac{\pi}{2}$ verschoben, sodass aus zirkular polarisiertes Licht linear polarisiertes werden kann und umgekehrt. Somit dienen Verzögerungsplatten dazu, die Polarisation und Phase einer einfallenden elektromagnetischen Welle zu verändern.

- **Polarisierter Strahlteilerwürfel (PBS)**

Dieses optische Bauelement besteht aus zwei Prismen, die je nach Polarisationsrichtung einen unterschiedlichen Brechungsindex aufweisen. Folglich lässt der PBS eine Komponente der Polarisationsrichtung transmittieren und die andere wird um 90° reflektiert, sodass die beiden Polarisationsrichtungen räumlich voneinander getrennt werden [17], [10].

- **Akustooptischer Modulator (AOM)**

Die Funktionsweise eines AOMs lässt sich anhand eines optischen Gitters, welches durch Dichteschwankungen z.B. in einem Kristall erzeugt wird, beschreiben. Aufgrund dieser periodischen Modulation des Brechungsindex erfährt die einfallende Welle eine Frequenzverschiebung und ändert gleichzeitig je nach Beugungsordnung die Ausbreitungsrichtung. Somit beeinflusst ein AOM die Frequenz und die Ausbreitungsrichtung. [19]

Bei den anderen optischen Elementen handelt es sich um Spiegel, Linsen, eine Blende und dichroitische Spiegel, die das Licht in Abhängigkeit von der Wellenlänge durchlassen oder räumlich trennen.

2. Hauptteil

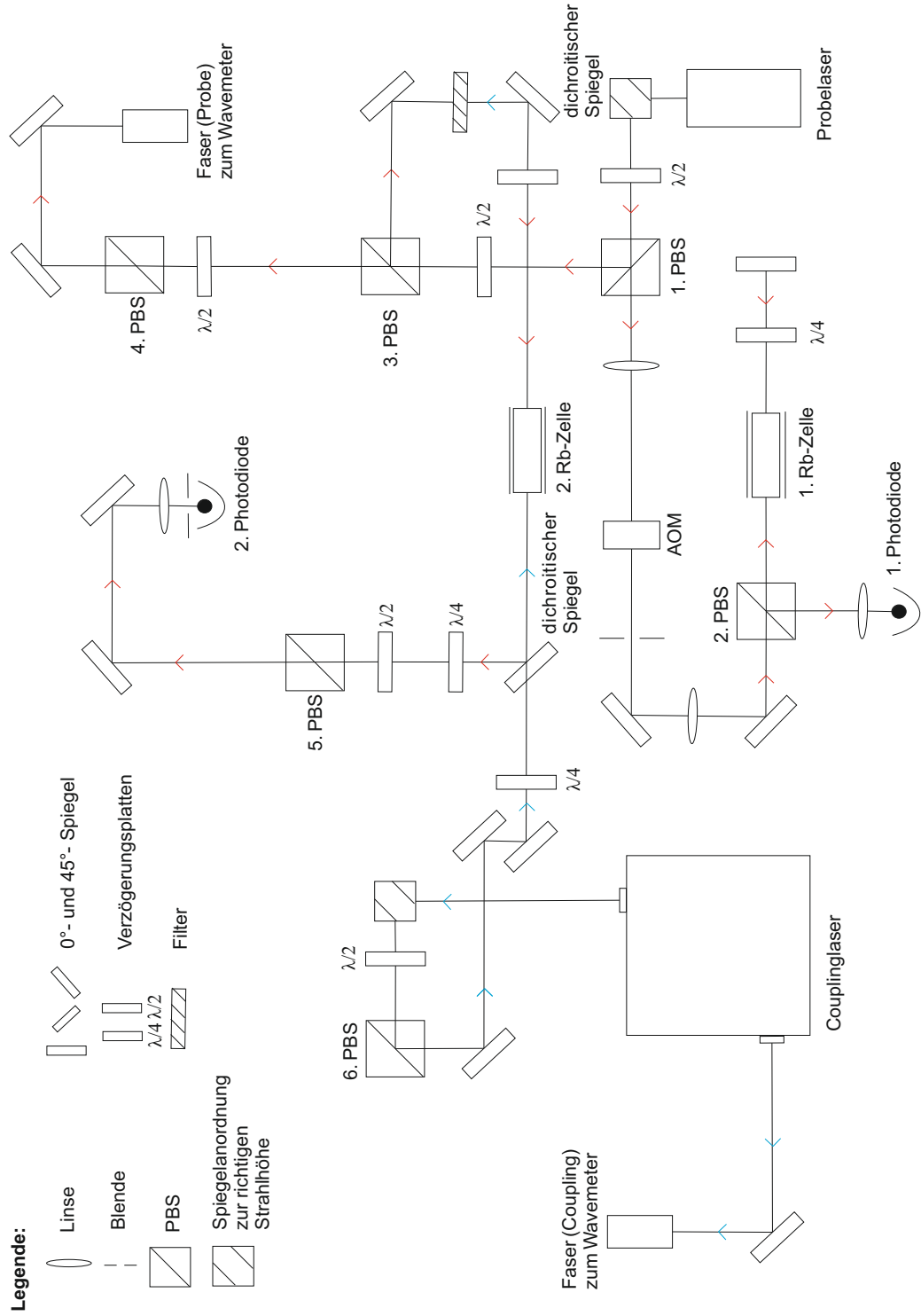


Abbildung 2.7.: Aufbau zur EIT-Spektroskopie von Rydbergzuständen an Rb ⁸⁷.

2. Hauptteil

Der Versuchsaufbau orientiert sich an dem Artikel [16] und befindet sich in der Abbildung 2.7.

Nun wird der Strahlengang genauer erläutert. Zunächst sorgt eine Spiegelanordnung dazu, dass der vom Probeleraser ausgesendete Laserstrahl auf eine Strahlhöhe von 10cm gebracht wird. Danach werden die beiden Polarisationsrichtungen an der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte um π voneinander verschoben und am 1.PBS aufgeteilt. Der transmittierte Anteil durchläuft nach Fokussierung an einer Linse den AOM. Dort findet eine Frequenzverschiebung statt, wobei an der nachfolgenden Blende nur die -1.Ordnung durchgelassen wird und alle weiteren Ordnungen abgeblockt werden. Nun gelangt der Probestrahl über weitere 45°-Spiegel und eine Linse in eine Rubidiumzelle und wird dort mit der an einem 0°-Spiegel rücklaufenden Welle überlagert. Eine $\frac{\lambda}{4}$ -Platte verschiebt die beiden Polarisationsrichtungen um $\frac{\pi}{2}$, sodass der rücklaufende Strahl über den 2.PBS auf die 1.Photodiode trifft. An dieser Photodiode lässt sich ein dopplerfreies Absorptionsspektrum beobachten, woraus durch die Elektronik ein Fehlersignal zum Stabilisieren des Lasers erzeugt wird.

Der an dem 1.PBS reflektierte Anteil gelangt über weitere optische Anordnungen in die 2.Rb-Zelle, wobei an dem 3.PBS ein Teil des Strahls in eine Faser ausgekoppelt wird. Diese dient dazu, die Frequenz des Probestrahls mithilfe eines Wavemeters zu überprüfen. Nach der 2.Rb-Zelle wird der Strahl an einem dichroitischen Spiegel reflektiert, mittels Verzögerungsplatten wird die Polarisationsrichtung geändert und erreicht über weitere optische Bauteile die 2.Photodiode. Bei Detektion dieses Signals kann man das in Abschnitt 2.3.1 erklärte dopplerverbreiterte Absorptionsspektrum erkennen. Um EIT betreiben zu können benötigt man einen weiteren Laser den sogenannten Couplinglaser (s. Abschnitt 2.1.4).

Die Frequenz des Couplinglasers wird ebenfalls gemessen, indem über einen zweiten Shutter am Laser der Strahl in eine Faser geführt wird. Der Couplingstrahl aus dem ersten Shutter des Lasersystems wird auf die richtige Strahlhöhe gebracht und erreicht danach über optische Elemente einen dichroitischen Spiegel. An diesem wird der Probestrahl reflektiert und der Couplingstrahl transmittiert, sodass eine gegenläufige Überlagerung beider Strahlen mit unterschiedlicher Frequenz in der 2.Rubidiumzelle stattfindet. Bedingt durch das Hinzufügen des Coupling kann man an der zweiten Photodiode ein EIT-Signal beobachten (s.Abb. 2.8). Im Vergleich zu dem erzeugten Lamb-Dip (s. Abb. A.1 im Anhang) werden zur EIT zwei Laserstrahlen mit unterschiedlicher Frequenz benötigt.

Die Elektronik ist sehr umfangreich. Da es nicht Teil meiner Arbeit ist diese zu verstehen, verzichte ich auf eine Erläuterung der Funktionsweise. Ansonsten kann die Funktionsweise der Elektronik in [17], [20], [21] nachgelesen werden.

2. Hauptteil

2.3. Ergebnisse

Zur besseren Übersicht möchte ich normal kurz die Vorgehensweise für die nachfolgenden Kapitel erläutern. Das erste Unterkapitel 2.3.1 beschreibt das EIT-Signal im Detail. Anschließend wird die Strahlbreite der Laser ermittelt (Kap. 2.3.2), da diese zur Berechnung von Rydbergeigenschaften (Kap.2.3.3) und einiger Verbreiterungsmechanismen (Kap.2.3.6) notwendig ist. Im Kapitel 2.3.4 wird der Anteil, der durch die Rubidiumzelle transmittiert, bestimmt. Danach gehe ich auf die Charakteristiken wie Linienbreite, Position und Amplitude des EIT-Signals für die verschiedenen Rydbergzustände ein (Kap.2.3.5-Kap.2.3.7).

2.3.1. EIT-Signal

Bevor ich detailliert auf die Messergebnisse eingehe, möchte ich das EIT-Signal (Abb. 2.8) erst einmal genauer beschreiben.

An der zweiten Photodiode wird lediglich der Probelaser detektiert und somit ist das am Oszilloskop dargestellte Signal vom Probelaser. Bei den Aufnahmen am Oszilloskop wird bei jeder Messung die Spannung gegen die Zeit dargestellt. An der Photodiode wird die transmittierte Intensität, welche proportional zur Spannung ist, detektiert. Dadurch wird im Nachfolgenden des öfteren die Ordinate als Transmission abgebildet.

Der Probe besitzt eine geringere Leistung (0,9-2,0) mW als der Coupling (156-400) mW. Sobald der Probe auf eine Frequenz von 384,228115 THz stabilisiert wird, sieht man ohne den Coupling nur ein Absorptionsniveau am Oszilloskop. Durch scannen des Couplinglasers über einen Frequenzbereich, erhält man das in Abb. 2.8 dargestellte EIT-Signal. Man sieht zwei Transmissionspeaks bei einer Frequenz des Couplinglasers von 624,21594 THz und einen Transmissionspeak bei 624,2307 THz (s. Abb. 2.8).

Um zu wissen in welchem Rydbergzustand man sich befindet, dient das Programm am Ende des Anhangs. Dabei nimmt man die Hauptquantenzahl als gegeben an, woraus man die Rydbergenergie für einen Rydbergzustand aus Gleichung 2.2 berechnen kann. Von der Rydbergenergie zieht man die Energie von dem $5^2P_{3/2}(F=3)$ -Zustand ab. Aus dieser Energiedifferenz erhält man durch $E_{dif} = E_{ryd} - E_{P_{3/2}} = \frac{hc}{\lambda} = hf$ die zugehörige Wellenlänge $\lambda = \frac{hc}{E_{dif}}$ und Frequenz $f = \frac{E_{dif}}{h}$. Somit erhält man mithilfe des Programms die Tabellen A.7, A.6, A.5, welche sich im Anhang befinden. Anhand dieser Tabellen lässt sich jede gemessenen Frequenz ein bestimmter Zustand zuordnen, sodass es sich bei 624,2307 THz um einen $49S_{1/2}$ handelt und bei 624,21594 THz um die $47D_{3/2}$ und $47D_{5/2}$ -Zustände.

2. Hauptteil

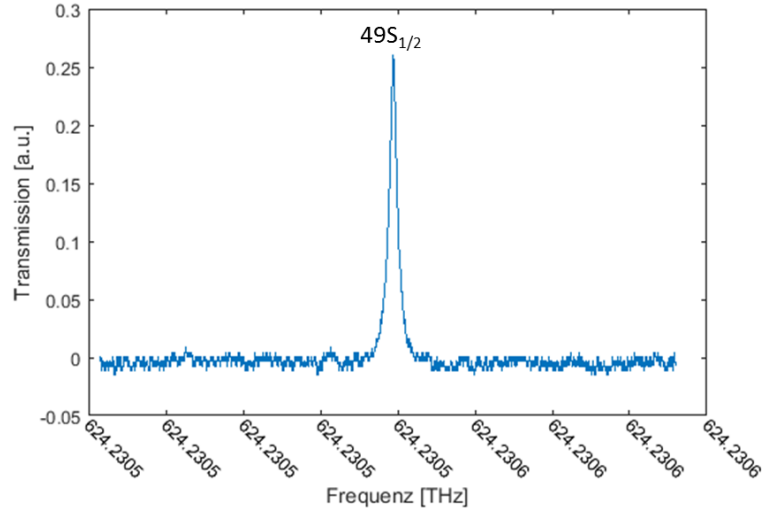


Abbildung 2.8.: Diese Abbildung zeigt das an der 2. Photodiode dargestellte EIT-Signal bei einer Anregung in den $49S_{1/2}$ -Zustand. Dabei wurde der Probe stabilisiert und der Coupling gescannt. Außerdem wird bei dem Plot die Transmission gegen die Frequenz abgebildet.

2.3.2. Laserbreite

Zunächst wird die Breite des Laserstrahls für beide Laser bestimmt. Diese Betrachtung ist vor allem für das nachfolgende Unterkapitel 2.3.3 von Bedeutung, da für Berechnungen von relevanten Größen der Strahlradius benötigt wird.

