

# RYDBERGSPEKTROSKOPIE IN HOHLKERNFASERN

von

**Chantal Voss**

Masterarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 24. Oktober 2017

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

Chantal Voss  
QUANTUM  
Institut für Physik  
Staudingerweg 7  
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz  
chvoss@students.uni-mainz.de

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Rydberg-Atome . . . . .	3
2.2. Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	4
2.2.1. Zwei-Niveau-System . . . . .	4
2.2.2. Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) . . . . .	8
2.2.3. Einflüsse auf EIT . . . . .	10
<b>3. Experimentelle Techniken</b>	<b>16</b>
3.1. Kagomé Hohlkernfasern . . . . .	16
3.2. Lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD) . . . . .	18
<b>4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern</b>	<b>22</b>
4.1. Rubidium - Drei-Niveau-System . . . . .	22
4.2. Vakuumkammer mit Kagomé Hohlkernfasern . . . . .	23
4.3. Lasersystem 1 - Erzeugung und Stabilisierung von Pump- und Abfragestrahl . . . . .	25
4.4. Lasersystem 2 - EIT-Spektroskopie . . . . .	27
<b>5. Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>30</b>
5.1. Lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD) . . . . .	30
5.2. EIT . . . . .	38
5.2.1. EIT in Kagomé Hohlkernfasern . . . . .	39
5.2.2. Anregung in verschiedene Rydbergzustände . . . . .	42
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>50</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>52</b>
A.1. Korrektur des Absorptionssignals . . . . .	52
A.2. Fitfunktion zur Bestimmung der optischen Dichte . . . . .	52
A.3. LIAD-Messung: Zeitliche Entwicklung der optischen Dichte . . . . .	53
A.4. Rydberganregung bis $n = 85D$ . . . . .	55
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>56</b>
<b>Danksagung</b>	<b>59</b>

---

## Motivation

---

Rydberg-Atome besitzen besondere Eigenschaften, weshalb sie in zahlreichen Experimenten Anwendung finden. Übersichtsartikel über Anwendungen in der Quantenoptik und Quanteninformation sind in Ref. [1, 2] zu finden. Die hohe elektrische Polarisierbarkeit von Rydberg-Atomen z.B. führt zu einer starken Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen untereinander und mit der Umgebung. Deshalb verhalten sich Atome im Rydberg-Zustand äußerst sensitiv gegenüber elektrischen und magnetischen Feldern, die u. a. an Oberflächen entstehen können. Typische Oberflächen in Experimenten mit Rydberg-Atomen sind Wände von thermischen Dampfzellen [3] oder ein Atomchip [4]. Rydberg-Atome können dann dazu verwendet werden, um eben diese elektrischen Felder an Oberflächen zu messen [5]. Eine dieser Messmethoden, um Atome im Rydberg-Zustand zu spektroskopieren, ist die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT). Dabei handelt es sich um ein kohärentes Phänomen, mit dem es möglich ist die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen und Licht zu kontrollieren [6].

Die Wechselwirkung wird um so stärker, je besser der Überlapp zwischen den Atomen und dem Licht ist. Hohlkernfasern besitzen eine ideale Geometrie um Licht über eine lange Wechselwirkungsdistanz einzuschließen. Dabei kann die Wechselwirkungsdistanz bei weitem die Rayleigh-Länge beschreiten, die diese im freien Raum begrenzt. Eine theoretische Behandlung des Einschlusses von Licht und atomarem Dampf in einer Hohlkernfaser ist in Ref. [7] erläutert. Des Weiteren besitzen Hohlkernfasern den Vorteil, dass in ihnen geführtes Licht bei niedriger Laserleistung eine hohe Intensität aufweist und sich somit nichtlineare optische Eigenschaften realisieren lassen [8]. Somit sind Hohlkernfasern sehr geeignet für die Beobachtung von Atom-Licht-Wechselwirkung.

Gasgefüllte Hohlkernfasern wurden bisher in verschiedenen Experimenten untersucht. In Ref. [9] wurden Grundzustandsatome in Hohlkernfasern mithilfe von EIT betrachtet. Bei der Untersuchung von Grundzustandsatomen in Hohlkernfasern hat es sich als hilfreich erwiesen, an der Faserinnenwand eine Beschichtung aufzutragen. Denn durch die starke Wechselwirkung der Atome mit der Faserinnenwand können dephasierende Kollisionen zwischen den spinpolarisierten Atomen und der Faserinnenwand stattfinden, wodurch die kohärente Kopplung des Systems zerstört wird. In Ref. [10] und [11] wurde sowohl für eine Hohlkernfaser als auch für eine Dampfzelle gezeigt, dass durch eine Beschichtung der Effekt der Atom-Oberflächen-Kollisionen minimiert werden. Die Wechselwirkung der Atome mit der Faser spielt auch bei lichtinduzierter atomarer Desorption (LIAD) eine bedeutende Rolle. Dabei können mithilfe eines Lasersstrahls Atome von einer Oberfläche desorbiert werden [12], wodurch die atomare Dichte beispielsweise innerhalb einer Hohlkernfaser erhöht werden kann [13]. Im Gegensatz zu den Grundzustandsatomen in Hohlkernfasern sind Rydberg-Atome

## 1. Motivation

in Hohlkernfasern nur begrenzt erforscht. Ein Vorteil von Rydberg-Atomen gefüllte Hohlkernfasern ist, dass eine starke Wechselwirkung über eine lange Distanz erhalten werden kann. In einer mit Cäsium gefüllten Kagomé Hohlkernfaser wurde die erste Anregung von Rydberg-Atomen bei Raumtemperatur in Ref. [14] erreicht. Dabei konnte durch die Wechselwirkung der Atome mit der Faser bei hohen Rydberg-Zuständen eine Verschiebung beobachtet werden. In unserer Forschungsgruppe werden kalte Atome in eine Hohlkernfaser transportiert und dort ebenfalls Rydberg-Anregungen beobachtet [15]. Hierbei konnte eine Signalverschiebung um etwa 2 MHz zwischen dem Signal außerhalb und innerhalb der Faser sowie ein Verschwinden des Signals an der Faserspitze festgestellt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, Rydberg-Anregungen in einem thermischen Gas in Hohlkernfasern zu untersuchen und die Wechselwirkung der Atome mit verschiedenen Hohlkernfasern zu verstehen. Dabei ist die Zukunftsperspektive, mögliche Einflüsse der Kagomé Hohlkernfaser auf verschiedene Rydberg-Zustände für das Experiment mit kalten Atomen in unserer Forschungsgruppe zu überprüfen. Im Rahmen dieser Arbeit habe ich eine EIT-Spektroskopie für Rydberg-Atome bei Raumtemperatur in Hohlkernfasern aufgebaut. Die einzelnen Fasern unterscheiden sich anhand ihres Durchmessers und ihrer Beschichtung, damit festgestellt werden kann, ob sich ähnliche Effekte wie bei den Grundzustandsatomen auch bei Rydberg-Atomen beobachten lassen. Mein Aufbau ermöglicht eine vereinfachte Einkopplung in die verschiedenen Hohlkernfasern und eine Anregung in verschiedene Rydberg-Zustände. Mithilfe dieses Aufbaus habe ich den Einfluss von LIAD auf verschiedene Kagomé Hohlkernfasern untersucht. Zusätzlich habe ich für verschiedenen Hohlkernfasern in verschiedenen Rydberg-Zustände angeregt, um die Wechselwirkung der Atome mit der Faser zu analysieren.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert. In Kapitel 2 werde ich die physikalischen Grundlagen für meine Arbeit vorstellen. Dabei werde ich vor allem die Rydberg-Atome und die Atom-Licht-Wechselwirkung betrachten. Letzteres werde ich zunächst im Zwei-Niveau-System veranschaulichen und anschließend im Drei-Niveau-System untersuchen. In dem darauf folgenden Kapitel 3 werde ich experimentelle Techniken beschreiben, zu denen die Kagomé Hohlkernfaser und das Prinzip von LIAD gehören. Den experimentellen Aufbau für die Präparation der Laser und für die Rydbergspektroskopie habe ich in Kapitel 4 aufgeführt. In Kapitel 5 werde ich die Messergebnisse präsentieren. Dabei werde ich zuerst die Ergebnisse der LIAD-Messung analysieren. Anschließend werde ich den Einfluss von Kagomé Hohlkernfasern auf verschiedene Rydberganregungen in einer Hohlkernfaser untersuchen. Am Ende der Arbeit werde ich die wichtigsten Erkenntnisse zusammenfassen und Anregungen für weiterführende Messungen machen.

---

## Physikalische Grundlagen

---

In dieser Arbeit werden Rydberg-Atome in Hohlkernfasern spektroskopiert. Das folgende Kapitel 2 dient dazu, den benötigten theoretischen Hintergrund zu vermitteln. Zunächst werden die wichtigsten Eigenschaften von Rydberg-Atomen (s. 2.1) und die Methode zur Spektroskopie, mit der die Atome untersucht werden, diskutiert. Bei der Spektroskopie der Rydberg-Atome spielt die Atom-Licht-Wechselwirkung eine bedeutende Rolle. Diese wird zunächst im Zwei-Niveau-System (s. 2.2.1) betrachtet und dann auf ein Drei-Niveau-System (s. 2.2.2) erweitert. Anschließend werden verschiedene Einflüsse auf das Signal untersucht. Dazu gehört der Doppler-Effekt, ein starker Abfragestrahl, die Linienbreite (s. 2.2.3) und ein elektrisches Feld (s. 2.2.3). Zuerst wird auf die Rydberg-Atome eingegangen, da die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit Hohlkernfasern später bei den Messungen untersucht wird.

### 2.1. Rydberg-Atome

Eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften von Rydberg-Atomen kann in den Referenzen [16, 17, 3] nachgelesen werden. Daran orientiert sich der nachfolgende Abschnitt. Als Rydberg-Atome bezeichnet man hochangeregte Atome, die durch eine wasserstoffähnliche Struktur beschrieben werden können. Um das Rydberg-Atom analog zum Wasserstoffproblem betrachten zu können, muss ein Korrekturterm, der den Einfluss der weiteren Elektronen beschreibt, eingeführt werden. Dieser wird als Quantendefekt  $\delta_{nlj}$  bezeichnet und hängt von den Quantenzahlen  $n$ ,  $l$  und  $j$  ab.  $n$  ist die Hauptquantenzahl,  $l$  die Bahndrehimpulsquantenzahl und  $j$  der Gesamtdrehimpuls bestehend aus  $l$  und dem Spin des Elektrons. Mithilfe der Korrekturgröße lässt sich eine effektive Hauptquantenzahl  $n_{\text{eff}} = n - \delta_{nlj}$  definieren, mit der sich Rydberg-Atome größtenteils so beschreiben lassen wie ein Wasserstoffatom mit der Hauptquantenzahl  $n$ . So lässt sich die Bindungsenergie des äußersten Elektrons mit

$$E = -\frac{\text{Ry}}{n_{\text{eff}}^2} \quad (2.1)$$

beschreiben. Hierbei ist  $\text{Ry} = 13.6\text{eV}$  die Rydberg-Konstante. Weitere für uns im späteren Verlauf relevante Eigenschaften der Rydberg-Atome wie z.B. die große Polarisierbarkeit und die hohe Lebensdauer skalieren ebenfalls mit der effektiven Hauptquantenzahl. In der Tabelle 2.1 sind einige Eigenschaften der Rydberg-Atome und die zugehörige Skalierung mit der effektiven Hauptquantenzahl aufgeführt [16]. Bedingt durch die hohe Hauptquantenzahl haben Rydberg-Atome einen großen Bahnradius, demnach hält sich das Valenzelektron im Mittel weit weg vom Atomkern auf. Dadurch besteht eine schwache Bindung zum Kern (s. Gl. 2.1), wodurch eine leichte

## 2. Physikalische Grundlagen

Eigenschaft	Proportionalitätsfaktor
Bahnradius	$n_{\text{eff}}^2$
Bindungsenergie	$n_{\text{eff}}^{-2}$
Polarisierbarkeit	$n_{\text{eff}}^7$
Lebensdauer	$n_{\text{eff}}^3$

Tabelle 2.1.: Wichtige Eigenschaften von Rydberg-Atomen [16]. Diese skalieren mit der effektiven Hauptquantenzahl  $n_{\text{eff}}$ .

Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome resultiert. Die eben beschriebenen Eigenschaften der Rydberg-Atome werden später vor allem für die Diskussion der Messergebnisse benötigt.

## 2.2. Atom-Licht-Wechselwirkung

Die im vorigen Abschnitt eingeführten Rydberg-Atome werden bei der Messung u.a. mittels der EIT-Spektroskopie untersucht. Dabei spielt die Atom-Licht-Wechselwirkung eine bedeutende Rolle. Diese wird nun im Zwei-Niveau-System mathematisch behandelt.

### 2.2.1. Zwei-Niveau-System

Zunächst wird die theoretische Betrachtung der Atom-Licht-Wechselwirkung auf ein Zwei-Niveau-System (s. Abb. 2.1) beschränkt. Dies wird basierend auf Ref. [18] betrachtet. Dabei findet eine Kopplung zwischen zwei Atomzuständen ( $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$ ) und dem Lichtfeld statt. Die periodische Umbesetzung zwischen den beiden quantenmechanischen Zuständen wird durch die Rabi-Oszillationen beschrieben.

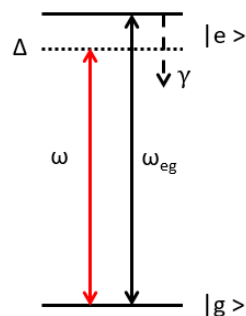


Abbildung 2.1.: Darstellung eines Zwei-Niveau-Systems. Ein Laser regt mit einer Verstimmung  $\Delta = \omega - \omega_{eg}$  vom Grundzustand  $|g\rangle$  in den Zustand  $|e\rangle$  an.

Die Rabifrequenz, mit der die Oszillationen getrieben werden, ergibt sich aus der



## 2. Physikalische Grundlagen

Kopplung zwischen dem Dipolmoment des Atoms  $\mu$  und dem äußeren, elektrischen Feld  $E$  der elektromagnetischen Welle. Mittels der Beziehung zwischen dem elektrischen Feld mit einer Amplitude  $E_0$  und der Intensität  $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E_0^2$  resultiert die Rabi-Frequenz

$$\Omega_0 = \frac{\mu_{eg} E_0}{\hbar} = \frac{\mu_{eg}}{\hbar} \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}}. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $\mu_{eg}$  das Dipolmatrixelement, welches die Übergangswahrscheinlichkeit von  $|e\rangle$  nach  $|g\rangle$  beschreibt. Durch die Einstrahlung von einem Feld mit einer Verstimmung  $\Delta$  ändert sich auch die resonante Rabi-Frequenz  $\Omega_0$  zu  $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ . Diese wird als verallgemeinerte Rabi-Frequenz bezeichnet. In der Quantenmechanik wird dieses Zwei-Niveau-System durch die zeitabhängige Zustandsfunktion

$$|\psi\rangle = c_g(t) \exp\left(-\frac{iE_g t}{\hbar}\right) |g\rangle + c_e(t) \exp\left(-\frac{iE_e t}{\hbar}\right) |e\rangle \quad (2.3)$$

mit

$$|c_g(t)|^2 = 1 - |c_e(t)|^2 \quad (2.4)$$

beschrieben. Hierbei sind  $E_g$  und  $E_e$  die Energien der Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$ .  $c_g$  und  $c_e$  geben Wahrscheinlichkeitsamplitude für den jeweiligen Zustand an. Aus dem Betragsquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplituden wird die Wahrscheinlichkeit des Zustandes bestimmt, welche von den Rabi-Oszillationen abhängt und in der Summe 1 ergeben muss. Bisher wurde lediglich die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung beider quantenmechanischer Zustände berücksichtigt. Es treten zudem noch Kohärenzen zwischen den Zuständen auf. Eine Kohärenz zwischen Zuständen liegt vor, wenn diese eine feste Phasenbeziehung zueinander besitzen und somit interferieren können. Alle Informationen über das System werden durch die Dichtematrix beschrieben. Die Dichtematrixelemente geben die Wahrscheinlichkeit an, sich in einem Eigenzustand zu befinden und die Nebendiagonalelemente beschreiben die Kohärenzen. Die zugehörige Dichtematrix  $\rho$  mit den Dichtematrixelementen  $\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle$ , wobei  $i$  und  $j$  für den Zustand  $e$  oder  $g$  stehen, ist durch

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_g|^2 & c_e c_g^* \\ c_g c_e^* & |c_e|^2 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

gegeben. Die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix kann durch die optischen Bloch-Gleichungen beschrieben werden. Zudem findet eine Dämpfung des Systems durch spontane Zerfälle mit einer Zerfallsrate  $\gamma$  vom angeregten Zustand statt. Unter Berücksichtigung der spontanen Zerfälle und der Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Übergangsfrequenz  $\Delta = \omega_{eg} - \omega$  lauten die optischen Bloch-Gleichungen:

## 2. Physikalische Grundlagen

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}\rho_{gg} &= \gamma\rho_{ee} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) \\
 \frac{d}{dt}\rho_{ee} &= -\gamma\rho_{ee} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ge} - \tilde{\rho}_{eg}) \\
 \frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{ge} &= -\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\right)\tilde{\rho}_{ge} + i\frac{\Omega}{2}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) \\
 \frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{eg} &= -\left(\frac{\gamma}{2} - i\Delta\right)\tilde{\rho}_{eg} + i\frac{\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee})
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Hierbei sind die Dichtematrixkoeffizienten  $\tilde{\rho}_{eg} = e^{i\Delta t}\rho_{eg}$  und  $\tilde{\rho}_{ge} = e^{-i\Delta t}\rho_{ge}$  von der Zeit  $t$  und der Verstimmung abhängig. Bei der Transformation von  $\rho$  zu  $\tilde{\rho}$  die schnell oszillierenden Terme durch die Drehwellennäherung<sup>1</sup> vernachlässigt wurden [19]. Nach einer langen Zeit  $t \gg \frac{1}{\gamma}$  stellt sich eine Gleichgewichtslösung ein, bei der die Dichtematrixkoeffizienten unverändert bleiben. Dann gelten folgende Annahmen:

$$\frac{d}{dt}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) = 0 \quad , \quad \frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{eg} = 0. \tag{2.7}$$

Mithilfe der Gleichungen 2.7 erhält man aus den optischen Bloch-Gleichungen 2.6 nachfolgende Lösungen:

$$\rho_{ee} - \rho_{gg} = \frac{1}{1+S} \quad , \quad \tilde{\rho}_{eg} = \frac{i\Omega_0/2}{(\gamma/2 - i\Delta)(1+S)} \tag{2.8}$$

Aus dem Sättigungsparameter  $S$

$$S = \frac{\Omega_0^2/2}{\Delta^2 + \gamma^2/4} = \frac{1}{1 + (2\Delta/\gamma)^2} \frac{I}{I_{sat}} \tag{2.9}$$

mit der Sättigungsintensität  $I_{sat}$

$$I_{sat} = \frac{\pi\hbar\omega\gamma}{3c}$$

lässt sich die Besetzungsinversion in einem Zwei-Niveau-System herleiten. Bei großer Intensität  $I$  und somit großem Sättigungsparameter ist  $\rho_{ee} = \rho_{gg}$  (s. Gl. 2.8). Demnach befinden sich 50% im angeregten Zustand. Für  $I \ll I_{sat}$  und einem kleinen Sättigungsparameter liegt eine maximale Besetzung des Grundzustands vor.

