

# Aufbau eines frequenzstabilisierten Diodenlasers mit Atomspektroskopie

Bachelorarbeit

von  
Henning Pulß

Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

Fakultät für Physik  
Ludwig-Maximilians-Universität  
München

22. Dezember 2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>4</b>
2.1	Magneto-optische Falle . . . . .	4
2.2	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie . . . . .	6
2.3	Die Stabilisierung der Laserfrequenz . . . . .	10
2.4	Gauß-Strahlen und optischer Resonator . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Aufbau und Messungen</b>	<b>15</b>
3.1	Der Diodenlaser . . . . .	17
3.2	Spektroskopie . . . . .	21
3.3	Akusto-optischer Modulator . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>31</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>33</b>



*"How little we know of  
what there is to know."*

For Whom The Bell Tolls,

Ernest Hemingway

## 1 Einleitung

*"Auch für den Physiker ist die Möglichkeit einer Beschreibung in der gewöhnlichen Sprache ein Kriterium für den Grad des Verständnisses, das in dem betreffenden Gebiet erreicht worden ist."*

Obwohl sich dieses Zitat in schönstem Wissenschaftsdeutsch selbst ad absurdum führt, eignet es sich inhaltlich gut, um eine wissenschaftliche Arbeit einzuleiten. Es lässt zudem mit Werner Heisenberg einen der Gründungsväter der Quantenmechanik zu Wort kommen. Seit ihren Anfängen in den 1920er Jahren bietet diese die besten Beispiele dafür, wie schwierig es für Laborphysiker ist, theoretische Voraussagen im Experiment zu überprüfen. So unzertrennbar beide Seiten verbunden sind, so fremd sind sie sich oft.

Meine Bachelorarbeit entstand im Bereich der experimentellen Quantenphysik und der folgende Text soll meine Einblicke und Erkenntnisse schildern. Die Arbeit bestand aus einem praktischen und einem schriftlichen Teil: Experimentelle Hauptaufgabe war es, einen Laser bereitzustellen, der sehr stabil auf einer bestimmten Frequenz läuft. Der hier vorliegende schriftliche Teil beschäftigt sich damit, weshalb ich dieses Lasersystem mit allen seinen Komponenten gebaut habe und wie ich dabei vorgegangen bin.

Dafür werde ich als erstes in der folgenden Einleitung allgemein auf die physikalischen und geschichtlichen Hintergründe des Lasers eingehen: Vom Einstein-Podolski-Rosen-Paradoxon über die Bellsche Ungleichung werde ich den Bogen zu dem Experiment schlagen, in dessen Rahmen diese Bachelorarbeit entstanden ist. Anschließend wird ein kurzer Ausblick folgen, was den Leser im Hauptteil der Arbeit erwartet.

Doch zunächst zurück zu den Anfängen der Quantenmechanik:

### **Das Einstein-Podolski-Rosen-Gedankenexperiment**

Im Jahre 1935 veröffentlichte Albert Einstein unter der Mitarbeit von Boris Podolski und Nathan Rosen einen Aufsatz [1] mit einem quantenmechanischen Gedankenexperiment, welches ihrem Verständnis von einer vollständigen physikalischen Theorie widersprach.

Sie legten folgende Voraussetzungen fest: Erstens müsste eine vollständige Theorie realistisch sein. Die Eigenschaften eines physikalischen Systems existieren a priori, ob man misst

oder nicht. Zweitens, die Theorie müsste lokal sein: Die Messung eines Systems kann die Messung eines anderen nicht beeinflussen, wenn man beide Messungen raumartig trennt.

Nun zeigten sie, dass es möglich ist, theoretisch zwei Teilchen zu konstruieren, deren quantenmechanische Zustände so korrelieren, dass man sie nicht mehr unabhängig voneinander betrachten und messen kann: die sogenannte Verschränkung. Ein Phänomen, aus dem die drei Autoren folgerten, dass die Quantenmechanik keine vollständige physikalische Theorie wäre, da entweder nur lokal oder nur realistisch oder keins von beiden. Noch bis zu seinem Lebensende suchte Einstein nach verborgenen Variablen, die die Quantenmechanik komplettieren konnten.

### **Die Bellsche Ungleichung**

Ein Problem des EPR-Gedankenexperimentes war, dass es unmöglich im Labor umzusetzen war. Überhaupt gab es kein quantenmechanisches Experiment, deren Messergebnisse man nicht auch mit einer lokal-realistischen Theorie hätte beschreiben können. Erst elf Jahre nach Einsteins Tod, 1964, brachte John Stewart Bell eine Ungleichung zu Papier, die den Unterschied zwischen klassischer Theorie und Quantenmechanik zu einer im Experiment fassbaren Größe machte. Eine lokal-realistische Theorie nach Einstein trifft Vorhersagen über Messergebnisse, welche die Bellsche Ungleichung erfüllen. Würden die Messergebnisse jetzt jedoch die Ungleichung verletzen, so wäre die lokal-realistische Theorie falsch. Entsprechendes gilt für die Quantenmechanik: Deren Vorhersagen verletzen die Bellsche Ungleichung. Würden ihre Messergebnisse sie aber erfüllen, so bedeutete das, dass man die Quantenmechanik über verborgene Variablen vervollständigen müsste.

Die ersten Experimente, die sogenannten Bell-Tests, folgten bald: Man erzeugt Teilchenpaare, meistens aus Photonen, mit größtmöglicher Verschränkung und vermisst bestimmte Eigenschaften (zum Beispiel die Polarisierung). Für die gemessenen Werte kann man prüfen, ob sie die Ungleichung erfüllen. Alle bisher durchgeführten Bell-Tests, beispielsweise von Alain Aspect et al. [3], verletzten die Bellsche Ungleichung. Doch auch wenn diese Ergebnisse gegen Einsteins verborgene Variablen sprechen, eine lückenlose experimentelle Überprüfung blieb bisher aus.

### **Die Schlupflöcher in den Tests der Bellschen Ungleichung**

Ein lückenloser Bell-Test muss zwei Kriterien erfüllen: Erstens müssen die beiden gemessenen Teilchen raumartig getrennt vermessen werden, ansonsten existiert ein sogenanntes Lokalitäts-Schlupfloch. Weihs et al. gelang es 1998, dieses Loch zu schließen [4]. Das zweite Schlupfloch aber, das sogenannte Nachweis-Schlupfloch, blieb offen, da sie einen zu kleinen Anteil der verschränkten Photonenpaare maßen. Dadurch wäre es möglich, dass nur die detektierten Photonen die Bellsche Ungleichung verletzten. Rowe et al. schlossen dieses Loch 2001 [5], erfüllten aber wiederum die Lokalitätsbedingung nicht.

### Das Atom-Atom-Experiment

Das Lasersystem, welches ich in dieser Bachelorarbeit vorstelle, soll Teil eines Experimentes sein, welches die Bellsche Ungleichung lückenlos überprüfen kann. Um beide Schlupflöcher zu vermeiden, wird man zwei 300 Meter voneinander entfernte Rubidium-Atome ( $^{87}\text{Rb}$ ) verschränken. Über den großen Abstand zwischen den Atomen sowie eine schnelle Messabfolge schließt sich die Lücke des Kommunikations-Schlupfloches. Dadurch dass man diese Verschränkung mit entsprechendem Aufbau effizient vermessen kann, erfüllt das Experiment auch das zweite Kriterium [6].

Ein wichtiger Teil des Aufbaus besteht darin, die Atome einzufangen. Um sie miteinander verschränken zu können, muss man die Rubidium-Atome einzeln in eine optische Dipolfalle laden [7]. Dafür müssen die Atome zunächst abgebremst und gesammelt werden. Diese Aufgabe übernimmt eine magneto-optische Falle (MOT). Sie braucht dazu neben einem Magnetfeld zwei verschiedene Laser, die beide stabil auf einer präzise festgelegten Frequenz laufen müssen. Wie man einen Laser baut, der diese Kriterien erfüllt, wird das Thema dieser Bachelorarbeit sein.

### Struktur der Bachelorarbeit

Diese besteht aus vier Kapiteln einschließlich der Einleitung.

Im nächsten Kapitel werde ich vorstellen, wie eine magneto-optische Falle funktioniert und insbesondere, welche Laser sie benötigt. Um deren Frequenz zu stabilisieren, benötigt man die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, welche das Absorptionsspektrum des  $^{87}\text{Rb}$  – Atoms nach seiner Hyperfeinstruktur auflösen kann. Zudem werde ich noch erklären, wie man mit Hilfe der Frequenzmodulation diese Absorptionssignale dafür verwendet, die Frequenz eines Lasers zu stabilisieren. Schließlich folgt noch, wie man Laserlicht mit Gauß-Strahlen identifiziert und wie der optische Resonator das Frequenzspektrum eines Lasers überprüft.

Im dritten Kapitel werde ich die Möglichkeiten und Probleme schildern, die Methoden des zweiten Kapitels im Experiment umzusetzen. Ich werde auf die einzelnen Komponenten des Lasers selbst eingehen: die Laserdiode, welche das Licht liefert und das Beugungsgitter, über welches man die Wellenlänge variieren kann. Ein wesentlicher Teil dieses Kapitels ist, wie die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie und ihr Absorptionssignal sowie dessen Ableitung in der Praxis aussehen. Ich werde erläutern, wie man den Laser auf eine bestimmte Frequenz stabilisiert. Abschließend werden noch zwei weitere Komponenten des Aufbaus besprochen: Zum ersten der optische Resonator und zum zweiten ein akusto-optischer Modulator, über den man den Laserstrahl schnell an- und ausschalten kann, und der die Laserfrequenz noch um einen bestimmten Wert korrigiert.

Im vierten Kapitel werde ich dann noch einmal ein Fazit ziehen, in dem ich auf die gesamte Bachelorarbeit zurückblicke.

*“Den Rest meines Lebens möchte ich damit zubringen,  
darüber nachzudenken, was Licht ist.”*

Albert Einstein

## 2 Theorie

Nachdem ich im vorausgegangenen Abschnitt etwas allgemeiner die Hintergründe meines Lasersystems geschildert habe, möchte ich mich nun speziell der Theorie zuwenden, die nötig ist, um seine Funktionsweise zu verstehen. Dazu stelle ich zunächst dar, wofür die weiter oben erwähnte magneto-optische Falle (MOT) Laser mit stabiler Frequenz braucht. Danach führe ich kurz in die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie ein, welche es ermöglicht, Absorptionsspektren von Atomen aufzulösen. Wie man dadurch, dass man die Frequenz des Lasers moduliert, Absorptionssignale besser verarbeiten kann, folgt im nächsten Teil. Schließlich erläutere ich, wie man den Laser auf eine bestimmte Absorptionslinie einstellen und stabilisieren kann. Außerdem gehe ich auf die Eigenschaften von Laserstrahlen ein, wie man sie als Gauß-Strahlen interpretiert und wie man mit einem optischen Resonator ihr Spektrum vermessen kann.

### 2.1 Magneto-optische Falle

Um Atome für Laborexperimente zu manipulieren, braucht es ausgefeilte experimentelle Methoden wie die magneto-optische Falle. Eine Rubidium-Quelle stellt die Atome in einem  $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ -Gemisch unter Ultrahochvakuumbedingungen ( $10^{-9}\text{mbar}$ ) bereit. Um sie zu fangen, benötigt die MOT dann zwei Laser, den Cooling- und den Repump-Laser, und ein Magnetfeld. Mit Hilfe dieser Komponenten sammelt die magneto-optische Falle zunächst viele kalte Atome an einem Ort, welche man dann einzeln in eine optische Falle laden kann (Fallentiefe von 1,5 mK [7]). Dort kann man sie dann für einen Bell-Test geeignet manipulieren.

#### Die Doppler-Kühlung

Um die Teilchen hinunterzubremesen, bedient sich die MOT des Doppler-Effekts: Bewegen sich Atome auf einen Laserstrahl zu, erscheint ihnen die Frequenz der ausgesandten Photonen ( $E = \hbar \cdot \omega$ ) höher. Fliegen sie in die andere Richtung, ist die Frequenz entsprechend niedriger. Dieses Phänomen, welches auch im nächsten Abschnitt für die Spektroskopie eine Rolle spielen wird, nutzt die MOT für die sogenannte Dopplerkühlung aus. Der Cooling-Laser ist leicht rotverstimmt ( $\omega_l < \omega_0$ ) gegenüber einer Absorptionslinie, die in der Hyperfeinstruktur des  $^{87}\text{Rb}$ -Atoms liegt. Fliegt das Atom dem Laserstrahl in der richtigen Geschwindigkeit entgegen, haben die Photonen aus der Sicht des Atoms die richtige Übergangsfrequenz. So kann das Atom das Lichtteilchen absorbieren und anschließend wieder emittieren. Da die Emission

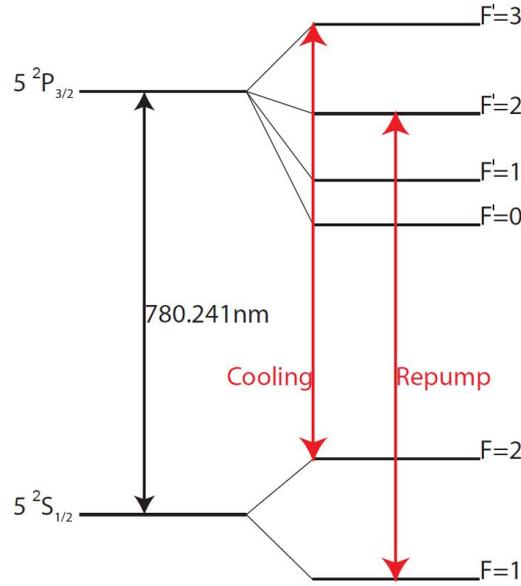


Abbildung 1: Termschema der Rubidium-D<sub>2</sub> – Linie und die Übergänge, auf die man Cooling- und Repump-Laser einstellt. [9]. Der Cooling-Laser ist leicht rotverstimmt und läuft in der Praxis dadurch ein wenig unterhalb der eingezeichneten Übergangsfrequenz.

in eine beliebige Raumrichtung geschieht, die Absorption aber immer in Richtung des Laserstrahls, wirkt zu beiden Seiten des Atoms ein unterschiedlicher Lichtdruck. Damit verlieren die Atome nach und nach an Geschwindigkeit. Die Absorptionslinie ist so gewählt, dass dieser Vorgang ein stabiler Kreisprozess ist. Diese Kühlung ist noch nicht positionsabhängig. Erst ein angelegtes Quadrupol-Magnetfeld bewirkt, dass die sechs Laserstrahlen, die paarweise gegenläufig aus allen drei Raumrichtungen kommen, die Atome zu einer Wolke zusammendrängen [8].