Zur Messung der Laserbreite wurde eine Rasierklinge mit Mikrometerverschraubung verwendet. Dazu wurde die zweite Rb-Zelle aus dem Strahlengang genommen und durch die Rasierklinge sowie ein Powermeter ersetzt. An der Rasierklingen-Apparatur befinden sich zwei Mikrometerschrauben, welche die Rasierklingen in vertikale und horizontale Richtung verschieben. Diese wurden optimal eingestellt, sodass die maximale Leistung auf das Powermeter trifft. Da der Laserstrahl gaußverteilt ist [22], wurde beim Hinausfahren des Strahls aus dem Maximum die Leistung immer kleiner. D.h. die vertikale Mikrometerschraube wurde so eingestellt, dass die Leistung möglichst klein ist. Anschließend wurde der Laser stabilisiert. Durch Änderung der Schraubeneinstellung in $10\mu\text{m}$ -Schritten wird der Strahl durchgeföhren und daraufhin die zugehörige Leistung notiert. Trägt man die Leistung als Funktion der Schraubeneinstellung auf, so erhält man wie erwartet eine Gaußkurve (s. Abb. 2.9).

2. Hauptteil

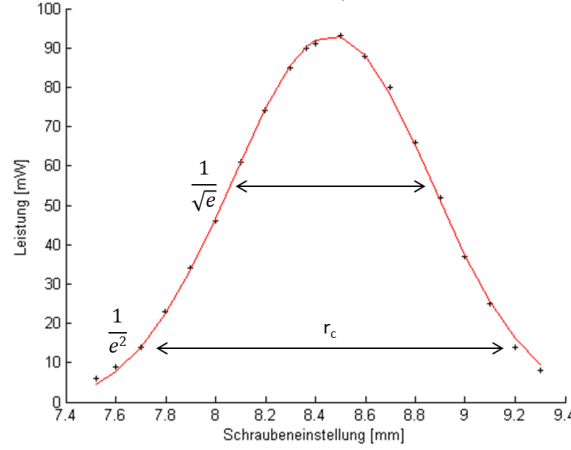


Abbildung 2.9.: Gaußkurve zur Messung der Strahlbreite des Couplinglaser. Man erhält diese Gaußkurve, indem man die Laserleistung gegen die Schraubeneinstellung aufträgt. Um den Strahlenradius zu erhalten, wurde zusätzlich ein Gaußfit reingelegt.

Mithilfe eines Gaußfits kann die $\frac{1}{\sqrt{e}}$ -Breite abgelesen und daraus der Strahlradius bestimmt werden. Bei dem Gaußfit mit Matlab wird die $\frac{1}{\sqrt{e}}$ -Breite ausgegeben. Hingegen beim Durchlaufen des Strahls wird die Leistung gemessen, die proportional zur Intensität ist. Somit wird die $\frac{1}{e^2}$ -Breite benötigt um den Strahlradius zu ermitteln. (s. [22]) Also ergibt sich der Strahlradius aus der $\sqrt{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{e}}$ -Breite des Gaußfits. Diese Messung wurde für beide Laser durchgeführt und folgende Strahlradien ermittelt:

$$\begin{aligned} r_p &= 1,20\text{mm} \\ r_c &= 0,79\text{mm} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Vergleicht man die Strahlradien mit der Veröffentlichung von Mohapatra (s. [8]), so weicht der $\frac{1}{e^2}$ -Radius bei dem Couplinglaser um 1% ab und bei dem Probelaser um 67%. Demnach ist die Laserbreite von dem Probelaser deutlich kleiner, was mit der geringeren Laserleistung zusammenhängt (s. nachfolgenden Abschnitt 2.3.3).

2.3.3. Berechnungen von Eigenschaften der Rydbergzustände

Im folgenden möchte ich einige Eigenschaften von Rydbergzuständen berechnen. Dazu gehört das Dipolmatrixelement, die Rabifrequenz und die Lebensdauer.

Die Rabifrequenz gibt die Kopplungsstärke bei der Atom-Licht-Wechselwirkung an und ist definiert als $\Omega = \frac{\mu_{12}E_0}{\hbar}$. Dabei steht E_0 für die elektrische Feldstärke und μ_{12} für das Dipolmatrixelement beim Übergang $1 \rightarrow 2$. Beim Experiment wurde die Leistung der beiden Laser gemessen. Aus $P = IA = I\pi r^2$ und $I = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E_0^2$ kann man den Zusammenhang $E_0 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2P}{c\epsilon_0\pi}}$ zwischen elektrischer Feldstärke und der Leistung

2. Hauptteil

gewinnen. Durch Einsetzen in die Rabifrequenz erhält man

$$\Omega = \frac{\mu_{12}}{\hbar r} \sqrt{\frac{2P}{\pi c \epsilon_0}} \quad (2.9)$$

mit dem Radius des Laserstrahls r . Zur Berechnung der Rabifrequenz benötigt man das Dipolmatrixelement. Für den Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ kann man das Dipolmatrixelement aus [23] entnehmen, welches $\mu = 4,227 \cdot ea_0$ entspricht. Hierbei handelt es sich um das nicht reduzierte Dipolmatrixelement und a_0 ist der Bohrsche Radius. Bei dem zweiten Übergang, den der Couplinglaser vollführt, unterscheidet sich das Dipolmatrixelement je nach dem in welchen Rydbergzustand angeregt wird. Wie zuvor im Abschnitt 2.3.1 erwähnt wurde wird in dieser Arbeit in nS- und nD-Zustände angeregt. Das Dipolmatrixelement für den Übergang $5^2P_{3/2} \rightarrow nS, nD$ wird näherungsweise durch nachfolgende Gleichung beschrieben:

$$\langle nlj | \mu | nlj \rangle = c_l n^{*-3/2} = \begin{cases} c_s \cdot (n - \delta_0 - \frac{\delta_2}{(n-\delta_0)^2})^{-\frac{3}{2}}, & nS_{1/2} \\ c_d \cdot (n - \delta_0 - \frac{\delta_2}{(n-\delta_0)^2})^{-\frac{3}{2}}, & nD_{3/2} \quad \text{und} \quad nD_{5/2} \end{cases} \quad (2.10)$$

mit $c_s = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot 4,508 \cdot ea_0$ und $c_d = \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot 8,475 \cdot ea_0$. [24] Die Werte für δ_0 und δ_2 sind in Tabelle A.3 aufgeführt. Aufgrund der Tatsache, dass in die Zustände $49S_{1/2}$, $47D_{3/2}$, sowie $47D_{5/2}$ angeregt wird (2.3.1), ergeben sich folgende Dipolmatrixelement für die verschiedenen Übergänge:

Laser	Übergang	$\mu [ea_0]$
Probe	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	4,227
Coupling	$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	0,0084
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	0,0174
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	0,0174

Tabelle 2.1.: Dipolmatrixelemente für die verschiedene Übergänge.

Mithilfe von Tabelle 2.1 wird verdeutlicht, dass das Dipolmatrixelement für den Übergang des Probelasers ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) deutlich größer ist als das Dipolmatrixelement für den Übergang des Couplinglasers (s. auch dazu 2.1.1). Nun lässt sich die Rabifrequenz berechnen, indem man die Dipolmatrixelemente (aus Tab. 2.1), den Strahlradius (s. 2.8) und die gemessenen Leistungen der Laser (Abschnitt 2.3.1) in Gleichung 2.9 einsetzt. Hierbei wurde die Rabifrequenz jeweils für die untere und obere Leistungsgrenze bestimmt.

2. Hauptteil

Laser	Übergang	Ω_{untere} [MHz]	Ω_{obere} [MHz]
Probe	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	131,58	196,15
Coupling	$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	5,23	8,37
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	10,83	17,34
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	10,83	17,34

Tabelle 2.2.: Berechnungen der Rabifrequenzen jeweils für die untere und obere Grenze des Leistungsintervall der Laser. Die Leistung des Probelaser liegt im Intervall (0,9-2,0)mW und die des Couplinglaser (156-400)mW (s. Kap. 2.3.1).

Aus den Tabellen 2.1, 2.2 und der Gleichung 2.9 geht hervor, dass ein großes Dipolmatrizelement bei konstanter Laserintensität an eine hohe Rabifrequenz gekoppelt ist. Die Rabifrequenz der Probelaser liegt in einem Intervall (132-196)MHz und die des Couplinglasers liegt zwischen 5MHz und 17MHz. Da die wichtigsten Messungen mit $P_p = 2\text{mW}$ und $P_c = 326\text{mW}$ durchgeführt wurden, werden im Nachfolgenden die Rabifrequenzen

$$\begin{aligned}\Omega_p &= 196,15\text{MHz} \\ \Omega_c(49s) &= 7,56\text{MHz} \\ \Omega_c(47D) &= 15,66\text{MHz}\end{aligned}\tag{2.11}$$

benutzt. Somit ist die Rabifrequenz des Probe um einen Faktor 13-26 größer als die des Coupling, d.h. es gilt $\Omega_c < \Omega_p$. Dieser Spezialfall tritt bei den meisten Veröffentlichungen nicht auf. In der Veröffentlichung von Mohapatra (s. [8]) ist die Probeleistung um drei Größenordnungen kleiner ($1\mu\text{W}$) und die Leistung des Couplinglasers besitzt dieselbe Größenordnung (200mW). Aufgrund der deutlich geringeren Probeleistung gilt der Zusammenhang $\Omega_p < \Omega_c$. Bei gleichbleibender Strahlbreite müsste man in Abhängigkeit von dem Rydbergzustand eine Probeleistung von $(3 - 13)\mu\text{W}$ einstellen damit die beiden Rabifrequenzen übereinstimmen.

Damit man die Lebensdauer eines Übergangs $1 \rightarrow 2$ mit der Energiedifferenz $\hbar\omega_{12}$ ermitteln kann, benötigt man den Einstein Koeffizient A:

$$A = \frac{2w_{12}^3}{3\epsilon_0 c^3 \hbar} |\mu_{12}|^2 = \frac{2(2\pi f_{12})^3}{3\epsilon_0 c^3 \hbar} |\mu_{12}|^2\tag{2.12}$$

Hieraus resultiert die Lebensdauer durch $\tau = \frac{1}{A}$. [23] Um den Einstein-Koeffizient zu errechnen, benötigt man die Laserfrequenz. Dazu nehmen wir die Frequenzen bei festgelegten Probelaser aus dem Unterkapitel 2.3.1. Bei der Formel für den Einstein-Koeffizienten 2.12 müssen wir noch berücksichtigen, dass es sich bei diesem Dipolmatrizelement um das reduzierte Dipolmatrizelement handelt. Hingegen bei dem Dipolmatrizelement des Probelaser (s. Tab. 2.1) liegt das nicht reduzierte Dipolmatrizelement vor, sodass wir noch einen zusätzlichen Entartungsfaktor $\frac{2J+1}{2J'+1}$ beachten müssen [23]. Für den Übergang des Probe ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) ist $J = \frac{1}{2}$ und $J' = \frac{3}{2}$, weshalb

2. Hauptteil

der Entartungsfaktor $\frac{1}{2}$ beträgt. Bei den Dipolmatrixelementen des Couplinglaser (s. Tab.2.1) wurde bereits das reduzierte Dipolmatrixelement betrachtet. Setzt man die Laserfrequenz aus Tab. 2.3.1, die Dipolmatrixelemente aus 2.1 mit Berücksichtigung des Entartungsfaktor in den Einstein-Koeffizienten ein, so resultiert nachfolgende Tabelle:

Laser	Übergang	A [Hz]	τ [μ s]
Probe	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	$38,11 \cdot 10^6$	0,0262
Coupling	$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	1290,62	775
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	5537,42	181
	$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	5537,42	181

Tabelle 2.3.: In dieser Tabelle sind die ermittelten Einstein-Koeffizienten und Lebensdauern für verschiedene Übergänge aufgeführt. Zur Berechnung wurde eine Probefrequenz von $f_p=384,228115$ THz und eine Couplingfrequenz von $f_c=624,2307$ THz für den 49S-Zustand, sowie $f_c=624,21594$ THz für die 47D-Zustände eingesetzt (s. Kap. 2.3.1). Die Dipolmatrixelemente wurde unter Berücksichtigung des Entartungsfaktors aus der Tabelle 2.1 entnommen.

Der Literaturwert für die Lebensdauer des Probelasers beträgt 26,23 ns und stimmt somit gut mit dem berechneten Wert von 26,2 ns überein. Die Lebensdauer von dem Rydbergzustand ist um einen Faktor drei bis vier Größenordnungen größer als die des Zwischenzustandes $5^2P_{3/2}$. Demnach ist der Rydbergzustand deutlich langlebiger als der Zwischenzustand. Zudem ist die Lebensdauer des angeregten 47D-Zustandes um einen Faktor 4,3 kleiner als die des 49S-Zustandes. (s. Tab. 2.3)

2.3.4. Transmissionsanteil durch die Rb-Zelle

In diesem Abschnitt wird der Anteil des Probestrahls, der durch die zweite Rb-Zelle transmittiert, bestimmt. Dazu wurde der Couplinglaser auf eine Frequenz stabilisiert und der Probelaser durchgestimmt. Am Oszilloskop ist das in Abbildung 2.10 (oben) dargestellte Bild sichtbar. Daraus wird die maximale Transmission und die Amplitude des Peaks abgelesen. Hierbei wurde ausschließlich die Amplitude des $47D_{5/2}$ -Zustandes abgelesen, da dieser einen höheren Transmissionsanteil besitzt und besser abgelesen werden kann. Teilt man den Transmissionspeak durch die maximale Transmission so ergibt sich ein Transmissionsanteil von 7,7% für den $47D_{5/2}$ -Zustand. Zur verbesserten Anschauung wurde die Ordinate umskaliert, sodass die maximale Transmission bei 1 liegt.