Zuvor wurde die Änderung des atomaren Zustands untersucht. Für die nächste Herleitung wird das Lichtfeld näher betrachtet. Trifft eine einfallende, elektromagnetische Welle auf ein Medium, wird durch das elektrische Feld mit einer Amplitude

<sup>1</sup>engl. rotating wave approximation (RWA)

## 2. Physikalische Grundlagen

$E_0$  eine Polarisation  $P$  des Mediums erzeugt. Dabei gibt die Suszeptibilität  $\chi$  an, wie stark sich das Medium mit einer Atomdichte  $N$  in dem elektrischen Feld polarisieren lässt. Es besteht ein Zusammenhang zwischen dem Dipolmatrixkoeffizienten  $\mu_{eg}$  und der Suszeptibilität [20]:

$$P = \epsilon_0 \chi E_0 = -2N \mu_{eg} \rho_{eg} . \quad (2.10)$$

Durch umstellen der Gleichung 2.10 ergibt sich die Suszeptibilität. Diese ist besonders wichtig bei der Betrachtung im Drei-Niveau-System (s. Abschnitt 2.2.2).

$$\chi = -2N \frac{\mu_{eg}}{\epsilon_0 E_0} \rho_{eg} \quad (2.11)$$

Zudem kommt es dadurch, dass die einfallenden Photonen an Atomen gestreut werden, zu einer Abschwächung der Amplitude (Absorptionskoeffizient  $\alpha$ ) und gleichzeitig findet eine Änderung der Phasengeschwindigkeit  $\phi$ , die frequenzabhängig ist, statt (Dispersion). Diese beiden Größen werden durch den Realteil und den Imaginärteil der Suszeptibilität beschrieben.

$$\chi = \Re(\chi) + i\Im(\chi) \quad (2.12)$$

mit

$$\alpha = k\Im(\chi) \quad , \quad \phi = \frac{k\Re(\chi)}{2}$$

Hierbei ist  $k = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl. Da später lediglich auf den Absorptionskoeffizienten eingegangen wird, wird dieser noch etwas genauer behandelt. Wenn eine elektromagnetische Welle durch ein absorbierendes Medium mit einer Atomdichte und der Länge  $z$  propagiert, erhält man mit Gleichung 2.12 eine optische Dichte (OD) von:

$$\text{OD} = \alpha z = kz\Im(\chi) . \quad (2.13)$$

Daraus resultiert durch Einsetzen des Imaginäranteils in Gleichung 2.13 und mittels der Beziehung  $T = \exp(-\text{OD})$  eine Transmission  $T$  [21] von:

$$T = \exp(-\text{OD}_0\Im(\chi)) = \exp\left(-\frac{\text{OD}_0}{1 + 4(\Delta/\gamma)^2}\right) . \quad (2.14)$$

Hierbei ist  $\text{OD}_0$  die OD im resonanten Fall, d.h.  $\Delta = 0$  und somit  $\Im(\chi) = 1$ . Diese lässt sich auch aus dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$ , der Länge  $z$  und der Atomdichte  $N$  mit  $\text{OD}_0 = \alpha z = N\sigma z$  berechnen [22].

## 2. Physikalische Grundlagen

### 2.2.2. Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)

Zuvor in Abschnitt 2.2.1 wurde die Atom-Licht-Wechselwirkung anhand eines Zwei-Niveau-Systems erklärt. Damit EIT auftritt, muss dieses System zu einem Drei-Niveau-System (s. Abb. 2.2) erweitert werden, sodass eine Kopplung zwischen zwei Lichtfeldern und drei Atomzuständen stattfindet. Die Abkürzung EIT steht für elektromagnetisch induzierte Transparenz. Wie die Abkürzung andeutet, wird durch die Kopplung eines zweiten Lichtfeldes eine Transparenz des Mediums induziert. Auf die anschauliche Erklärung von EIT wird später genauer eingegangen.

Das im folgenden betrachte Drei-Niveau-System befindet sich in einer Leiter-Konfiguration (s. Abb. 2.2), da es sich bei späterer experimenteller Anwendung ebenfalls in dieser Anordnung befindet. Üblicherweise wird bei den meisten Anwendungen von EIT ein  $\Lambda$ -System verwendet. Bei dieser Konfiguration macht man sich zwei langlebige Grundzustände zu nutzen. Für EIT-Spektroskopie an Rydberg-Atomen wird ein langlebiger Grundzustand sowie Rydberg-Zustand benötigt und demnach die Leiter-Konfiguration verwendet. Der sogenannte Abfragestrahl<sup>2</sup> sorgt für die Anregung vom Grundzustand  $|g\rangle$  in den Zwischenzustand  $|e\rangle$  mit einer Frequenz von  $\omega_p$ . Im Gegensatz zu dem Zwei-Niveau-System regt ein weiterer Laser, der Pumpstrahl<sup>3</sup>, mit der Frequenz  $\omega_c$  in den Rydberg-Zustand  $|r\rangle$  an. Beide Laserfrequenzen sind von den atomaren Resonanzfrequenzen um  $\Delta_p = \omega_{eg} - \omega_p$  und  $\Delta_c = \omega_{re} - \omega_c$  verstimmt. Demnach findet bei EIT eine Anregung vom Grundzustand in den Rydberg-Zustand mittels eines Zwei-Photonen-Übergangs statt.

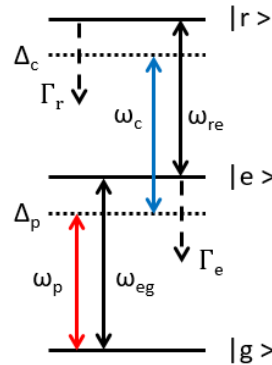


Abbildung 2.2.: Drei-Niveau-System in Leiter-Konfiguration. Mit der Laserfrequenz von  $\omega_p$  findet der Übergang vom Grundzustand  $|g\rangle$  in den Zwischenzustand  $|e\rangle$  durch den Abfragestrahl statt. Der Pumpstrahl regt vom Zwischenzustand in den Rydberg-Zustand  $|r\rangle$  mit einer Frequenz von  $\omega_c$  an. Beide Laser sind um  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$  und  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{re}$  von den atomaren Übergangsfrequenzen verstimmt.

<sup>2</sup>engl. p = probe (Abfragestrahl)

<sup>3</sup>engl. c = control (Pumpstrahl)

## 2. Physikalische Grundlagen

Analog zu der Herleitung in einem Zwei-Niveau-System stellt man die Dichtematrix auf, löst die zugehörigen Bloch-Gleichungen unter Betrachtung einer Gleichgewichtslösung [20] und erhält daraus die elektrische Suszeptibilität  $\chi$  [23]. Für ein schwaches Feld des Abfragestrahls ist  $\chi$  durch

$$\chi = -\frac{2N\mu_{eg}^2}{\hbar\Omega_p} \cdot \rho_{eg} \quad (2.15)$$

mit

$$\rho_{eg} = \frac{i\Omega_p/2}{i\Delta_p - \gamma_{eg} + \frac{\Omega_c^2/4}{i(\Delta_p + \Delta_c) - \gamma_{rg}}} \quad (2.16)$$

gegeben. Die Dephasierungsraten  $\gamma_{eg}$  und  $\gamma_{rg}$  lassen sich aus den natürlichen Zerfallsraten  $\Gamma_{i/j}$  mit  $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$  ermitteln. In Abb. 2.3 ist jeweils die Transmission (s. Gl. 2.14) gegen die Verstimmung des Abfragestrahls und des Pumpstrahls aufgetragen. Diese Abbildung wurde mittels eines eigenen Simulationsprogramms erstellt.

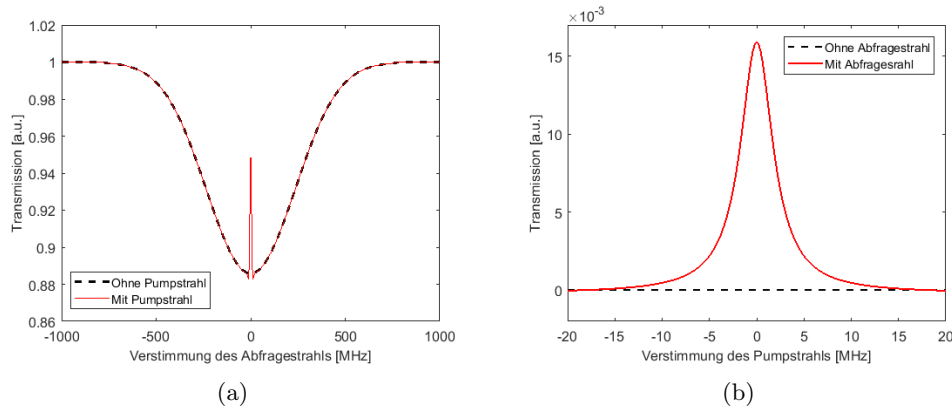


Abbildung 2.3.: Theoretisch simulierte Transmission bei verstimmtem Abfragestrahl und Pumpstrahl. Für ein Zwei-Niveau-System ist eine gestrichelte, schwarze Linie dargestellt und für das zugehörige Drei-Niveau-System eine rote Linie.

Bei einem Drei-Niveau-System gelangen die Atome durch Wechselwirkung mit beiden Lasern in einen Zustand, der von der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld entkoppelt. Daher wird der Zustand auch Dunkelzustand genannt [6]. Der Dunkelzustand besteht aus einer Superposition zwischen dem Grundzustand und dem Rydberg-Zustand, jedoch hat der Zwischenzustand keinerlei Beitrag zu dem Dunkelzustand. Somit wird der Abfragestrahl nicht mehr absorbiert und das Medium erscheint transparent. Im resonanten Fall entsteht dabei bei einem sonst undurchlässigen Medium ein Transmissionsfenster. Dies wird auch in Abb. 2.3(a) sichtbar. Dort wurde Transmission gegen die Verstimmung des Abfragestrahls aufgetragen. Ohne Pumpstrahl findet kein

## 2. Physikalische Grundlagen

Zwei-Photonen-Übergang statt, weshalb kein EIT-Signal zu erkennen ist. Im Vergleich zu dem Zwei-Niveau-System (schwarz) besteht in dem Drei-Niveau-System (rot) eine erhöhte Transmission nahe der Resonanz des Abfragestrahls, welches auf Zwei-Photonen-Resonanz am Größten ist. In Abb. 2.3(b) wird das normierte EIT-Signal bei Verstimmung des Pumpstrahls mit einer Rabi-Frequenz  $\Omega_c = 2\pi \cdot 5$  MHz und einer Rabi-Frequenz des Abfragestrahls von  $\Omega_p = 2\pi \cdot 0.1$  MHz dargestellt. Hierbei wird ebenso die Öffnung des Transmissionsfensters verdeutlicht. Im Zwei-Niveau-System erhält man lediglich ein konstantes Absorptionsniveau, da der Abfragestrahl auf einer Frequenz gehalten wird.

In den nächsten Unterkapiteln werden verschiedene Einflüsse auf das EIT-Signal aufgeführt, da manche Näherungen wie z.B. ruhende Atome oder ein schwacher Abfragestrahl bei diesem experimentellen Aufbau nicht gemacht werden können.

### 2.2.3. Einflüsse auf EIT

Es gibt verschiedene Verbreiterungsmechanismen, wie Dopplerverbreiterung und Flugzeitverbreiterung, die Einfluss auf die Linienbreite des EIT-Signals nehmen. Zunächst wird die Linienbreite des EIT-Signals für einen schwachen Abfragestrahl aufgeführt. Diese ist abhängig von der Rabi-Frequenz des Pumpstrahls sowie von der OD im resonanten Fall [6]:

$$\Delta\omega_{\text{EIT}} = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_r \gamma_{rg}}} \cdot \frac{\Omega_c^2}{\sqrt{OD_0}}. \quad (2.17)$$

Anhand der Gleichung 2.17 sieht man, dass die Linienbreite des EIT-Signals mit steigender Rabi-Frequenz breiter wird und für ein optisch dichteres Medium schmaler wird.

#### Dopplerverbreiterung

In Abschnitt 2.2.2 wurde EIT für Atome in Ruhe betrachtet. Bei einem thermischen Gas ist diese Annahme ungültig und die Geschwindigkeit  $v$  der Atome muss mitberücksichtigt werden. Um den Doppler-Effekt zweier entgegengesetzter Lichtfelder mit einzubeziehen, muss die Verstimmung beider Laser substituiert werden [23]. Hier wurden zwei entgegengesetzte Lichtfelder betrachtet, weil dies auch bei dem späteren Messaufbau der Fall ist.

$$\Delta_p \rightarrow \Delta_p + \frac{v}{c}\omega_p \quad , \quad \Delta_c \rightarrow \Delta_c - \frac{v}{c}\omega_c \quad (2.18)$$

Im resonanten Fall ergibt sich folgende Transformation zur Umrechnung der beiden Verstimmungen:

$$\Delta_c = -\frac{\lambda_c}{\lambda_p}\Delta_p. \quad (2.19)$$

## 2. Physikalische Grundlagen

Außerdem wird die Suszeptibilität über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung, welche die gaußförmige Wahrscheinlichkeitsverteilung der Geschwindigkeit angibt, integriert. Somit ergibt sich im eindimensionalen Fall die Absorption [20] durch Einsetzen von Gleichung 2.15 in 2.2.1 und über Integration des Imaginäranteils der Suszeptibilität zu

$$\alpha = k \int \Im(\chi(\Delta - kv)) \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \quad (2.20)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Geschwindigkeit der Atome  $v$ , die Temperatur  $T$  und der Masse  $m$ . In Abb. 2.4 wird die theoretisch zu erwartende Auswirkung der Geschwindigkeitsverteilung eines thermischen Gases auf das normierte EIT-Signal im Vergleich zu kalten Atomen deutlich. Dabei wurden die gleichen Rabifrequenzen wie in Abb. 2.3(b) verwendet und zusätzlich eine Temperatur von 22 °C hinzugefügt. Durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome findet eine Vertiefung des Signals statt. Bei dem EIT-Signal ohne Geschwindigkeitsverteilung sind diese Vertiefungen aufgrund des zu schwachen Pumpstrahls nicht zu erkennen. Allerdings bilden sich diese stärker aus, wenn ein stärkerer Pumpstrahl verwendet wird oder die Atome in Bewegung sind.

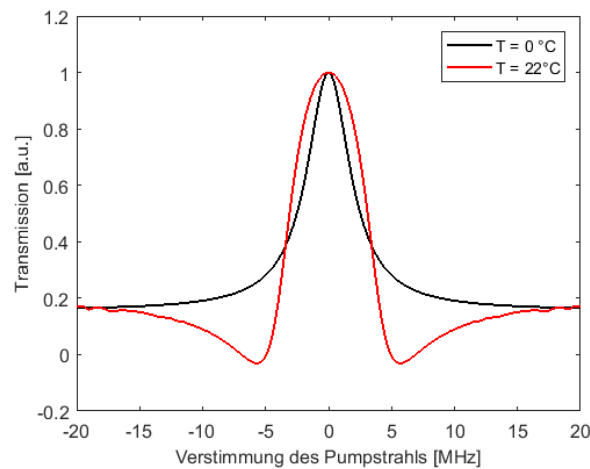


Abbildung 2.4.: Theoretisch erwartetes und normiertes EIT-Signal mit und ohne Berücksichtigung der Geschwindigkeit. Es lässt sich eine deutliche Vertiefung des Signals bei thermischen Gas erkennen.

### Flugzeitverbreiterung

Neben der Dopplerverbreiterung spielt die Flugzeitverbreiterung eine bedeutende Rolle auf das EIT-Signal. Die Flugzeitverbreiterung resultiert aus bewegten Teilchen, die sich nicht parallel sondern senkrecht zum Laserstrahl bewegen. Folglich ist die Atom-Licht-Wechselwirkung auf eine endliche Zeit begrenzt. Ist die Flugzeit der Atome

## 2. Physikalische Grundlagen

kürzer als die Lebensdauer des angeregten Zustands, so ist die Linienbreite des Übergangs durch die Flugzeit limitiert. Aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung erhält man die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$  mit denen sich die Atome bewegen. Damit ergibt sich eine Flugzeit-Linienbreite  $\Delta w_{\text{FZ}}$  [10] von

$$\Delta w_{\text{FZ}} = \frac{v_w \sqrt{2 \ln(2)}}{d}. \quad (2.21)$$

Diese Gleichung gilt nur unter der Annahme eines gaußförmigen Laserstrahl mit einem Durchmesser  $d$ . Durch die Flugzeitverbreiterung wird die Anzahl der Rydberg-Atome, die zu dem EIT-Signal beitragen, reduziert. Dieser Verlust wird in den optischen Blochgleichungen (s. Gl. 2.6) durch Addition der Flugzeit-Linienbreite zu der spontanen Zerfallsrate mit einbezogen. Das Ergebnis mit und ohne Flugzeitverbreiterung wird in Abb. 2.5 dargestellt. Dabei wurde zusätzlich zu den Parametern für das dopplerverbreiterte EIT-Signal aus Gl. 2.21 eine Flugzeit von 140 ns mitbetrachtet. Letzteres wurde für Raumtemperatur eine wahrscheinlichsten Geschwindigkeit von  $250 \text{ m s}^{-1}$  errechnet und daraus für einen Durchmesser von  $40 \mu\text{m}$  eine Flugzeit-Linienbreite von 7 MHz. Anhand der Abb. 2.5 sieht man eine starke Dämpfung des Signals sobald die Flugzeit mit inbegriffen wird.

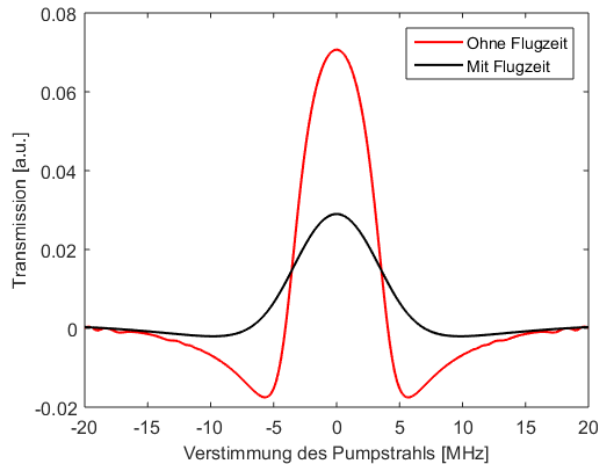


Abbildung 2.5.: Theoretisch simuliertes EIT-Signal mit und ohne Flugzeitverbreiterung.

### EIT mit starken Abfragestrahl

Bisher wurde die Gleichgewichtslösung der Dichtematrix für ein dopplerverbreitertes System mit Einfluss der Flugzeit auf den spontanen Zerfall unter Annahme eines schwachen Abfragestrahls erläutert. Dabei muss ein schwacher Abfragestrahl die Bedingung  $\Omega_p \ll \Gamma_e$  erfüllen. Sobald die Leistung des Abfragestrahls erhöht wird,



## 2. Physikalische Grundlagen

wird das EIT-Signal durch eine Amplitudenabnahme und eine Linienverbreiterung beeinflusst. Dies wird in Abb. 2.7 verdeutlicht. Die Ursache dafür wird im folgenden veranschaulicht. EIT mit einem starken Abfragestrahl, d.h.  $\Omega_p \gg \Gamma_e$ , wird analog zu Ref. [23] betrachtet. Auch mit einem starken Abfragestrahl ist es möglich sich im EIT-Regime zu befinden, solange ein noch stärkerer Pumpstrahl vorliegt. In einem System ohne Pumpstrahl und einem schwachen Abfragestrahl (s. Abb. 2.6(a)) findet ein Ein-Photonen-Übergang statt. Durch die Kopplung mit einem starken Pumpstrahl (s. Abb. 2.6(c)) findet ein Zwei-Photonen-Übergang statt. Allerdings kann dabei das System unter Reemission eines Photons, wie mit der gestrichelten Linie dargestellt, vom Rydbergzustand in den Zwischenzustand kommen. Dies liegt daran, dass durch den starken Pumpstrahl mehr Atome in den Rydberg-Zustand gepumpt werden als durch den spontanen Zerfall verloren gehen. Dadurch findet bei dem Niveauschema ein Drei-Photonen-Übergang statt, wobei es zur Interferenz zwischen dem Ein-Photon und dem Drei-Photon-Übergang kommt. Bedingt durch einen starken Abfragestrahl wird ein Fünf-Photonen-Übergang ermöglicht, da ein mehrfacher Photon-Übergang zwischen dem Zwischen- und Grundzustand existiert. Folglich ergibt sich eine Interferenz zwischen dem Ein-, Drei- und Fünf-Photon-Übergang.