### Der Repump-Laser

Wie auf dem Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  (Abb. (1)) zu erkennen, läuft der Cooling-Laser auf einer Frequenz, die einen Übergang zwischen  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$  und  $|5^2P_{3/2}, F'=3\rangle$  ermöglicht. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit können die Atome jedoch auch in den  $|5^2P_{3/2}, F'=2\rangle$ -Zustand wechseln, womit der Cooling-Laser sie nicht-resonant anregt. Von dort aus können sie nicht nur in das Ausgangsniveau zurückfallen, sondern auch in  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$ . Weil der Cooling-Laser sie dort nicht mehr erreichen kann, bleibt jedes der Atome in diesem sogenannten Dunkelzustand gefangen. Um die Atome, die hier hängen bleiben, wieder in den Kreisprozess einzuschleusen, braucht die MOT einen zweiten Laser, den sogenannten Repump-Laser. Die Rubidium-Atome direkt auf das  $|5^2P_{3/2}, F'=3\rangle$ - Niveau zu bringen, ist nicht möglich, weil

die Auswahlregeln für Dipolübergänge dies nicht erlauben. Es genügt aber, die Teilchen wieder in den  $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Zustand zu heben. Nun zerfallen sie entweder nach  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  und damit erreicht sie der Cooling-Laser wieder, oder sie landen erneut im Dunkelzustand, wo der Repump-Laser wirkt [8].

Dieser muss auf einer festen Frequenz laufen, die genau der gewünschten Absorptionslinie entspricht, damit er die Atome zurück in den Kühlprozess bringen kann. Um den Laser deshalb auf eine bestimmte Linie zu fixieren, muss man zunächst die einzelnen Übergänge der Rubidium-Hyperfeinstruktur sauber voneinander trennen können. Eine geeignete Methode dafür ist die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie.

## 2.2 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Um die Absorption der  $^{87}\text{Rb}$ -Atome zu analysieren, beschießt man eine Glaszelle, die mit Rubidiumdampf (bei Raumtemperatur) gefüllt ist, mit einem frequenzverstimmbaren Laserstrahl. Vermisst man anschließend dessen Intensität, zeigt sich, bei welchen Frequenzen die Atome den Strahl abschwächen, weil er sie auf einen anderen Zustand anregt.

### Die Dopplerverbreiterung

Wären die Atome in Ruhe, würden sie nur bei den Frequenzen absorbieren, die denjenigen der verschiedenen Übergänge entsprechen. In Wirklichkeit haben die Teilchen jedoch eine gewisse Temperatur und bewegen sich deshalb ständig. Die Geschwindigkeit, die sie relativ zur Achse des Laserstrahls besitzen, verteilt sich gemäß einem Gaußprofil mit dem Maximum bei Null. Durch den oben erwähnten Dopplereffekt gibt es deshalb Atome, welche den Laserstrahl nicht nur bei exakter Resonanzfrequenz absorbieren. Diese Atome bewegen sich in der passenden Geschwindigkeit relativ zum Strahl und nehmen die eigentlich zu hohe Photonenfrequenz als die richtige wahr. Deshalb haben Absorptionslinien, die der sogenannten Dopplerverbreiterung unterliegen, ein gaußförmiges Profil. Ihre volle Halbwertsbreite beträgt

$$\delta_{\omega_D} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8kT \cdot \ln 2}{m}}, \quad (1)$$

wobei  $\omega_0$  die Frequenz des gesuchten Übergangs ist.  $\delta_{\omega_D}$  hängt außerdem von der Masse  $m$  des Atoms, von der Temperatur  $T$  und von den physikalischen Konstanten  $c$  (Lichtgeschwindigkeit) und  $k$  (Boltzmann-Konstante) ab.

Welche Auswirkungen es hat, dass der Dopplereffekt die Absorptionslinie verbreitert, zeigt folgendes Rechenbeispiel: Der für die Bachelorarbeit interessante Übergang von  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$

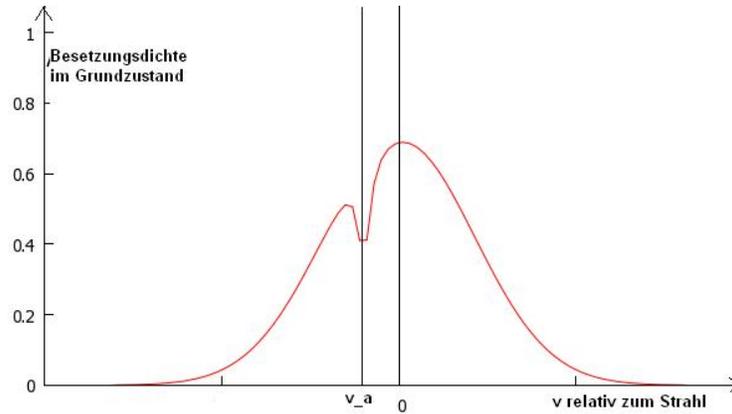


Abbildung 2: Besetzungsdichte des Grundzustands abhängig von der Teilchengeschwindigkeit. Die Kurve hat ein Gauß-Profil. Der Laser mit  $\omega_l \neq \omega_0$  regt die Atome an, die aufgrund ihrer Geschwindigkeit  $v_a$  seine Frequenz als  $\omega_0$  wahrnehmen.

nach  $|5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$  hat die Resonanzfrequenz  $\omega_0 = 2\pi \cdot 384,230484 \times 10^{12} \text{Hz}$ . Die Masse eines Rb-87-Atoms beträgt  $m = 1,44316 \times 10^{-25} \text{kg}$ . Mit den entsprechenden Werten für  $c$  und  $k$  erhält man bei Raumtemperatur  $T = 293 \text{K}$  eine Dopplerverbreiterung von

$$\delta\omega_D = 2\pi \cdot 5.05303 \times 10^8 \text{Hz}. \quad (2)$$

Der Unterschied zum benachbarten Übergang in der Hyperfeinstruktur,  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \implies |5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ , beträgt circa  $1.56 \times 10^8 \text{Hz}$ . Da dieser Wert mehr als dreimal so klein wie die Dopplerverbreiterung ist, kann der analysierende Lichtstrahl die beiden Linien nicht differenzieren. Dafür müsste die dopplerverbreiterte Linie um mindestens eine Größenordnung schmaler sein.

### Die dopplerfreie Absorption und die Lamb-Dips

Die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie umgeht dieses Problem durch einen geschickten experimentellen Aufbau [10]. Sie macht es sich zu Nutze, dass ein einlaufender Laser einen Übergang sättigen kann, wenn er eine genügend große Intensität hat. Dann befinden sich sehr viele Atome im angeregten Zustand und können somit keine weiteren Photonen mehr absorbieren. Betreibt man einen starken Laser auf einer Frequenz  $\omega_l \neq \omega_0$  und berücksichtigt den Dopplereffekt, so trägt sich die Besetzungsdichte des Grundzustands gemäß Abb. (2) gegen die Teilchengeschwindigkeit auf [11].

Für den einlaufenden Strahl, genannt Pumpstrahl, ergibt sich in der Spektroskopie dadurch immer noch ein dopplerverbreitertes Linienprofil. Schickt man dem Pumpstrahl jedoch einen zweiten Strahl gleicher Frequenz entgegen, geschieht folgendes: Bei  $\omega_l \neq \omega_0$  sieht der sogenannte Abfragestrahl das gleiche Profil wie der Pumpstrahl, da er Atome mit entgegengesetzter Geschwindigkeit beeinflusst [13]. Bei  $\omega_l = \omega_0$  jedoch regen beide entgegengesetzte

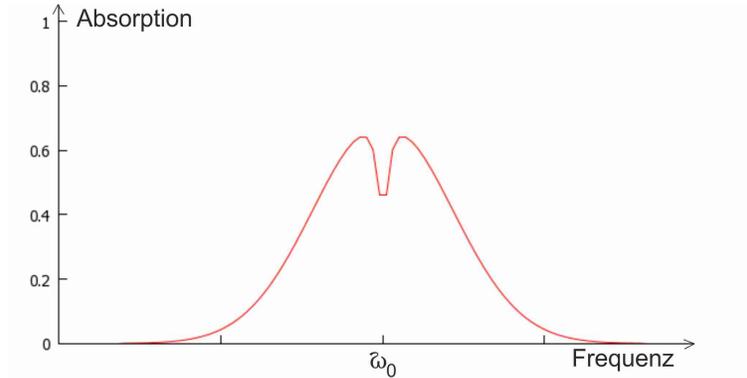


Abbildung 3: Dopplerverbreitertes Absorptionsprofil mit Lamb-Dip bei  $\omega_0$ . Das Loch entsteht, wenn Pump- und Abfragestrahl beide auf der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der Linie schwingen.

Strahlen dieselben Teilchen an: jene, die sich relativ zu den Photonen in Ruhe befinden.

Da der Pumpstrahl also die Besetzungsdichte im Grundzustand senkt, indem er eine große Anzahl von Atomen anregt, bleiben für den Abfragelaser weniger anregbare Teilchen übrig. In seiner Absorptionslinie entsteht genau in der Mitte des Doppler-Profiles ein Loch: ein sogenannter Lamb-Dip (Abb. (3)). Im einfachsten Aufbau reflektiert ein Spiegel hinter der Gaszelle den Pumpstrahl und schickt ihn als Abfragestrahl zurück. Wie für diesen der Absorptionskoeffizient von der Frequenz abhängt, sieht man hier:

$$\alpha_s(\omega) = \alpha_0(\omega) \left[ 1 - \frac{S_0}{2} \left( 1 + \frac{(\gamma_s/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_s/2)^2} \right) \right] \quad (3)$$

mit

$$\alpha_0(\omega) = \exp \left[ \frac{-(\omega - \omega_0)^2}{(0,6 \delta\omega_D)^2} \right]. \quad (4)$$

Dabei gibt  $\alpha_0$  abhängig von der Dopplerbreite  $\delta\omega_D$  die Struktur des Doppler-Profiles an. Der Klammerterm in Formel (3) ist hingegen ein Lorentz-Profil und kennzeichnet, wie der Lamb-Dip aussieht. Dabei ist  $S_0$  der Sättigungskoeffizient und  $\gamma_s$  die Sättigungsbreite der Lamb-Dips abhängig von der Laserintensität (genauere Herleitung und Erklärung siehe [11]). Ist  $\gamma_s$  genügend klein gegenüber dem Abstand der verschiedenen Übergänge, so lassen sich die einzelnen Linien der Hyperfeinstruktur auflösen. Die Abbildung (4) zeigt das Absorptionsspektrum der Übergänge, die für diese Bachelorarbeit interessant sind.