2. Hauptteil

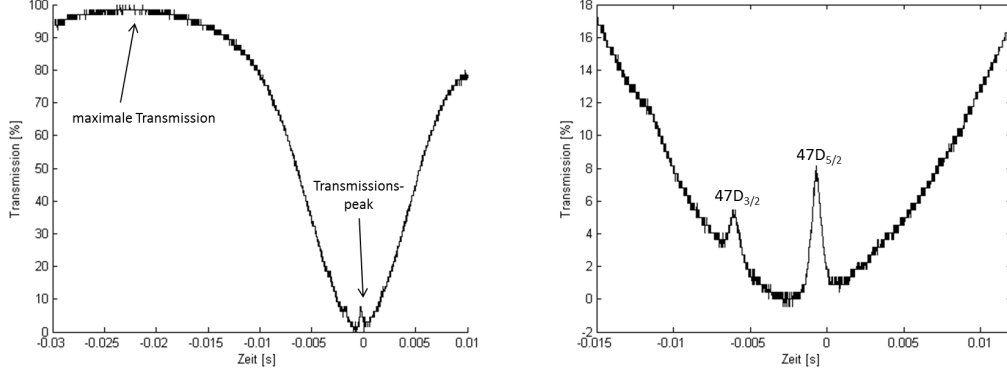


Abbildung 2.10.: Bei beiden Abbildungen wird die Transmission in Abhängigkeit zur Zeit dargestellt. Das linke Bild verdeutlicht die Vorgehensweise zur Bestimmung des Transmissionsanteils für den $47D_{5/2}$ -Zustand. Zur besseren Anschaulichkeit befindet sich rechts daneben die Zoomansicht der oberen Abbildung.

Im Vergleich zu der Theorie (s. Abb. 2.3) hat man bei der Resonanzfrequenz keine maximale Transmission, sondern wie in Abb. 2.4 einen deutlich kleineren Transmissionsanteil. Auch bei der Veröffentlichung von Mohapatra (s. [8]) wird eine Transmission von 5% des Probelasers an der Photodiode detektiert. Die Ursache warum keine maximale Transmission vorliegt, sondern nur ein geringer Anteil transmittiert, wird nun näher erläutert. Dazu betrachten wir die in der Theorie hergeleiteten Eigenzustände (s. Gleichungen 2.6). Der Dunkelzustand $|D\rangle$ ist an den Grundzustand und an den Rydbergzustand gekoppelt. Da nur Atome im Grundzustand detektiert werden können, ist die Beimischung des Grundzustandes besonders wichtig. Diese trägt mit $\cos\theta$ bei. Das Verhältnis der Rabifrequenzen bestimmt den Mischungswinkel. Sobald man den Spezialfall $\Omega_p \ll \Omega_c$ betrachtet, läuft der Kosinusterm gegen eins und die Beimischung des Grundzustandes wird maximal. Der Beitrag des Rydbergzustandes wird dem entsprechend minimal. In dieser Arbeit befassen wir uns mit dem Spezialfall $\Omega_c \ll \Omega_p$, sodass die Beimischung des Grundzustandes minimal wird. [11],[14] Aus den Rabifrequenzen 2.11 lässt sich der Mischungswinkel und somit die Beimischung in den Grundzustand ermitteln:

$$\begin{aligned}\cos\theta(49S) &= 0,0385 \\ \cos\theta(47D) &= 0,0796\end{aligned}\tag{2.13}$$

Der Transmissionsanteil wurde in dieser Arbeit lediglich für den $47D_{5/2}$ -Zustand bestimmt und betrug 7,7%. Somit weicht der abgelesene Transmissionsanteil um 3% von dem berechneten ab. Für den in dieser Arbeit betrachteten Spezialfall stimmt die Beimischung des Grundzustandes in etwa mit dem Transmissionsanteil überein. Allerdings berücksichtigt Mohapatra in seiner Veröffentlichung [8] den Fall eines schwachen Probefeldes und erhält einen ähnlichen Transmissionsanteil.

2. Hauptteil

Nichts desto trotz lässt sich sagen, dass das Verhältnis aus den Rabifrequenzen für ein unterschiedlich großes Transmissionsfenster sorgt.

2.3.5. Zuordnung der Übergänge

Diese Messung dient dazu die einzelnen Übergänge von der Spektroskopie zuzuordnen und zu charakterisieren. Da das EIT-Signal in dieser Arbeit eine wichtige Rolle spielt, wird darauf detaillierter eingegangen.

Die Spannung der Scanbox, sowie die detektierte Spannung der zweiten Photodiode wurde an dem Oszilloskop dargestellt. Bei der Spannung an der Scanbox konnte man eine Spannungsrampe erkennen. Da das Oszilloskop Hochspannungswerte nicht gut genug auflösen kann, wurde ein Tastkopf benötigt. Dieser schwächt die Spannung der Scanbox um einen Faktor $\frac{1}{10}$ ab. Zusätzlich wurde die Spannung der Scanbox mit einem Multimeter abgegriffen. Nun wurde ein Laser stabilisiert und der zweite durchgestimmt. Beim Durchfahren des Scans wurde jeweils die Frequenz am Wavemeter und die Spannung am Multimeter notiert. Zusätzlich wurde für jedes EIT-Signal die Spannungsrampe und das EIT-Signal am Oszilloskop aufgenommen. Dieser Vorgang wurde für zwei Messungen wiederholt:

- **1. Messung** Der Probe wird auf eine Frequenz von 384,228115 THz stabilisiert, wobei der S-Zustand bei einer Frequenz des Couplings von 624,2307 THz aufgenommen wurde und die beiden D-Zustände bei 624,21594 THz. Man erhält das in Abschnitt 2.3.1 beschriebene EIT-Signal.
- **2. Messung** Der Couplinglaser wurde auf eine Frequenz von 624,23052 THz stabilisiert um den S-Zustand zu beobachten und auf 624,2157 THz für die beiden D-Zustände. Zusätzlich wurde bei festgelegten Couplinglaser durch Verschieben der 2.Rb-Zelle für S- und die beiden D-Zustände das dopplerverbreiterte und dopplerfreie Absorptionsspektrum aufgezeichnet. Zudem wurde das dopplerfreie- und dopplerverbreiterte Spektrum mit/ohne Coupling betrachtet. Ohne den Coupling sieht man am Oszilloskop ein dopplerverbreitertes Absorptionsspektrum. Hingegen mit dem Coupling wird das EIT-Signal mit einem dopplerverbreiterten Hintergrund sichtbar.

Das Auftragen der Frequenz gegen die Spannung (s. Abb. A.2 im Anhang) dient als Kalibrierungsmessung, sodass man jeder Frequenz einen bestimmten Spannungswert zuordnen kann. Als nächstes wurde das EIT-Signal und die Spannungsrampe (s. Abb. A.3 im Anhang) gegen die Zeit dargestellt. Aufgrund von leichten Fluktuationen der Spannungswerte bei der Spannungsrampe wurde in diese Messwerte ein linearer Fit gelegt. Nun wurde die Ordinate des EIT-Signals gegen den linearen Fit der Spannungsrampe aufgetragen. Unter Nutzung der Kalibrierungsmessung ist es möglich die Ordinate des EIT-Signal in Abhängigkeit der Frequenz aufzutragen. Somit dient die Kalibrierungsmessung dazu die Abszisse von einer Zeit-Achse in eine Frequenz-Achse umzuformen. Der oben beschriebene Vorgang wurde für alle Oszilloskopaufnahmen

2. Hauptteil

durchgeführt. Für die 1.Messung ist in Abb. 2.11 die Ordinate des EIT-Signals gegen die Frequenz aufgetragen und für die 2.Messung in Abb. 2.12 und 2.13.

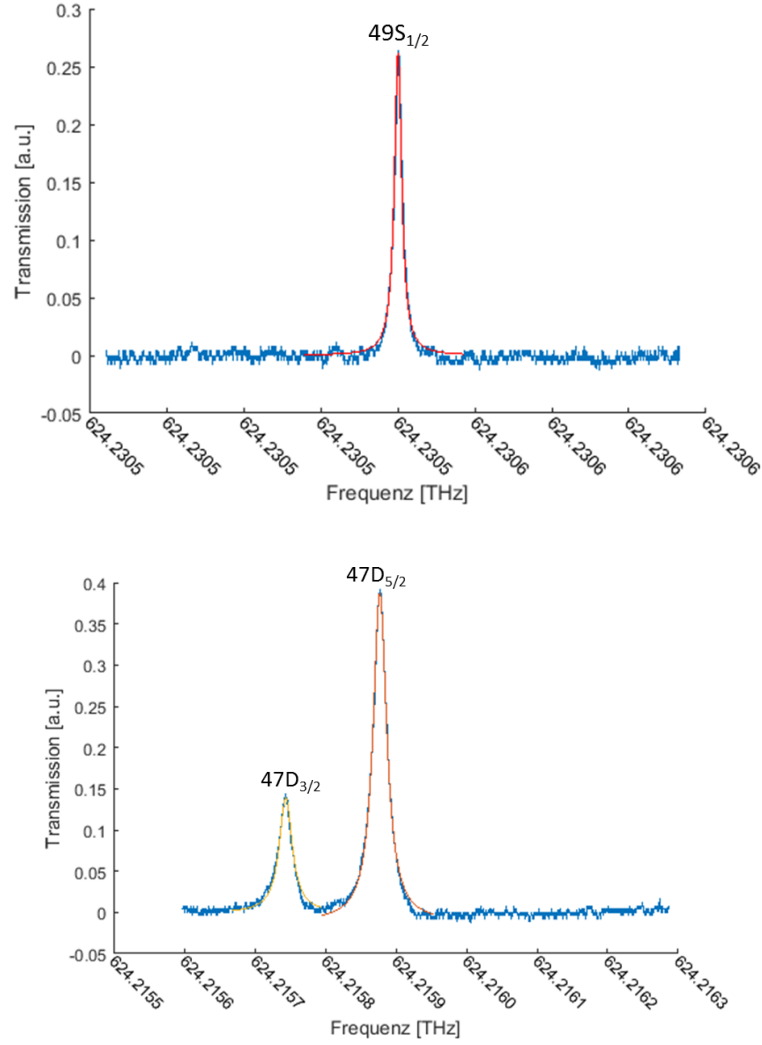


Abbildung 2.11.: Darstellung des EIT-Signals für die Messung mit staibilisierten Probelaser und durchgestimmten Couplinglaser. Oben ist der $49S$ -Zustand zu sehen und darunter befinden sich die beiden $47D$ -Zustände. In beide Plots wurde ein Lorentzfit gelegt.

2. Hauptteil

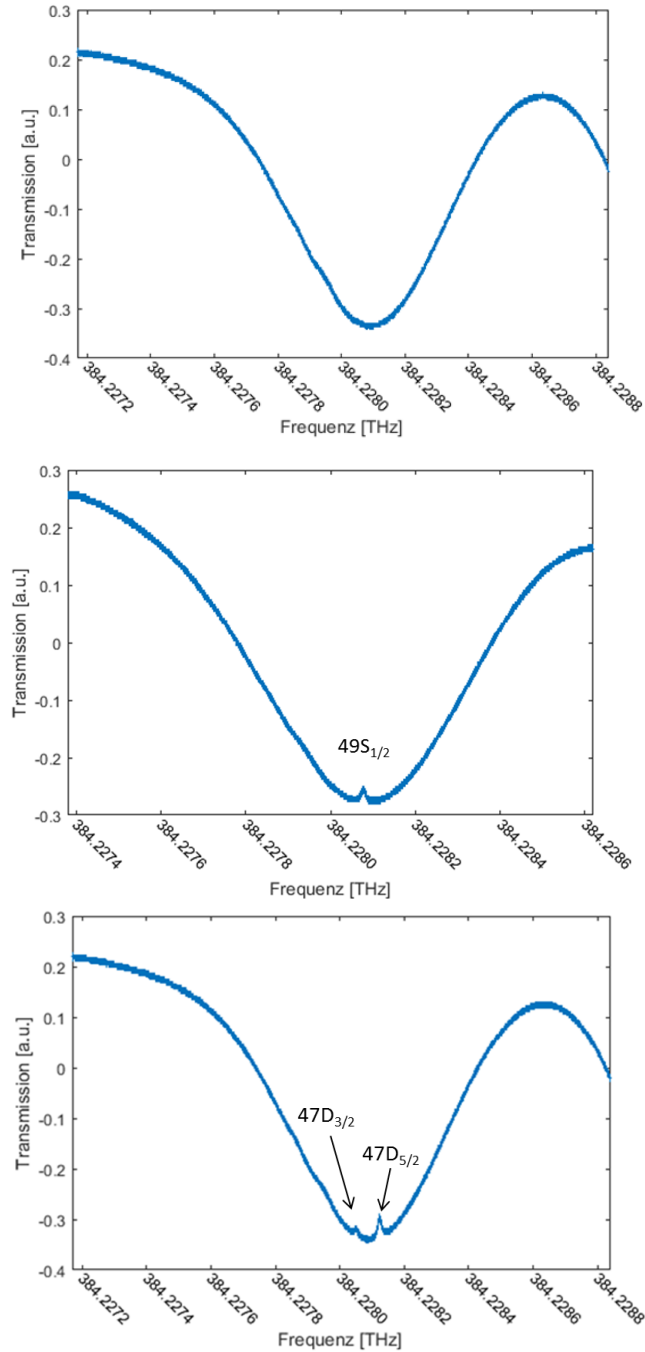


Abbildung 2.12.: Dargestellt werden die Oszilloskopaufnahmen von der Messung mit festgelegtem Couplinglaser und gescannten Probelaser. Das obere Bild wurde ohne Couplinglaser aufgenommen, sodass man nur noch dopplerverbreiterte Spektroskopie beobachten kann. Bei den beiden anderen Aufnahmen wurde der Shutter des Couplinglasers geöffnet. Man erkennt das EIT-Signal für den $49S$ -, sowie die $47D$ -Zustände mit dopplerverbreiterten Hintergrund.