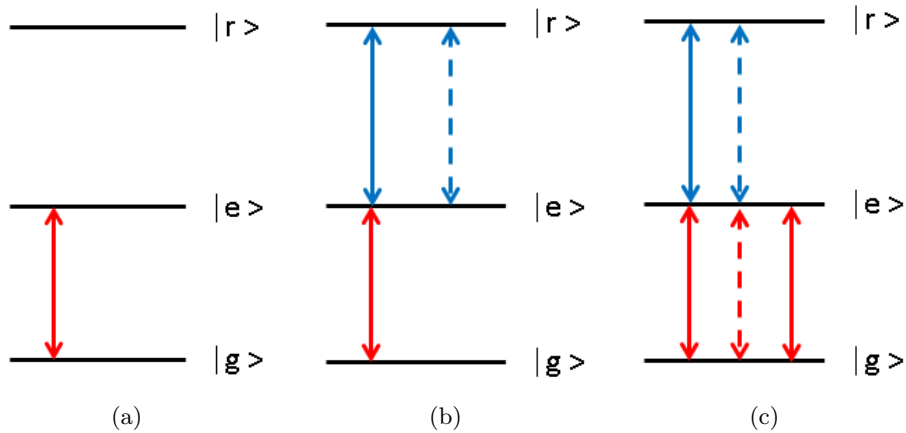


Abbildung 2.6.: Verschiedene Photonenerübergänge bei unterschiedlich starken Abfrage- und Pumpstrahl. Bei schwachen Abfragestrahl und ohne Pumpstrahl entsteht ein Ein-Photonen-Übergang (s. 2.6(a)). Durch Hinzufügen eines starken Pumpstrahls resultiert ein Drei-Photonen-Übergang (s. 2.6(b)). Abb. 2.6(c) zeigt den Fünf-Photonen-Übergang wenn beide Laserstrahlen stark sind.

Ohne Berücksichtigung von kohärenzstörenden Prozessen durch Kollisionen wird das Dichtematrixelement  $\rho_{eg}$  wie folgt modifiziert [23]:

$$\rho_{eg} = -\frac{i\Omega_p}{2\gamma_{eg}} \cdot \left[ 1 - \frac{\Omega_c^2}{4\gamma_{eg}\gamma_{rg}} - \frac{\Omega_p^2}{\Gamma_e\gamma_{eg}} + \frac{\Omega_p^2\Omega_c^2}{2\Gamma_e\gamma_{eg}^2\gamma_{rg}} \right] \quad (2.22)$$

## 2. Physikalische Grundlagen

Der erste Term kommt durch den Ein-Photon-Übergang zustande. Dieser interferiert destruktiv mit dem Drei-Photonen-Übergang, wodurch das EIT-Signal bei schwachem Abfragestrahl resultiert. Nachfolgender Term wird durch eine gesättigte Absorption verursacht. Der letzte Term beschreibt den Fünf-Photonen-Übergang, der bei einem starken Abfragestrahl an Bedeutung gewinnt. Sobald eine starker Abfrage- und ein noch stärkerer Pumstrahl vorliegt, wird eine Interferenz zwischen dem Ein-Photon- und Drei-Photon-Übergang erzeugt. Dadurch macht sich ein erhöhter Verlust der im Rydberg-Zustand präparierten Atome bemerkbar, weshalb die Signalamplitude gedämpft wird. Dies wird auch in Abb. 2.7 veranschaulicht. Dabei wurde für verschiedene Rabifrequenzen des Abfragestrahls die Transmission dargestellt. Das Signal bei  $\Omega_p = 2\pi \cdot 0.1$  MHz entspricht dem zuvor in Abb. 2.5 diskutierten Signal mit Flugzeitverbreiterung. Durch Erhöhung der Rabifrequenz des Abfragestrahls macht sich ein deutlicher Anstieg der Signalamplitude bemerkbar.

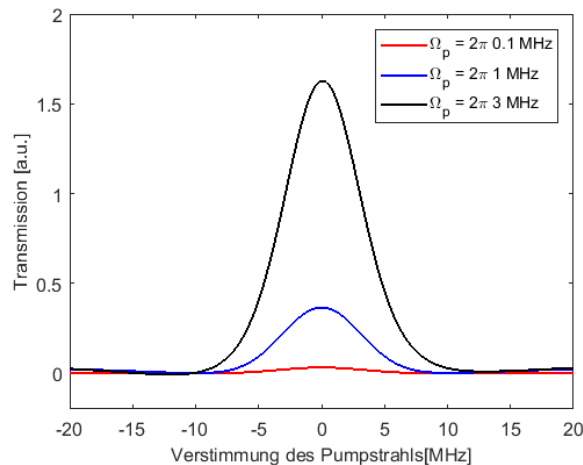


Abbildung 2.7.: Theoretisch simuliertes EIT-Signal für die Erhöhung der Rabifrequenz des Abfragestrahls.

Das EIT-Signal mit den erwähnten Mechanismen macht man sich bei den experimentellen Beobachtungen in Kapitel 5.2.1 zu nutzen. Eine Veränderung des EIT-Signals kann nicht nur durch zuvor erwähnte Verbreiterungsmechanismen sondern auch durch die Aufspaltung bzw. Verschiebung des Signals hervorgerufen werden. Mit Letzterem befasst sich das nächste Unterkapitel 2.2.3.

### Stark Effekt

Wirkt ein elektrisches Feld auf ein Atom, so findet eine Aufspaltung oder Verschiebung der Spektrallinien statt. Dieser Effekt wird als Stark-Effekt bezeichnet. Man unterscheidet zwischen einem linearen und einem quadratischen Stark-Effekt. Beim linearen Stark-Effekt koppelt das elektrische Feld an das Dipolmoment des Atoms. Im Gegensatz dazu koppelt beim quadratischen Stark-Effekt das elektrische Feld an

## 2. Physikalische Grundlagen

ein selbst induziertes Dipolmoment im Atom [24]. Dadurch hängt die Energieverschiebung  $\Delta E$  quadratisch von der elektrischen Feldstärke  $E$  und der Polarisierbarkeit  $\alpha$  ab. Die Polarisierbarkeit von Rydberg-Atomen skaliert mit  $n_{\text{eff}}^7$ , was aus Abschnitt 2.1 entnommen werden kann. Demnach lautet die Energieverschiebung [17]:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha E^2 \propto -\frac{1}{2}n_{\text{eff}}^7 E^2. \quad (2.23)$$

Aus dem Zusammenhang zwischen Energie und Frequenz  $E = hf$  gilt analog für die Frequenzverschiebung  $\Delta f$ :

$$\Delta f \propto -\frac{1}{2h}n_{\text{eff}}^7 E^2 \quad (2.24)$$

Die Frequenzverschiebung wird für die Auswertung der Anregung in verschiedene Rydberg-Zustände in Kapitel 5 verwendet. Das folgende Kapitel 3 befasst sich mit speziellen, experimentellen Methoden.

---

## Experimentelle Techniken

---

Nachdem die Grundlagen über Rydberg-Atome und EIT-Spektroskopie vermittelt wurden, wird nun auf experimentelle Techniken eingegangen. Dazu gehören die Kagomé Hohlkernfasern, in denen die EIT-Spektroskopie der Rydberg-Atome durchgeführt wird. Darüber hinaus wird eine Methode betrachtet, mit der sich die OD in einer Kagomé Hohlkernfaser ändern lässt.

### 3.1. Kagomé Hohlkernfasern

Wie zuvor erwähnt wurde, werden nun die im Experiment verwendeten Kagomé Hohlkernfasern näher betrachtet. Kagomé Hohlkernfasern sind optische Fasern, die als Lichtwellenleiter verwendet werden.

Zunächst wird die Struktur der Kagomé Hohlkernfaser detaillierter erläutert. Hierfür ist in Abb. 3.1 eine Kameraaufnahme von einer Faserspitze gezeigt. Im Inneren der Faserspitze befindet sich der hohle Faserkern, welcher typischerweise einen Durchmesser im  $(10-100)\mu\text{m}$ -Bereich hat. Bei dem äußeren Teil der Faser handelt es sich um die Faserstruktur, die zum Schutz der Faser von einem Fasermantel umschlossen ist. Je nachdem, ob die Schwingungsmoden durch den Faserkern oder die Faserstruktur geführt werden, entsteht eine Kernmode und eine Faserstrukturmode. Anhand der Nahaufnahme der Faserstruktur (s. Abb. 3.1(b)) ist zu erkennen, dass die Mode der Faserstruktur aus zwei dreieckförmigen  $\text{SiO}_2$ -Strängen besteht. Zudem umschließen die  $\text{SiO}_2$ -Stränge Luftlöcher. Kagomé Hohlkernfasern zeichnen sich durch einen hexagonal geformten Kern und einer dreieckförmigen Faserstruktur aus. Zwischen dem Faserkern und der Faserstruktur kann eine Beschichtung (wie in Abb. 3.1 rot markiert) aufgetragen werden. Die Beschichtung dient dazu, die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen und der Faserinnenwand zu reduzieren, sodass eine erhöhte Lebensdauer der Rydberg-Zustände zu erwarten ist. Eine weitere Eigenschaft der Faser ist der Zelltyp. Auf die Entstehung und Bezeichnung des Zelltyps wird in dem nächsten Absatz eingegangen.

Die einzelnen Fasern werden mithilfe einer Stapel- und Ziehetechnik<sup>1</sup> hergestellt [25]. Hierbei werden zunächst Silizium-Rohre zu Kapillaren gezogen. Jede dieser Kapillaren ist eine Einheitszelle der zukünftigen Faserstruktur. Danach werden mehrere Kapillaren in einer hexagonalen Anordnung gestapelt, wobei abhängig vom Zelltyp im Zentrum der Faser Kerndefekte angeordnet werden. Aufgrund der hexagonalen Struktur können 1, 7, 19, usw. Kerne defekt bleiben, weshalb man von einer 1, 7, 19, usw. Zelltyp Faser spricht. Die Anordnung der Kapillaren wird von einem Rohr ummantelt und anschließend zu dem gewünschten Außendurchmesser

---

<sup>1</sup>engl. stack and draw technique

### 3. Experimentelle Techniken

gezogen. Nachdem die Struktur der Faser bekannt ist, wird ein besseres Verständnis über die Lichtführung in der Faser vermittelt.

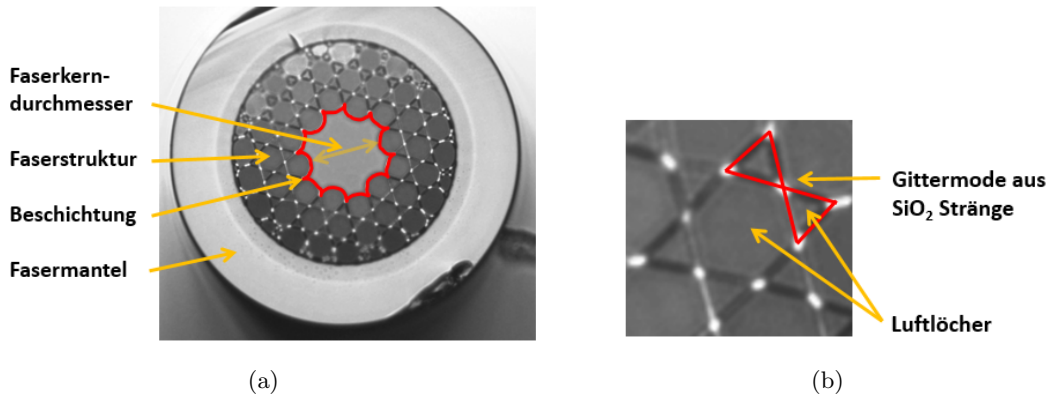


Abbildung 3.1.: Kameraaufnahme einer Hohlkernfaser Spitze, mit freundlicher Genehmigung unserer Kollaborationsgruppe F.Benabid, Limoges. Rechts daneben befindet sich eine Zoomansicht der Faserstruktur.

Die Lichtführung bei Kagomé Hohlkernfasern basiert auf gebundenen Zuständen in einem Kontinuum (vgl. Ref. [10]). In Abb. 3.2 ist die Mode einer Kagomé Hohlkernfaser abgebildet. Die Mode lässt sich durch eine gaußförmige Verteilung annähern, sodass bei einer guten Einkopplung des Lichts in die Faser größtenteils die Intensität durch die Kernmode und möglichst wenig durch die Faserstruktur geführt wird. Durch die hexagonale Form des Kerns besitzen Kagomé Hohlkernfasern einen Innen-  $D_{in}$  und einen Außendurchmesser  $D_{aus}$ . Eine wichtige charakteristische Größe ist der Modenfelddurchmesser (MFD), da dieser einen Zusammenhang zur optischen Feldverteilung in Fasern darstellt. Für eine gaußförmige Intensitätsverteilung ist der MFD die Breite der Verteilung, bei der die Amplitude auf  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  der maximalen Amplitude abgefallen ist und lässt sich näherungsweise aus dem Innendurchmessers  $D_{in}$  ermitteln [10]:

$$MFD \approx \frac{\pi}{4} D_{in} \quad (3.1)$$

### 3. Experimentelle Techniken

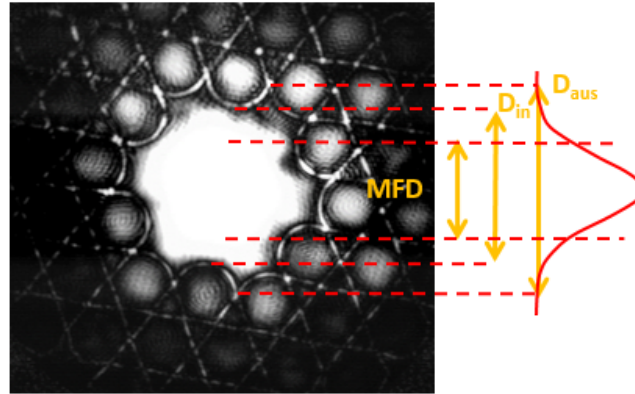


Abbildung 3.2.: Mode einer Kagomé Hohlkernfaser mit dem Innendurchmesser des Kerns  $D_{in}$ , dem Außendurchmesser des Kerns  $D_{aus}$  und dem Modenfelddurchmesser (MFD). Eine gute Einkopplung in die Faser zeichnet sich dadurch aus, dass ein Großteil der Intensität des Lasers durch die Kernmode der Faser geführt wird und nur ein geringer Anteil durch die umliegende Faserstruktur.

Aufgrund des hexagonal geformten Kerns bei Kagomé Hohlkernfasern ist der räumliche Überlapp der Kern- und umliegenden Faserstrukturmode reduziert. Zudem liegt zwischen den beiden Moden eine Phasenungleichheit vor, welche durch die unterschiedliche Intensitätsverteilung zustande kommt [10]. Der reduzierte räumliche Überlapp sowie die Phasenungleichheit der Moden bewirkt eine Entkopplung der Kern- und Faserstrukturmode [26]. Folglich ist es bei Kagomé Hohlkernfasern leichter, Licht in die Kernmode einzukoppeln. Außerdem können sie Licht über einen weiten Wellenlängenbereich führen. Letzteres ist für uns besonders wichtig, da wir für die EIT-Spektroskopie zwei verschiedene Wellenlängen benötigen.

### 3.2. Lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD)

In diesem Abschnitt wird ein System bestehend aus einer einzelnen Kagomé Hohlkernfaser in einer Vakuumkammer gefüllt mit atomarem Dampf betrachtet. Dabei finden zwischen dem atomarem Dampf im Inneren der Faser und der Faserwand eine Atom-Oberflächen-Wechselwirkung statt, sodass die Atome entweder von der Oberfläche desorbiert oder adsorbiert werden. Nach einer gewissen Zeit hat sich ein Gleichgewichtszustand zwischen dem Dampfdruck im Äußeren und im Inneren der Faser eingestellt. Sobald Licht auf die Oberfläche der Faser trifft, findet lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD) statt und der Dampfdruck im Inneren der Faser steigt rapide an [27].

In Abbildung 3.3 sind die einzelnen Prozesse, die sich bei LIAD ereignen, dargestellt. 3.3(e) zeigt eine seitliche Skizze der Hohlkernfaser, bei 3.3(a) bis 3.3(d)

### 3. Experimentelle Techniken

ist der Querschnitt einer Faser abgebildet. Die schwarzen Punkte kennzeichnen Atome. Im Ausgangszustand in 3.3(a) wurden die Atome an der Faserinnenwand adsorbiert. Durch Hinzufügen eines Laserstrahls (s. Abb. 3.3(b)) wird der Prozess LIAD gestartet. Nun wird die Photonenenergie auf die an der Oberfläche gebundenen Atome übertragen. Wenn der Energieübertrag groß genug ist, um die Bindungsenergie zwischen den Atomen und der Faserinnenwand zu überwinden, können die Atome desorbieren (s. Abb. 3.3(c)) bis eine maximale Desorption vorliegt (s. Abb. 3.3(d)). Die Desorption der Atome an der Faserinnenwand führt zu einer Dichteerhöhung im Inneren der Faser und somit liegt kein Gleichgewichtszustand mehr vor. Um die Gleichgewichtsbedingung zu erfüllen, diffundieren die Atome vom Faserinneren in den Bereich außerhalb der Faser (s. Abb. 3.3(e)).

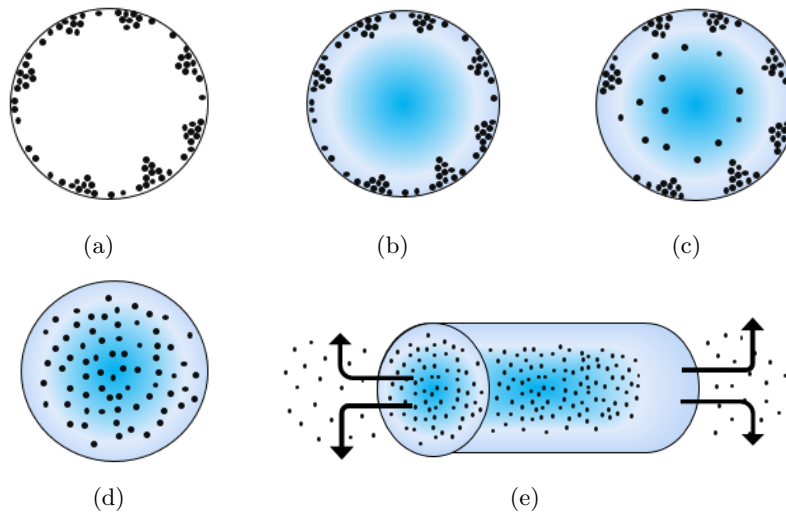


Abbildung 3.3.: LIAD-Prozess in Teilschritten. Im ersten Schritt (s. Abb. 3.3(a)) wurden die Atome von der Faserinnenwand adsorbiert. Durch Bestrahlen der Oberfläche mit Licht (s. Abb. 3.3(b)) fangen die Atome an zu desorbieren (s. Abb. 3.3(c)) bis eine maximale Desorption erreicht wurde (s. Abb. 3.3(d)). Aufgrund der ungleichen Dichteverteilung diffundieren die Atome vom Faserinneren in den Bereich außerhalb der Faser (s. Abb. 3.3(e)).

Die LIAD-Dynamik lässt sich mithilfe der in [28] genannten Differentialgleichung beschreiben und daraus ergibt sich eine zeitabhängige Lösung der Dichte (s. Gl. 3.2) [29]. Diese LIAD-Dynamik wird in Abbildung 3.4 veranschaulicht. Unter Verwendung des in der Grafik gezeigten theoretischen Verlaufs, welcher selbst simuliert wurde, werden die wichtigsten Parameter analog zu [30] zur Beschreibung der LIAD-Dynamik eingeführt.