### Die Crossover-Peaks

In dieser Abbildung (4) kann man auch deutlich sehen, dass nicht nur bei den Resonanzfrequenzen Lamb-Dips erscheinen, sondern auch dazwischen. Deren Ursprung verdeutlicht die Abbildung (5): Wenn zwei Linien dicht genug (innerhalb der Dopplerbreite) beieinander liegen,

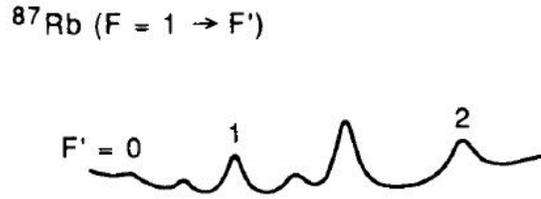
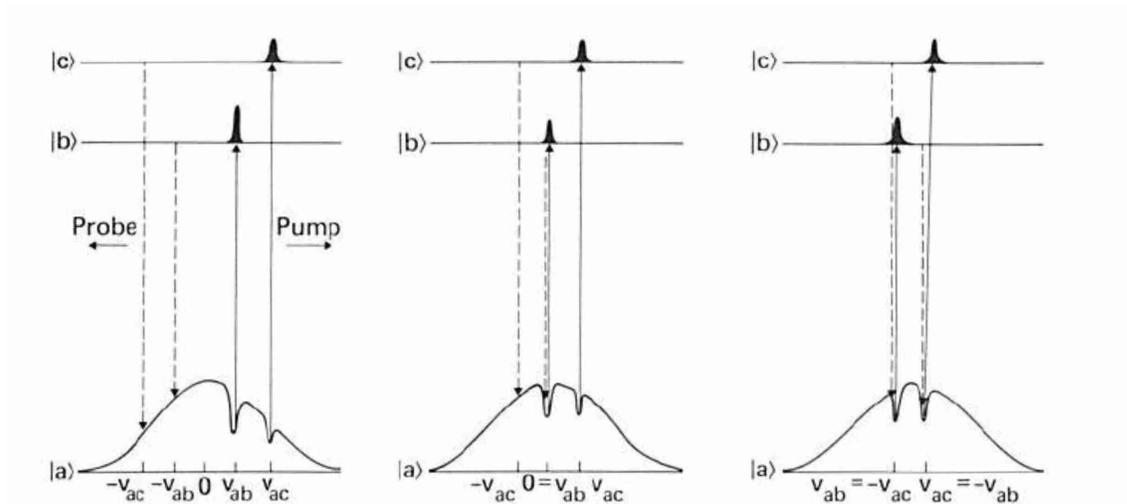


Abbildung 4: Das Absorptionsspektrum der gewünschten Übergänge. [12]

Abbildung 5: Entstehung von Crossover-Peaks. Im ersten Bild sind Pump- und Abfrigelaser (Probe) unterschiedliche Atomgruppen von  $|a\rangle$  nach  $|b\rangle$  und  $|c\rangle$  an. Im zweiten Bild regen beide bei  $|b\rangle$  dieselben Atome an, ein Lamb-Dip entsteht. Auch im dritten Bild regen beide dieselben Atome an, allerdings bei jeweils unterschiedlichen Übergängen. [14]

erzeugt der Pumpstrahl zwei Resonanzen,  $\omega_a$  und  $\omega_b$ , für Atome zweier Geschwindigkeitsklassen. Haben beide Atome denselben Geschwindigkeitsbetrag, dann bedeutet das  $\omega_l = \frac{1}{2}(\omega_a + \omega_b)$ . Das Gleiche gilt für den Abfragestrahl, nur regt er bei denselben Geschwindigkeitsklassen jeweils den anderen der zwei Übergänge an. Da Lamb-Dips immer entstehen, wenn zwei genügend starke Lichtwellen dieselben Atome anregen, erscheinen die sogenannten Crossover-Peaks [14].

Vergleiche man den Abfragestrahl bei ein- und ausgeschaltetem Pumpstrahl, ergäbe sich die Möglichkeit ein reines Absorptionsspektrum ohne Doppleruntergrund zu bekommen. Dieses ist jedoch nur wichtig, um die einzelnen Linien exakt vermessen zu können. Wie im vorigen Abschnitt erläutert, genügt es jedoch, wenn der Laser möglichst präzise bei einer fixen Frequenz läuft. Dafür muss man lediglich die einzelnen Übergänge gut unterscheidbar auflösen und zuordnen können. Deshalb bringen die Crossover-Peaks, die zur Spektralanalyse eines Elements eher störend wirken, für diesen Aufbau Vorteile mit sich. Sie sind mitunter ausgeprägter zu er-

kennen als die eigentlichen Resonanzen. Wie ich im nächsten Kapitel unter (3.3) noch genauer erläutere, kann man mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators die Frequenz noch nachträglich um einen gewünschten Wert verändern. Damit eignen sich auch die Crossover-Peaks dafür, den Laser auf eine feste Wellenlänge zu justieren, weil man auch ihre Resonanzfrequenz genau kennt.

Bevor man jedoch das Absorptionsspektrum nutzen kann, um darüber die Wellenlänge des Lasers zu regulieren, muss man das Intensitätssignal des Abfragelasers geeignet manipulieren. Eine Methode dafür, das Signal gezielt für die gewünschten Zwecke zu verarbeiten, stellt die Frequenzmodulation bereit.

### 2.3 Die Stabilisierung der Laserfrequenz

Um den Repump-Laser auf einer festen Frequenz zu halten, muss man ihn an einem Punkt im Absorptionsspektrum fixieren, den die regelnde Elektronik gut verarbeiten kann. Zudem sollte es ein Punkt sein, der hinreichend genau mit einem theoretischen Wert zu identifizieren ist. Deshalb eignen sich die verschiedenen Peaks, auch die Crossovers, der Hyperfeinstruktur, da man deren Frequenzwerte kennt. Für die Elektronik, die die Schwankungen in der Wellenlänge des Lasers korrigiert, ist es allerdings schwierig, auf einen Extremwert zu regeln. Da sie zu beiden Seiten des Peaks die gleichen Werte liest, erkennt die Regelung nicht, auf welcher Seite des Maximums die aktuelle Laserfrequenz liegt.

Vorteilhafter ist es deshalb, nicht das Absorptionsspektrum selbst, sondern dessen Ableitung zu verwenden. Dort entsprechen Peaks Nulldurchgängen steiler Flanken. Einmal auf diesen Nulldurchgang geregelt, weiß die Elektronik stets, ob die aktuelle Wellenlänge zu hoch oder zu niedrig ist, je nachdem ob sie einen positiven oder negativen Wert liest. Es ist also eine Methode vonnöten, mit der man die Ableitung eines Absorptionsspektrums bilden kann: die Frequenzmodulation [15].

#### Die Frequenzmodulation

Hierbei moduliert man die Laserfrequenz mit einem hochfrequenten Radiosignal, für unsere Zwecke zwischen zehn und dreißig MHz. Um die Intensität des Absorptionssignals zu bestimmen, kann man sie mit einer Taylorentwicklung nähern:

$$I(\omega_l) := I(\omega_l + M \cdot \sin(\omega_m t)) = I(\omega_l) + I'(\omega_l)(M \cdot \sin(\omega_m t)) + I''(\omega_l)\left(\frac{M^2 \sin^2(\omega_m t)}{2!}\right) + I'''(\omega_l)\left(\frac{M^3 \cdot \sin^3(\omega_m t)}{3!}\right) + \dots \quad (5)$$

Hierbei ist  $\omega_l$  die Laserfrequenz,  $\omega_m$  die Modulationsfrequenz und  $M$  eine konstante Amplitude der Radiofrequenz mit  $M \ll 1$ . Formt man diesen Ausdruck mit Hilfe trigonometrischer

Zusammenhänge um, so erhält man:

$$\begin{aligned}
 I(\omega_l + M \cdot \sin(\omega_m t)) &= [I(\omega_l) + \frac{M^2}{4} I'(\omega) + \dots] + \\
 &\quad \sin(\omega_m t) \cdot \left[ M \cdot I'(\omega_l) + \frac{M^3}{8} I'''(\omega_l) \cdot \sin^2(\omega_m t) + \dots \right] + \\
 &\quad \cos(2\omega_m t) \cdot \left[ -\frac{M^2}{4} \cdot I''(\omega_l) + \dots \right] + O(M^3) \quad (6)
 \end{aligned}$$

Für  $M \ll 1$  entfallen in erster Näherung alle Terme, die  $M$  in höherer Ordnung enthalten und übrigbleibt:

$$I(\omega_l + M \cdot \sin(\omega_m t)) \approx I(\omega_l) + M \cdot I'(\omega_l) \cdot \sin(\omega_m t) \quad (7)$$

Damit hat man einen direkten Zusammenhang zwischen dem moduliertem Absorptionssignal und seiner Ableitung.

### Der Mischer

Mit diesem Signal geschieht nun das Folgende: Eine Photodiode liest es und leitet es an einen sogenannten Mischer weiter [15]. Dieser multipliziert ein sogenanntes Referenzsignal,  $\sin(\omega_m t + \phi)$ , mit dem Signal aus der Photodiode (Formel (7)). Laufen nun das Referenzsignal  $\sin(\omega_m t + \phi)$  und das Absorptionssignal in Phase ( $\phi = 0$ ), bedeutet das, dass  $I(\omega_l)$  ebenfalls nicht beiträgt. Es bleibt der gewünschte Term  $M \cdot I'(\omega_l)$ , welcher der Ableitung des Absorptionssignals entspricht. Der Mischer kann diese Ableitung als Gleichstromsignal ausgeben. Damit kann man es elektronisch weiterverarbeiten und dazu verwenden, die Frequenz des Lasers zu regeln.

Das Signal, welches der Mischer ausgibt, hängt allerdings stark von  $\omega_m$  selbst ab, da man mit der Modulationsfrequenz auch die Phase  $\phi$  zwischen Referenzsignal und Photodiodensignal verändert. Wenn  $\phi = \pi$  ist und der Sinus des Referenzsignal also ein Cosinus wird, gibt die Gleichung (7) keinen Beitrag. In der realen Umsetzung erhält man allerdings nie ein Nullsignal, da neben der Frequenz auch zusätzlich die Phase geringfügig moduliert wird, was einer anderen Signalform entspricht. Ebenfalls auftreten können nichtlineare Effekte (siehe Abbildung (14)). Die richtige Frequenz hängt beispielsweise auch von der Kabellänge ab, welche sich ebenso auf die Phasenverschiebung auswirkt. Deshalb muss man die Radiofrequenz per Hand solange anpassen, bis Referenzsignal und Sinus-Anteil in Phase schwingen und ein klar definiertes Ableitungssignal erzeugen.

Wie ich diese theoretischen Grundlagen in die Praxis umgesetzt habe, möchte ich in Kapitel 2 schildern. Bevor ich jedoch den Aufbau meines Systems darstelle, werde ich in einem kurzen Abschnitt noch einmal die Theorie gaußscher Strahlen ansprechen. Auch auf optische

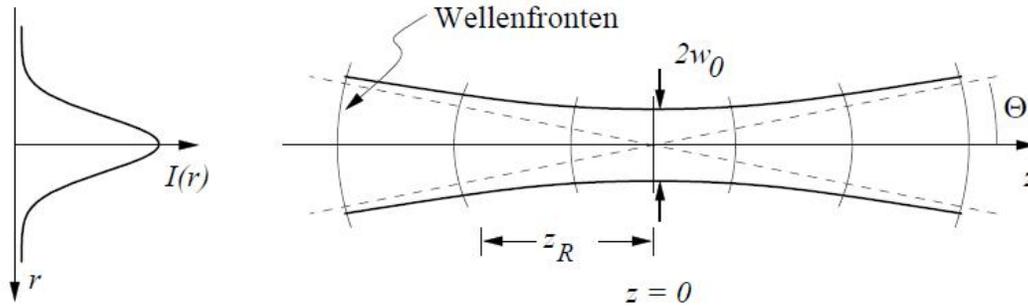


Abbildung 6: Parameter des Gauß-Strahls [16].

Resonatoren werde ich eingehen, mit welchen man das Frequenzspektrum eines Laserstrahls überprüfen lässt.

## 2.4 Gauß-Strahlen und optischer Resonator

Während die idealisierten Strahlen der geometrischen Optik noch genügen, um beispielsweise Linsensysteme theoretisch zu beschreiben, sind sie für genaue Messungen mit Laserlicht ungeeignet. Die gaußsche Strahlenoptik beschreibt Laserstrahlen als elektro-magnetische Wellen.

### Laserlicht als elektro-magnetische Welle

Damit sind gaußsche Strahlen Lösungen der Wellengleichung. In paraxialer Näherung nimmt man an, dass sie in der x-y-Ebene viel stärker variieren als in z-Richtung. Für so einen achsennahen Strahls kann man einen Satz von Lösungen herleiten (beschrieben beispielsweise in [17]), welche man  $TEM_{m,n}$  – Moden (transversal elektro-magnetisch) nennt. Dabei gibt m die Anzahl der Knoten in x-Richtung und n die Anzahl der Knoten in y-Richtung an. In der Praxis sind Gauß-Strahlen zumeist  $TEM_{0,0}$  – Moden. Damit besitzen sie keine Knoten in transversaler Richtung und haben ein radiales Strahlprofil mit folgender Intensitätsverteilung:

$$I(r, z) = I_0(z) \cdot \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (8)$$

mit  $r$  als Abstand von der Strahlmitte und  $w(z)$  als sogenannter Waist: Er gibt im radialen Strahlprofil den Abstand von der Mitte an, bei dem die Intensität auf  $\frac{I_0}{2}$  abgesunken ist. Diese Verteilung entspricht einem Gauß-Profil, deshalb die Bezeichnung als Gaußsche Strahlen. Laserstrahlen sind zwar nicht immer reine  $TEM_{0,0}$  – Moden, aber bei dem hier verwendeten Laser (gut zu sehen im Strahlprofil in Abb. (9)) ist ihr Anteil entscheidend. Deshalb sind Gauß-Strahlen eine gute Näherung, um zu berechnen, wie sich sein Licht ausbreitet.

Am besten verdeutlicht man sich die verschiedenen Eigenschaften des Gaußschen Strahls

anhand der Abbildung (6). Hier erkennt man, dass der Strahl im longitudinalen Querschnitt hyperbolisch ist. Er hat gekrümmte Wellenfronten und einen Fokus bei  $z = 0$ . Der Waist an dieser Stelle,  $w_0$ , ist eine charakteristische Größe und wird Strahltaille genannt. Eng verknüpft mit dem Waist ist die Rayleigh-Länge  $z_R$ : Diese gibt den longitudinalen Abstand vom Fokus an, bei dem  $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$  gilt. Ebenfalls wichtig ist der Divergenzwinkel  $\theta$ , welcher beschreibt, wie stark sich der Gaußsche Strahl aufweitet. Für  $z \gg z_R$  gilt:

$$\tan\theta = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0 n} \quad (9)$$

### Der optische Resonator

Einen optischen Resonator, auch genannt Cavity, kann man nutzen, um zu überprüfen, ob ein Laser sein Licht nur, wie gewünscht, in einem Frequenzbereich oder in mehreren emittiert.