2. Hauptteil

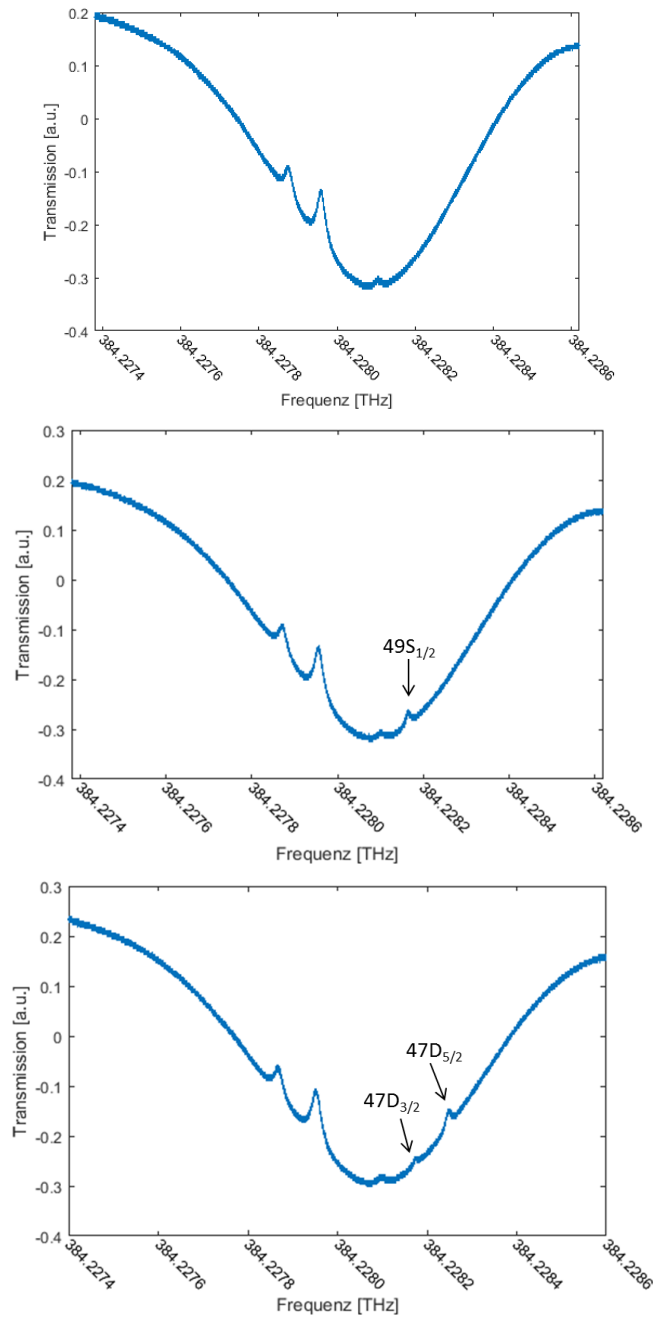


Abbildung 2.13.: Diese Abbildungen gehören ebenfalls zur Messung mit stabilisierten Couplinglaser und durchgestimmten Probelaser, allerdings wurde hierbei dopplerfreie Absorptionsspektroskopie betrieben. Das Spektrum wurde jeweils für den 49S-Zustand und die 47D-Zustände, sowie mit und ohne Couplinglaser aufgenommen.

2. Hauptteil

Durch Messen der Amplitude, Breite und Position der Peaks zueinander wird versucht die einzelnen Peaks zuzuordnen. Diese Messwerte wurden aus der Abb. 2.13 bestimmt und sind in der Tabelle 2.4 aufgelistet. Um eine bessere Genauigkeit bei dem Ablesen der Werte zu erhalten, wurde versucht den Dopplerhintergrund von dem dopplerfreien Absorptionsspektrum abzuziehen. Allerdings konnten die resultierenden Übergänge nicht gut genug aufgelöst werden. Mithilfe der Positionen kann man den Abstand zwischen den einzelnen Übergängen bestimmen, woraus sich feststellen lässt um welchen Übergang es sich handelt. Die einzelnen Abstände wurden in das dopplerfreie Absorptionsspektrum eingezeichnet (s. Abb. 2.14).

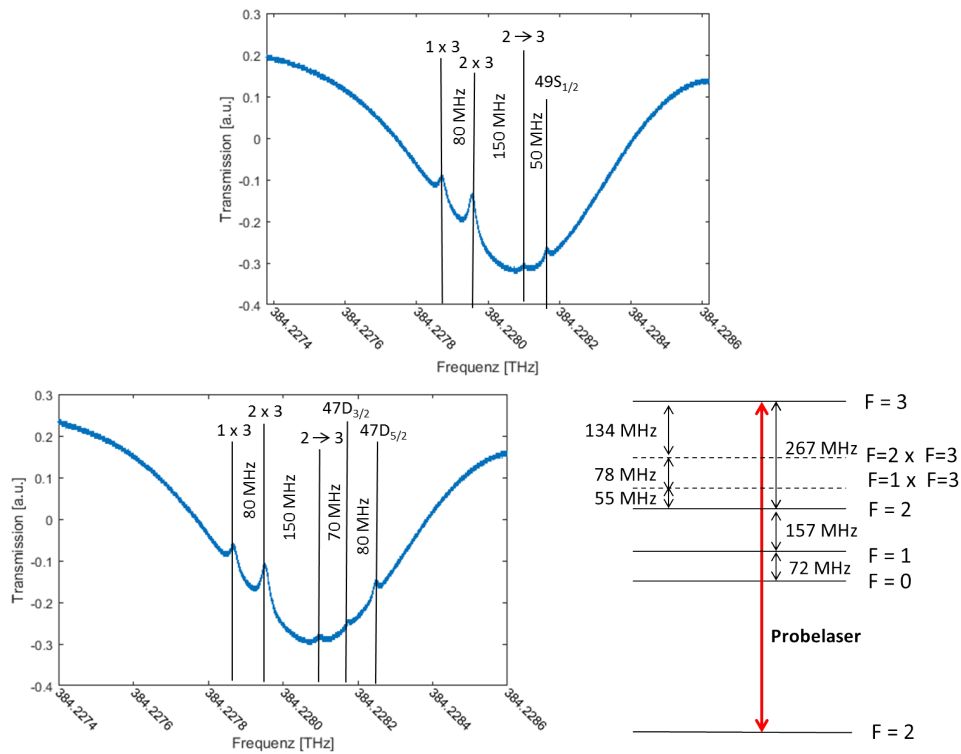


Abbildung 2.14.: In dieser Abbildung wird das dopplerfreie Absorptionsspektrum des $49S$ - und der $47D$ -Zustände abgebildet. Zusätzlich wurde die jeweiligen Abstände zueinander und die Zuordnung der Übergänge mit eingezeichnet. Vergleichsweise ist das theoretische Niveauschema mit den Crossover Linien dargestellt (rechts unten).

Zur besseren Anschaulichkeit wurden ebenfalls die theoretischen Abstände in einem Dreiniveausystem abgebildet. Bei dem Abstand zwischen den beiden Crossover Linien liegt eine Abweichung von 2,5% vor. Der Abstand zwischen der 2×3 -Crossover Linie und dem Übergang von $F=2$ in $F=3$ weicht um 10,7% ab. Im Vergleich zu der Abb. 2.6 (unten) werden in der Abb. 2.14 mehrere Übergänge sichtbar. Dies liegt daran, dass mit dem Versuchsaufbau diese Übergänge nicht aufgelöst werden können.

2. Hauptteil

Zustand	Position [THz]	Amplitude [V]	Breite [MHz]	Zuordnung
$49S_{1/2}$	384,22810	0,027	30	$F = 2 \rightarrow F = 3$
	384,22796	0,091	24	$F=2 \times F=3$
	384,22788	0,041	18	$F=1 \times F=3$
	384,22816	0,033	21	$49S_{1/2}$
$47D$	384,22810	0,028	20	$F = 2 \rightarrow F = 3$
	384,22795	0,090	24	$F=2 \times F=3$
	384,22787	0,055	20	$F=1 \times F=3$
	384,22817	0,037	12	$47D_{3/2}$
	384,22825	0,050	16	$47D_{5/2}$

Tabelle 2.4.: In dieser Tabelle sind charakteristische Größen für die im aufgenommenen Spektrum sichtbaren Übergänge aufgeführt. Aus den Positionen lassen sich die einzelnen Übergänge zuordnen. Die Messwerte wurden bei stabilisierten Couplinglaser und dopplerfreier Spektroskopie gewonnen.

Während der Versuchsdurchführung konnte man beobachten, dass beim Durchscannen der Frequenz sich die EIT-Zustände mitbewegten. Dies lässt sich durch Betrachtung der Geschwindigkeitsklassen erklären. Das EIT-Signal tritt immer an der Resonanz zu einer Geschwindigkeitsklasse auf. Sobald man die Frequenz ändert, wird eine andere Geschwindigkeitsklasse resonant gegenüber dem Übergang. [11] Dadurch kann man keine Aussage über die Position des EIT-Signal bzw. den Abstand zu weiteren Übergängen treffen. Stattdessen kann man nur den Abstand der beiden D-Zustände und die charakteristischen Größen miteinander vergleichen.

Der Abstand zwischen dem $47D_{3/2}$ - und $47D_{5/2}$ -Zustand betrug bei dem dopplerfreien Spektrum 80 MHz und bei dem dopplerverbreiterten Spektrum 70 MHz (aus Tabelle 2.5). Da bei dem Dopplerverbreiterten darauf geachtet wurde, dass die Übergänge im Minimum liegen ist die Abstandsbestimmung genauer. Somit kann man v.a. beim Ablesen der Abstände von Übergängen, die sich nicht im Minimum befinden, von einer Abweichung von 10 MHz ausgehen. Im Vergleich zu den beiden Abstandswerten aus der 2.Messung ist der Abstand zwischen den beiden D-Zuständen aus der 1. Messung (134 MHz) deutlich größer. Dies hängt damit zusammen, dass bei der 1.Messung der Couplinglaser Frequenzverschoben wird und bei der 2.Messung der Probelaser. Dadurch beeinflusst der Dopplermismatch (s. dazu [25]) die Messung und es ist nicht sinnvoll die Abstände der D-Zustände bei der 2.Messung mit der 1.Messung zu vergleichen.

Nach der Position möchte ich genauer auf die Amplitude und Breite der einzelnen Übergänge eingehen. Dazu wird zunächst die Tabelle 2.4 betrachtet. Bei der Amplitude zeigt sich der Zusammenhang: $2 \times 3 > 1 \times 3 > 2 \rightarrow 3$. Die Amplitude des $49S_{1/2}$ - und $47D_{3/2}$ -, $47D_{5/2}$ - Zustands ist jeweils größer als die des Übergangs $2 \rightarrow 3$, aber kleiner als die Amplitude der Crossover Linie 1×3 . Betrachtet man die Breite der einzelnen Übergänge so zeigt sich kein klarer Zusammenhang. Die Messwerte von dem S-Zustand unterscheiden sich wesentlich von denen der D-Zustände. Das

2. Hauptteil

Ablesen der Amplitude ist sehr fehlerbehaftet, da man dies an einem dopplerfreien Spektrum durchführt. Im Gegensatz dazu kann man für das in dieser Arbeit wichtigere EIT-Signal glaubwürdigere Aussagen machen, da zusätzlich Messwerte von der 2. Messung mit dopplerverbreiterten Spektroskopie und aus der 1. Messung vorliegen (s. Tabelle 2.5).

Messung	Zustand	Spektroskopie	Position [THz]	Amplitude [V]	Breite [MHz]
1	$49S_{1/2}$	-	624,2305	0,261	1
2		dopplerverbreitert	384,22808	0,032	15
		dopplerfrei	384,22816	0,033	20
1	$47D_{3/2}$	-	624,21574	0,120	11
2		dopplerverbreitert	384,22805	0,021	16
		dopplerfrei	384,22817	0,037	12
1	$47D_{5/2}$	-	624,2159	0,398	12
2		dopplerverbreitert	384,22812	0,062	18
		dopplerfrei	384,22825	0,050	16

Tabelle 2.5.: Diese Tabelle beinhaltet die charakteristischen Größen speziell für die EIT-Signale. Bei der 1. Messung wurde der Probelaser auf eine Frequenz stabilisiert und der Couplinglaser gescannt. Hingegen bei der 2. Messung wurde der Couplinglaser auf eine Frequenz festgelegt und es wurde dopplerfreie, sowie dopplerverbreiterte Absorptionsspektroskopie betrieben. Beide Messungen wurden mit Coupling durchgeführt, damit man das EIT-Signal beobachten kann.

Zunächst kann man eine Abweichung zwischen dopplerverbreiteter- und dopplerfreier Spektroskopie um 0,015 V und um 5MHz feststellen. Hinzu kommt, dass die abgelesene Amplitude aus dem dopplerverbreiterten Spektrum bis auf den $D_{5/2}$ -Zustand immer kleiner ist als die von dem Dopplerverbreiterten. Hingegen bei der Breite ist der Wert aus der Dopplerverbreiterten bis auf den $S_{1/2}$ -Zustand gegenüber dem Dopplerfreiem größer.

Die 1.Messung und die 2.Messung mit dopplerverbreitertem Spektrum bestätigen, dass die Amplitude von dem $D_{5/2}$ -Zustand größer ist als die von dem $D_{3/2}$ -Zustand, welche wiederum größer ist als die Amplitude von dem $S_{1/2}$ -Zustand. Lediglich die 2.Messung mit dopplerfreien Spektroskopie weicht von diesem Zusammenhang ab. Auch bei der Bestimmung der Breite verdeutlicht nur die dopplerfreie Spektroskopie einen anderen Zusammenhang. Bei den anderen beiden Messungen ist die Breite von dem $D_{5/2}$ -Zustand am größten, gefolgt von der Breite des $D_{3/2}$ -Zustandes. Die Breite des $S_{1/2}$ -Zustandes ist am kleinsten. Auf die Breite und Amplitude des EIT-Signals wird später detaillierter eingegangen.