### 3. Experimentelle Techniken

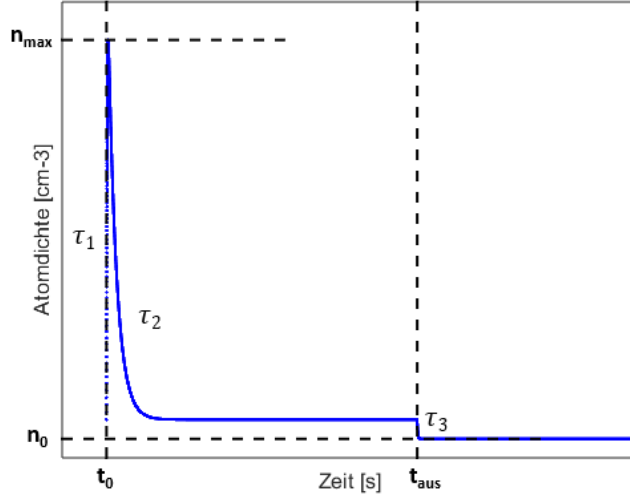


Abbildung 3.4.: Theoretische simulierte zeitliche Entwicklung der Atomdichte. Eingezeichnet sind physikalische Größen, die zur Beschreibung der LIAD-Dynamik dienen. Zu denen gehören die Zeitkonstanten  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ . Zu Beginn liegt eine Anfangsdichte  $n_0$  bei  $t_0$  vor. Nachdem diese die maximale Atomdichte  $n_{\max}$  erreicht hat, fällt sie nahezu auf  $n_0$  ab. In Abwesenheit vom desorbierenden Licht bei  $t_{\text{aus}}$  wird die Anfangsdichte nach einiger Zeit wieder erreicht.

Es gibt drei verschiedene Zeitskalen beim LIAD-Prozess. Die erste Zeitskala  $\tau_1$  beschreibt den exponentiellen Dichte-Anstieg direkt nach dem Einschalten des LIAD-Strahls. Die nächste Zeitkonstante  $\tau_2$  kennzeichnet den durch die Diffusion stattfindenden exponentiellen Zerfall der Dichte.  $\tau_3$  charakterisiert die Relaxationszeit zurück in den Gleichgewichtszustand in Abwesenheit des desorbierenden Laserstrahls.

$$n(t) = \begin{cases} n_0 + \tilde{N} \left(1 - e^{-(t-t_0)/\tau_1}\right) e^{-(t-t_0)/\tau_2}, & t_0 \leq t \leq t_{\text{aus}} \\ n_0 + (n_{\text{aus}} - n_0) e^{-(t-t_{\text{aus}})/\tau_3}, & t > t_{\text{aus}} \end{cases} \quad (3.2)$$

mit

$$\tilde{N} = (n_{\max} - n_0) \left(1 + \frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(1 + \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\tau_1/\tau_2}.$$

Anfangs liegt eine Dichte  $n_0$  vor, welche durch den desorbierenden Strahl zu einer maximalen Dichte  $n_{\max}$  geführt wird. Folglich resultiert ein maximaler relativer Anstieg an atomaren Dichte  $\delta_{\max}$  mit

$$\delta_{\max} = \frac{n_{\max} - n_0}{n_0}. \quad (3.3)$$



### 3. Experimentelle Techniken

Unmittelbar nachdem der Desorptionsprozess eingeleitet wird, ergibt sich die relative Anstiegsrate  $R$ .

$$R = \frac{1}{n_0} \left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=t_0} \quad (3.4)$$

Bisher wurde die Dynamik basierend auf dem Verhalten der Atome analysiert. Als nächstes wird der thermodynamische Vorgang kurz diskutiert. Der partielle Dampfdruck  $p$  von festem Rubidium ist lediglich von der Temperatur  $T$  abhängig [31]:

$$\log_{10} p [\text{Torr}] = -94.04826 - \frac{1961.258}{T} - 0.03771687 \cdot T + 42.57526 \cdot \log_{10} T \quad (3.5)$$

Der resultierende Dampfdruck ist in der Einheit Torr gegeben. Aus dem Dampfdruck lässt sich die Atomdichte  $N$  der einzelnen Isotope berechnen (s. Gleichung 3.6) [31]. Hierbei handelt es sich bei 133.3 um den Umrechnungsfaktor vom Dampfdruck in Torr in die Einheit Pascal.  $k_B$  ist die Boltzmann-Konstante.

$$N_{85} = 0.72 \cdot \frac{133.3 \cdot p}{k_B \cdot T} \quad N_{87} = 0.28 \cdot \frac{133.3 \cdot p}{k_B \cdot T} \quad (3.6)$$

Aus Gleichung 3.5 kann der Anfangsdruck  $P_0$  und die Atomdichte  $N$  zu einer konstanten Temperatur  $T$  ermittelt werden. Die Änderung dieses thermodynamischen Systems kann näherungsweise mittels der Zustandsgleichung von idealen Gasen beschrieben werden. Demnach ergibt sich bei fester Temperatur ein Druck  $P = Nk_B T$ . Insgesamt wird ein Gesamtdruck von

$$P = P_0 + Nk_B T \quad (3.7)$$

erhalten. Die am Ende des Kapitels eingeführten physikalischen Größen dienen zur Charakterisierung des LIAD-Prozess sowie um den thermodynamische ablaufenden Vorgang zu beschreiben. Auf die Größen wird bei den Ergebnissen der LIAD-Messung in Kapitel 5.1 genauer eingegangen. Aber zunächst wird der experimentelle Aufbau erläutert.

## Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

In den beiden Kapiteln 2 und 3 wurden Grundlagen und Techniken diskutiert, die für das Verständnis und bei der Auswertung der Messergebnisse benötigt werden. Bevor ich auf die Ergebnisse eingehe, werde ich zunächst das System vorstellen, mit dem die Messungen durchgeführt wurden.

### 4.1. Rubidium - Drei-Niveau-System

In Kapitel 2.1 wurde genauer auf die wichtigsten Eigenschaften von Rydberg-Atomen eingegangen. Die Rydberg-Atome, mit denen sich diese Arbeit befasst, sind hochangeregte Rubidium-Atome. Rubidium besitzt zwei natürlich vorkommende Isotope,  $^{85}\text{Rb}$  ( $\sim 72\%$ ) und  $^{87}\text{Rb}$  ( $\sim 28\%$ ) [32]. Hierbei geben die beiden Prozentzahlen die Häufigkeit der Isotope an. Beide Isotope werden in unseren Experimenten verwendet. Daher wird das Drei-Niveau-System mit Hyperfeinstrukturaufspaltung für beide Isotope in Abbildung 4.1 dargestellt. Analog zu Abschnitt 2.2.2 liegen diese in Leiter-Konfiguration vor. Die Vorgehensweise der Rydberganregung wird anhand des  $^{87}\text{Rb}$ -

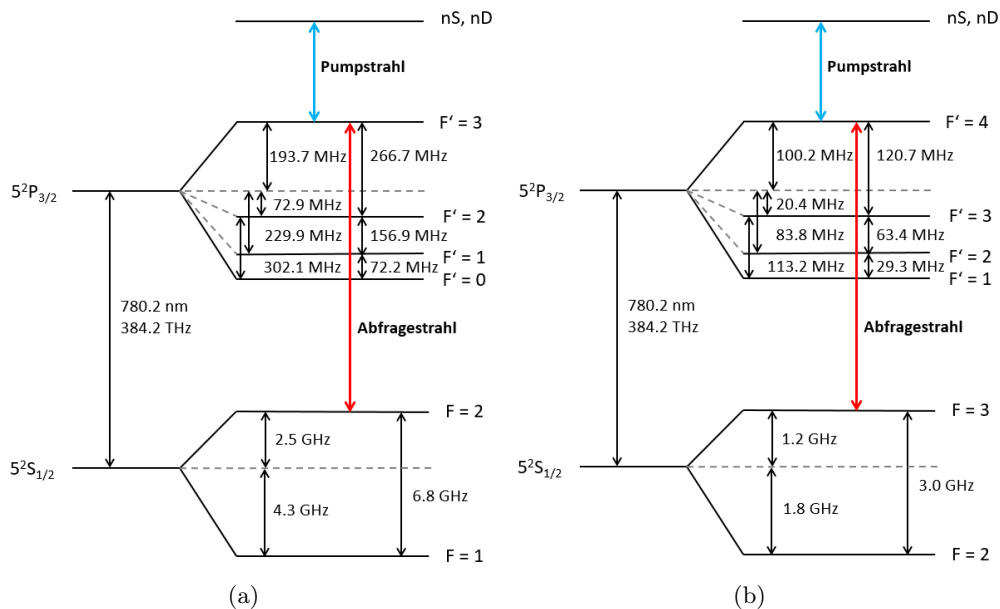


Abbildung 4.1.: Das Drei-Niveau-System von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  nach Ref. [33, 34].

Isotops erklärt, da nur dieses für die Rydbergspektroskopie verwendet wird. Der Ab-

#### 4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

fragestrahl besitzt eine Wellenlänge von 780 nm und vollführt die Anregung von dem Grundzustand  $5^2S_{1/2} (F = 2)$  in den Zwischenzustand  $5^2P_{3/2} (F' = 3)$ . Dabei handelt es sich um die  $^{87}\text{Rb}$  D2-Linie. Damit EIT stattfindet, sorgt der Pumpstrahl mit 480 nm für den Übergang vom Zwischenzustand in den Rydberg-Zustand. Bei den experimentellen Beobachtungen wird die Anregung in verschiedene  $n$ -Zustände und sowohl in D- als auch in S-Zustände vollzogen, daher wurden die Rydbergzustände mit  $nS, nD$  gekennzeichnet.

### 4.2. Vakuumkammer mit Kagomé Hohlkernfasern

Das Vakuumsystem ist in Abb. 4.2 schematisch abgebildet. Der Hauptbestandteil des Vakuumsystems ist die Vakuumkammer mit den Hohlkernfasern. Die Vakuumkammer besteht aus rostfreiem Stahl und im Inneren wurde eine Keramikbeschichtung aufgetragen. Außerdem ist die  $\sim 14$  cm lange Vakuumkammer an beiden Enden durch 3 mm dicke Borosilikatglasfenster mit einem Durchmesser von 3.8 cm abgeschlossen. An der einen Seite der Kammer befindet sich ein Rubidium Reservoir, das  $\sim 5$  g festes Rubidium enthält. Anfangs wurde das Rubidium Reservoir mittels eines Heizdrahtes auf bis zu  $177^\circ\text{C}$  erhitzt und somit Rubidium-Dampf in die Vakuumkammer geleitet. Mittlerweile ist das Ventil zu dem Reservoir immer noch geöffnet und das Rubidium Reservoir wird auf einer Temperatur von  $36^\circ\text{C}$  gehalten, woraus ein erhöhter Rubidium-Dampfdruck im Vergleich zum Dampfdruck bei Raumtemperatur resultiert. Der Rubidium-Dampfdruck ist dann  $10^{-6}$  mbar [35]. Da in der Vakuumkammer etwa Raumtemperatur vorliegt, ist der Dampfdruck in der Kammer etwas geringer als  $10^{-6}$  mbar.

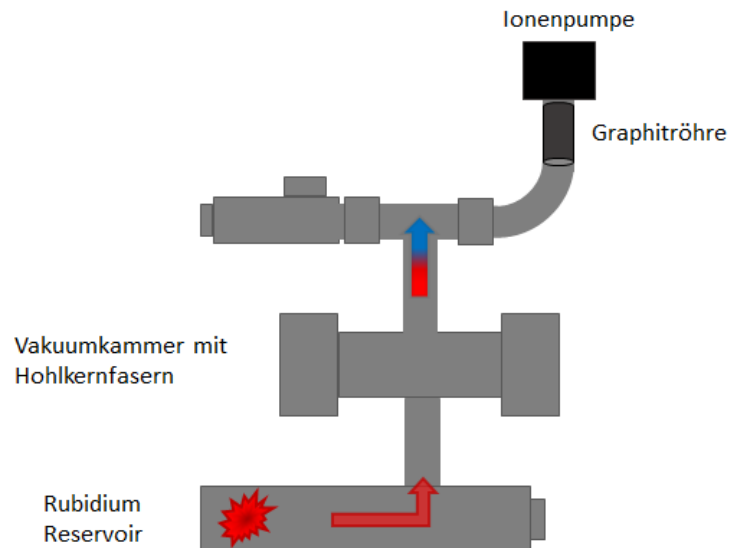


Abbildung 4.2.: Vakuumsystem mit dem Rubidium Reservoir, der Vakuumkammer mit Hohlkernfasern und der Ionenpumpe.

#### 4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

Auf der anderen Seite der Vakuumkammer befindet sich eine  $21\text{s}^{-1}$  Ionenpumpe<sup>1</sup>, die mit einem Ionenstrom von  $1.7\ \mu\text{A}$  einen Hintergrunddruck von  $10^{-7}\text{mbar}$  aufrecht erhält. Damit die Ionenpumpe überhaupt funktionsfähig ist, musste eine Graphitröhre unmittelbar vor die Ionenpumpe in dem Vakuumsystem integriert werden. Dadurch wurde eine Absorption der Rubidium-Atome an der Ionenpumpe vermieden. In der Vakuumkammer selbst sind Glaskapillare in einer Schichtstruktur angeordnet (s. Abb. 4.3). Die Kagomé Hohlkernfasern liegen in den Glaskapillaren und haben eine Länge von  $\sim 12\text{cm}$ . Eine schematische Skizze der Fasernanordnung ist in Abb. 4.3(b) abgebildet. Demnach befinden sich 6 verschiedene Fasertypen in drei verschiedenen Reihen angeordnet, wobei jede der Reihen eine andere Faserbeschichtung aufweist. Folglich gibt es insgesamt 18 verschiedene Kagomé Hohlkernfasern in der Vakuumkammer. Die Fasertypen unterscheiden sich anhand des Kerndurchmessers, welcher je nach Faser zwischen  $42\ \mu\text{m}$  und  $102\ \mu\text{m}$  liegt. Bei allen Fasern in der ersten Reihe wurde auf die Faserinnenwand eine PDMS (Polydimethylsiloxane) Beschichtung aufgetragen. Die zweite Reihe besteht aus Sol-Gel beschichteten Fasern und die letzte Reihe der Fasern ist nicht beschichtet. PDMS ist eine Polymerbeschichtung auf Siliziumbasis. Diese hat die besondere Eigenschaft eine längere Relaxationszeit zu bewirken und ist sehr gut geeignet für LIAD. Die Bezeichnung Sol-Gel rührt vom Herstellungsverfahren, mit dem diese Beschichtung erzeugt wird. Dabei handelt es sich ebenfalls um eine Polymerbeschichtung, allerdings um anorganische Polymere und Hybridpolymere. Diese Beschichtung bietet einen höheren Korrosionsschutz für die Faser. Die Informationen über die Beschichtung wurden aus Ref. [10] entnommen. Zudem besitzen alle Fasern den Zelltyp 1,7 oder 19.

Nummer	Typbezeichnung	Zellytp	$D_{in}/D_{aus}[\mu\text{m}]$	MFD $[\mu\text{m}]$
1	I8409	1	41.6/47.6	32.7
2	I1401	7	47/58.5	36.9
3	I8709	7	49.8/53.8	39.1
4	I3307	7	58.8/71.2	46.2
5	I2006	7	52.2/65.1	41
6	I8003	19	85.4/102.2	67.1

Tabelle 4.1.: Eigenschaften der Kagomé Hohlkernfasern in der Vakuumkammer. Bis auf den MFD und die Durchnummerierung stammen die Werte von der Forschungsgruppe “Centre of Photonics and Photonic Materials“ von F. Benabid, mit der wir kollaborieren.

Eine genaue Übersicht der Daten über die Kagomé Hohlkernfasern ist in 4.1 tabellarisch aufgeführt. Wie auch in Abb. 4.3(b) sind die verschiedenen Fasertypen von 1 bis

<sup>1</sup>Agilent Technologies

#### 4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

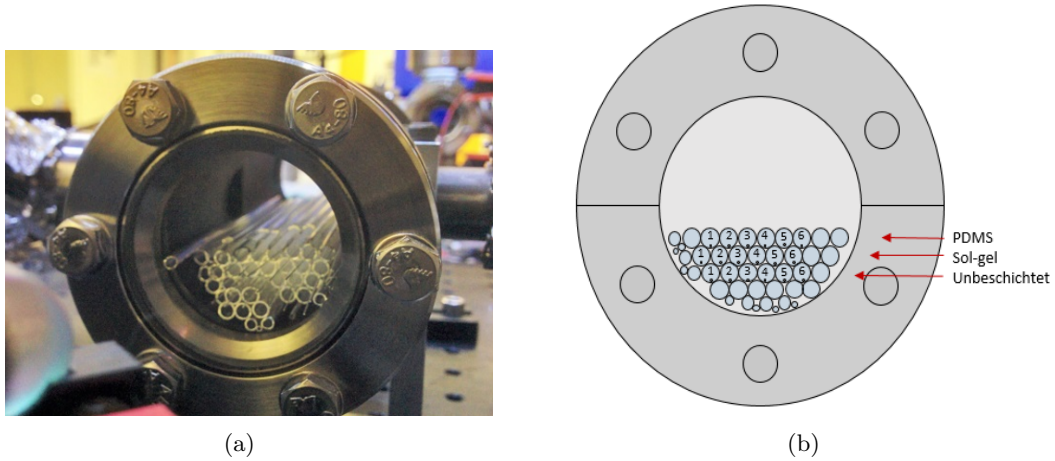


Abbildung 4.3.: Vakuummutter mit insgesamt 18 verschiedenen Kagomé Hohlkernfasern. Zur besseren Anordnung liegen diese in Glaskapillaren. Rechts befindet sich eine Skizze von der Anordnung der Fasern. Es gibt 6 verschiedene Fasertypen, die sich anhand ihrer Kerndurchmesser unterscheiden. Jeder der Fasertypen besitzt 3 unterschiedliche Beschichtungen (PDMS, Sol-Gel, unbeschichtet).

6 durchnummeriert und zusätzlich noch mit der zugehörigen Typbezeichnung versehen worden. Des Weiteren ist der Zelltyp, der Innen- und Außendurchmesser des Faserkerns und der MFD der einzelnen Fasern aufgelistet. Der MFD wurde mithilfe der Näherung 3.1 aus dem Innendurchmesser des Kernes berechnet. Die Fasern wurden in der Forschungsgruppe “Centre of Photonics and Photonic Materials“ von F. Benabid hergestellt, die uns die Fasern in einer Kollaboration zur Verfügung gestellt hat. Ebenso wurden die in Tab. 4.1 aufgeführte Typbezeichnung, der Zelltyp, der Innen- sowie Außendurchmesser von dieser Forschungsgruppe vermessen bzw. angegeben.

### 4.3. Lasersystem 1 - Erzeugung und Stabilisierung von Pump- und Abfragestrahl

Zuvor in dem Abschnitt 4.2 wurde auf das Vakuumsystem mit den Hohlkernfasern eingegangen. Um in den Hohlkernfasern Rydberg-Spektroskopie betreiben zu können, wird ein Lasersystem benötigt. Zum einfachen Verständnis wurde das Lasersystem in ein Lasersystem 1 und 2 unterteilt. Während das Lasersystem 1 schon zu Beginn der Arbeit größtenteils fertiggestellt war, wurde Lasersystem 2 im Laufe der Arbeit selbst aufgebaut. Das Lasersystem 1 dient dazu, den Abfrage- und Pumpstrahl zu präparieren und ermöglicht eine Stabilisierung mithilfe eines Fehlersignals. Dabei wird das Fehlersignal aus einem EIT-Signal erzeugt. Bei dem zweiten Lasersystem handelt es sich um den Aufbau für die EIT-Spektroskopie.