Er besteht aus zwei Spiegeln, die man so anordnet, dass sie das Licht hin- und herreflektieren. Je nach unterschiedlichem Abstand der Spiegel,  $L$ , ändert sich die Wellenlänge des Lichtes,  $\lambda$ , welches sie transmittieren kann. Dafür muss gelten:  $2L = m \cdot \lambda$ ,  $m \in \mathbb{N}$ . Es folgt für die Resonanzfrequenzen:

$$\omega_{res} = 2\pi \frac{c}{2nL} m, \quad m \in \mathbb{N}, \quad (10)$$

wobei  $L$  der Spiegelabstand,  $n$  der Brechungsindex und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist.

Die Spiegel müssen teilreflektierend sein, also auch ein wenig Licht durchlassen, damit die Strahlen in die Cavity hinein- und auch wieder hinausgelangen können. Außerdem ist es nicht möglich, planare Spiegel zu verwenden, da die Wellenfronten gaußscher Strahlen gekrümmt sind. Konkave Spiegel ermöglichen es, die gebogenen Wellenfronten in sich zurückzureflektieren und somit zu überlagern.

Eine Funktion optischer Resonatoren ist es, die Feldstärke des Lasers in einem bestimmten Raumbereich zu verstärken. Anordnungen dieser Art sind beispielsweise Teil von Lasern. Die Cavity im Rahmen dieser Bachelorarbeit hat jedoch eine andere Funktion: Mit ihrer Hilfe kann man feststellen, ob ein Laser sein Licht nur von einer oder von mehreren Wellenlängen emittiert. Dazu verwendet man die sogenannte konfokale Anordnung. Diese zeichnet sich dadurch aus, dass der Krümmungsradius der Spiegel,  $R_c$ , genau ihrem Abstand voneinander,  $L$ , entspricht.

Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, dass die räumlichen, also die  $\text{TEM}_{m,n}$  – Moden entarten, jeweils für  $(m+n)$  gerade und  $(m+n)$  ungerade. Das bedeutet, dass die Cavity alle räumlichen Moden bei nur zwei verschiedenen Resonatorlängen transmittiert. Variiert man nun  $L$  und sieht, dass Licht die Cavity für mehrere Längenwerte durchdringt, dann müssen diese unterschiedlichen Moden ihren Ursprung im Frequenzspektrum des Lasers haben: Sein Licht besteht nicht nur aus einer, sondern aus verschiedenen Wellenlängenbereichen.

### Die Güte eines optischen Resonators

Über das Frequenzspektrum eines optischen Resonators kann man auch seine Güte bestimmen.

Dazu definiert man die Größe  $\delta\omega_{FSR}$ , welche man freien Spektralbereich (free spectral range) nennt:

$$\delta\omega_{FSR} := \omega_{res} \cdot m = 2\pi \frac{c}{2nL} \quad (11)$$

Die aus Formel (10) erhaltene Größe gibt die Periodizität des Spektrums an, welches der optische Resonator transmittiert. Das bedeutet, es steht für den Abstand zweier Resonatorpeaks derselben transmittierten Wellenlänge (entweder für  $(m+n)$  gerade oder  $(m+n)$  ungerade) [16].

Ein wichtiger Wert für die Qualität eines Resonators ist die Finesse. Sie setzt den freien Spektralbereich,  $\delta\omega_{FSR}$  in Beziehung zur Halbwertsbreite der transmittierten Mode,  $\delta\omega_{FWHM}$ :

$$F = \frac{\delta\omega_{FSR}}{\delta\omega_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (12)$$

Je höher die Finesse ist, desto schärfer kann die Cavity auflösen.

### Zusammenfassung des Kapitels

Hiermit habe ich die nötige Theorie vorgestellt, die man kennen muss, um einen frequenzstabilisierten Laser (zum Beispiel für eine magneto-optische Falle) zu betreiben. Ich habe dargelegt, wie man dafür mit der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie die Hyperfeinstruktur eines Übergangs auflösen kann. Im nächsten Abschnitt habe ich gezeigt, wie man das Spektroskopiesignal verarbeiten kann, um damit den Laser auf eine feste Wellenlänge zu regeln. Schließlich habe ich noch die Gaußschen Strahlen vorgestellt, mit welchen man Laserlicht identifiziert sowie die Cavity, mit welcher man das Frequenzspektrum dieses Laserlichtes vermessen kann.

Wie sich diese theoretischen Überlegungen in die Praxis übertragen lassen und welche Ergebnisse man mit ihnen erzielen kann, wird der Inhalt des folgenden Kapitels sein: Der Aufbau des Lasersystems und die dazugehörigen Messungen.

*“A magician wandered along the beach,*

*but no one needed him.”*

The Hitchhiker’s Guide to the Galaxy,

Douglas Adams

## 3 Aufbau und Messungen

Der wichtigste Schritt in der Experimentalphysik ist derjenige, bei dem man die Theorie in die Praxis umsetzt. Dabei spielt es nicht nur eine Rolle, wie der Physiker das Experiment aufbaut, sondern er muss auch mögliche Probleme wie Materialfehler oder ungenaue Justage abwägen. Im folgenden Teil möchte ich schildern, wie man die beschriebene Theorie des Lasersystems praktisch realisieren kann. Dazu werde ich zunächst einen Gesamtüberblick über den Aufbau geben. Anschließend gehe ich näher auf das Herzstück des Experimentes ein, auf seine Lichtquelle: ein Diodenlaser und dessen Komponenten. Danach erläutere ich den Bereich, in dem man das Spektrum der Rubidium-Atome untersucht. In diesem Abschnitt werde ich mich auch kurz dem optischen Resonator widmen, mit dessen Hilfe man das Frequenzspektrum des Laserlichts überprüfen kann. Den Abschluss dieses Kapitels bildet auch der Abschluss des Lasersystems: der akusto-optische Modulator (AOM), welcher den Laser sowohl an- und ausschalten, als auch dessen Frequenz nachträglich verändern kann. In jedem Abschnitt werde ich die entsprechenden Messungen vorstellen und überprüfen, wie sie mit der Theorie übereinstimmen.

### Der Aufbau im Überblick

Zunächst einmal zeigt Abbildung (7) den Aufbau meines gesamten Experimentes mit allen seinen Komponenten. Der Laserstrahl, den die Diode (Abschnitt 1) erzeugt, passiert zwei Prismen und einen optischen Isolator, bevor eine Glasplatte einen Bruchteil seiner Leistung in die Spektroskopie (Abschnitt 2) abzweigt. Hier geht ein weiterer Bruchteil in den optischen Resonator (Abschnitt 3). Der Rest des Lichtes läuft entlang der AOM-Strecke (Abschnitt 4) und kann anschließend in eine Faser eingekoppelt und als frequenzstabilisierter Laser verwendet werden.

In Tabelle (1) habe ich die Leistungswerte des Laserstrahls an verschiedenen Orten aufgelistet. Alle Werte habe ich bei einer Stromstärke von 87,1 mA aufgenommen. Mit anderer Stromstärke erhält man natürlich andere Werte, aber dennoch kann man erkennen, dass man für die Spektroskopie und den optischen Isolator nur einen kleinen Teil des Lichtes abzweigen muss.

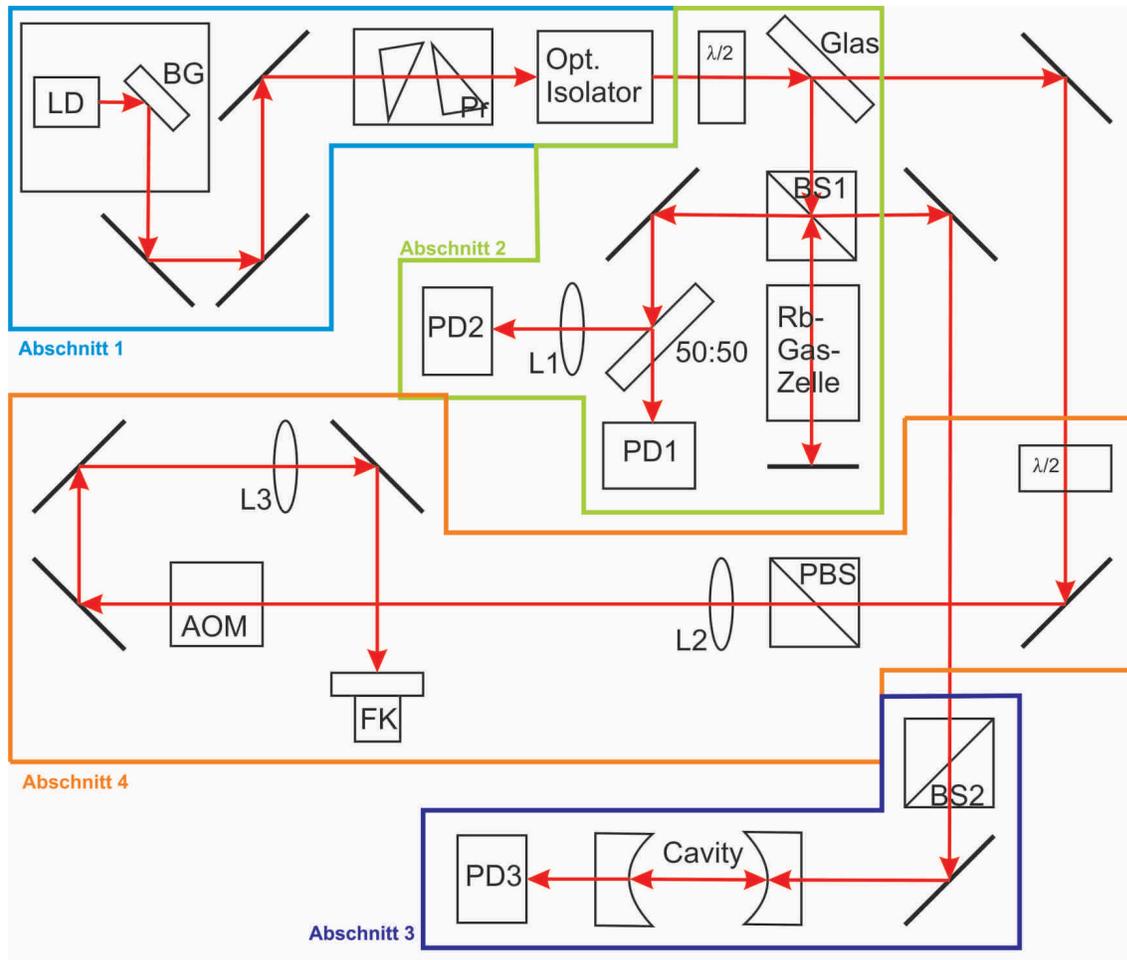


Abbildung 7: Aufbau des Lasersystems.

*Abschnitt 1:* Laserdiode und Linse (LD), Beugungsgitter (BG), Prismenpaar (Pr), optischer Isolator

*Abschnitt 2:*  $\lambda/2$ - und Glasplatte, Beamsplitter (BS1), Rb-Gaszelle, 50:50-Strahlteiler, langsame Photodiode (PD1), Linse mit Brennweite 60 mm (L1), schnelle Photodiode (PD2)

*Abschnitt 3:* Beamsplitter (BS2), optischer Resonator (Cavity), Photodiode (PD3)

*Abschnitt 4:*  $\lambda/2$ -Platte, polarisierender Beamsplitter (PBS), 2 Linsen mit Brennweite 200 mm (L2, L3), akusto-optischer Modulator (AOM), Faserkoppler (FK)

Ort	Leistung
hinter dem Beugungsgitter	53,5 mW
hinter dem optischen Isolator	38 mW
vor dem Beamsplitter der Spektroskopie (BS1)	6,37 mW
vor der Rb-Gas-Zelle	1,25 mW
vor der langsamen Photodiode (PD1)	0,3 mW
vor der schnellen Photodiode (PD2)	0,15 mW
vor dem optischen Resonator	0,52 mW
vor dem AOM (höchstmöglicher Wert)	17,7 mW
hinter dem AOM (1. Beugungsmaximum)	13,7 mW

Tabelle 1: Leistung des Lasers an verschiedenen Orten im Aufbau ( $I = 87,1$  mA), gemessen mit einem optischen Powermeter.

Eigenschaft	Wert
Wellenlänge	779 nm - 785 nm
Laserschwelle	34 mA
Maximalleistung	154.9 mW
Maximalstrom	182 mA
Strahldivergenz ( $2\theta_{\max}$ )	17.0°

Tabelle 2: Charakteristika der Laserdiode, Herstellerangabe.

### 3.1 Der Diodenlaser

#### Die Diode

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit dient eine Diode als Lichtquelle. Der Vorteil von Diodenlasern ist, dass sie in einem sehr scharfen Frequenzbereich ( $<1$  MHz) emittieren, bei wenig Strom eine ausreichende Leistung liefern und zudem kostengünstig und leicht erhältlich sind [18]. In Tabelle (2) habe ich die wichtigsten technischen Daten der verwendeten Diode zusammengefasst.