Somit ist die Bestimmung der charakteristischen Größen bei der 2.Messung mit dopplerfreiem Spektrum am ungenaueren und verhält sich widersprüchlich zu den beiden anderen Messungen. Der $D_{5/2}$ -Zustand ist am breitesten und besitzt die

2. Hauptteil

größte Amplitude. Ansonsten ist der $D_{3/2}$ -Zustand breiter, jedoch von der Amplitude kleiner als der $D_{5/2}$ -Zustand.

Die Ursache für die unterschiedlich hohen Amplituden der Rydbergzustände liegt zum einen an dem Dipolmatrixelement und zum anderen an der Hauptquantenzahl. Wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert zeigt sich, dass das Dipolmatrixelement für die Rydberganregung in die D-Zustände größer ist als in den S-Zustand. Demnach ist auch die Rabifrequenz bei gleicher Laserleistung größer. Bedingt durch das Verhältnis der Rabifrequenzen zueinander entstehen unterschiedlich große Transmissionsfenster (Kap. 2.3.4). Zusätzlich zu dem Verhältnis der Rabifrequenzen trägt auch die Hauptquantenzahl zur Veränderung der Amplitude bei. Die Amplitude der EIT-Peaks nimmt mit steigender Hauptquantenzahl ab [11].

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird die Breite der einzelnen Übergänge (s. Abschnitt 2.3.6) und die Amplitude (s. Abschnitt 2.3.7) durch zusätzliche Messungen detaillierter charakterisiert.

2.3.6. Verbreiterungsmechanismen

In diesem Unterkapitel möchte ich genauer auf die Linienbreite eingehen. Es gibt verschiedene Mechanismen, die Einfluss auf die Linienbreite nehmen und zu einer Verbreiterung führen.

Man unterscheidet zwischen homogenen und inhomogenen Linienverbreiterungen. Sobald die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zwischen zwei Energieniveaus durch Absorption oder Emission eines Photons für alle Atome gleich groß ist, liegt die Absorptionslinie homogen verbreitert vor. Im Gegensatz dazu ist bei einer inhomogenen Verbreiterung die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang nicht für alle Atome gleich groß. Eine homogene Verbreiterung folgt einem Lorentzprofil, die inhomogene Verbreiterung einem Gaußprofil. Die Faltung aus einem Lorentz- und einem Gaußprofil führt zu einem Voigtprofil. (s. Abb. 2.15) Es gibt verschiedene Verbreiterungsmechanismen, wobei ich im Folgenden nur die Mechanismen erwähne, die in dieser Arbeit eine große Rolle spielen. Zu den homogenen Verbreiterungsmechanismen gehören die natürliche Linienbreite und Sättigungsverbreiterung. Als inhomogene Verbreiterungen ist die Dopplerverbreiterung und die Flugzeitverbreiterung bedeutend.

2. Hauptteil

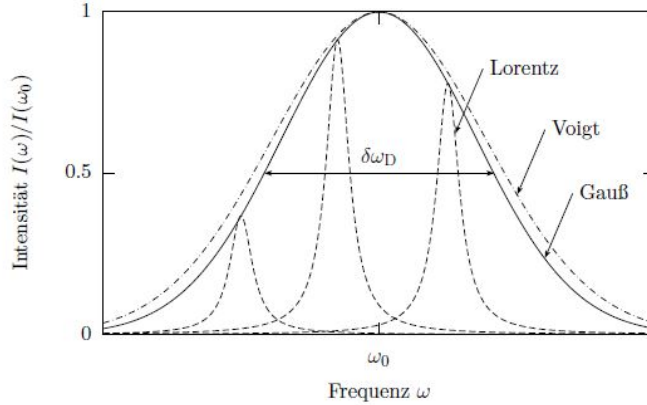


Abbildung 2.15.: Die Abbildung stellt die Intensität $\frac{I(\omega)}{I(\omega_0)}$ in Abhängigkeit von der Frequenz dar. Homogene Verbreiterungen besitzen eine Lorentzverteilte Struktur, hingegen inhomogene Verbreiterungen liegen Gaußverteilt vor. Wenn man ein Lorentz- und Gaußprofil miteinander faltet, so erhält man ein Voigtprofil. (Abb. aus [17])

- **Natürliche Linienbreite**

Ein angeregtes Atom, das einer endlichen Lebensdauer unterliegt, kehrt durch spontane Emission in den Grundzustand zurück. Dabei wird Strahlung mit einer spektralen Intensitätsverteilung emittiert und die Energie-Zeit-Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \rightarrow \Delta \omega \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2}$ erfüllt. [15] Das Intensitätsprofil ist definiert durch

$$I(\omega) = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2}, \quad (2.14)$$

wobei $\gamma = \delta \omega_n = \frac{1}{2\pi\tau}$ die Halbwertsbreite bzw. natürliche Linienbreite ist [26].

- **Sättigungsverbreiterung**

Dieser Mechanismus kommt zum tragen, wenn der atomare Übergang gesättigt wird und die Linienbreite definiert ist als

$$\delta \omega_s = \delta \omega_n \sqrt{1 + S_0}. \quad (2.15)$$

Dem zur Folge ist die Linienbreite durch Sättigungsverbreiterung um den Faktor $\sqrt{1 + S_0}$ größer als die natürliche Linienbreite. Mit steigenden resonanten Sättigungsparameter $S_0 = \frac{I}{I_{sat}}$, welcher proportional zur Intensität ist, erscheint die Linienbreite $\delta \omega_s$ im Vergleich zu der natürlichen Linienbreite verbreitert. Die Sättigungsintensität ist gegeben durch $I_{sat} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau}$. [15], [17], [26]

- **Dopplerverbreiterung**

Die Rubidiumgase bewegen sich bei Raumtemperatur, sodass der Doppler-Effekt Einfluss auf die Linienbreite nimmt. Betrachtet man ein Ensemble an Atomen

2. Hauptteil

mit der Geschwindigkeitskomponente $v_z = v \cdot \hat{k}$, wobei Photonen mit der Frequenz w_0 und der Ausbreitungsrichtung $\hat{k}$ im Ruhesystem des Atoms absorbiert bzw. emittiert werden. Aufgrund des Doppler-Effekts ist die Frequenz des Photons bei nicht-relativistischen Betrachtung im Laborsystem durch

$$w = w_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (2.16)$$

gegeben. Wie schon zuvor erwähnt findet nur bei $v_z = 0$ bzw. $w = w_0$ eine Wechselwirkung zwischen Laser und Atom statt, sodass Photonen emittiert bzw. absorbiert werden können. Für $v_z > 0$ nimmt das Atom blauverstimmtes Laserlicht wahr und für $v_z < 0$ rotverstimmtes Laserlicht. Die Geschwindigkeit der Rubidiumgase ergibt sich aus der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung

$$n(w)dw = \frac{Nc}{\sqrt{\pi}v_w w_0} \exp \left[- \left(\frac{(w - w_0)^2}{\frac{v_w w_0}{c}} \right) \right] dw, \quad (2.17)$$

wonach die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der z-Komponente bei $v_w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ liegt. Hierbei steht k für die Boltzmann-Konstante, N für die Dichte der Atome und $n(w)$ für die Dichte der Atome, die in dem Intervall $w + dw$ Photonen absorbieren bzw. emittieren können. Aus der Proportionalität von $n(w)$ zu der Intensität ergibt sich

$$I(w) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{(w - w_0)^2}{\frac{v_w w_0}{c}} \right) \right] \quad (2.18)$$

mit der Halbwertsbreite bzw. Dopplerbreite $\delta w_D = \frac{2\sqrt{\ln 2} v_w w_0}{c} = \frac{w_0}{c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}$. [17]

- **Flugzeitverbreiterung**

Atome bewegen sich mit einer Geschwindigkeit durch den Laserstrahl und wechselwirken mit diesem. Sobald der Übergang zwischen zwei Niveaus eine hohe Lebensdauer besitzt kann es vorkommen, dass Atome nicht lang genug mit dem Laserstrahl wechselwirken und sich somit aus dem Strahl hinaus bewegen. [26], [10] Die Linienbreite von der Flugzeitverbreiterung ist durch

$$\delta w_f = \frac{4v_w}{d} \sqrt{2 \ln 2} \quad (2.19)$$

mit dem $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser d gegeben. [26], [17]

- **EIT-Linienbreite**

Diese Linienbreite gilt nicht allgemein für Rydbergzustände, sondern trifft speziell unter Verwendung von EIT auf. Die Breite für das Minimum des Imaginärteils der Suszeptibilität (Kap. 2.1.2), d.h. die Breite des Transmissionspeaks ist im Resonanzfall durch

$$\delta w_{EIT} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\mu l}} \cdot \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma} \quad (2.20)$$

2. Hauptteil

gegeben. Hierbei steht Γ für die Zerfallsrate des D2-Übergangs, l für die Länge der Rb-Zelle und μ für den Absorptionskoeffizienten. Mithilfe dem Lambert-Beerschen-Gesetz $P(l) = P_0 \exp(-\mu l)$, das die Abschwächung beim Durchlaufen eines Medium beschreibt, lässt sich die optische Dichte μl bestimmen. $P(l)$ gibt die Leistung nach der Rb-Zelle und P_0 die davor an. [27], [28]

In den vorherigen Unterkapiteln wurden die Strahlradian (s. Kap. 2.3.2), die Laserleistungen (s. Kap. 2.3.3) und die Laserfrequenzen (s. 1. Messung in Abschnitt 2.3.5) bestimmt. Zusätzlich wurde noch eine Temperatur von 293K angenommen und bei der Sättigungsverbreiterung die Intensität durch Leistung pro Fläche ausgedrückt. Die Lebensdauer zur Berechnung der Sättigungsintensität wurde aus der Tabelle 2.3 entnommen. Mithilfe von diesen Werten lassen sich die einzelnen Verbreiterungsmechanismen bis auf die EIT-Linienbreite berechnen. Diese sind in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet.

Verbreiterung	Laser	Übergang	Wert [MHz]
Natürliche Linienbreite	Probe Coupling	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	6,08
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	$0,21 \cdot 10^{-3}$
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	$0,88 \cdot 10^{-3}$
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	$0,88 \cdot 10^{-3}$
Sättigungsverbreiterung	Probe Coupling	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	25,50
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	4,31
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	8,93
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	8,93
Dopplerverbreiterung	Probe Coupling	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	505,18
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	820,73
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	820,73
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	820,73
Flugzeitverbreiterung	Probe Coupling	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	0,46
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 49S_{1/2}$	0,71
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{3/2}$	0,71
		$5^2P_{3/2} \rightarrow 47D_{5/2}$	0,71

Tabelle 2.6.: Diese Tabelle zeigt die ermittelten Werte von einigen Verbreiterungsmechanismen. Zur Berechnung wurde ein Probeler mit einer Frequenz von $f_p=384,228115$ THz (Kap. 2.3.1), einer Leistung von $0,2mW$ (Kap. 2.3.3) und einer Strahlbreite von $1,20mm$ (Kap. 2.3.2) verwendet. Hingegen der Couplinglaser besitzt eine Leistung von $326mW$ (Kap. 2.3.3), eine Laserbreite von $0,78mm$ (Kap. 2.3.2) und die Frequenz variiert je nach Rydbergzustand. Bei dem $49S$ -Zustand wurde eine Frequenz von $f_c=624,2307$ THz verwendet und bei dem $47D$ -Zustand eine Frequenz von $f_c=624,21594$ THz (Kap. 2.3.1) Zudem wurde die Lebensdauer aus der Tabelle 2.3 genommen.

2. Hauptteil

Der Literaturwert für die natürliche Linienbreite für den ersten angeregten Zustand (6 MHz s. [23]) stimmt mit der in Tabelle 2.6 ermittelten Linienbreite überein. Zudem ist diese deutlich größer als die natürliche Linienbreite des Rydbergzustands. Den größten Einfluss auf die Linienbreite hat die Dopplerverbreiterung, hingegen spielt die Flugzeitverbreiterung keine Rolle. Die natürliche Linienbreite kann nur beobachtet werden, in dem die anderen Verbreiterungsmechanismen umgangen werden.

Die EIT-Linienbreite möchte ich getrennt von den anderen Mechanismen diskutieren, da ich keine allgemeingültige Formel dafür gefunden habe. Die Formel 2.20 gilt nur für den Spezialfall $\Omega_p \ll \Omega_c$. Bei einer Messung betrug die Leistung des Probe vor der Zelle 2,346 mW und dahinter 1,478 mW. Daraus ergibt sich eine optische Dichte von 0,2. Die Leistung des Coupling war 156 mW, sodass die zugehörige Rabi-Frequenz für die verschiedenen Rydbergzustände in Tabelle 2.2 aufzufinden ist. Nimmt man die Zerfallsrate für den mittleren Zustand aus [23] ($\Gamma = 2\pi \cdot 6,066 \text{ MHz}$), so erhält man für den $49S$ -Zustand eine EIT-Linienbreite von 1,34 MHz und für die $47D$ -Zustände 5,72 MHz.

Zuvor in dem Unterkapitel 2.3.5 wurde die Breite des EIT-Signals für verschiedene Messungen aufgeführt (s. Tab. 2.5). Bis auf die Rydberganregung in den $49S_{1/2}$ -Zustand bei der Messung mit stabilisiertem Probe, der eine ermittelte Breite von 1 MHz besitzt, liegen die Breiten in einem Bereich von (10-20) MHz. Dies widerspricht den berechneten Werten aus 2.6, da der Dopplereffekt zu einer weit größeren Linienbreite führen würde. Demnach ist der Einfluss der Dopplerverbreiterung auf die Messung gering. Die EIT-Linienbreite und die Sättigungsverbreiterung besitzen eine ähnliche Größenordnung wie die gemessenen EIT-Linienbreiten. Somit können diese beiden Verbreiterungen zur Linienbreite beitragen.