#### 4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

die Rydberg-Zustände wird ein weiterer Diodenlaser auf eine Wellenlänge von 480 nm frequenzverdoppelt<sup>6</sup> und besitzt eine maximale Ausgangsleistung von ca. 400 mW. Aufgrund des Doppler-Effekts wird der Pumpstrahl von der Resonanzfrequenz um +70 MHz gemäß Gleichung 2.19 verstimmt. Abfrage- und Pumpstrahl werden entgegengesetzt laufend in der Rubidium-Zelle überlagert. Ohne Berücksichtigung des Faktors  $\frac{\lambda_p}{\lambda_c}$  wären beide Laser gegenüber einem anderen Übergang resonant. Indem beide Strahlen unterschiedlich verstimmt werden, wird die Dopplerverschiebung mitberücksichtigt und es kann ein EIT-Signal an der Photodiode detektiert werden. Nachdem der Pumpstrahl mit einer Frequenz  $f_c+70$  MHz die Zelle durchlaufen hat, wird dieser mittels AOM<sup>7</sup> 3 auf die Resonanzfrequenz  $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$  zurückgebracht. Von da aus wird der resonante Pumpstrahl zum Lasersystem 2 geführt.

In dem Lasersystem 1 wird durch eine EIT-Spektroskopie ein Fehlersignal zur Stabilisierung des Lasers bei 480 nm erzeugt. Damit das Fehlersignal erzeugt werden kann, ist der in der Skizze des Lasersystem 1 abgebildete 780 nm Laser immer stabilisiert. Um jedoch das EIT-Signal bei verstimmtem Abfragestrahl und resonantem Pumpstrahl zu erhalten, wird ein zweiter 780 nm Laser desselben Typs verwendet. Dieser befindet sich ebenfalls auf der Frequenz  $f_p$ .

#### 4.4. Lasersystem 2 - EIT-Spektroskopie

Nachdem Pump- und Abfragestrahl mittels Lasersystem 1 (s. 4.3) erzeugt und auch stabilisiert werden, folgt nun die Beschreibung des Lasersystems, mit dem die EIT-Spektroskopie durchgeführt werden kann (s. Abb. 4.5). Dabei wird genauso wie bei dem Lasersystem 1 vorgegangen, dass die Strahlengänge der beiden Laser zuerst separat beschrieben und anschließend kombiniert werden. Es wird wie zuvor mit dem Strahlengang des Abfragestrahls begonnen. Die vom Lasersystem 1 erzeugten Laserstrahlen befinden sich auf Resonanz mit den atomaren Übergängen. Von dem Lasersystem 1 aus kommend, gelangt der Abfragestrahl über eine Monomode Faser zunächst durch einen Strahlaufläufer. Dieser dient dazu die Strahlgröße zu variieren, wodurch später eine genaue Einkopplung in die Kagomé Hohlkernfaser erfolgen kann. Durch zwei aufeinander folgende Strahlaufläufer, einem Polarisationsstrahlteiler<sup>8</sup> und einem 50:50 Strahlteiler<sup>9</sup>, wird sichergestellt, dass der Strahl in zwei Teilstrahlen mit gleicher Polarisation aufgeteilt wird. Beide sind linear polarisiert. Einer von diesen beiden gaußförmigen Strahlen wird durch eine Linse mit einer Brennweite von 100 mm in eine der Kagomé Hohlkernfasern fokussiert, die sich in dem Vakuumsystem befinden (s. Abschnitt 4.2). Hierbei kann die Linsenposition mittels zweier optischer Verschiebetische in  $\mu\text{m}$ -Schritten justiert werden, sodass auch die Lichtführung durch alle sich in dem Vakuumsystem befindlichen Kagomé Hohlkernfasern möglich ist. Bei

---

<sup>6</sup>Toptica Photonics, TA-SHG pro

<sup>7</sup>Gooch Housego, 3080-125

<sup>8</sup> engl. polarization beam splitter (PBS)

<sup>9</sup> engl. beam splitter (BS)

#### 4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern

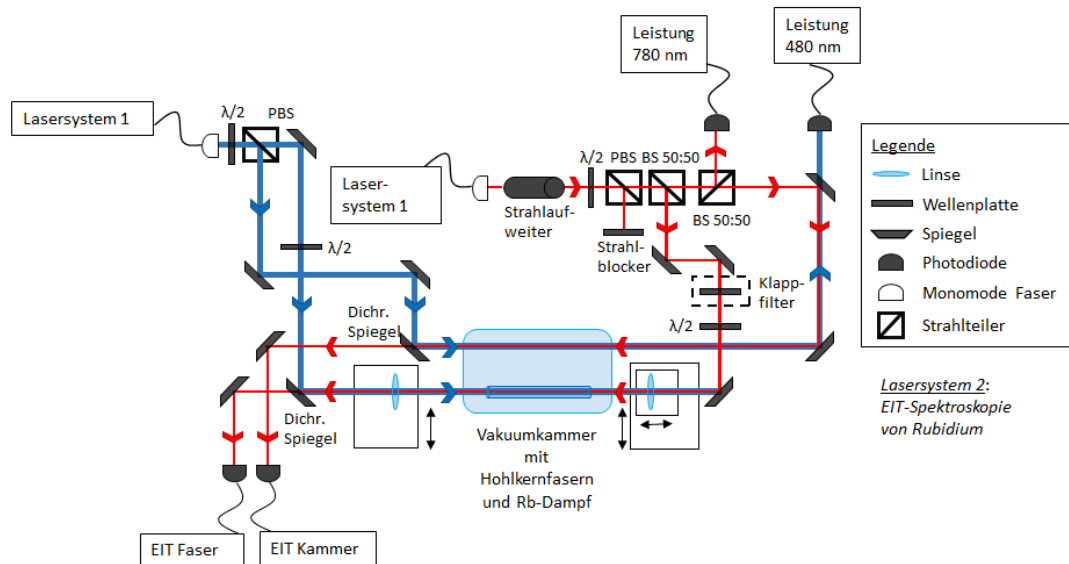


Abbildung 4.5.: Schematische Übersicht des Lasersystem 2 zur EIT-Spektroskopie in Hohlkernfasern.

der späteren Einkopplung in die Faser wurde die Linse zusätzlich geneigt, damit diese senkrecht zum Laserstrahl ist. Das Ausgangssignal der Hohlkernfaser besitzt mehrere Moden, da die Kagomé Hohlkernfasern multimode Fasern sind. Anschließend wird das Signal an einer Photodiode<sup>10</sup> detektiert.

Der zweite gaußförmige Strahl wird nochmals mittels eines 50:50 Strahlteilers aufgespalten, damit die Leistung des Abfragestrahls gemessen werden kann. Anschließend wird der Strahl durch die Kammer geleitet und mit einer Photodiode gemessen. Dieses Signal kann bei den experimentellen Messungen als Referenzsignal dienen.

Nun wird der Strahlengang des Pumpstrahls erläutert. Wie zuvor erwähnt, befindet sich der Pumpstrahl durch das Lasersystem 1 auf Resonanz mit Rydberg-Linie. Aus einer Monomoden Faser trifft der Pumpstrahl auf eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplatte und einen Polarisationsstrahlteiler. Durch die beiden optischen Elemente kann die Leistung der beiden Teilstrahlen justiert werden. Ebenso wie beim Abfragestrahl führt einer der beiden Teilstrahlen über einen dichroitischen Spiegel durch die Vakuummkammer, der andere Teilstrahl wird mithilfe eines dichroitischen Spiegel sowie einer 100 mm Linse in die Kagomé Hohlkernfaser eingekoppelt. Die beiden dichroitischen Spiegel dienen dazu, den Abfragestrahl zu transmittieren und den Pumpstrahl zu reflektieren. Die Linse kann zur vereinfachten Einkopplung in  $\mu\text{m}$ -Schritten mithilfe eines optischen Verschiebetisches positioniert werden. Schließlich werden der Pump- und Abfragestrahl mit entgegengesetzten Ausbreitungsrichtungen zum einen in der Faser und zum anderen in der Kammer optimal überlagert. Daraus resultiert ein EIT-Signal in der

<sup>10</sup>Thorlabs, PDA 36A - EC



#### *4. Experimenteller Aufbau zur EIT-Spektroskopie in Kagomé Hohlkernfasern*

Kammer und eines in der Faser. Die entgegengesetzte Überlagerung der Laserstrahlen führt zu einer dopplerfreien EIT-Spektroskopie mit geringer Dopplerungleichheit (s. Gl. 2.18). Die Laserstrahlen, die für das EIT-Signal in der Vakuumkammer sorgen, besitzen eine Strahlgröße von  $\sim 2$  mm. Die Strahlgröße für die Laser innerhalb der Faser ist durch den MFD und somit begrenzt.

Mithilfe des Lasersystem 2 wird sowohl die LIAD-Messung als auch die EIT-Spektroskopie der Rydberg-Atome durchgeführt, die im nächsten Abschnitt 5 erläutert werden. Das Lasersystem 1 wird zuvor für die Präparation und Stabilisierung der Laser verwendet.

---

## Experimentelle Ergebnisse

---

Nach Vorstellung des Aufbaus im Kapitel 4 werde ich nun die Messergebnisse diskutieren. Zunächst werde ich das Desorptionsverhalten mittels der LIAD-Methode in Kagomé Hohlkernfasern untersuchen. Anschließend werde ich die EIT-Spektroskopie in verschiedenen Hohlkernfasern und für verschiedene Rydberg-Zustände analysieren.

### 5.1. Lichtinduzierte atomare Desorption (LIAD)

Wie schon in Abschnitt 3.2 erwähnt, handelt es sich bei LIAD um einen physikalischen Effekt, bei dem Atome durch Lichteinstrahlung von einer Oberfläche desorbiert werden. Die Desorption an verschiedenen Oberflächen wurde schon tiefergehend erforscht [29]. In Ref. [30] wurde LIAD für zwei verschiedene Alkaliatome untersucht. LIAD ist abhängig von der Intensität und der Wellenlänge des desorbierenden Lichts, sowie von der Geometrie des Systems [27]. Im Gegensatz zu einer Rubidiumzelle besitzen die Kagomé Hohlkernfasern ein großes Verhältnis von Oberfläche zu Volumen. Die Anzahl der adsorbierten Atome skaliert mit der Oberfläche, sodass bei einem kleinen Volumen durch Desorption der Atome die Dichte in einer kürzeren Zeitspanne stark ansteigen kann. Zudem besitzen die Hohlkernfasern den Vorteil, dass aufgrund der beschränkten Geometrie trotz geringer Leistung im Desorptionsstrahl eine hohe Intensität erreicht wird. Im Vergleich zu einer thermischen Methode des Heizens lässt sich mit LIAD die OD von atomaren Dampf schnell und gezielt kontrollieren.

Ziel dieser Messung ist es, unter Verwendung der LIAD-Methode einen erhöhten Druck in der Kagomé Hohlkernfaser zu erreichen und festzustellen, inwieweit die Kagomé Hohlkernfasern unterschiedliche Desorptionseigenschaften aufweisen. Aufgrund der einfachen Verfügbarkeit wird ein 480 nm Strahl verwendet, um den Einfluss von LIAD zu charakterisieren. Der 780 nm Laserstrahl wird durch die Kernmode der Faser geführt. Allerdings wird der desorbierende Strahl, der zuvor mit dem 780 nm Laserstrahl in der Faser überlagert wurde, in die äußere Struktur der Faser gekoppelt. Mittels zweier Spiegel wird der desorbierende Strahl soweit aus der Kernmode verschoben, bis das Absorptionssignal maximal wird. Somit wurden die beiden Laserstrahlen nicht in der Kernmode überlagert. Die Frequenz des 780 nm Strahls wurde durchgestimmt und die Frequenz des desorbierenden Strahl wurde nicht resonant auf einem Übergang justiert, damit kein Zwei-Photonen-Übergang möglich ist. Typischerweise sollte der desorbierende Strahl eine deutlich größere Intensität aufweisen als der detektierte Strahl, da dann der LIAD-Prozess beschleunigt wird und möglichst wenige Atome in den Zwischenzustand gepumpt werden. Bei dieser Messung wurden Leistungen von 52 nW für den 780 nm Strahl und 32 mW für den

## 5. Experimentelle Ergebnisse

desorbierenden Strahl gewählt, wobei diese vor der Hohlkernfaser gemessen wurden. Da der 780 nm Laserstrahl detektiert wird, wird er im folgenden Abschnitt auch als Detektionsstrahl bezeichnet. Am Oszilloskop wurde die Absorptionsspektroskopie aufgenommen.

Alle 10 s wurde ein Absorptionssignal am Oszilloskop<sup>1</sup> aufgenommen. Zu Beginn der Datenerfassung wurde jeweils der Hintergrund und ein Signal nur mit Detektionsstrahl erfasst. Letzteres wurde zur Vermessung des Anfangszustands verwendet. Darauf wird später noch eingegangen. Der desorbierende Strahl wurde nach wenigen Sekunden eingeschaltet und je nach Messung nach (25-60) Minuten blockiert. Nach insgesamt  $\sim 80$  Minuten wurde die Datenaufnahme gestoppt. Im Nachhinein wurde das Hintergrundsignal von den erfassten Messwerten abgezogen. Die Frequenzänderung des Detektionsstrahls wird über eine Stromänderung des Lasers vollzogen, welche einen linearen Zusammenhang besitzen. Bedingt durch die Relation zwischen Strom und Leistung des Lasers wird ein linearer Untergrund des Absorptionssignals erzeugt. Dieser Untergrund wird durch einen Polynomfit abgezogen. Der Anfangszustand, d.h. der Zustand bevor LIAD gestartet wird, ist durch die konstant gehaltene Temperatur bekannt. Aus Gleichung 3.5 wird der partielle Anfangsdruck und danach wird mit Gleichung 3.6 die Atomdichte im Anfangszustand ermittelt. Für die Bestimmung der OD mit desorbierenden Strahl wird ein Fit in die Absorptionsspektroskopie gelegt, welcher nachfolgend als OD-Fit bezeichnet wird. Die Fit-Funktion wurde analog zu Ref. [36] aufgestellt und ist ebenfalls im Anhang (s. Gl. A.1) aufgeführt. Es wurde Gleichung 2.14 als OD-Fit verwendet, wobei zusätzlich die Suszeptibilität über alle möglichen Hyperfeinübergänge aufsummiert wurde und ebenso die Doppler-Verbreiterung durch Integration über die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten mitberücksichtigt wurde. Es resultiert eine OD, die abhängig von der Atomdichte ist. Wichtig ist dabei, dass die Fit-Funktion so programmiert wurde, dass zunächst für eine variierende Atomdichte jeweils das simulierte OD-Signal erhalten wurde und anschließend wurde das gemessene von dem simulierten OD-Signal abgezogen. Diese Schleife wurde solange durchlaufen bis die Differenz auf nahe Null optimiert wurde. Aus der Atomdichte wird die OD und der Dampfdruck mithilfe von Gleichung 3.7 erhalten.

Die Vorgehensweise möchte ich verkürzt und beispielhaft anhand des Resultats für eine Faser darstellen. Dabei handelt es sich um eine unbeschichtete Hohlkernfaser mit  $47 \mu\text{m}$  Innendurchmesser. In Abbildung 5.1 wird die Absorptionsspektroskopie ohne OD-Fit in Abhängigkeit der Verstimmung des Abfragestrahls und der Zeit veranschaulicht. Anhand der Grafik zeigt sich, dass durch den desorbierenden Strahl ein rapider Anstieg des Absorptionssignals vorliegt. Anschließend nimmt dieses über eine längere Zeitskala wieder ab. Selbst nach 1000 s ist der Anfangszustand der Absorption noch nicht wieder hergestellt. Die Ursache für den Verlauf werde ich später in diesem Absatz diskutieren.

---

<sup>1</sup>Agilent Technologies, DSOX2014A

## 5. Experimentelle Ergebnisse

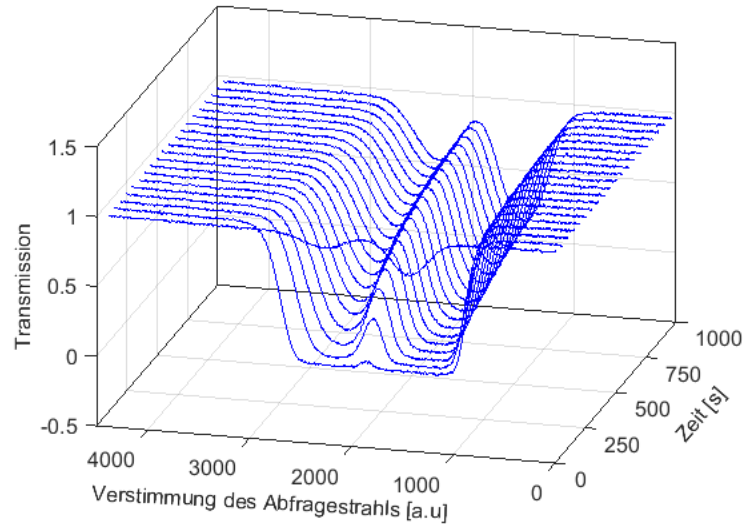


Abbildung 5.1.: Absorptionsspektroskopie bei verstimmtm Abfragestrahl und einer Dauer von 17 Minuten. Durch den desorbierenden Strahl sinkt die Transmission stark ab und nimmt über längere Zeit wieder zu.

Für jede Absorptionsspektroskopie wurde ein OD-Fit durchgeführt. Ein Beispiel für den OD-Fit ist in Abb. 5.2 aufgeführt. Die blaue, durchgezogene Linie beschreibt das OD-Signal und der zugehörige Fit ist in einer schwarzen, gestrichelten Linie dargestellt. Anhand dieses Fits wird dem Absorptionssignal eine OD von  $(1.71 \pm 0.01)$  zugeordnet, wobei die Messunsicherheit der OD aus dem Fitfehler stammt. Bei der Absorptionsspektroskopie handelt es sich um ein typisches dopplerverbreitertes Absorptionssignal. Für jeden erlaubten Übergang vom Grundzustand in einen angeregten Zustand wird eine dopplerverbreiterte Absorptionslinie sichtbar. Allerdings können mit dieser Spektroskopiemethode nicht alle Übergänge aufgelöst werden, sondern nur die Übergänge, die einen größeren Abstand als die Dopplerbreite aufweisen. Daher lassen sich hier lediglich die zwei Grundzustandsniveaus bedingt durch die Isotopie-Verschiebung unterscheiden. Für  $^{85}\text{Rb}$  wird der Übergang  $F = 3 \rightarrow F'$  und für  $^{87}\text{Rb}$  wird der Übergang  $F = 2 \rightarrow F'$  sichtbar.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

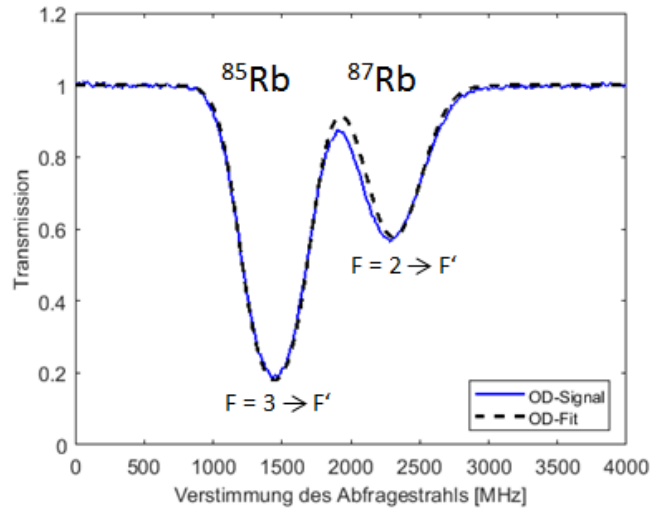


Abbildung 5.2.: Absorptionsspektroskopie mit OD-Fit. Blau eingezeichnet ist das Absorptionssignal und die schwarze Linie markiert den zugehörigen Fit.