Der Aufbau des Laserabschnitts (Foto im Anhang) erfolgt nach [19]. Die Diode befindet sich gemeinsam mit einem Beugungsgitter auf einem stabilen Aluminiumblock. Um den divergenten Strahl der Laserdiode zu kollimieren, benötigt man eine Linse, die sehr dicht vor dem Halbleiter sitzt. Deshalb fixiert man sowohl Diode als auch Linse ( $f = 4.51$  mm) in einem kleinen Rohr, sodass beide auf derselben optischen Achse liegen. Bevor man nun weitere Teile aufbaut, ist es vorteilhaft, zunächst das Profil des Strahles zu betrachten. Geschieht dies in genügend großer Entfernung, kann man die Linse optimal justieren, indem man sich über Formel (9) ausrechnet, welche Größe der Waist bei gegebenem Abstand haben muss. Dabei ist zu beachten, dass die Laserdiode einen elliptisch geformten Strahl aussendet, weshalb sich der horizontale und der vertikale Divergenzwinkel unterscheiden. Da ich inmitten des Aufbaus die Laserdiode und die Linse wechseln musste, spiegeln die Messungen, die ich im Laufe dieses

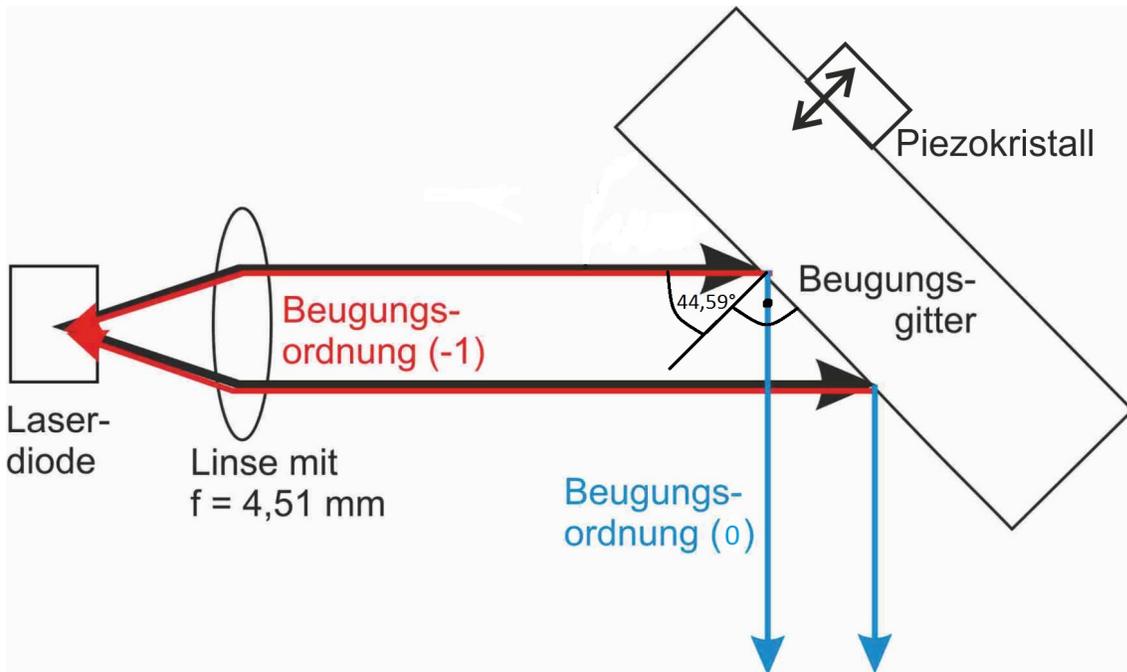


Abbildung 8: Laserdiode und Beugungsgitter. Wenn das Gitter in einem Winkel von  $(90 - 44,59)^\circ$  zum Strahl steht, geht die erste negative Ordnung zurück in die Laserdiode und bildet so einen externen Resonator. Durch Verkippen des Gitterabstands mit dem Piezokristall kann man die Wellenlänge des Lichtes verändern, welches zurück in den Laser geht und somit die Arbeitswellenlänge definiert.

Abschnittes vorstellen werde, das Strahlprofil wider, nachdem das Licht bereits das Gitter passiert hat.

### Das Gitter

Dieses Beugungsgitter hat 1800 Striche pro mm und ein sinusförmiges Profil. Es bildet einen wichtigen Teil des Lasersystems. Das kollimierte Licht trifft auf das Gitter, welches es gemäß folgender Formel beugt:

$$\sin(\theta_n) = \frac{n\lambda}{2d}$$

Dabei ist  $d$  der Abstand der Gitterstriche,  $\lambda$  die Wellenlänge des einfallenden Lichtes und  $n$  die Beugungsordnung. Für  $n = -1$  ergibt sich ein Winkel von  $44.59^\circ$  zur Gitternormalen. Dieser Wert ist deshalb wichtig, weil man das Gitter so positioniert, dass es die erste negative Ordnung zurück in die Laserdiode beugt (Abb. (8)). Dadurch entsteht ein externer Resonator, der einerseits die Feldstärke im laseraktiven Medium der Diode überhöht und so die Laserschwelle senkt. Zweitens kann man ihn auf verschiedene Wellenlängen justieren, indem man das Gitter senkrecht zur Strahlachse verkippt. So nutzt man das Gitter, um später die Wellenlänge des Laserlichtes zu variieren, wie es für die Spektroskopie (Abschnitt (2.2)) nötig ist.

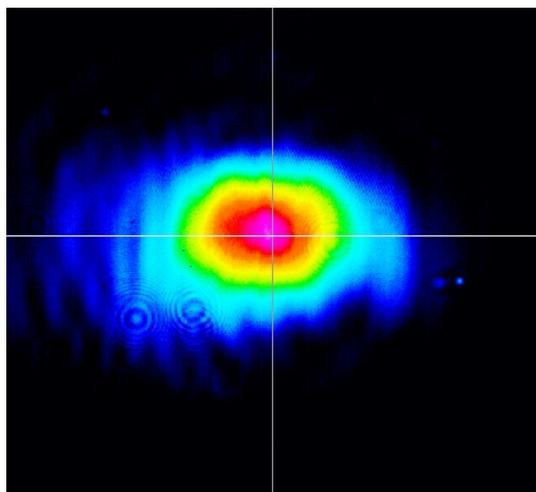


Abbildung 9: Intensitätsverteilung des radialen Strahlprofils, gemessen mit einer linearen CCD-Kamera.

Grobe Justage ist zunächst mittels zweier Schrauben möglich (horizontal und vertikal). Wenn man später einen Wellenbereich präzise abfahren möchte, nutzt man dazu einen Piezokristall, der gegen das Gitter drückt. An diesen legt man ein dreiecksförmiges Spannungssignal (50 Hz) an, das eine sogenannte Lockbox (siehe auch Abschnitt (3.2)) ausgibt, über die man auch den Offset und die Amplitude dieses Signals verändern kann. Abhängig vom angelegten Spannungswert schafft der Piezokristall einen Hub von 600 Nanometer.

### Die Temperaturregelung

Ein wichtiger Teil des Laserblocks ist außerdem seine Temperaturregelung. Die Wellenlänge des Laserlichtes hängt auch von der Temperatur der Diode ab. Diese Temperatur misst ein Thermistor. Ein Peltier-Element trennt den Aufsatz mit Gitter und Diode von dem darunter liegenden Aluminiumblock. Mittels dieses Elementes kann man die Temperatur der Diode auf einen Soll-Wert regeln und auf diese Weise ebenfalls die Laserfrequenz zu seinen Gunsten beeinflussen: höhere Temperatur bedeutet größere Wellenlänge. Die Regelung geschieht über einen Diodentreiber. Mit Hilfe einer elektronischen Regelung stellt dieser die Temperatur auf den gewünschten Wert ein. Er versorgt auch die Diode mit stabilem Strom.

### Das Strahlprofil

In den Abbildungen (9) und (10) kann man am Beispiel des verwendeten Lasers einige wichtige Eigenschaften des Strahlprofils erkennen. Entlang der x- und der y-Achse, welche das Messprogramm ausgewertet hat, ist die radiale Intensität des Laserstrahls deutlich gaußverteilt. Dies sieht man in Abbildung (10), wo das Programm eine Gaußkurve an die Messwerte anlegt. Diese Kurve weicht kaum von der realen Verteilung ab. Wie schon weiter oben angespro-

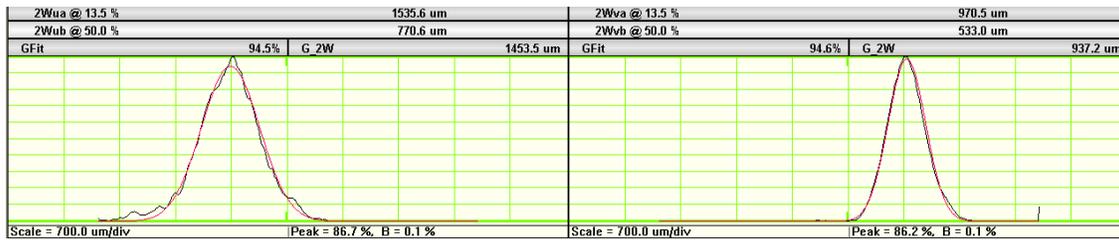


Abbildung 10: Intensitätsverteilung beider Achsen des Strahlprofils aus Abbildung (9).

chen, emittiert die Laserdiode allerdings keinen kreisrunden Strahl, sondern einen elliptischen. Dies sieht man sowohl in Abbildung (9), als auch daran, wie die Breite des Gaußprofils von der gewählten Achse abhängt (Abb. (10)). Ein rundes Strahlprofil ist jedoch vorteilhaft, um das Laserlicht gut auf verschiedene Elemente wie einen Faserkoppler oder einen optischen Isolator (siehe weiter unten) zu justieren. Deshalb schickt man das Licht durch ein Prismenpaar. Abhängig vom Winkel, in dem die beiden Prismen zueinander stehen, können diese den Strahl vertikal unterschiedlich stark stauchen und somit einem kreisrunden Profil annähern.

### Der optische Isolator

Ebenfalls wichtig zu wissen ist, dass die Laserdiode empfindlich gegenüber unkontrollierten Rückreflexen ist. Deshalb platziert man direkt hinter dem Prismenpaar einen optischen Isolator (OI). Der OI lässt nur Licht einer bestimmten Polarisation passieren und dies auch nur in eine ausgezeichnete Richtung [20]. In Tabelle (3) kann man die Eigenschaften des gewählten optischen Isolators überblicken, wie sie der Hersteller angibt. Das Licht, welches die Laserdiode verlässt, ist linear polarisiert und kann deshalb durch den OI gelangen, wenn man diesen richtig zum Strahl orientiert.

Um die Werte aus Tabelle (3) zu überprüfen, misst man zunächst die Isolation, indem man richtig polarisiertes Licht in die Rückseite des Isolators strahlt und mit einem optischen Powermeter die Leistung vor und hinter dem Isolator bestimmt. Hierbei ergaben sich bei mir die Werte  $P_{\text{in}} = 4,0\text{mW}$  und  $P_{\text{out}} = 3\mu\text{W}$ . Aus

$$T_{\text{Isolation}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = 1,3 \times 10^{-3}$$

folgt

$$\text{Isolation} = \log 1,3 \times 10^{-3} = -28,9 \text{ dB}$$

Dieser Wert liegt um eine Größenordnung unter der Herstellerangabe. Allerdings ist er stark justageabhängig und kleine Leistungswerte wie  $P_{\text{out}}$  sind durch mögliches Hintergrundlicht mit großem Fehler behaftet.

Für die Transmission des verwendeten OI ergaben sich die Werte  $P_{\text{in}} = 7,8 \text{ mW}$  und  $P_{\text{out}} = 6,7 \text{ mW}$ .

Eigenschaft	Wert
Transmission	87.7 %
Isolation	-40.7 dB
Faradayrotation	44.4°

Tabelle 3: Charakteristika des optischen Isolators, Herstellerangabe.

Daraus folgt

$$T_{\text{trans}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = 0,859,$$

was sich gut mit der Herstellerangabe deckt.

Nachdem ich damit geschildert habe, wo und wie der Strahl entsteht, den man nun für die Spektroskopie verwenden kann, möchte ich mich im nächsten Abschnitt eben diesem Thema widmen: wie man dopplerfreie Sättigungsspektroskopie experimentell realisiert.

### 3.2 Spektroskopie

Wenn der Laserstrahl den optischen Isolator verlassen hat, trifft er auf eine Glasplatte, über die man einen Teil seines Lichtes in den Spektroskopiebereich reflektiert. Vor der Glasplatte montiert man eine  $\lambda/2$  – Platte, welche die Polarisationsrichtung des Lichtes um einen verstellbaren Winkel drehen kann. So kann man über diese  $\lambda/2$  – Platte beeinflussen, wieviel Leistung in die Spektroskopie gelangt, da es von der Polarisation des Lichtes abhängt, zu welchem Anteil die Glasplatte es reflektiert. Für die in meinem Aufbau verwendete Glasplatte gelten folgende Reflektivitätswerte (Einfallswinkel: 45°):

senkrecht polarisiertes Licht:

$$R_s = \frac{0,6 \text{ mW}}{6,7 \text{ mW}} = 0,09$$

parallel polarisiertes Licht:

$$R_p = \frac{0,04 \text{ mW}}{6,7 \text{ mW}} = 0,006$$

Man lenkt das reflektierte Licht in einen Strahlteiler. Das Licht, welches dieser transmittiert, trifft auf die Spektroskopieprobe.

#### Die Rubidium-Gas-Zelle

Diese besteht aus Rubiumdampf ( $^{85}\text{Rb}$ - und  $^{87}\text{Rb}$  im natürlichen Isotopenverhältnis) in einer abgepumpten Glaszelle. Hinter der Zelle steht ein Spiegel, der wie in Abschnitt (2.2) beschrieben, den hinlaufenden Pumpstrahl als Abfragestrahl wieder durch die Zelle zurück-

schickt. Die beiden Strahlen überlagern sich direkt und ermöglichen so die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Der Strahlteiler lenkt den Abfragestrahl auf dessen Rückweg auf zwei Photodioden (eine langsame und eine schnelle) ab (siehe Abb. (7)). Ein 50:50-Strahlteiler sorgt dafür, dass beide Dioden ein Signal empfangen.