Ebenfalls auffällig ist, dass die Linienbreite des $49S_{1/2}$ -Rydbergzustandes bei Frequenzstabilisierten Probeleraser nur 1 MHz beträgt. Dieser Wert liegt zwar noch unterhalb der natürlichen Linienbreite für diesen Zustand, allerdings müsste er größer als die EIT-Linienbreite sein. Zudem ist der Wert im Vergleich zu den anderen Linienbreiten deutlich kleiner.

Auch die Verteilung des EIT-Signals bestätigt die Beobachtung, dass bei der Messung der Dopplereffekt nicht von Bedeutung ist. Wie zuvor in diesem Unterkapitel erläutert wurde, erwartet man bei einem dopplerverbreiterten Signal eine Gaußverteilung. Allerdings weicht vor allem der $47D_{5/2}$ -Peak von einem Gaußfit ab. Zur besseren Anschauung wurde bei einer Leistung von $P = 280 \text{ mW}$ ein Lorentz- und Gaußfit in das EIT-Signal gelegt (s. Abb. 2.16).

2. Hauptteil

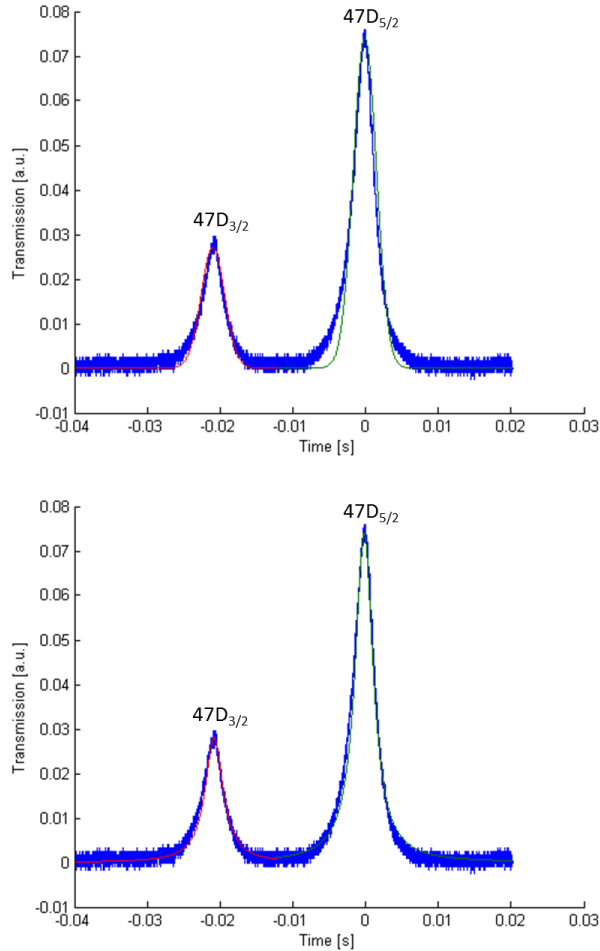


Abbildung 2.16.: Hierbei wird das EIT-Signal für eine Couplingleistung von 280 mW abgebildet. Die Ordinate stellt die Transmission da und die Abszisse die Zeit. In dem oberen Bild wurde ein Gaußfit reingelegt und in dem unteren ein Lorentzfit.

Vergleicht man den Gauß- und Lorentzfit miteinander, so stellt man fest, dass das EIT-Signal eher einer Lorentzverteilung folgt. Dem zur Folge spielen die homogenen Verbreiterungsmechanismen (s. Abschnitt 2.3.6) eine größere Rolle bei der Messung. Der Widerspruch zu den theoretischen Werten kommt dadurch zustande, dass bei der Versuchsdurchführung eigentlich dopplerrfreie Spektroskopie an der zweiten Rb-Zelle betrieben wird. Allerdings wird das bei der Ermittlung der Dopplerverbreiterung nicht berücksichtigt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bei der Messung überwiegend homogene Verbreiterungsmechanismen und die EIT-Linienbreite zu einer Linienverbreiterung

2. Hauptteil

führen. Allerdings ist die EIT-Linienbreite für einen anderen Spezialfall als in dieser Arbeit angewendet gültig. Daher könnte man als nächsten Schritt das Ergebnis mit einer allgemeingültigen Formel vergleichen.

2.3.7. EIT-Signal in Abhängigkeit der Leistung

In diesem Abschnitt möchte ich auf die Veränderung des EIT-Signals am Oszilloskop durch Leistungsänderung des Coupling eingehen. Dabei wird die Leistung des Couplinglaser nach dem Durchgang des Couplingstrahls durch die zweite Rb-Zelle mit einem Powermeter gemessen. Die Leistung des Probelasers betrug $1,02\text{mW}$. Um das EIT-Signal an der zweiten Photodiode zu beobachten, wurde der Probe stabilisiert und der Coupling gescannt. Es wurde nur die Leistungsänderung bei den beiden D-Zuständen durchgeführt. Nun wurde für verschiedene Leistungen des Couplinglasers das EIT-Signal aufgenommen.

Bei der Auswertung der Messwerte wurde in jedes EIT-Signal ein x- und y-Offset eingeführt, sodass sich das Zentrum des $47D_{5/2}$ -Zustands bei $x=0$ befindet. Des Weiteren wurde in jedes EIT-Signal ein doppelter Gaußfit gelegt um die Breite, sowie Amplitude der Transmissionspeaks zu bestimmen. Die EIT-Signale mit dem Gaußfit und eine Tabelle mit den charakteristischen Werte der D-Zustände sind im Anhang zu finden (s. Tab. A.4). Zur besseren Anschauung wurden drei EIT-Signale (für $P=58\text{ mW}$, 134 mW und 280 mW) mit einem Gaußfit in einen gemeinsamen Plot dargestellt (s. Abb 2.17).

2. Hauptteil

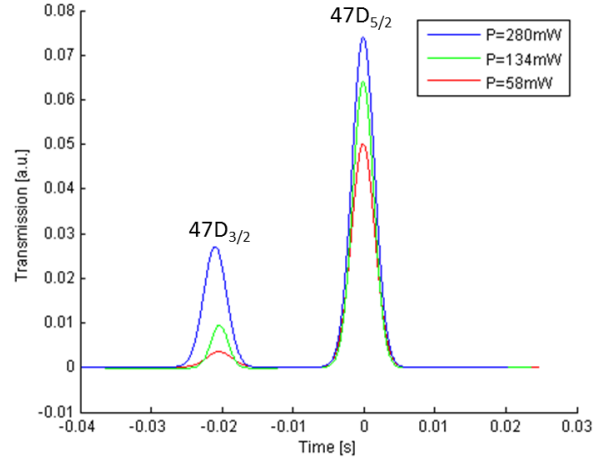


Abbildung 2.17.: Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Transmission von der Zeit bei verschiedenen Leistungen. Zur besseren Übersicht wurden nur die EIT-Signale für eine Couplingleistung von 58 mW, 134 mW und 280mW in einen Plot dargestellt. Es zeigt sich, dass die Amplitude des EIT-Signals der 47D-Zustände mit steigender Couplingleistung größer wird.

Ebenso wurde separat für beide D-Zustände die Amplitude aus dem Gaußfit gegen die Leistung aufgetragen. Anhand der Abbildungen 2.18 und 2.17 zeigt sich, dass mit steigender Leistung die Amplitude des EIT-Signals ansteigt. Diese Beobachtung ist sinnvoll, da mit steigender Couplingleistung die Rabi-Frequenz größer wird (s. Gleichung 2.9). Wie in dem Unterkapitel 2.3.4 erläutert, beeinflusst das Verhältnis der Rabi-Frequenzen den Transmissionsanteil.

2. Hauptteil

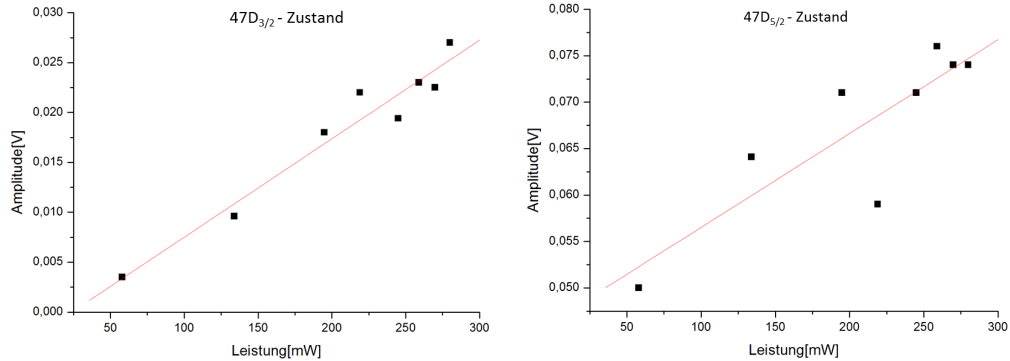


Abbildung 2.18.: Das EIT-Signal in Abhängigkeit der Couplingleistung wurde nur für den 47D-Zustand durchgeführt. In der Abbildung wurde die Amplitude des EIT-Signals gegen Leistung aufgetragen. Bei dem linken Bild handelt es sich um den $47D_{3/2}$ -Zustand und bei dem rechten um den $47D_{5/2}$ -Zustand. Man erkennt bei beiden Zuständen einen proportionalen Zusammenhang zwischen der Amplitude und der Leistung.

Zur besseren Anschauung des Zusammenhangs zwischen Amplitude und Leistung wurde ein Fit in die beiden Plots gelegt. Bei dem $47D_{3/2}$ -Zustand und dem $47D_{5/2}$ -Zustand nähert sich der Verlauf einer Geraden an. Ein Messwert des $47D_{5/2}$ -Zustandes, nämlich der bei einer Leistung von 234 mW weicht deutlich von den anderen Messwerten ab.

3. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit bestand zum einen darin EIT besser zu verstehen und zum anderen in der Charakterisierung von Rydbergzuständen. Dazu wurde ein Dreininveausystem mit einem Probeler für den D2-Übergang von Rb^{87} und ein Couplinglaser zur Anregung in den Rydbergzustand verwendet.

Anhand der Messergebnisse zeigt sich, dass bei Stabilisierung des Probelasers eine erhöhte Transmission bei einer Frequenz von 624,2307 THz und 624,21594 THz vorliegt. Mithilfe eines selbstgeschriebenen Programms, das mit den Literaturwerten übereinstimmt, lassen sich die Frequenzen zu den Rydbergzuständen $49S_{1/2}$, $47D_{3/2}$ und $47D_{5/2}$ zuordnen. Außerdem ist es mir gelungen den Einfluss durch Verbreiterungen auf die Linienbreite auf homogene Verbreiterungen und die EIT-Linienbreite zu reduzieren. Besonders interessant ist dabei, dass die EIT-Linienbreite für den Spezialfall eines schwachen Probelasers verwendet wurde, aber trotzdem gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen zeigt. Daher würde mich interessieren wie sich die EIT-Linienbreite für den in dieser Arbeit verwendeten Spezialfall verändert. Im Rahmen dieser Arbeit war die Untersuchung einer allgemeingültigen Formel nicht möglich. Des Weiteren weisen die Messergebnisse darauf hin, dass sich der Transmissionsanteil durch die Rb-Zelle erhöhen lässt, wenn eine größere Couplingleistung eingestellt wird. Somit eignet sich bei der Detektion mithilfe von EIT ein schwaches Probefeld.

Um noch mehr Messwerte zu erhalten, sodass man eine bessere Aussage über die Genauigkeit der Messung machen kann, könnte man noch den 49S-Zustand genauer vermessen. Alternativ dazu bietet es sich an die Wellenlänge des Couplinglasers zu ändern, sodass man andere Rydbergzustände spektroskopieren und charakterisieren kann. Außerdem ist es interessant zu wissen, wie sich der prozentuale Transmissionsanteil bei Änderung der Laserleistung verhält.

A. Anhang

A.1. Tabellen und Abbildungen

Größe	Wert	Bezeichnung
R	13,605 eV	Rydbergkonstante
m_e	$9,109 \cdot 10^{-31}$ kg	Elektronenmasse
$m_{Rb^{87}}$	86,909 u	Rubidiummasse
h	$6,626 \cdot 10^{-34}$ Js	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar$	1,054 Js	Reduziertes Wirkungsquantum
e	$1,602 \cdot 10^{-19}$ C	Elektronenladung
c	$299792458 \frac{m}{s}$	Lichtgeschwindigkeit
ϵ_0	$8,85410^{-12} \frac{As}{Vm}$	elektrische Feldkonstante
a_0	$0,529 \cdot 10^{-10}$ m	Bohrscher Radius

Tabelle A.1.: Aufgeführte Konstanten, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

Größe	Eigenschaft	Proportionalitätsfaktor
E_{nlj}	Bindungsenergie	$(n^*)^{-2}$
C_6	van-der-Waals-Koeffizient	$(n^*)^{11}$
τ	Lebensdauer	$(n^*)^3$
α	Polarisierbarkeit	$(n^*)^7$

Tabelle A.2.: Diese Tabelle stellt die Abhängigkeit von einigen Rydbergeigenschaften von der effektiven Hauptquantenzahl n^* . [7]

Rydbergzustand	δ_0	δ_2
$nS_{1/2}$	3,1311807	0,1787
$nD_{3/2}$	1,3480948	-0,6054
$nD_{5/2}$	1,3464622	-0,5940

Tabelle A.3.: Größen zur Berechnung des Quantendefekts für verschiedene Rydbergzustände [12]

A. Anhang

Zustand	P [mW]	Amplitude [V]	Breite [s]
$47D_{3/2}$	58	0,0035	0,0025
	134	0,0096	0,0017
	280	0,027	0,0023
$47D_{5/2}$	58	0,05	0,0023
	134	0,064	0,0021
	280	0,074	0,0020

Tabelle A.4.: Tabelle zur Messung des EIT-Signals in Abhängigkeit von der Leistung. In der Tabelle sind die Messergebnisse für die verschiedenen Leistungen aus dem Gaußfit angegeben.