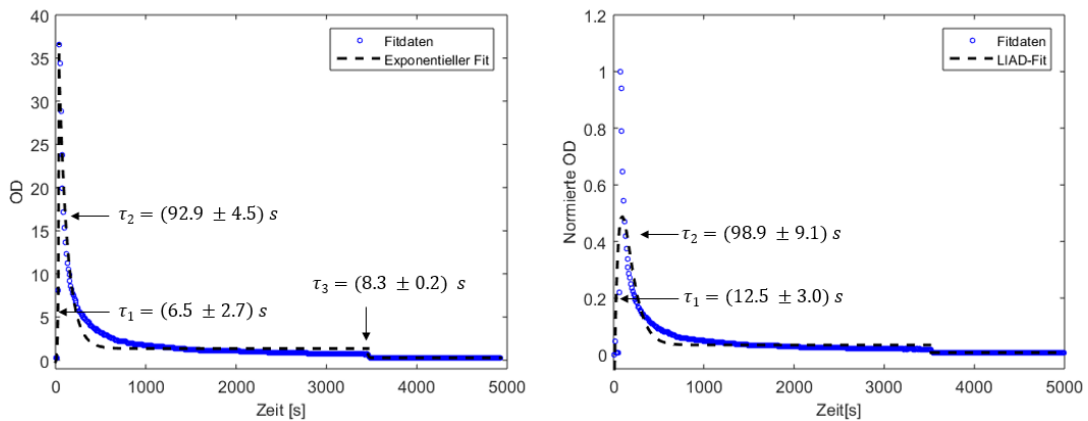


Abbildung 5.3.: Zeitliche Änderung der OD für eine unbeschichtete  $47\ \mu\text{m}$ -Hohlkernfaser. Zunächst steigt die OD durch Hinzufügen des desorbierenden Strahls rapide an. Danach folgt ein langsamer Zerfall, woraufhin durch Blockieren des desorbierenden Strahls ein weiterer Abfall der OD stattfindet. Die Messdaten wurden mit drei exponentiellen Funktionen (links) und der Gleichung zur Beschreibung der LIAD-Dynamik (rechts) gefittet. Bedingt durch zu wenige Messpunkte und den daraus folgenden zu großen Fitfehler wurde  $\tau_3$  aus dem LIAD-Fit nicht angegeben.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

Identisch zu dem Beispiel des OD-Fits (s. Abb. 5.2) wurde für jede Absorptionsspektroskopie eine Optimierung der Fitparameter durchgeführt und daraus eine OD erhalten. Die Veränderung der OD über die Zeit ist in der Grafik 5.3 abgebildet. In beiden Abbildungen wurden jeweils die Messdaten durch einen Fit angenähert. Bei der linken Abbildung wurde für jede Zeitkonstante ein exponentieller Fit verwendet, bei der rechten Grafik hingegen wurde ein Fit gemäß der Gleichung zur LIAD-Dynamik (s. Gl. 3.2) benutzt. Bevor die beiden Fitmodelle miteinander verglichen werden, werden zunächst die Messdaten mithilfe der linken Abbildung detaillierter diskutiert. Um genauer zu verstehen, was thermodynamisch in dem System vorgeht, wird zusätzlich die Atomdichte und der partielle Dampfdruck in der Hohlkernfaser ermittelt. Dabei wird der Druck mithilfe der Atomdichte durch Gleichung 3.7 gewonnen. Die zeitliche Entwicklung der beiden physikalischen Größen für beide Rubidium-Isotope wird in Abb. 5.4 aufgetragen.

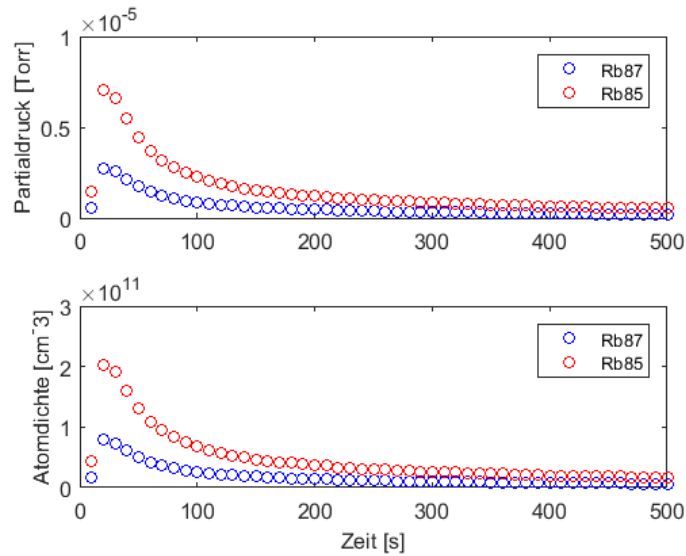


Abbildung 5.4.: Atomdichte und Partialdruck gegen die Zeit für beide Rubidium-Isotope.

Um die zeitliche Entwicklung der OD sowie der Atomdichte und des Dampfdrucks nachvollziehen zu können, werden die bei LIAD stattfindende Teilprozesse (s. Abb. 3.3) betrachtet. Beim Befüllen der Hohlkernfaser mit Rubidium-Dampf wurden Atome bedingt durch die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung an der Faserinnenwand adsorbiert. Die adsorbierten Atome tragen nicht zu dem Druck bei. Sobald der desorbierende Strahl nicht mehr eingeschaltet wird, werden die Atome an der Innenwand der Faser desorbiert und es findet ein rapider Anstieg der OD mit einer Zeitskala von  $(6.5 \pm 2.7) \text{ s}$  statt. Die Abweichungen für die Zeitkonstanten stammen lediglich aus dem Fit. Unter Berücksichtigung weiterer Messungenauigkeit müsste der Fitfehler deutlich größer sein. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen OD und Atomdichte, welche sich wiederum proportional zum Dampfdruck verhält,

## 5. Experimentelle Ergebnisse

macht sich auch ein Atomdichte- und Druckanstieg innerhalb der Hohlkernfaser bemerkbar. Anfangs liegt für  $^{87}\text{Rb}$  ein Partialdruck von  $5.5 \cdot 10^{-7}$  Torr und eine Atomdichte von  $1.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  vor. Durch die Desorption findet jeweils ein Dichte- und Druckanstieg um einen Faktor  $\sim 5$  statt. Im Vergleich zu  $^{87}\text{Rb}$  ist der Partialdruck und die Atomdichte für  $^{85}\text{Rb}$  um einen Faktor 2.6 größer, aufgrund der unterschiedlichen Isotopenbeimischung. Nach  $\sim 40$  s ist die maximale Desorption der Atome erreicht. Bedingt durch die Desorption hat sich die OD in der Faser von  $(0.323 \pm 0.001)$  auf  $(36.59 \pm 0.07)$  erhöht. Dies entspricht einem Anstieg um das 122-fache der OD am Anfang. Hierbei stammen die Abweichungen der OD lediglich aus dem Fitfehler und sind daher so klein, obwohl die Messung der OD deutlich ungenauer ist. Außerhalb der Faser ist die OD niedriger. Somit befindet sich das System nicht mehr im Gleichgewichtszustand. Dadurch lässt sich die Diffusion der Atome in die Vakuumkammer beobachten und die OD fällt exponentiell mit einer Halbwertszeit von  $(92.9 \pm 4.5)$  s ab. Ebenso zeigt sich ein exponentieller Abfall der Atomdichte und des Partialdrucks. Bei einer OD von  $(0.682 \pm 0.002)$  hat sich ein Gleichgewicht eingestellt. Indem der desorbierende Strahl blockiert wird, werden die Rubidium-Atome von der Faserinnenwand vermehrt adsorbiert. Dies macht sich durch einen rapiden Abfall der OD mit  $(8.3 \pm 0.2)$  s bemerkbar. Dies entspricht in etwa der Zeitskala bei der Desorption. Physikalisch könnte das dadurch erklärt werden, dass bei der Adsorption und Desorption ähnliche Wechselwirkungen zwischen den Atomen und der Faser stattfinden. Im Vergleich zu der simulierten LIAD-Dynamik (s. Abb. 3.4) stimmt der Verlauf anschaulich mit den Erwartungen überein.

Nun werden die Messdaten durch zwei verschiedene Fitmodelle angenähert und die daraus erhaltenen Parameter zur Beschreibung von LIAD miteinander verglichen. Bei den beiden Fitmethoden handelt es sich um einen exponentiellen Fit und einen Fit gemäß der LIAD-Dynamik. In der rechten Grafik aus Abb. 5.3 wurde die Gleichung 3.2 für den Fit verwendet. Allerdings zeigt sich, dass für die Bestimmung von  $\tau_1$  und  $\tau_3$  die Methode zur Datenerfassung nicht optimal gewählt wurden. Dies liegt daran, dass die Prozesse bei den beiden Zeitkonstanten sehr schnell ablaufen und damit die Aufnahme der Messdaten alle 10 s nicht genügend Messdaten liefert. Dies zeigt sich bei  $\tau_3$  anhand der Ungenauigkeit des Fits und bei der Zeitkonstante  $\tau_1$ , da durch den LIAD-Fit nicht die maximale OD erreicht wird. Die technischen Limitationen bei der LIAD-Messung werden später in diesem Abschnitt diskutiert. Da die Annäherung der Messdaten durch drei exponentielle Fits eine höhere Genauigkeit aufweist, wurde im Nachfolgenden die Fitmethode des exponentiellen Fits angewendet.

Analog zu der gerade beschriebenen Vorgehensweise wurden für 4 weitere Hohlkernfasern die Desorptionseigenschaften untersucht. Eine Gegenüberstellung der zeitlichen Änderung des OD-Signals für verschiedene Hohlkernfasern zusammen mit dem exponentiellen Fitmodell ist in Abb. 5.5 dargestellt. Die Rohdaten und die Messdaten mit LIAD-Fit befinden sich der Vollständigkeit halber im Anhang. Die Abbildung 5.5 zeigt auf der linken Seite Messungen für eine Hohlkernfaser mit kleinerem Innendurchmesser als auf der rechten Seite. Die beiden Innendurchmesser

## 5. Experimentelle Ergebnisse

sind  $41.6 \mu\text{m}$  und  $47.0 \mu\text{m}$ . Zudem sind beide Seiten so angeordnet, dass zuerst die unbeschichtete, dann die Sol-Gel beschichtete und zuletzt die PDMS beschichtete Faser aufgelistet wird. Allerdings wurde die Hohlkernfaser mit PDMS-Beschichtung lediglich für die Faser mit kleinerem Innendurchmesser vermessen. Das liegt daran, dass die Faser mit größerem Innendurchmesser und PDMS-Beschichtung ein störendes Hintergrundsignal aufwies. Vermutlich wurde dieses durch eine zu große Streuung am Glasfenster der Vakuumkammer verursacht, da die Faser sehr dicht an dem Glasfenster lag. Für die Charakterisierung der Hohlkernfasern werden die in Abschnitt 3.2 erläuterten Parameter aus dem Fit extrahiert und miteinander verglichen (s. Tab. 5.1). Bedingt durch die wenigen Messdaten werden die Anstiegsrate  $R$ , sowie die beiden Zeitkonstanten  $\tau_1$  und  $\tau_3$  nicht aufgeführt. Aufgrund der Fitungenauigkeit des LIAD-Fits wurde die maximale OD und die OD ohne desorbierenden Strahl aus den Messwerten abgelesen. Anfangs liegt bei allen Hohlkernfasern eine OD im Bereich von (0.2-0.4) vor. Durch den desorbierenden Strahl wurde bei drei Fasern eine maximale OD von über 30 erreicht. Zwei Fasern zeigen einen weniger starken Anstieg in der OD. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich darin, dass aufgrund der Zeitskala von 10s nicht die maximale OD detektiert wurde. Dies könnte auch für alle anderen Fasern gelten. Daher ist eine glaubwürdige Aussage über  $n_{\text{max}}$  nicht möglich. Es kann lediglich festgestellt werden, dass alle Fasern eine deutlich Erhöhung der OD durch LIAD aufweisen. Bei Betrachtung der Zeitkonstante  $\tau_2$  weisen jeweils die Sol-Gel und PDMS beschichtete  $41.6 \mu\text{m}$ -Faser eine sehr schnell fallende Konstante auf. Die Fitungenauigkeit der Zeitkonstante spiegelt kein exponentielles Verhalten Messdaten wieder. Dies hängt mit der Aufnahme zu weniger Datenpunkte zusammen. Bei alle anderen Hohlkernfasern wurde eine Diffusion mit einer langsameren Zeitskala im Bereich von (90-260)s beobachtet. Ein Vergleich zwischen den verschiedenen Hohlkernfasern ist wegen der großen Unsicherheiten nicht aussagekräftig. Stattdes-

$D_{in}[\mu\text{m}]$	Beschichtung	$\tau_2[\text{s}]$	$OD_{\text{max}}$	$OD_0$
41.6	unbeschichtet	$92.9 \pm 4.5$	$30.92 \pm 0.06$	$0.326 \pm 0.001$
41.6	Sol-Gel	$15.6 \pm 4.1$	$39.61 \pm 0.074$	$0.210 \pm 0.001$
41.6	PDMS	$7.7 \pm 1.0$	$8.10 \pm 0.0178$	$0.350 \pm 0.001$
47	unbeschichtet	$131.3 \pm 7.9$	$36.59 \pm 0.07$	$0.323 \pm 0.001$
47	Sol-Gel	$258.1 \pm 10.1$	$15.14 \pm 0.03$	$0.240 \pm 0.001$

Tabelle 5.1.: Parameter zur Beschreibung der LIAD-Dynamik für verschiedene Kagomé Hohlkernfasern.

sen werden die wichtigsten Größen mit den Literaturwerten verglichen, um eine Einschätzung der beobachteten Messwerte zu geben. Wie auch in Ref. [28] läuft die Dynamik der Desorption mit einer Zeitskala von Sekunden ab. In Ref. [37] wurde in einer mit Cäsium gefüllten  $19 \mu\text{m}$ -Hohlkernfaser bei einer größeren Leistung des Abfragestrahls von  $0.5 \mu\text{W}$  und einer geringeren desorbierenden Leistung von  $20 \text{ mW}$  eine maximale OD von 42 erreicht. Im selben wurde eine  $OD_0$  von 0.7 gemessen, die



## 5. Experimentelle Ergebnisse

ebenfalls größer als der von uns gemessene Wert ist. Nach Ref. [30] besteht zwischen den beiden Alkaliatomen kein Unterschied in der LIAD-Dynamik, weshalb sie miteinander verglichen werden können. Zudem wurde in Ref. [28] ein Rb-Dampfdruck von  $10^{-6}$  Torr und eine Anfangsdichte von  $2.1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  gemessen, was ähnliche Werte wie in unserem Experiment sind. Demnach spiegeln die thermodynamischen Prozesse eine realistische Größenordnung wieder.

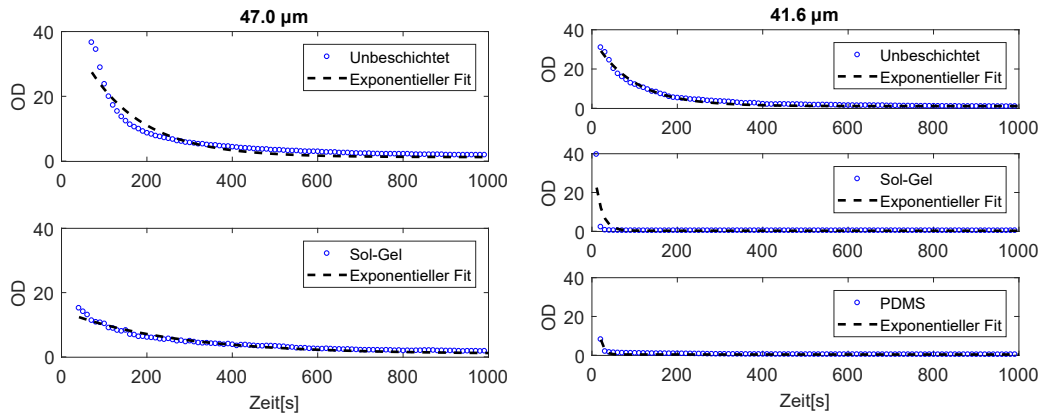


Abbildung 5.5.: Zeitliche Änderung der OD für fünf verschiedene Fasern mit exponentiellem Fit.

Insgesamt weist diese Messung zu viele Ungenauigkeiten auf, um einen exakten Vergleich der Desorptionseigenschaften der verschiedenen Hohlkernfasern vorzunehmen zu können. Zu den Fehlerursachen gehört die Datenerfassung am Oszilloskop, die durch 10s limitiert ist. Dies liegt daran, dass jede Absorbtionsspektroskopie aufgrund des schwachen Abfragestrahls gemittelt wurde. Die Datenerfassung am Oszilloskop könnte durch Mittelung der Daten im Nacheinander beschleunigt werden, sodass Aussagen über Zeitskalen in 1 s möglich wären. Des Weiteren liegt trotz der absoluten Anfangsleistung des desorbierenden Strahls eine Leistungsverteilung innerhalb der Faser vor, die vor allem durch die Streuung an den Glaskapillaren zustande kommt. In Ref. [38] wurde gezeigt, dass sich die Desorption je nach Art der Bestrahlung unterschiedlich auswirkt. Eine konstante Justage der Leistung des desorbierenden Strahls ist wichtig, da die Desorptionseigenschaften von der Leistung des desorbierenden Strahls abhängen [30]. Außerdem besitzt jede Hohlkernfaser eine unterschiedlich gute Lichtführung, somit ist es schwierig die Einkopplungseffizienz für verschiedene Fasern konstant zu halten. Es wäre besser gewesen, die Leistung am Ausgang der Hohlkernfaser zu messen, da somit die unterschiedliche Einkopplung berücksichtigt wird. Bei unserer Methode wurde der desorbierende Strahl in die Faserstruktur verschoben, bis ein maximales Absorptionssignal am Oszilloskop sichtbar wurde. Allerdings bietet diese Methode keine Garantie, dass der desorbierende Strahl bei allen Fasern gleich positioniert wurde. Eine leistungsabhängige Detektion der Desorptionseigenschaften könnte einen genaueren Vergleich der einzelnen Hohlkernfasern liefern. Allerdings könnte man die Leistung nicht unmittelbar ändern, weshalb es unmöglich ist die gleichen Anfangsbedingungen vorliegen zu

## 5. Experimentelle Ergebnisse

haben. Vor allem weil mithilfe der LIAD-Messung gezeigt wurde, dass der Prozess der Diffusion auf Zeitskalen von Stunden abläuft. Um sicherzustellen, dass der gleiche Anfangszustand vorliegt, sollte man mindestens einen Tag warten. Aber selbst dann gibt es keine Garantie für eine gleiche Einkopplung in die verschiedenen Hohlkernfasern. Somit erweist sich die LIAD-Messung für verschiedene Hohlkernfasern als komplexer als angenommen.

Bei dieser Messung handelt es sich um eine vorläufige Messreihe, die wichtige Informationen für die Optimierung von zukünftigen Messreihen liefert. Es konnte gezeigt werden, dass Rubidium-Atome an der Faserinnenwand adsorbiert werden und mittels der LIAD-Methode die OD deutlich vergrößert werden kann. Dabei konnte qualitativ der bei LIAD stattfindende Verlauf wiedergespiegelt werden. Diese Beobachtungen konnten in allen vermessenen Kagomé Hohlkernfasern gemacht werden.