### Das Absorptionsspektrum

Die langsame Photodiode mit einem Messwiderstand von 100 k $\Omega$  schließt man direkt an das Oszilloskop an. Dort kann man nun sehen, wie die Intensität des Abfragestrahls von der Wellenlänge des Lasers abhängt. Typischerweise wird man zunächst den Diodenstrom, die Position des Reflexionsgitters und die Temperatur justieren müssen, um ein Absorptionssignal zu erhalten. Hierbei hilft es die Wellenlänge erst einmal mit einem Wavemeters grob auf den richtigen Bereich einzustellen. Dieses misst die Wellenlänge in nm auf zwei Nachkommastellen genau, weshalb es nicht exakt genug ist. In Abbildung (11) kann man das Endergebnis sehen: das Absorptionsspektrum der Übergänge, die für die Bachelorarbeit wichtig sind. Die türkise Flanke gibt die Spannung an, die die Lockbox an den Piezokristall anlegt. Bei diesem Signal ist nur wichtig, dass die Spannungswerte ansteigen: der Kristall dehnt sich aus, der externe Resonator (Gitter und Diode) und der Winkel des Gitters werden kleiner, die Frequenz des Lasers wächst an. Schaut man sich also das Signal auf einer steigenden Flanke an, kann man das Spektrum intuitiver analysieren und besser mit theoretischen Vorgaben abgleichen. Ein Signal wie in Abbildung (11) ist jedoch nicht geeignet, um die Laserfrequenz zu stabilisieren. Hierfür benötigt man seine Ableitung (siehe Abschnitt (2.3)).

### Die Ableitung des Absorptionsspektrums

Zunächst muss man also  $\omega_l$ , die Frequenz des Lasers, modulieren. Ein lokaler Oszillator erzeugt das Modulationssignal mit der Frequenz  $\omega_m$  und gibt es direkt an die Regelung des Diodenstroms weiter sowie auch an den Mischer. Dieser multipliziert es wie in Abschnitt (2.3) beschrieben mit dem modulierten Absorptionssignal. Dieses kann nur von der schnellen Photodiode (Bandbreite: 100 MHz, Vorspannung: 10 V) aufgelöst werden; die langsame Diode nimmt die hochfrequente Modulation der Frequenz gar nicht wahr. Das Signal, welches die schnelle Photodiode liest, gibt sie also nicht direkt ans Oszilloskop weiter, sondern sendet es erst an den Mischer. Der verarbeitet, wie in Abschnitt (2.3) besprochen, die Amplitude des Sinus-Terms aus Formel (7) zu einem Gleichstromsignal und leitet dieses an die Lockbox weiter. Aus den Informationen dieses Signals kann die elektronische Regelung der Lockbox dann entscheiden, wie sie den Piezokristall steuern muss, damit die Laserfrequenz stabil bleibt. Zuerst einmal muss man jedoch eine Position im Ableitungsspektrum festlegen, auf welche man den Laser fixieren möchte. Dazu hat die Lockbox einen Monitorausgang, welcher für das Spektrum aus Abbildung (11) ein Signal ausgibt, wie es in Abbildung (12) zu sehen ist. Die Flanke, auf welche man später fixieren wird, habe ich entsprechend gekennzeichnet. Sie entspricht übrigens

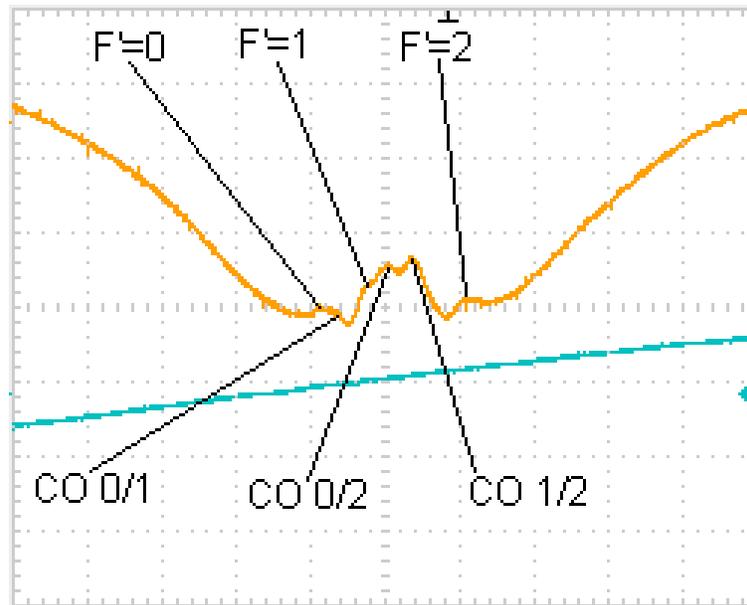


Abbildung 11: Absorptionsspektrum der  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \Rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 0, 1, 2\rangle$  - Übergänge sowie der Crossovers. (Vergleiche mit Abb. (4))

keinem Übergang in der Hyperfeinstruktur, sondern ist der Crossover-Peak von ( $F' = 1$ ) und ( $F' = 2$ ). Seine Frequenz liegt 79 MHz unter dem gewünschten Wert. Der im Abschnitt (3.3) beschriebene akusto-optische Modulator kann diesen Frequenzunterschied ausgleichen.

### Das Stabilisieren des Lasers

Um den Laser nun auf eine bestimmte Frequenz zu stabilisieren, muss man ihn auf die entsprechende Position im Ableitungssignal einstellen. Dabei lässt man den Strom konstant und verringert nur die Amplitude der Spannung, die am Piezokristall anliegt. Dadurch fährt das Gitter einen kleineren Wellenlängenbereich ab. Für die Flanke aus Abbildung (12) habe ich den Vorgang in der Abbildungsreihe (13) beispielhaft festgehalten. Man muss darauf achten, dass die angestrebte Position wirklich immer der Nulldurchgang der Flanke bleibt, während man justiert. Abbildung (13c) zeigt die endgültige Einstellung: das Ableitungssignal liegt parallel zur x-Achse und direkt bei Null. Nun kann man die Laserfrequenz fixieren. Ist dies geschehen, so kann die Regelung Störungen abdämpfen und verhindern, dass die Laserfrequenz einen anderen Wert annimmt. Selbst lautes Pfeifen oder Klatschen machen sich so zwar bemerkbar (siehe Abb. (13d)), aber können den Laser nicht auf eine andere Wellenlänge springen lassen.

### Unterschiedliche Modulationsfrequenzen

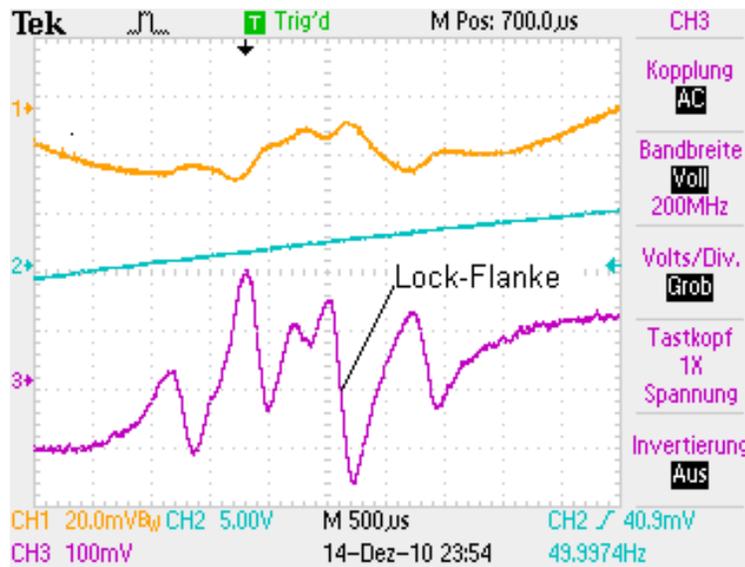


Abbildung 12: Ableitungssignal, über die Frequenzmodulation erhalten. Der Wert, auf den man später stabilisiert (lockt), liegt genau auf der Mitte der gekennzeichneten Flanke.

Wie in der Theorie zur Frequenzmodulation bereits angesprochen, zeigen sich abhängig von  $\omega_m$  deutliche Unterschiede im Ableitungssignal [15]. In der Diagrammgruppe 14 zeige ich charakteristische Bilder bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen.

Die optimale Einstellung liegt in Abbildung (14c) vor. Sie gleicht der Abbildung (12). Hier zeichnet sich jene Flanke deutlich ab, auf welche man den Repump-Laser fixieren möchte (der Crossover-Peak zwischen  $F' = 1$  und  $F' = 2$ ). Weicht man von dieser Einstellung ab, so ändert man die Phasenbeziehung im Mischer zwischen Referenzsignal und Absorptionssignal (siehe Abschnitt (2.3)). So gibt er nicht mehr nur die Amplitude des Sinus-Terms aus Formel (7) aus. Man kann beispielsweise deutlich erkennen, dass sich das Signal in Abbildung (14a) und (14e) stark ähneln. Bei beiden liegt somit dieselbe Phasenverschiebung zwischen Referenz- und Absorptionssignal vor. Dementsprechend müsste man wieder die Ableitung erhalten, wenn man die Frequenz noch höher als in (14f) einstellt. Der lokale Oszillator in diesem Aufbau gab jedoch die  $\omega_m = 35,72$  MHz als maximale Modulationsfrequenz aus. Warum es für einen Phasenunterschied von  $\phi = \pi$  nicht wie aus Formel (7) eigentlich erwartet ein Nullsignal gibt, habe ich schon in Abschnitt (2.3) angesprochen: Wenn das Ableitungssignal nicht dominiert, treten andere Effekte auf, die schwierig nachzuvollziehen sind. Sie liefern kein verwertbares Signal.

### Optischer Resonator

Ein Teil des Strahls geht über zwei Umlenkspiegel in einen optischen Resonator. Mit diesem Resonator kann man feststellen, ob der Laser das Licht wie gewünscht aus nur einem Wellenlängenbereich emittiert (siehe Abschnitt (2.4)).