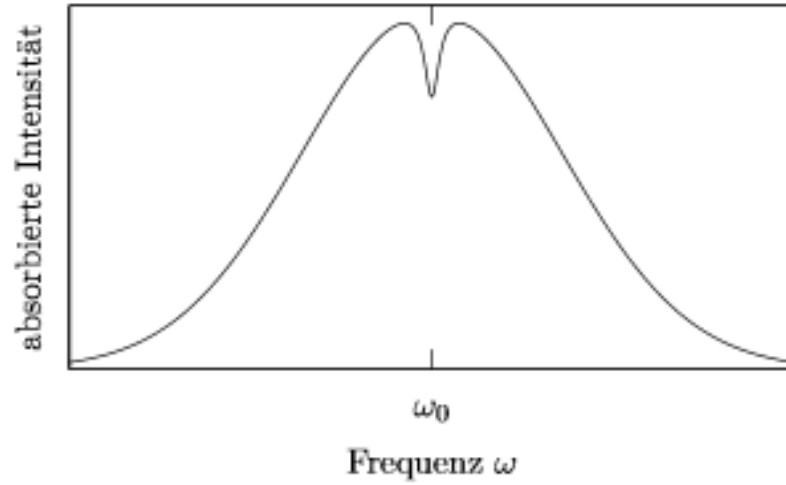


Abbildung A.1.: Hier wird der Lamb-Dip dargestellt. In der Abbildung ist die Absorption in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Bei der Resonanzfrequenz ω_0 liegt eine geringere Absorption vor. [29]

A. Anhang

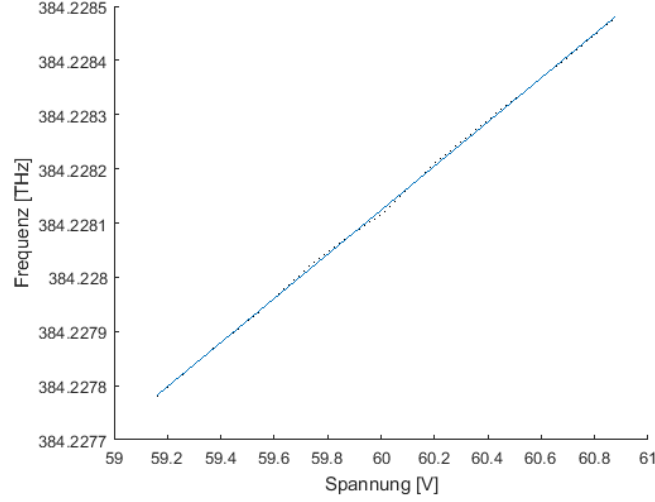


Abbildung A.2.: In dieser Abbildung wird die Frequenz gegen die Spannung an der Scanbox aufgetragen. Dies ist notwendig für die Kalibrierungsmessung.

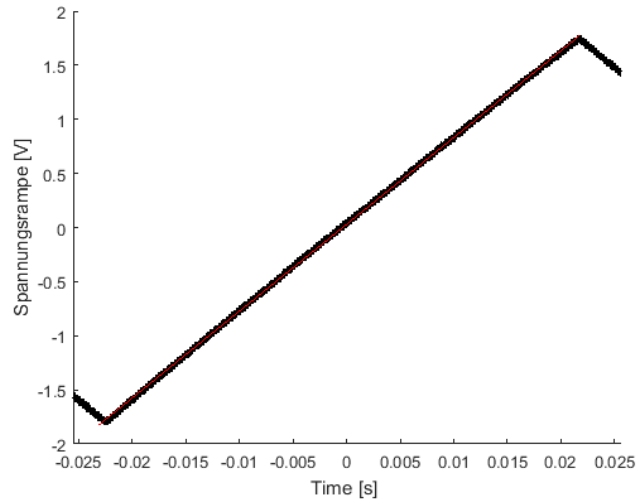


Abbildung A.3.: Dargestellt wird Spannungsrampe an Scanbox in Abhängigkeit von der Zeit. Aufgrund der Spannungsschwankungen wurde eine linearer Fit hineingelegt.

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
30	-0.018846	482.573065	621.237446	-0.19
31	-0.017518	482.323728	621.558594	-0.28

A. Anhang

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
32	-0.016325	482.100069	621.846951	-0.42
33	-0.015250	481.898673	622.106835	-0.63
34	-0.014278	481.716674	622.341874	-0.91
35	-0.013396	481.551657	622.555137	-1.31
36	-0.012593	481.401569	622.749234	-1.87
37	-0.011861	481.264659	622.926393	-2.64
38	-0.011190	481.139426	623.088531	-3.68
39	-0.010575	481.024578	623.237297	-5.09
40	-0.010009	480.918996	623.374124	-6.96
41	-0.009487	480.821709	623.500255	-9.45
42	-0.009006	480.731868	623.616777	-12.73
43	-0.008560	480.648732	623.724642	-17.02
44	-0.008146	480.571649	623.824686	-22.58
45	-0.007761	480.500045	623.917648	-29.75
46	-0.007403	480.433413	624.004180	-38.95
47	-0.007070	480.371302	624.084863	-50.67
48	-0.006758	480.313312	624.160211	-65.53
49	-0.006467	480.259085	624.230686	-84.25
50	-0.006194	480.208304	624.296697	-107.74
51	-0.005938	480.160681	624.358615	-137.05
52	-0.005697	480.115960	624.416772	-173.47
53	-0.005471	480.073911	624.471464	-218.50
54	-0.005258	480.034323	624.522963	-273.95
55	-0.005057	479.997009	624.571513	-341.94
56	-0.004868	479.961797	624.617333	-424.98
57	-0.004689	479.928533	624.660626	-526.01
58	-0.004519	479.897076	624.701573	-648.47
59	-0.004359	479.867296	624.740341	-796.36
60	-0.004207	479.839076	624.777082	-974.37
61	-0.004063	479.812310	624.811935	-1187.91
62	-0.003926	479.786899	624.845027	-1443.24
63	-0.003796	479.762753	624.876475	-1747.59
64	-0.003672	479.739790	624.906385	-2109.28
65	-0.003554	479.717933	624.934857	-2537.85
66	-0.003442	479.697113	624.961981	-3044.25
67	-0.003335	479.677265	624.987841	-3640.96
68	-0.003233	479.658329	625.012514	-4342.22
69	-0.003136	479.640250	625.036072	-5164.21
70	-0.003043	479.622978	625.058581	-6125.32
71	-0.002954	479.606464	625.080103	-7246.36
72	-0.002869	479.590666	625.100693	-8550.84
73	-0.002787	479.575542	625.120406	-10065.30
74	-0.002709	479.561055	625.139291	-11819.60
75	-0.002634	479.547169	625.157393	-13847.32
76	-0.002562	479.533852	625.174754	-16186.09
77	-0.002493	479.521073	625.191415	-18878.08
78	-0.002427	479.508802	625.207413	-21970.41
79	-0.002364	479.497015	625.222783	-25515.66

A. Anhang

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
80	-0.002303	479.485685	625.237557	-29572.40
81	-0.002244	479.474789	625.251765	-34205.78
82	-0.002187	479.464305	625.265436	-39488.17
83	-0.002133	479.454213	625.278597	-45499.78
84	-0.002080	479.444494	625.291273	-52329.43
85	-0.002030	479.435129	625.303487	-60075.30
86	-0.001981	479.426101	625.315262	-68845.80
87	-0.001934	479.417395	625.326617	-78760.42
88	-0.001889	479.408995	625.337574	-89950.67
89	-0.001845	479.400887	625.348151	-102561.19
90	-0.001803	479.393057	625.358364	-116750.72
91	-0.001762	479.385494	625.368230	-132693.35
92	-0.001723	479.378185	625.377765	-150579.72
93	-0.001685	479.371118	625.386984	-170618.31
94	-0.001648	479.364284	625.395900	-193036.88
95	-0.001612	479.357672	625.404527	-218083.93
96	-0.001578	479.351273	625.412876	-246030.23
97	-0.001544	479.345077	625.420960	-277170.55
98	-0.001512	479.339076	625.428790	-311825.35
99	-0.001480	479.333262	625.436375	-350342.65
100	-0.001450	479.327627	625.443728	-393100.00

Tabelle A.5.: Diese Tabelle dient zur Zuordnung des Rydbergzustands $S_{1/2}$. In dieser Arbeit wurde einer Couplingfrequenz von 624,2307 THz der Rydbergzustand $49S_{1/2}$ zugeteilt.

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
30	-0,018846	482,146121	621,787556	-0,19
31	-0,017518	481,940208	622,053220	-0,28
32	-0,016325	481,754266	622,293312	-0,42
33	-0,015250	481,585789	622,511014	-0,63
34	-0,014278	481,432654	622,709024	-0,91
35	-0,013396	481,293049	622,889648	-1,31
36	-0,012593	481,165425	623,054862	-1,87
37	-0,011861	481,048448	623,206372	-2,64
38	-0,011190	480,940962	623,345652	-3,68
39	-0,010575	480,841969	623,473984	-5,09
40	-0,010009	480,750594	623,592486	-6,96
41	-0,009487	480,666076	623,702136	-9,45
42	-0,009006	480,587743	623,803795	-12,73
43	-0,008560	480,515007	623,898221	-17,02
44	-0,008146	480,447346	623,986083	-22,58
45	-0,007761	480,384299	624,067978	-29,75
46	-0,007403	480,325454	624,144432	-38,95
47	-0,007070	480,270447	624,215918	-50,67
48	-0,006758	480,218950	624,282856	-65,53
49	-0,006467	480,170671	624,345625	-84,25
50	-0,006194	480,125347	624,404564	-107,74

A. Anhang

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
51	-0,005938	480,082741	624,459978	-137,05
52	-0,005697	480,042641	624,512142	-173,47
53	-0,005471	480,004853	624,561306	-218,50
54	-0,005258	479,969203	624,607696	-273,95
55	-0,005057	479,935533	624,651516	-341,94
56	-0,004868	479,903698	624,692953	-424,98
57	-0,004689	479,873567	624,732176	-526,01
58	-0,004519	479,845022	624,769341	-648,47
59	-0,004359	479,817951	624,804589	-796,36
60	-0,004207	479,792257	624,838050	-974,37
61	-0,004063	479,767846	624,869841	-1187,91
62	-0,003926	479,744635	624,900074	-1443,24
63	-0,003796	479,722547	624,928847	-1747,59
64	-0,003672	479,701509	624,956254	-2109,28
65	-0,003554	479,681457	624,982379	-2537,85
66	-0,003442	479,662329	625,007301	-3044,25
67	-0,003335	479,644071	625,031093	-3640,96
68	-0,003233	479,626629	625,053823	-4342,22
69	-0,003136	479,609956	625,075552	-5164,21
70	-0,003043	479,594008	625,096338	-6125,32
71	-0,002954	479,578742	625,116236	-7246,36
72	-0,002869	479,564121	625,135295	-8550,84
73	-0,002787	479,550109	625,153561	-10065,30
74	-0,002709	479,536671	625,171078	-11819,60
75	-0,002634	479,523779	625,187887	-13847,32
76	-0,002562	479,511401	625,204025	-16186,09
77	-0,002493	479,499512	625,219527	-18878,08
78	-0,002427	479,488086	625,234426	-21970,41
79	-0,002364	479,477098	625,248754	-25515,66
80	-0,002303	479,466528	625,262538	-29572,40
81	-0,002244	479,456353	625,275807	-34205,78
82	-0,002187	479,446555	625,288585	-39488,17
83	-0,002133	479,437116	625,300896	-45499,78
84	-0,002080	479,428017	625,312763	-52329,43
85	-0,002030	479,419243	625,324208	-60075,30
86	-0,001981	479,410778	625,335249	-68845,80
87	-0,001934	479,402608	625,345906	-78760,42
88	-0,001889	479,394720	625,356195	-89950,67
89	-0,001845	479,387100	625,366135	-102561,19
90	-0,001803	479,379737	625,375740	-116750,72
91	-0,001762	479,372619	625,385026	-132693,35
92	-0,001723	479,365736	625,394006	-150579,72
93	-0,001685	479,359077	625,402694	-170618,31
94	-0,001648	479,352632	625,411102	-193036,88
95	-0,001612	479,346393	625,419242	-218083,93
96	-0,001578	479,340351	625,427125	-246030,23
97	-0,001544	479,334498	625,434763	-277170,55
98	-0,001512	479,328825	625,442164	-311825,35

A. Anhang

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
99	-0,001480	479,323326	625,449340	-350342,65
100	-0,001450	479,317994	625,456298	-393100,00

Tabelle A.6.: Diese Tabelle dient zur Zuordnung des Rydbergzustands $D_{3/2}$. In dieser Arbeit wurde einer Couplingfrequenz von 624,21594 THz der Rydbergzustand $47D_{3/2}$ zugeteilt.