### 5.2. EIT

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der EIT-Spektroskopie von Rubidium in Kagomé Hohlkernfasern vorgestellt und diskutiert. Wichtig für diese Messungen ist dabei, dass nicht jede Kagomé Hohlkernfaser aus dem Vakuumsystem (s. Abb. 4.3) für die Lichtführung der Wellenlängen 780 nm und 480 nm geeignet ist. Alle Kagomé Hohlkernfasern können den Abfragestrahl gut führen, aber lediglich die Hohlkernfasern vom Typ I1401 und I8409 (s. dazu Tabelle 4.1) können den Pumpstrahl ohne größere Lichtverluste führen. Daher werden diese für nachfolgende Messung verwendet. Für die Spektroskopie wird das Drei-Niveau-System von Rubidium (s. Abb. 4.1) betrachtet. Bedingt durch den Pumpstrahl findet eine kohärente Kopplung von den Atomzuständen statt, welche wiederum zu einer Interferenz zwischen den beiden optischen Übergängen führt. In gasgefüllten Hohlkernfasern findet verstärkt eine Atom-Oberflächen-Wechselwirkung statt, weshalb sich kohärenzstörende Prozesse bemerkbar machen. Somit wird die kohärente Kopplung des atomaren Systems durch homogene und inhomogene Verbreiterungsmechanismen wie z.B. Kollisions- und Dopplerverbreiterung dephasiert (s. 2.2.3).

Bevor nun die Ergebnisse aus der EIT-Spektroskopie in den Kagomé Hohlkernfasern diskutiert werden, möchte ich zunächst eine allgemeine Vorgehensweise zur Messung des EIT-Signals darlegen. Dazu wird der Messaufbau in Abb. 4.5 verwendet. Das EIT-Signal kann mit zwei Methoden gewonnen werden. Entweder wird der Pumpstrahl verstimmt und der Abfragestrahl auf einer Frequenz stabilisiert oder anders herum. Bei den folgenden Messungen wurde meistens erstere Methode durchgeführt, da das Absorptionsniveau konstant ist und sich somit die Methode gut zur Beobachtung der Änderung des EIT-Signals eignet. Dabei wurde der Abfragestrahl auf den D2-Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  stabilisiert und der Pumpstrahl mit einer Scangeschwindigkeit von  $21.6 \text{ MHz ms}^{-1}$  in der Frequenz verstimmt. Durch Änderung der Laserfrequenz des Pumpstrahls wurde der benötigte Rydberg-Zustand gefunden. Sobald das EIT-Signal am Oszilloskop sichtbar wurde, wurden die gewünschten

## 5. Experimentelle Ergebnisse

Leistungen der Laserstrahlen eingestellt. Bedingt durch das schwache und verrauschte Signal wurde eine Mittelung des Signals von 128 am Oszilloskop durchgeführt. Zu Beginn jedes Messabschnitts wurde sichergestellt, dass eine ausreichend gute Mode nach der Lichtführung durch die Hohlkernfaser sichtbar wird und die Einkopplung des Abfrage- und Pumpstrahls eine Effizienz von mindestens 70% besitzt.

Nach der Datenerfassung wurde bei den einzelnen EIT-Signalen der Hintergrund abgezogen, wobei hier die Grundlinie mittels eines linearen Fits korrigiert wurde. Anschließend wurde eine Normierung vorgenommen und die Abszissenachse mithilfe des Abstands der Seitenbänder vom Fehlersignal kalibriert. Hierbei wurde der Nullpunkt der Achse je nach Drehimpulsquantenzahl so gewählt, dass dieser bei dem  ${}^5P_{3/2} (F=3) \rightarrow nD_{5/2}$  oder  ${}^5P_{3/2} (F=3) \rightarrow nS_{1/2}$  Übergang liegt. Die Vorgehensweise bei der Messung mit verstimmttem Abfragestrahl ist ähnlich zu der bei verstimmttem Pumpstrahl. Allerdings wird hier ein zweiter 780 nm Laser in der Frequenz verstimmt und der Pumpstrahl stabilisiert. Zu Beginn des nächsten Unterkapitels 5.2.1 wird die Methode des verstimmtten Abfragestrahls detaillierter diskutiert.

### 5.2.1. EIT in Kagomé Hohlkernfasern

Ziel der Messungen in diesem Abschnitt ist es, das EIT-Signal in der Faser mit dem Referenzsignal zu vergleichen, da das Verhalten von EIT in einer Vakuumkammer sehr gut erforscht ist. Mithilfe des Vergleichs wird ein besseres Verständnis über die Einflüsse auf das EIT-Signal in der Faser gewonnen. Zunächst wird das Transmissionsfenster des EIT-Signals bestimmt. Dazu wird das Absorptionsniveau benötigt und somit das EIT-Signal bei durchgestimmtem Abfragestrahl gemessen. In Abbildung 5.6 ist ein solches Signal für die Anregung in den  $41D$ -Zustand gezeigt. Hierbei wurde die Achsenkalibrierung so durchgeführt, dass der Nullpunkt auf dem  ${}^5P_{3/2} \rightarrow 41D_{5/2}$ -Übergang liegt. Dabei ist das OD-Signal (blau) bei blockiertem und das EIT-Signal (rot) bei geöffnetem Pumpstrahl dargestellt. Die Abbildung zeigt das Signal in einer unbeschichteten  $47 \mu\text{m}$ -Faser, in die  $2.4 \mu\text{W}$  Leistung des Abfragestrahls und  $19.9 \text{ mW}$  Leistung des Pumpstrahls eingekoppelt wurden. Das Signal wurde 20 Mal am Oszilloskop gemittelt. Wie zuvor in Kapitel 2.2.2 erklärt, öffnet sich bei dem EIT-Signal auf Zwei-Photonen-Resonanz ein transparentes Fenster, welches in diesem Fall 20% Transmission aufweist. Das Transmissionsfenster resultiert aus dem relativen Verhältnis zwischen der Transmission des EIT-Peaks und dem OD-Signals. Aufgrund der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Rydbergzustandes sind zwei EIT-Peaks sichtbar. Hierbei entspricht der Peak mit der höheren Transmission dem  $41D_{5/2}$ -Zustand und der kleinere Peak dem  $41D_{3/2}$ -Zustand. Da das EIT- und das OD-Signal mit bzw. ohne Pumpstrahl aufgenommen wurden (vgl. LIAD Messung), weisen beide Signale eine unterschiedliche Absorption auf. Dies wurde dadurch behoben, dass das OD-Signal gegen das EIT-Signal aufgetragen wurde. Dabei ergibt sich ein linearer Zusammenhang, welcher dann zur Korrektur des OD-Signals verwendet wurde. Das unveränderte und korrigierte EIT- und OD-Signal für beide Rb-Isotope befindet sich im Anhang (s. A.1). In der Abbildung 5.6 ist lediglich das korrigierte Signal für das

## 5. Experimentelle Ergebnisse

$^{87}\text{Rb}$ -Isotop abgebildet. Wie auch in Abschnitt 5.1 wurde mithilfe des OD-Fits eine OD von  $(0.136 \pm 0.001)$  erhalten.

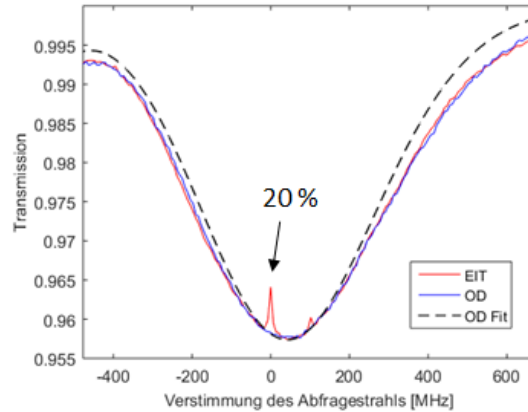


Abbildung 5.6.: EIT-Signal (rot) und OD-Signal (blau) für die Rydberganregung in  $41D$ -Zustand bei verstimmtem Abfragestrahl. Bei dem EIT-Signal öffnet sich ein Transmissionsfenster von 20 %. Durch einen Fit an die Daten des OD-Signals wurde ein OD von 0.136 gewonnen.

Damit die Einflüsse auf das EIT-Signal besser untersucht werden können, wird im Folgenden der Pumpstrahl durchgestimmt. Ein Beispiel für diese Art der Messung ist ein Signal in einer PDMS beschichteten Faser, das in Abb. 5.7 dargestellt ist. Allerdings besitzt diese Hohlkernfaser einen kleineren Innendurchmesser mit  $41.6 \mu\text{m}$  als die zuvor verwendete Faser bei verstimmtem Abfragestrahl. Wie zuvor in der Abbildung 5.6 wird das EIT-Signal in der Faser mit einer roten, durchgezogenen Linie dargestellt. Das Referenzsignal in der Kammer wurde mit einer grünen Linie abgebildet. Beide EIT-Signale wurden durch zwei unterschiedliche Fitmethoden miteinander verglichen, zum einen durch einen EIT-Fit und zum anderen mithilfe eines Gauss-Fits. Bei dem EIT-Fit wurde das EIT-Signal unter Berücksichtigung des Doppler-Effekts, der Flugzeit und eines starken Abfragestrahls (s. 2.2.3) mittels eines Python-Programms simuliert. In Abb. 5.7 wird jeweils das Residuum von dem Signal in der Vakuumkammer (cyan) und von dem in der Faser (orange) abgebildet. Bei dem Residuum handelt es sich um die Differenz des Signals mit dem Fit, weshalb es die Übereinstimmung des Fits mit den Messwerten angibt. Beide EIT-Fits wurden optimiert, sodass das Residuum minimal wurde. Bei dem Signal in der Kammer wurde die bestmögliche Übereinstimmung bei einer niedrigen Rabifrequenz des Abfrage- und Pumpstrahls sowie ohne Flugzeitverbreiterung gefunden. Demnach wird die Linienbreite von der Dopplerverbreiterung und der Linienbreite des EIT-Signals dominiert und ergibt sich nach Gleichung 2.17 überwiegend aus der Rabifrequenz (vgl. Abb. 2.4). Die Rabifrequenz für die Simulation war  $2\pi \cdot 3.5 \text{ MHz}$ .

Bei dem Signal in der Faser hingegen wurde die beste Annäherung durch Mitberücksichtigung von sowohl Flugzeitverbreiterung als auch einem starkem Abfragestrahl

## 5. Experimentelle Ergebnisse

erreicht. Analog siehe dazu Abb. 2.5. Nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung bewegen sich die Atome bei einer Temperatur von  $22\text{ }^\circ\text{C}$  mit einer Geschwindigkeit von  $238\text{ m s}^{-1}$ . Aus der Gleichung für die Linienbreite der Flugzeit (s. Gl. 2.21) wird für einen Modenfelddurchmesser von  $40\text{ }\mu\text{m}$  eine Flugzeit-Linienbreite von  $2\pi \cdot 1\text{ MHz}$  bestimmt. Im Vergleich dazu ist die Flugzeit-Linienbreite mit  $2\pi \cdot 22\text{ kHz}$  in der Vakuumkammer bei einem Strahldurchmesser von  $2\text{ mm}$  deutlich kleiner. Da das EIT-Signal in der Kammer und in der Faser bei verschiedenen Rabifrequenzen gemessen wurden, können diese nicht unmittelbar miteinander verglichen werden. Allerdings lässt sich eine Aussage über die Residuen machen. Dabei zeigt sich eine deutlich größere Abweichung bei dem Signal in der Faser im Vergleich zu dem Signal in der Kammer. Dieser Effekt wird vor allem bei größerer Verstimmung sichtbar. Nahe der Resonanz weisen beide Residuen eine ähnliche Abweichung auf. Dies liegt daran, dass bei dem Signal in der Kammer Vertiefungen zu erkennen sind. Wie in Abschnitt 2.2.3 erwähnt, kommt dieses Merkmal durch eine hohe Rabifrequenz des Pumpstrahls oder durch die Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung zustande. Allerdings sind die Vertiefungen nicht in der Faser sichtbar, weshalb noch weitere Effekte zu einer Verbreiterung des Signals führen müssen. Dies werde ich später genauer diskutieren.

Analog wurde die Fit-Methode mit einem Gaussfit überprüft (s. Abb. ??). Die Halbwertsbreite FWHM ist bei einem Gaussfit der Breite  $\sigma$  durch  $\text{FWHM} = 2.3548 \cdot \sigma$  gegeben. Demnach resultiert eine FWHM-Breite in der Hohlkernfaser von  $2\pi \cdot (2.40 \pm 0.03)\text{ MHz}$  und in der Kammer von  $2\pi \cdot (0.91 \pm 0.01)\text{ MHz}$ , wobei diese aufgrund der unterschiedlichen Rabifrequenzen wiederum nicht miteinander verglichen werden können. Nun werden die Residuen diskutiert. Unter Verwendung des Gaussfits verhält sich das Residuum bei beiden Signalen annähernd gleich. Vergleicht man die Residuen von beiden Fitmethoden so besteht ein deutlicher Unterschied bei dem Signal in der Faser. Somit lässt sich das Signal in der Faser besser durch einen Gaussfit als durch einen EIT-Fit annähern. Die Ungenauigkeit des EIT-Fits könnte von bisher nicht beachteten Effekten rühren, auf welche am Ende des Abschnitts eingegangen wird. Bei dem Signal in der Vakuumkammer jedoch stellt das simulierte Model eine gute Übereinstimmung dar.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

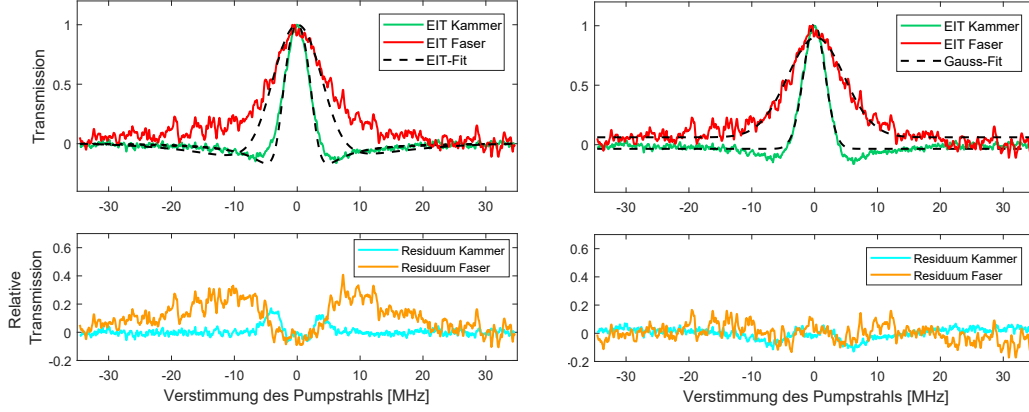


Abbildung 5.7.: EIT-Signal in der Vakuumkammer (grün) und in der Hohlkernfaser (rot) für die Rydberganregung in  $41D$ -Zustand bei verstimmtem Pumpstrahl. Das EIT-Signal in der Kammer (grün) wurde mit dem EIT-Signal in der Faser (rot) jeweils für zwei verschiedene Fitmethoden verglichen. Links wurde ein EIT-Fit gewählt und rechts ein Gaussfit. Das Residuum zwischen dem Signal und dem Fit ist in der Farbe orange und cyan abgebildet.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass sich das EIT-Signal in der Vakuumkammer nach unserem simulierten Modell verhält und EIT-Merkmale aufweist. Bei dem Signal in der Hohlkernfaser spielt die Flugzeitverbreiterung eine große Rolle und ebenso befindet man sich im Regime eines starken Abfragestrahls. Wie auch theoretisch gezeigt wurde, findet dadurch eine Amplitudendämpfung und eine Signalverbreiterung statt (s. Abb. 2.7). Aufgrund von weiteren Verbreiterungen weist das Signal nicht die typischen Vertiefungen eines EIT-Signals auf. Es wurde die Doppler- sowie Flugzeitverbreiterung und ein starker Abfragestrahl berücksichtigt. Dennoch scheinen weitere Effekte eine Verbreiterung des Signals in der Faser zu verursachen. Diese Effekte könnten die Stoßverbreiterung oder äußere Felder sein. Ersteres kann ausgeschlossen werden, da durch Kollisionen die Kohärenz verloren geht und diese Atome dann nicht mehr detektiert werden. Zweiteres wird im nächsten Unterkapitel untersucht.

### 5.2.2. Anregung in verschiedene Rydbergzustände

Wie bereits in dem Abschnitt 2.1 erläutert, besitzen Rydberg-Atome eine große Polarisierbarkeit, die mit  $n_{\text{eff}}^7$  skaliert. Diese physikalische Eigenschaft führt zu einer hohen Sensitivität gegenüber elektrischen Feldern. Zudem können Atome in höheren Rydberg-Zuständen leichter ionisiert werden (s. Gl. 2.1), weshalb durch die Ionen elektrisch geladene Felder erzeugt werden. Durch die erhöhte Wechselwirkung bei höheren Rydberg-Zuständen können Einflüsse der Faser auf die Atome besser charakterisiert werden. Das ist Ziel der nächsten Messung.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

Analog zu Abschnitt 5.2 wird in diesem Kapitel das EIT-Signal für durchgestimmten Pumpstrahl erhalten. Im vorigen Kapitel wurde lediglich das Signal für den  $41D$ -Zustand betrachtet. Bei der Messung in diesem Kapitel wurde in mehrere Rydbergzustände angeregt und dabei die Rabifrequenz konstant gehalten. Bevor die Idee der konstanten Rabifrequenz diskutiert wird, wird zunächst der Messvorgang beschrieben.

Die Anregung in verschiedene Rydbergzustände erfolgt durch gezielte Frequenzänderung des Pumpstrahls. Die Frequenzen für jeden gewünschten Rydberg-Zustand wurden aus einem Python-Programm [35] bestimmt. Mittels eines Wellenlängenmessgerätes wurde die Frequenz auf eine Genauigkeit von 200 MHz vorjustiert und anschließend durch die Kontrolleinheit des Lasers optimiert. Nach jedem Wechsel des Rydberg-Zustands wurde das Fehlersignal sowie die Einkopplung in die Monomode Faser verbessert. Lediglich für diese Messung wurde die Verstimmung des AOM 2 und AOM 3 (s. Abb. 4.5) mit Dopplerverschiebung nochmals überprüft, da diese für die Messung übereinstimmen sollte. Anhand des Vergleichs der Position des Fehlersignal und des EIT-Signals, wurde eine Frequenzungleichheit von 3.99 MHz bestimmt. Dieser Wert wird für die nachfolgende Messung als Offset berücksichtigt. Für die Drehimpulsquantenzahl  $D$  konnten wir bis in den Rydberg-Zustand  $n = 85$  EIT-Signal messen. Allerdings wurde dabei eine Aufspaltung des Signals in der Vakuumkammer sowie in der Faser beobachtet werden. Diese Aufspaltung wurde stärker in der Vakuumkammer sichtbar. Beispielhaft wurde die Anregung in den  $81D$ -Zustand im Anhang aufgeführt. Da die Aufspaltung noch nicht nachvollzogen werden konnte, wurde zunächst die Anregung auf Rydberg-Zustände bis  $n = 61$  begrenzt. In diesem Bereich macht sich die Aufspaltung der Linien noch nicht bemerkbar, sodass die auftretenden Effekte zunächst für diese Rydberg-Zustände verstanden werden sollen. Für S-Zustände wurde eine Rabifrequenz des Pumpstrahls von  $2\pi \cdot 22.30$  MHz gewählt und die Rydbergzustände von  $n = 26$  bis  $n = 61$  detektiert. Die Rabifrequenz der D-Zustände wurde auf  $2\pi \cdot 36.55$  MHz festgehalten und die Zustände  $n = (25-60)$  in  $5n$ -Schritten gemessen. Die Idee der konstant gehaltenen Rabifrequenz ist dabei, dass die Rabifrequenz weder auf die EIT-Linienbreite (s. Gleichung 2.17) noch auf die Amplitude einen Einfluss nehmen soll. Die Amplitude des EIT-Signals skaliert mit dem Verhältnis aus beiden Rabifrequenzen. Somit lassen sich Veränderungen des EIT-Signals für verschiedene Rydbergzustände besser nachvollziehen. Anhand von Gleichung 2.2 wird verdeutlicht, dass die Rabifrequenz vom Dipolmatrixelement und der Leistung abhängt. Mittels eines Python-Programms wurde das Dipolmatrixelement für die verschiedenen Rydbergzustände berechnet und daraus die Leistung ermittelt. Die Leistung des Pumpstrahl variiert demnach zwischen (5.2-110.0) mW. Diese konnte dann bei den Messungen gezielt eingestellt werden, sodass die Rabifrequenz konstant bleibt. Der Abfragestrahl wurde bei jeder Messung auf 250 nW eingestellt, was einer Rabifrequenz von  $2\pi \cdot 17.01$  MHz entspricht.