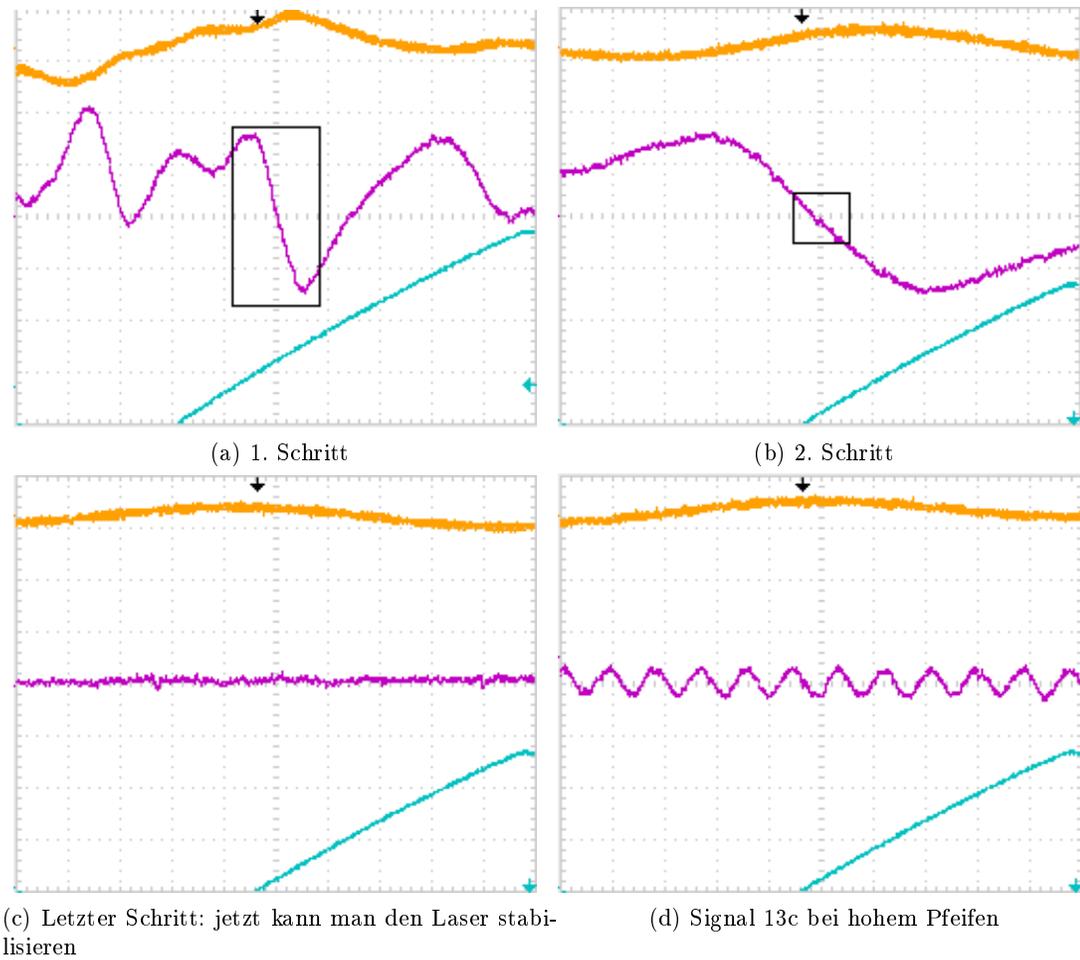


Abbildung 13: Einstellen auf die gewünschte Position im Ableitungssignal

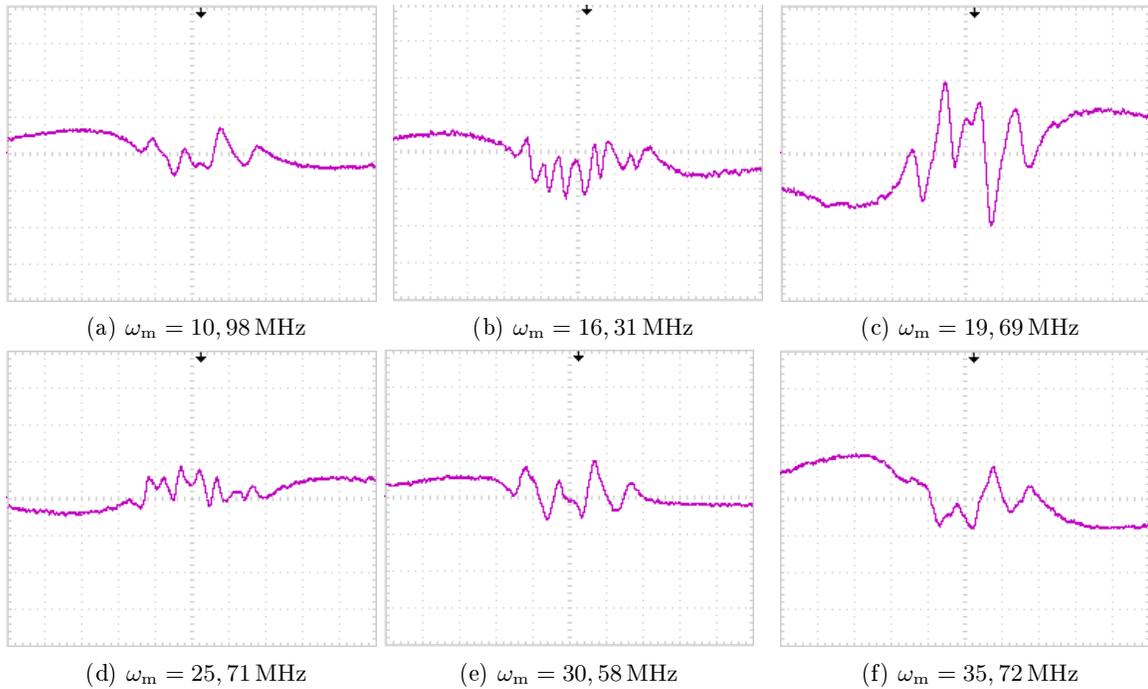


Abbildung 14: Ableitungssignal bei verschiedenen Modulationsfrequenzen.

Diese besteht aus zwei sphärischen und konkaven Spiegeln, die konfokal angeordnet sind, womit ihr Abstand zueinander also gleich ihrem Radius ist:  $L = R_c = 50 \text{ mm}$ . Um die Qualität der Cavity genauer zu vermessen, bestimmt man zunächst die Reflektivität der Spiegel. Für die verwendete Cavity ergaben sich folgende Werte:

$$T_{\text{Spiegel}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{7,3 \mu\text{W}}{108 \mu\text{W}} = 0,068$$

und damit (wenn man von einem verlustfreien Spiegel ausgeht):

$$R_{\text{Spiegel}} = 1 - T_{\text{Spiegel}} = 0,932.$$

Über die Formel (12) erhält man die Finesse des optischen Resonators:

$$F(R_{\text{Spiegel}}) = \frac{\pi\sqrt{0,932}}{1 - 0,932} = 44,6.$$

Diese Güte kann man nun mit derjenigen vergleichen, die sich ergibt, wenn man das Frequenzspektrum des Resonators vermisst. Dazu montiert man einen ringförmigen Piezokristall auf einen der beiden Spiegel an. Ebenso wie an den Kristall, der das Beugungsgitter bewegt,

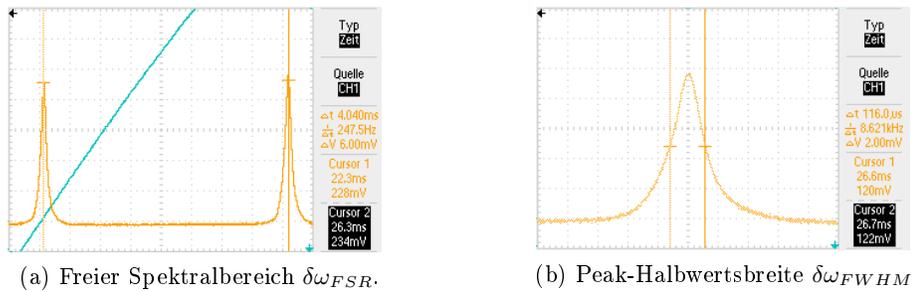


Abbildung 15: Frequenzspektrum des optischen Resonators.

legt man an den Ringpiezo ein dreiecksförmiges Spannungssignal an. So verändert er die Länge des Resonators und damit die Wellenlänge des Lichtes, welches transmittiert wird. Mit den beiden Umlenkspiegeln muss man nun den Laserstrahl möglichst deckungsgleich mit der optischen Achse der Hohlspiegel überlagern. Dann kann eine Photodiode, die hinter dem Resonator steht, dessen Frequenzspektrum auslesen. Hier sollte es nur einen Peak geben, der sich periodisch wiederholt. Dies wäre nicht der Fall, wenn der Laser Licht aus unterschiedlichen Wellenlängenbereichen ausstrahlen würde: Dann gäbe es mehrere Peaks. In den Abbildungen (15a) und (15b) ist so ein Frequenzspektrum am Beispiel des aufgebauten optischen Resonators zu sehen.

Mit den Werten aus (15a) und (15b) sowie der Formel (12) berechnet sich diese Finesse:

$$F = \frac{\delta\omega_{FSR}}{\delta\omega_{FWHM}} = \frac{4,04 \times 10^{-3}}{116 \times 10^{-6}} = 34,83.$$

Im Vergleich mit der Finesse, die ich aus der Reflektivität der Spiegel gewonnen habe, liegt beide Werte immerhin in derselben Größenordnung. Besonders die Annahme, dass  $R_{Spiegel} + T_{Spiegel} = 1$  sind, entspricht selten der Realität, weil die Spiegel einen geringen Anteil des Lichtes absorbieren. Dadurch dass sich dieser Fehler vervielfacht, weil das Licht oft zwischen den beiden Spiegeln hin- und herreflektiert wird, könnte er die beiden unterschiedlichen Werte erklären.

Man hat mit der Cavity nun eine weitere Hilfe zur Hand, die Frequenz des Lasers optimal zu einzustellen. Sieht man auf dem Oszilloskopbild mehrere Peaks, so strahlt der Laser sein Licht nicht nur in einem Wellenlängenbereich aus.

### 3.3 Akusto-optischer Modulator

Den Abschluss des Lasersystems bildet der akusto-optische Modulator (AOM). Er hat zwei wesentliche Funktionen, die wichtig für den Repump-Laser sind. Zum einen kann man mit ihm den Strahl innerhalb kürzester Zeit um einen bestimmten Winkel beugen. Zweitens kann man auch noch die Frequenz um einen gewählten Wert verschieben.

Eigenschaft	Wert
Beugeeffizienz	81,9 %
Braggwinkel	6,0 mrad
optimale Spannungsfrequenz	80 MHz

Tabelle 4: Charakteristika des AOM, Herstellerangaben für 633 nm und  $2w_o = 195 \mu\text{m}$ .

Damit der AOM beugt, erhält er ein hochfrequentes Spannungssignal. Mit diesem treibt er ein Piezoelement an, welches Dichtewellen durch einen Kristall schickt [21]. Dadurch verändert sich der Brechungsindex des Kristalls periodisch und erzeugt eine Bragg-Brechung am Laserstrahl, wenn dieser den Kristall durchläuft. Darüber hinaus kann der AOM die Frequenz des Lichtes noch um einen gewissen Wert verändern, nämlich genau um die Frequenz des angelegten Spannungssignals. So kann man den Laser, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, auch auf einen Crossover-Peak stabilisieren, der zwar nicht die richtige Übergangsfrequenz hat, dafür aber deutlich prägnanter ist. Um 79 MHz hebt der AOM die Frequenz des Repump-Lasers: ein Wert, der recht nah bei der Frequenz liegt, bei der der verwendete AOM den Lichtstrahl am effizientesten beugt (siehe Tabelle (4)).

### Die AOM-Strecke

Zunächst kurz der Aufbau der Strecke: Das Licht läuft zunächst über zwei Spiegel in einen polarisierenden Strahlteiler. Dieser reflektiert vertikal polarisiertes Licht und transmittiert horizontal polarisiertes. Deshalb kann man ihn auch dazu verwenden, die Intensität eingangs der AOM-Strecke zu regeln, indem man noch eine  $\lambda/2$  – Platte davor platziert. Hinter dem Strahlteiler befindet sich eine Linse, die das Laserlicht in den AOM fokussiert. Im gleichen Abstand dahinter folgt eine weitere Linse mit derselben Brennweite, die den Strahl für den Faserkoppler wieder kollimiert.

Die Brennweite der Linse hängt davon ab, welchen Durchmesser (beziehungsweise Waist) der Strahl im Kristall haben soll. Je größer der Waist, desto effizienter beugt der AOM. Allerdings steigt mit dem Durchmesser des Strahls auch die Zeit, die die Intensität im gebeugten Strahl braucht, um auf ihren maximalen Wert anzusteigen. Ich habe die wichtigsten Daten des verwendeten akusto-optischen Modulators in Tabelle (4) zusammengefasst. Allerdings gelten die Angaben des Herstellers für eine Wellenlänge von 633 nm und einen Strahldurchmesser von  $195 \mu\text{m}$ . Auch dadurch sind die Ergebnisse meiner Messungen unterschiedlich.

### Messdaten für den AOM

Zunächst werde ich den Waist berechnen, den der Strahl meines Lasers hat, wenn er durch die Linse (in meinem Fall:  $f = 200 \text{ mm}$ ) gelaufen und in die Mitte des AOMs fokussiert. Hierfür ist der Zusammenhang aus Abschnitt (2.4) wichtig, den Formel (9) wiedergibt. Das

Prismenpaar hat den Strahl aus Abbildung (10) zu einem kreisrunden Profil zusammengestaucht. Deshalb kann man den Wert des vertikalen Waists als  $w_0 (= \frac{937,2 \mu\text{m}}{2} = 468,6 \mu\text{m})$  verwenden. Man kann in guter Näherung annehmen, dass die Linse direkt hinter der Laserdiode den Strahl kollimiert und dass sich der Waist über die kurze Strecke bis zur AOM-Linse nicht entscheidend ändert. Damit entsteht an der Linse ein neuer Gaußstrahl, welcher auf Höhe des Brennpunkts folgenden Waist hat (genauere Herleitung der Formel siehe [17]):

$$w_{neu} = f \frac{\lambda}{\pi w_0} = 200 \text{ mm} \frac{2 \cdot 780 \text{ nm}}{\pi \cdot 468,6 \mu\text{m}} = 106 \mu\text{m}$$

Der Durchmesser ( $d_{neu} = 2 \cdot w_{neu} = 212 \mu\text{m}$ ), liegt nahe der 195 Mikrometern, mit denen der Hersteller gemessen hat. Weil sich die Wellenlänge jedoch deutlich unterscheidet, ist es schwierig, insbesondere die Beugungseffizienz präzise zu vergleichen. Dennoch ist es sinnvoll, zu bestimmen, wieviel Licht der Kristall in das erste Maximum beugt. Dafür misst man die Leistung, bevor der Strahl in den AOM geht, und vergleicht sie mit der Lichtleistung im ersten Maximum.

Davor sollte man allerdings beachten, dass der akusto-optische Modulator richtig steht. Damit dieser am effizientesten beugen kann, darf der einfallende Strahl nicht parallel zu den Schallwellen laufen, sondern muss horizontal um einen bestimmten Winkel verkippt sein: um den Braggwinkel aus Tabelle (4). Indem man die Umlenkspiegel und den AOM verstellt und verschiebt, kann man die Beugeffizienz optimieren. Diese hängt auch von der Spannungsamplitude ab, mit der man den AOM betreibt.

Für den von mir verwendeten AOM ergaben sich diese Werte:

$$T_{1.Maximum} = \frac{P_{out,1.Maximum}}{P_{in}} = \frac{13,8 \text{ mW}}{17,7 \text{ mW}} = 0,780$$

Man muss berücksichtigen, dass der Laser sein Licht mit 780 nm emittiert. Auf Licht dieses Wellenlängenbereiches ist der verwendete akusto-optische Modulator nicht optimiert. Da außerdem die Beugeffizienz empfindlich gegenüber ungenauer Justage ist, sind die 78 Prozent ein guter Wert.

### Zusammenfassung des Kapitels

Ein kurzer Rückblick auf dieses Kapitel: Ich habe zu Beginn eine Übersicht über den kompletten Aufbau gegeben. Dieser besteht zunächst einmal aus der Laserquelle (Abb. (7), Abschnitt 1), eine Diode, und einem Beugungsgitter, welches je nach Position Licht anderer Wellenlängen in das Lasersystem reflektiert (Abb. (8)). Ein Teil dieses Lichtes geht in den Bereich der Spektroskopie (Abschnitt 2). Hier steht eine Rubidium-Gas-Zelle, die den Laserstrahl (ein hin- und ein rücklaufender) absorbiert. Das Absorptionssignal des rücklaufenden Laserstrahls wird von zwei Photodioden gelesen. Eine langsame nimmt das Absorptionsspektrum

selber auf, eine schnelle vermittelt das Signal weiter an die verarbeitende Elektronik, welche die Ableitung des Spektrums erzeugt. Mit Hilfe dieser Ableitung kann man den Laser auf eine feste Frequenz fixieren (Abb. (13)). Dieser Frequenzwert liegt allerdings unter dem gewünschten, was der akusto-optische Modulator korrigieren kann. Er kann außerdem den Strahl schnell an- und ausschalten, ohne den Laser zu beeinflussen. Schließlich gibt es noch den optischen Resonator, der dabei hilft, das Frequenzspektrum des Lasers zu vermessen.