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	$C_6[10^{18}]$
30	-0,018846	482,146472	621,787103	-0,19
31	-0,017518	481,940525	622,052811	-0,28
32	-0,016325	481,754553	622,292942	-0,42
33	-0,015250	481,586050	622,510677	-0,63
34	-0,014278	481,432891	622,708717	-0,91
35	-0,013396	481,293266	622,889368	-1,31
36	-0,012593	481,165624	623,054606	-1,87
37	-0,011861	481,048630	623,206137	-2,64
38	-0,011190	480,941130	623,345435	-3,68
39	-0,010575	480,842123	623,473784	-5,09
40	-0,010009	480,750737	623,592301	-6,96
41	-0,009487	480,666208	623,701964	-9,45
42	-0,009006	480,587866	623,803636	-12,73
43	-0,008560	480,515121	623,898073	-17,02
44	-0,008146	480,447453	623,985946	-22,58
45	-0,007761	480,384398	624,067849	-29,75
46	-0,007403	480,325547	624,144312	-38,95
47	-0,007070	480,270534	624,215805	-50,67
48	-0,006758	480,219031	624,282751	-65,53
49	-0,006467	480,170747	624,345526	-84,25
50	-0,006194	480,125419	624,404471	-107,74
51	-0,005938	480,082809	624,459890	-137,05
52	-0,005697	480,042704	624,512060	-173,47
53	-0,005471	480,004913	624,561228	-218,50
54	-0,005258	479,969259	624,607622	-273,95
55	-0,005057	479,935586	624,651447	-341,94
56	-0,004868	479,903748	624,692887	-424,98
57	-0,004689	479,873615	624,732114	-526,01
58	-0,004519	479,845067	624,769282	-648,47
59	-0,004359	479,817994	624,804533	-796,36
60	-0,004207	479,792298	624,837996	-974,37
61	-0,004063	479,767885	624,869791	-1187,91
62	-0,003926	479,744672	624,900026	-1443,24
63	-0,003796	479,722582	624,928801	-1747,59
64	-0,003672	479,701542	624,956210	-2109,28
65	-0,003554	479,681489	624,982337	-2537,85
66	-0,003442	479,662360	625,007262	-3044,25
67	-0,003335	479,644100	625,031056	-3640,96
68	-0,003233	479,626657	625,053787	-4342,22
69	-0,003136	479,609983	625,075517	-5164,21

A. Anhang

n	E_{Ryd} [eV]	λ [nm]	f [THz]	C_6 [10^{18}]
70	-0,003043	479,594033	625,096305	-6125,32
71	-0,002954	479,578766	625,116204	-7246,36
72	-0,002869	479,564144	625,135264	-8550,84
73	-0,002787	479,550131	625,153532	-10065,30
74	-0,002709	479,536693	625,171050	-11819,60
75	-0,002634	479,523799	625,187860	-13847,32
76	-0,002562	479,511421	625,203999	-16186,09
77	-0,002493	479,499531	625,219502	-18878,08
78	-0,002427	479,488104	625,234402	-21970,41
79	-0,002364	479,477116	625,248731	-25515,66
80	-0,002303	479,466545	625,262516	-29572,40
81	-0,002244	479,456370	625,275785	-34205,78
82	-0,002187	479,446571	625,288564	-39488,17
83	-0,002133	479,437131	625,300876	-45499,78
84	-0,002080	479,428031	625,312744	-52329,43
85	-0,002030	479,419257	625,324189	-60075,30
86	-0,001981	479,410791	625,335231	-68845,80
87	-0,001934	479,402621	625,345888	-78760,42
88	-0,001889	479,394732	625,356179	-89950,67
89	-0,001845	479,387112	625,366119	-102561,19
90	-0,001803	479,379749	625,375725	-116750,72
91	-0,001762	479,372631	625,385011	-132693,35
92	-0,001723	479,365747	625,393992	-150579,72
93	-0,001685	479,359088	625,402680	-170618,31
94	-0,001648	479,352643	625,411088	-193036,88
95	-0,001612	479,346403	625,419229	-218083,93
96	-0,001578	479,340361	625,427113	-246030,23
97	-0,001544	479,334507	625,434751	-277170,55
98	-0,001512	479,328834	625,442153	-311825,35
99	-0,001480	479,323335	625,449328	-350342,65
100	-0,001450	479,318002	625,456287	-393100,00

Tabelle A.7.: Diese Tabelle dient zur Zuordnung des Rydbergzustands $D_{5/2}$. In dieser Arbeit wurde einer Couplingfrequenz von 624,21594 THz der Rydbergzustand $47D_{5/2}$ zugeteilt.

Mithilfe dem nachfolgenden Programm wurden die Tabellen A.5, A.6 und A.7 erstellt.

```

1 %% Parameters
2 %
-----
3 sdelta0 = 3.1311807; sdelta2 = -0.1787; % Größen zur Berechnung des
   Quantendefekts für den S1/2-Zustand
4 d32delta0 = 1.3464622; d32delta2 = -0.5940; % Größen zur Berechnung des
   Quantendefekts für den D3/2-Zustand
5 d52delta0 = 1.3480948; d52delta2 = -0.6054; % Größen zur Berechnung des
   Quantendefekts für den D5/2-Zustand
6 R_yd = 13.60569253; % Rydbergkonstante [eV]
```

A. Anhang

```

7 h = 4.135667*10^-(15); % Plancksches Wirkungsquantum [eV*s]
8 c = 299792458; % Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [m/s]
9 E_S1_2 = -4.17712706; % Energie des Grundzustandes ohne HFS [eV]
10 dE_S1_2_P3_2 = -1.589049462; % Übergangsenergie von S1/2 nach P3/2 ohne HFS
    [eV]
11 E_P3_2_F3 = E_S1_2 + (384.230484468*10^(12) + 193.7407*10^6 ) * h; % Energie
    des P3/2-Zustandes mit HFS [eV]
12 E_S1_2_F2 = -4.17712706 + 2.563005979*10^(9)*h; % Energie des S1/2-
    Zustandes mit HFS [eV]
13 m_e=9.109382*10^(-31)%Masse des Elektrons [kg]
14 m_Rb=86.909180*1.6605389*10^(-27) % Masse von rubidium [kg]
15 R=R_yd/(1+m_e/m_Rb) % Modifizierte Rydbergkonstante
16 %R=3.28982119466*10^(15)*h% in eV
17 %
    -----

18 %% Umrechnung von der Hauptquantenzahl in die Frequenz für den nS1/2-
    Zustand (mit HFS)
19 %
    -----

20 n1=30;
21 n2=100;
22 n0=n2-n1;
23 A=zeros(n0+1,5);
24 for n=1:n0+1
25     A(n,1)=n+n1-1; % Hauptquantenzahl
26     sdelta=sdelta0 + sdelta2/(n+n1-1-sdelta0)^2; % Quantendefekt
27     A(n,2)=-R/(n+n1-1-sdelta)^2; % Rydbergenergie
28     sEdif=A(n,2)-E_P3_2_F3; % Energiedifferenz zwischen dem Rydbergzustand
        und dem P3/2 (F=3)-Zuustand
29     A(n,3)=h*c/sEdif; % Zugehörige Wellenlänge zu der Energiedifferenz
30     A(n,4)=sEdif/h; % Zugehörige Frequenz zu der Energiedifferenz
31     A(n,5)=(n+n1-1)^(11)*(11.97-0.8486*(n+n1-1)+3.358*10^(-3)*(n+n1-1)^2)
        % Van-der-Waals-Koeffizient
32 end
33 B=array2table(A, 'VariableNames', {'n', 'Rydbergenergie', 'Wellenlaenge', '
    Frequenz', 'C6'}); % Einlesen in Tabelle
34 B
35 writetable(B, 'S12.txt') % Tabelle wird in eine txt-Datei eingeschrieben
36 %
    -----

37 %% Umrechnung von der Hauptquantenzahl in die Frequenz für den nD3/2-
    Zustand (mit HFS)
38 %
    -----

39 n1=30;
40 n2=100;
41 n0=n2-n1;
42 C=zeros(n0+1,5);
43 for n=1:n0+1
44     C(n,1)=n+n1-1;

```

A. Anhang

```

45     d32delta=d32delta0 + d32delta2/(n+n1-1-d32delta0)^2;
46     C(n,2)=-R/(n+n1-1-d32delta)^2;
47     d32Edif=C(n,2)-E_P3_2_F3;
48     C(n,3)=h*c/d32Edif;
49     C(n,4)=d32Edif/h;
50     C(n,5)=(n+n1-1)^(11)*(11.97-0.8486*(n+n1-1)+3.358*10^(-3)*(n+n1-1)^2)
51 end
52 D=array2table(C,'VariableNames',{'n','E_Ryd','Wellenlaenge','Frequenz','C6'
    });
53 D % Ausgabe der Tabelle
54 writetable(D,'D32.txt')
55 %
    -----

56 %% Umrechnung von der Hauptquantenzahl in die Frequenz für den nD5/2-
    Zustand (mit HFS)
57 %
    -----

58 n1=30;
59 n2=100;
60 n0=n2-n1;
61 E=zeros(n0+1,5);
62 for n=1:n0+1
63     E(n,1)=n+n1-1;
64     d52delta=d52delta0 + d52delta2/(n+n1-1-d52delta0)^2;
65     E(n,2)=-R/(n+n1-1-d52delta)^2;
66     d52Edif=E(n,2)-E_P3_2_F3;
67     E(n,3)=h*c/d52Edif;
68     E(n,4)=d52Edif/h;
69     E(n,5)=(n+n1-1)^(11)*(11.97-0.8486*(n+n1-1)+3.358*10^(-3)*(n+n1-1)^2)
70 end
71 F=array2table(E,'VariableNames',{'n','E_Ryd','Wellenlaenge','Frequenz','C6'
    });
72 F
73 writetable(F,'D52.txt')

```

B. Literaturverzeichnis

- [1] N. Bohr, "On the Constitution of Atoms and Molecules", Philosophical Magazine 6.Series **151** (1913).
- [2] T. H. Pearson, A. J. IHDE, "Chemistry and the spectrum before Bunsen and Kirchhoff", Journal of Chemical Education **28** (1951).
- [3] C. H. Townes, I. D. Abella, "Physics: Mode Characteristics and Coherence in Optical Ruby Masers", Nature **4806** (1961).
- [4] H. Sievers, "Louis de Broglie und die Quantenmechanik", Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1997.
- [5] R. Weber, "Physik II: Atom-, Molekül- und Quantenphysik - Experimentelle und theoretischen Grundlagen", Vol. 1, B.G. Teubner Verlag, (2007) 390 p.
- [6] W. Heisenberg, "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinetik und Mechanik", Zeitschrift für Physik **44** (1927).
- [7] R. Löw., H. Weimer, J. Nipper, J. B. Balewski, B. Butscher, H. P. Büchler, T. Pfau, "An experimental and theoretical guide to strongly interacting Rydberg gases", Journal of Physics: Atomic Molecular and Optical Physics **45** (2012) 113001.
- [8] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, C. S. Adams, "Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency", Physical Review Letters **98** (2007) 113003.
- [9] J. D. Pritchard, K. J. Weatherill, C. S. Adams, "Nonlinear optics using cold Rydberg atoms Vol.", Annual review of cold atoms and molecules, ed. K. W. Madison, Y. Wang, A. M. Rey, (2012) 301 p.
- [10] A. Lambrecht, "Zeitaufgelöste Spektroskopie an einer Dunkelresonanz von ^{87}Rb ", Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2011.
- [11] T. Niederprüm, "Aufbau eines Lasersystems zur Anregung von Rydbergzuständen in ultrakalten Quantengasen", Diplomarbeit, Technischen-Universität Kaiserslautern, 2011.
- [12] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D. Cano, Jozséf. Fortágh, "Measurement of absolute transition frequencies of ^{87}Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency", Physical Review **83** (2011) 052515.
- [13] J. D. Pritchard, "Cooperative Optical Non-linearity in a blockade Rydberg Ensemble", Doktorarbeit, Durham Universität, 2011.

B. Literaturverzeichnis

- [14] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, “Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media“, *Reviews of Modern Physics* **77** (2005).
- [15] M. G. Streichfuss, “Aufbau eines konfokalen Rasterfluoreszenzmikroskops“, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2008.
- [16] R. P. Abel, A. K. Mohapatra, M. G. Bason, J. D. Pritchard, K. J. Weatherill, U. Raitzsch, C. S. Adams, “Laser frequency stabilization to excited state transitions using electromagnetically induced transparency in cascade system“, *Applied Physical Letters* **94** (2009).
- [17] C. Schneider, “Laserspektroskopie am Rubidium“, Versuchsanleitung zum F-Praktikum, Universität Siegen, 2007.
- [18] P. Windpassinger, K. Singer, Vorlesungsskript zur Laserspektroskopie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015.
- [19] Autor unbekannt, “Akustooptischer Modulator“, https://de.wikipedia.org/wiki/Akustooptischer_Modulator, angesehen am 17. Juli 2015 um 19 Uhr.
- [20] G. C. Bjorklund, “Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and disperisons“, *Optics Letters* Vol.5 **1** (1980).
- [21] M. Bacher, “Sättigungsspektroskopie an Kalziumdampf und Laserstabilisierung für Photoionisationsexperimente“, Diplomarbeit, Universität Innsbruck, 2005.
- [22] M. Scheid, “Frequenzvervierfachung eines Yb:YAG-Scheibenlasers-ein UV-Lasersystem bei 253,7nm, der $6^1S - 6^3P$ Linie in Quecksilber“, Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.
- [23] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data“, <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.0.1, 2008).
- [24] J. Deiglmayr, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, S. Westermann, A. L. de Oliveira, M. Weidemüller, “Coherent excitation of Rydberg atoms in an ultracold gas“, *Optics Communications* **264** (2006) 293-298.
- [25] G. Lohead, “Doppler Mismatch“, http://massey.dur.ac.uk/gsl/Documents/Doppler_shift.pdf.
- [26] W. Demtröder, “Laserspektroskopie 1.“, Vol. 6, Springer, Universität Kaiserslautern, (2011) 307 p.
- [27] M. Bajcsy, “Novel Systems and Techniques for Nonlinear Optics at Low Light Levels“, Doktorarbeit, Harvard Universität, 2009.
- [28] P. Windpassinger, Vorlesungsskript zu Experimentalphysik 5a: Atom- und Quantenphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2014.
- [29] A. Krükow, “Versuchsanleitung zum Versuch: Laserspektroskopie der Rubidium D2-Linie“, Universität Ulm, 2012.

C. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich bei meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Ein ganz besonderer Dank geht dabei an Herrn Prof. Windpassinger, der mir die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglicht hat und mich stets gut betreut hat. Ich möchte mich bei Herrn Prof. Wendt für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens bedanken. Zusätzlich möchte ich mich ganz besonders bei meiner Betreuerin Maria Langbecker und Mohammad Noaman bedanken, die mir stets für Fragen offen standen und mir bei meinen Laborarbeiten halfen. Ein großer Dank geht auch an meine Freunde und nochmals an Maria Langbecker für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Schließlich möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe vom Herrn Prof. Windpassinger für das gute Arbeitsklima bedanken.