Ich habe außerdem im Laufe des Kapitels die Komponenten nicht nur vorgestellt, sondern auch überprüft. Dass sie im Rahmen der Messungenaugigkeit die erwarteten Werte liefern, konnte man auch an den guten Spektroskopiebildern erkennen, für welche ich ebenfalls einige Beispiele präsentiert habe.

Im nächsten und letzten Kapitel möchte ich nun in einem kurzen Fazit den Inhalt der gesamten Bachelorarbeit resümieren und aufzeigen, welche Eigenschaften mein Laser hat und wie man diese einsetzen kann.

*“Knowledge is the small part of ignorance  
we arrange and classify.”,*

Ambrose Bierce

## 4 Fazit

Mit diesem Kapitel bin ich nun am Ende meiner Bachelorarbeit angelangt. In den folgenden letzten Zeilen möchte ich einen zusammenhängenden Überblick geben, welcher die vorherigen Seiten zusammenfasst und überprüft, ob das Lasersystem leisten kann, was es leisten soll.

Eine kurze Erinnerung an den Anfang: Damit unsere Gruppe die Bellsche Ungleichung ohne Schlupflöcher überprüfen kann, muss sie in ihrem Experiment  $^{87}\text{Rb}$ -Atome fangen und miteinander verschränken. Hierfür braucht sie die Hilfe einer magneto-optischen Falle (MOT), welche Atome auf unter 1 mK hinunterkühlen kann (Abschnitt (2.1)). Die MOT wiederum braucht zwei Laser: Erstens einen Cooling-Laser, der die Atome in einem festen Kühlzyklus anregt und abbremst. Der zweite Laser, der Repump-Laser muss Atome, die diesen Kühlzyklus verlassen haben und in einen falschen Zustand zerfallen sind, wieder in den richtigen Zustand anregen. Da dies einem bestimmten Übergang in der Hyperfeinstruktur entspricht ( $|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle \implies |5^2\text{P}_{3/2}, F' = 2\rangle$ ), muss der Laser folgenden Ansprüchen genügen: Sein Licht muss genau der benötigten Wellenlänge entsprechen (Präzision) und diese Wellenlänge darf dabei keinen großen Schwankungen unterliegen (Stabilität). Selbstverständlich kann man einen Laseraufbau, wie ich ihn im Zuge dieser Bachelorarbeit beschrieben habe, nicht nur für eine magneto-optische Falle nutzen, sondern für jede Anwendung, die kohärentes Licht einer stabilen Wellenlänge braucht.

Die Vorgaben setzt man folgendermaßen um: Um auf den gewünschten Übergang justieren zu können, muss man ihn zuerst einmal von den anderen benachbarten Übergängen unterscheiden können. Dazu braucht man eine Genauigkeit im MHz-Bereich. Diese können viele Spektroskopiemethoden jedoch nicht liefern, da sie die Linien nur dopplerverbreitert auflösen. Man greift deshalb zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie (Abschnitt (2.2)), welche dieses Problem geschickt umgeht und die einzelnen Resonanzfrequenzen der Hyperfeinstruktur unterscheidet. Ein Lasersystem ist dafür nötig, dessen Frequenz man problemlos über den entsprechenden Absorptionsbereich verstimmen kann. Dafür eignen sich eine Laserdiode und ein Beugungsgitter, welches man mit einem Piezokristall verkippen kann (siehe Abschnitt (3.1)). Dass die Spektroskopie dieser Bachelorarbeit diese Auflösung erfolgreich gestaltet, kann man im Abschnitt (3.2) nachlesen und insbesondere auf Abbildung (11) sehen.

Es genügt jedoch nicht, die gewünschte Linie von ihren benachbarten zu unterscheiden, sondern man muss den Laser auch noch auf diese Linie fixieren. Da dies nicht per Hand geschehen kann, braucht man eine Elektronik, die das Signal sowohl lesen als auch verarbeiten kann, um damit die Frequenz des Lasers zu justieren. Das bedeutet, dass die Elektronik muss sofort erkennen muss, wenn die Wellenlänge des Lasers von der gewünschten abweicht, und entsprechend entgegenregelt. Hierbei ist es günstig, nicht das Absorptionsspektrum selbst elektronisch zu verarbeiten, sondern seine Ableitung (siehe Abschnitt (2.3)). Diese kann man erzeugen, indem man die Laserfrequenz hochfrequent moduliert. Mit Hilfe eines Mischers kann man dann aus dem Absorptionssignal die Ableitung auslesen und an eine Lockbox weiterleiten, welche den Piezokristall regelt und damit die Laserfrequenz (Abschnitt (3.3)). Auch dieser Teil des Systems funktioniert einwandfrei, wie es in Abschnitt (3.3) zu lesen und beispielsweise in Abbildung (12) zu sehen ist.

Ebenfalls Teil des Aufbaus war ein optischer Resonator (Abschnitt (3.4)), der das Frequenzspektrum des Lichtes vermisst. Hierüber kann man erkennen, dass der aufgebaute Laser in den wichtigen Wellenlängenbereichen (die der Übergänge) nur Licht einer Frequenz emittiert (siehe Abbildung (15a)).

Das abschließende Bauteil, der akusto-optische Modulator erzielte auch die gewünschten Ergebnisse: Er soll den Laserstrahl möglichst effizient um einen bestimmten Winkel beugen. So kann man den Strahl reaktionsschnell ( $< 100$  ns) ein- und ausschalten, ohne den Laser selbst zu beeinflussen. Die gemessene Beugeffizienz entsprach der Erwartung. Der AOM soll zusätzlich die Frequenz des Lasers um einen verstellbaren Wert erhöhen. Ob dies wie gewünscht geschieht, wäre eine Messung, die noch offen steht.

Von solchen Details abgesehen verfügt das Experiment nun über einen Laser, der den Anforderungen genügt, um beispielsweise als Repump-Laser zu dienen. In dieser Funktion könnte er als Element der magneto-optischen Falle helfen,  $^{87}\text{Rb}$ -Atome zu fangen.

Ob Einstein nun Recht hatte oder nicht, ob die Quantenmechanik unvollständig oder einfach nur keine lokal-realistische Theorie ist: Zu einem Experiment, welches die Bellsche Ungleichung lückenlos überprüfen soll, kann der hier aufgebaute Laser einen kleinen, aber nicht unwichtigen Teil beitragen.

## A Anhang



Foto 1: Der Laseraufbau mit allen seinen Komponenten

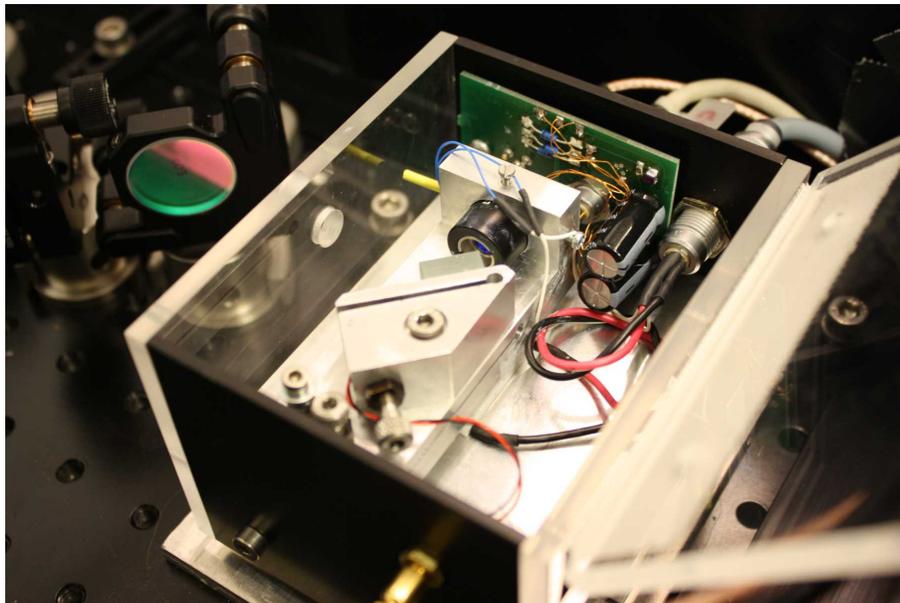


Foto 2: Der Aluminiumblock mit Laserdiode, Linse, Beugungsgitter und Piezokristall

## Literatur

- [1] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen: *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete*, Phys. Rev.,47, 770-780, 1935
- [2] J.Bell: *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox*, Physics, 195-200, 1964
- [3] A.Aspect, P.Grangier,G.Roger: *Experimental Realization of Einstein-Podolsky- Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities*, Phys. Rev. Lett. 49,91, 1982
- [4] G.Weih's, T.Jennewein, C.Simon, H.Weinfurter, A.Zeilinger: *Violation of Bell's inequality under Strict Einstein Locality Conditions*, Phys. Rev. Lett. 81,5039- 5043, 1998
- [5] M. A. Rowe, D. Kielpinski, V. Meyer, C. A. Sackett, W. M. Itano, C. Monroe, D. J. Wineland: *Experimental violation of a Bell's inequality with efficient detection*, Nature. 409, Nr. 6822, 2001, S. 791-4
- [6] W.Rosenfeld, M.Weber, J.Volz, F.Henkel, M.Krug, A.Cabello, M.Zukowski, H.Weinfurter: *Towards Loophole-Free Test of Bell's Inequality with Entangled Pairs of Neutral Atoms*, Advanced Science Letters Vol.2, 469-474, 2009
- [7] A. Deeg: *Zustandsdetektion eines einzelnen Atoms*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [8] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten: *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, 1999
- [9] M.Krug: *Atomic traps for efficient state detection of a single atom*, Diplomarbeit, 2007
- [10] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow: *Complete Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line*, Phys. Rev. Lett. 26, 16, 1971
- [11] Wolfgang Demtröder, *Laserspektroskopie*, 5. Auflage, Springer, Berlin-Heidelberg, 2007
- [12] K. B. MacAdam, A. Steinbach, C. Wieman: *A narrow-bandtunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*, American Journal of Physics 60 (12) 1098, 1992
- [13] *Application Note 7: FM Spectroscopy With Tunable Diode Lasers*, www.newfocus.com
- [14] Marc D. Levenson: *Introduction to Nonlinear Spectroscopy*, Academic Press, New York, 1982

- 
- [15] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, C. Ortiz: *Frequency Modulation (FM) Spectroscopy*, Appl. Phys. B 32, 145-152, 1983
- [16] C.Kurtsiefer, W.Rosenfeld: *Versuch zu Gaußscher Strahlenoptik*, 2009
- [17] E.Hecht: *Optik*, Oldenbourg Verlag, 2005
- [18] Carl E. Wieman, Leo Hollberg: *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. 62(1), 1991
- [19] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch: *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Optics Communications 117, 541-549, 1995
- [20] B.Saleh, M.Teich: *Grundlagen der Photonik*, WILEY-VCH Verlag, 2008
- [21] *Acousto-Optic, Application Note*, Crystal Technology

## ...und dann bedanke ich mich noch bei:

- Professor Harald Weinfurter für den Bachelorarbeitsplatz und die angenehme Atmosphäre in seiner Arbeitsgruppe
- Norbert Ortegell für den (fast) 24/7-Job; für die Löcher, die ich ihn in den Bauch fragen konnte; für die unermüdliche Hilfe, auch bei Problemen jenseits der Frustrationsgrenze; für die Freude an der Physik; für den Hauptanteil daran, dass ich etwas gelernt habe und dabei sogar Spaß hatte
- Wenjamin Rosenfeld für die finale Korrektur; für die kritischen Anmerkungen zur richtigen Zeit; für die geteilte Abneigung gegen Seitenbänder und für die geschickten Justierhände
- Markus Weber für seinen österreichischen Charme in jeder Situation
- Julian Hofmann für die angenehme nordische Gesellschaft im Büro (und hin und wieder für den felligen Besuch)
- Michael Krug für stetige Hilfsbereitschaft auf der Suche nach Bauteilen und für das Organisieren der Mensaausflüge
- Florian Henkel für geopferte Minuten im Doktorarbeitsstress, für Lyx-Tipps und Materialien ('Wiedersehen macht Freude')
- Daniel Schlenk, Almut Tröller, Johannes Trapp und den restlichen Nicht-Atomis für die tolle Atmosphäre auch außerhalb des Justierens und Tippens, für Kaffee- und Kuchepausen, Mensagänge und mehr
- meinen Eltern für jede Unterstützung, die man sich wünschen kann; Kerstin und Imke für Unterstützung und Ablenkung aus dem Ausland
- meinen Freunden aus dem Physikstudium dafür, dass ich es bis hierher geschafft habe
- meinen Freunden außerhalb des Physikstudiums dafür, dass ich überhaupt irgendetwas geschafft habe
- Tobi zusätzlich noch für die Fotos
- Moe für Planet Awesome



Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und dass ich dafür keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

München, den 22. Dezember 2010