Bevor der Vergleich mit mehreren Hohlkernfasern analysiert wird, wird zunächst das Resultat von einer Kagomé Hohlkernfaser erläutert. Dazu wird eine Kagomé Hohlkernfaser mit PDMS-Beschichtung und einem Innendurchmesser von  $41.6 \mu\text{m}$  näher

## 5. Experimentelle Ergebnisse

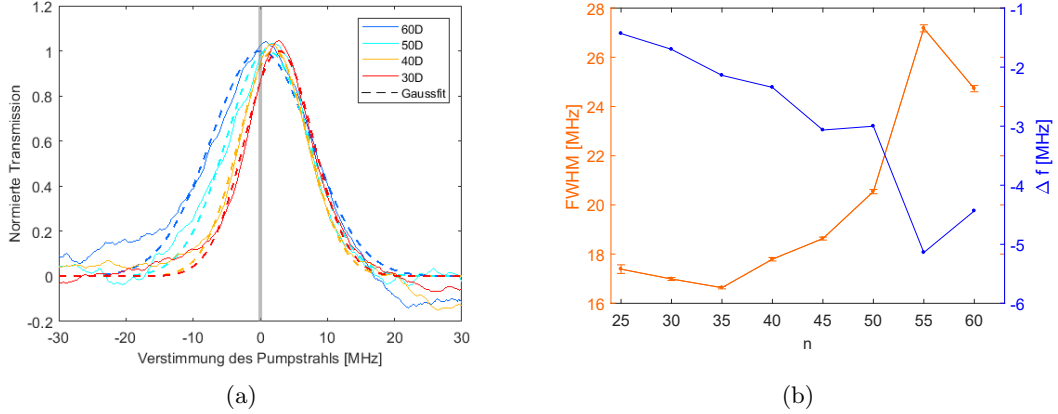


Abbildung 5.8.: Normiertes EIT-Signal für vier verschiedene Rydbergzustände mit zugehörigem Gaussfit (5.8(a)). In Abbildung 5.8(b) wird für alle gemessenen Signale die aus dem Gaussfit erhaltene FWHM-Breite (orange) und Positionsverschiebung (gelb) gezeigt. Hierbei handelt es sich um D-Zustände.

betrachtet. Als Beispiel werden vier verschiedene  $D_{5/2}$ -Zustände mit zugehörigen Gaussfit in Abbildung 5.8(a) gezeigt, da sie im Vergleich zu den  $D_{3/2}$ -Zustände eine größere Transmission aufweisen. Die EIT-Signale wurden normiert, da keine Änderung der Amplitude erwartet wird. Aus dem Gaussfit wurde jeweils FWHM-Breite und die Positionsverschiebung des EIT-Signals erhalten. Bei der Verschiebung der Position wurde der Offset von 3.99 MHz aus der Frequenzverschiebung des AOMs für den Pump- und Abfragestrahl mitberücksichtigt. Die Abhängigkeit der beiden physikalischen Größen von der Hauptquantenzahl  $n$  wurde in der Grafik Abb. 5.8(b) abgebildet. Hierbei ist die Breite orange und die Verschiebung blau eingezeichnet. Bei den Linien handelt es sich um keinen Fit, sondern sie dienen der vereinfachten Veranschaulichung. Anhand von Abbildung 5.8 wird sichtbar, dass eine Signalverschiebung und eine Linienverbreiterung bei höheren Rydberg-Zuständen auftritt. Dabei findet eine Verschiebung von der niedrigsten zur höchsten Hauptquantenzahl von  $(-3.0 \pm 0.2)$  MHz statt. Bei der Linienverbreiterung hingegen ist eine Verbreiterung des EIT-Signals von der niedrigsten zur höchsten Hauptquantenzahl um etwa  $(7.3 \pm 0.2)$  MHz zu erkennen. Die Fehlerabweichungen der Messwerte wurden aus dem Gaussfit gewonnen und mittels gaußscher Fehlerfortpflanzung errechnet.

Identisch zu der eben diskutierten Vorgehensweise lässt sich eine ähnliche Beobachtung für weitere Hohlkernfasern machen. In Abbildung 5.9 ist die Frequenzverschiebung  $\Delta f$  in Abhängigkeit von Rydberg-Zustand für verschiedene Fasern sowie zwei unterschiedlichen Drehimpulsquantenzahlen aufgetragen. Die linke Grafik zeigt die S-Zustände und die rechte Abbildung markiert die D-Zustände. Für beide Drehimpulsquantenzahlen sowie für verschiedene Kagomé Hohlkernfasern zeigt sich eine Linienverbreiterung



## 5. Experimentelle Ergebnisse

bei höheren Rydberg-Zuständen.

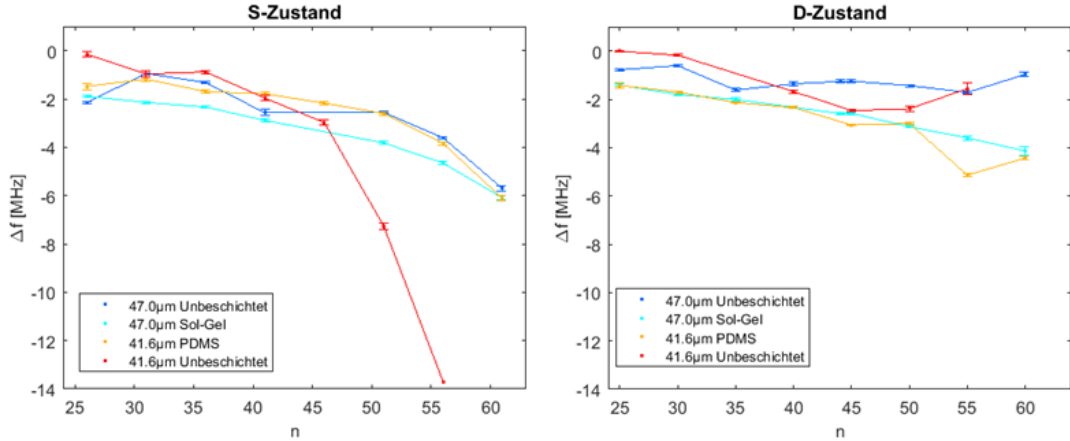


Abbildung 5.9.: Frequenzverschiebung für verschiedene Rydbergzustände. Links sind die S- und rechts die D-Zustände abgebildet. Beide Drehimpulsquantenzahlen weisen eine Frequenzverschiebung bei hohen Rydberg-Zuständen auf.

Nun wird der Einfluss vom elektrischen Feldern auf die negative Frequenzverschiebung untersucht. Dazu wird die um  $f_0 = -1$  MHz normierte Gleichung 2.24 auf die Potenzabhängigkeit der Hauptquantenzahl überprüft. Somit wird ein linearer Fit gemäß

$$\log\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right) = a \cdot \log(n_{\text{eff}}) + b \quad (5.1)$$

mit einer Steigung  $a$  und einem Offset  $b$  erwartet. Unter Verwendung einer doppelt logarithmischen Achsendarstellung ist das Ergebnis der Geradengleichung in Abbildung 5.10 aufgeführt. Die Fehler stammen ebenfalls aus den einzelnen Gaussfits. Aus dem linearen Fit resultiert eine Steigung, die die Potenzabhängigkeit von  $n_{\text{eff}}$  angibt. In Abbildung 5.11 wird die Potenzabhängigkeit für die vermessenen Kagomé Hohlkernfasern sowie für beide Drehimpulsquantenzahlen in einem Säulendiagramm aufgeführt. Dabei stellen die blauen Balken den Wert der Potenzabhängigkeit dar und rot eingezeichnet sind die Unsicherheiten der linearen Fits (s. Gl. 5.1). Das Säulendiagramm zeigt, dass sich drei Kagomé Hohlkernfasern ähnlich verhalten und nur die unbeschichtete Kagomé Hohlkernfaser mit Innendurchmesser von  $41.6 \mu\text{m}$  einen Sonderfall darstellt. Diese weist eine Potenzabhängigkeit von  $(5.3 \pm 1.4)$  bei den S- und  $(6.2 \pm 3.9)$  bei den D-Zuständen auf. Alle anderen Hohlkernfasern besitzen in etwa eine Steigung von 1.1 für D-Zustände und 1.5 für S-Zustände. Ein Vergleich der Frequenzverschiebung zwischen den beiden Drehimpulsquantenzahlen ist nicht möglich, da für diese zwei unterschiedliche Rabifrequenzen verwendet wurden. Der Unterschied zwischen der Rabifrequenz des D-Zustandes und der des S-Zustandes liegt in einem

## 5. Experimentelle Ergebnisse

Faktor 1.6. Somit würde man eine stärkere Verschiebung erwarten, da durch die verschiedenen Rabi-Frequenzen eine unterschiedlich starke Bevölkung der Atome in den Rydberg-Zustand hervorgerufen wird. Je mehr Atome sich in dem Rydberg-Zustand befinden, desto mehr können ionisiert werden. Die entstandenen Ionen induzieren ein elektrisches Feld, welches auf die Rydberg-Atome wirkt und eine Änderung des Signals hervorrufen kann.

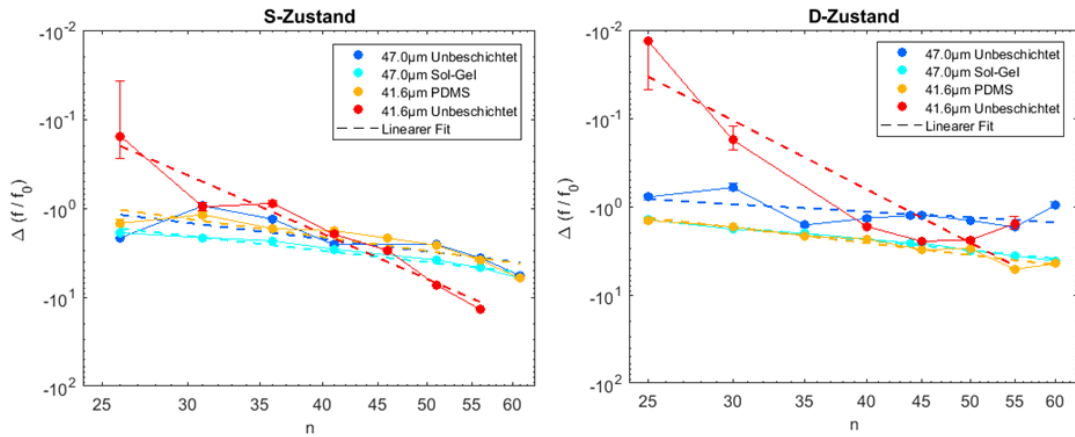


Abbildung 5.10.: Verschiebung für verschiedene Rydbergzustände in doppelt logarithmischer Darstellung mit linearem Fit.

Es liegt lediglich eine Stark-Verschiebung (s. Gleichung 2.24) vor, wenn aus der Geradengleichung eine Steigung von 7 resultiert, da die Polarisierbarkeit mit  $n_{\text{eff}}^7$  einhergeht. Dieser Richtwert wurde in Abb. 5.11 durch eine graue Linie eingezeichnet. Die ersten drei Hohlkernfasern aus den beiden Säulendiagrammen in Abb. 5.11 skalieren mit einer Potenz von etwa  $n_{\text{eff}}^{1.5}$ . Daher kann ausgeschlossen werden, dass der Stark-Effekt der Haupteinfluss auf das gemessene EIT-Signal ist. Es gibt weitere mögliche Ursachen für die Verschiebung. Bisher wurden nur homogene Felder berücksichtigt, aber die Verschiebung könnte auch von inhomogenen Feldern verursacht worden sein. Bei der letzten Hohlkernfaser könnte der Wert einigermaßen zum theoretisch erwarteten passen, da die Faser bei dem S-Zustand um 24 % und bei dem D-Zustand um 11 % relativ zu 7 abweicht. Ebenso ist es innerhalb der Fehlerbalken möglich den Wert zu erreichen. Anhand der Fehlerbalken, die in Abb. 5.11 abgebildet werden, wird allerdings eine größere Unsicherheit der Fitergebnisse von dieser Hohlkernfaser verdeutlicht. Somit scheint diese Faser keinem Potenzgesetz zu folgen.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

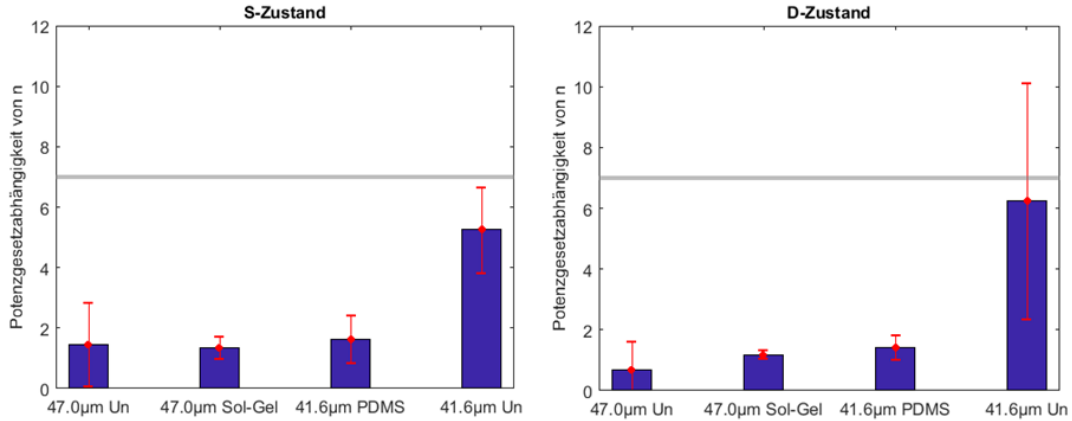


Abbildung 5.11.: Potenzabhängigkeit der EIT-Linienverschiebung für verschiedene Kagomé Hohlkernfasern.

Insgesamt ist eine Energie- bzw. Frequenzverschiebung für höhere Rydberg-Zustände zu erwarten, da bei konstant gehaltener Rabifrequenz sowie ansteigender effektiven Hauptquantenzahl das Dipolmatrixelement größer wird und die Ionisierungsenergie geringer wird. Dadurch wird es viel leichter die Rydberg-Atome in höheren Zuständen zu polarisieren (s. Tab. 2.1) und die Atome werden viel sensitiver gegenüber äußeren Einflüssen wie z.B. Ladungen. Dies konnte auch durch die Messung bestätigt werden. Es wurde gezeigt, dass eine Frequenzverschiebung mit höheren Rydberg-Zuständen stattfindet. Allerdings ist die Ursache für die Verschiebung noch nicht endgültig geklärt. Lediglich eine Faser könnte unter dem Einfluss des Stark-Effekts stehen, allerdings weist diese große Fitfehler auf, weshalb eine Aussage nicht vertrauenswürdig ist. Für alle anderen Fasern konnte der Einfluss des Stark-Effekts auf das Signal ausgeschlossen werden, da die Verschiebung nicht mit einer Potenzabhängigkeit von  $n_{\text{eff}}^7$  skaliert. In Ref. [14] wurde ebenfalls die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von  $n = (22 - 38)$  untersucht. Hier konnte gezeigt werden, dass bei einer  $19 \mu\text{m}$ - und  $60 \mu\text{m}$ -Kagomé Hohlkernfaser anfangs nach Befüllen der Fasern mit Cäsium-Dampf eine Verschiebung gemäß dem Stark-Effekt stattfindet, allerdings nach etwa 4 Monaten die Verschiebung verschwunden war. Die Ursache dafür könnten Abschirmeffekt der Rydberg-Atome durch Anlagerung der Atome an der Faseroberfläche sein. In unseren Experimenten wurden nach  $\sim 5$  Monaten das erste Mal in verschiedene Rydberg-Zustände angeregt. In allen Fasern konnte eine geringe Verschiebung beobachtet werden bis auf die unbeschichtete  $41.6 \mu\text{m}$ -Faser, die allerdings sehr fehlerbehaftete Messwerte aufweist. Somit erwarten wir in unserem System ähnliche Effekte.

Bisher wurde die Frequenzverschiebung für mehrere Hohlkernfasern betrachtet und unter Einfluss des quadratischen Stark-Effekts untersucht. Mittels dieses Effekts wird der Einfluss von homogenen, elektrischen Feldern auf das EIT-Signals überprüft. Um weitere mögliche Einflüsse auf das EIT-Signal zu charakterisieren, wird die

## 5. Experimentelle Ergebnisse

FWHM-Breite betrachtet. Diese wurde wie zuvor beschrieben aus dem Gaussfit gewonnen. In Abbildung 5.12 wird die FWHM-Breite jeweils für beide Drehimpulsquantenzahlen  $S$  und  $D$  dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung wurden die Messpunkte miteinander verbunden. Die Fitfehler wurden der Ungenauigkeit des Gaussfits genommen. Anhand der Grafik 5.12 erkennt man, dass die unbeschichtete  $47\ \mu\text{m}$ -Faser im Vergleich zu allen anderen abgebildeten Fasern ein anderes Verhalten aufweist. Sie zeigt eine Abnahme der Linienbreite für höhere Rydberg-Zustände. Bei allen anderen Fasern hingegen findet eine Linienverbreiterung mit steigender Hauptquantenzahl statt. Hierbei wird ein deutlich größerer Anstieg bei den D-Zuständen im Vergleich zu den S-Zuständen wahrgenommen.

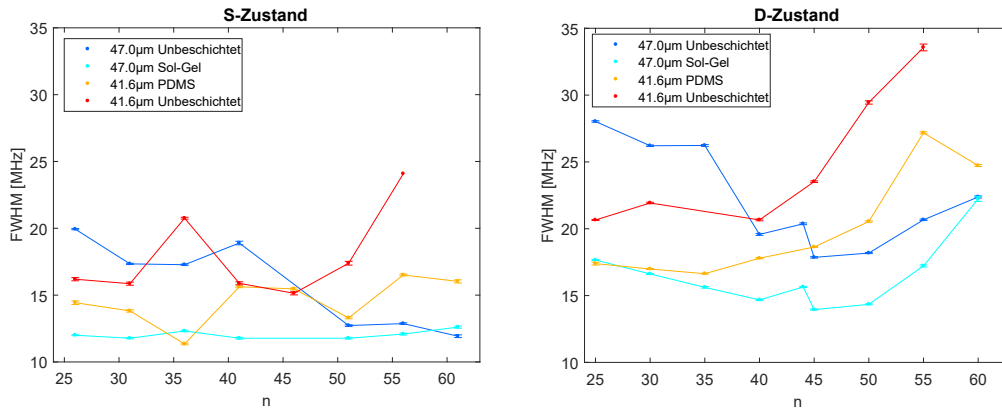


Abbildung 5.12.: FWHM-Breite für verschiedene Rydbergzustände. Links sind die S- und rechts die D-Zustände abgebildet.

Der Grund für die Verbreiterung könnten inhomogene Felder sein oder Ionisierung der Rydberg-Atome. Durch inhomogene Felder könnte eine Verschiebung bzw. Aufspaltung des Signals stattfinden. Dies würde sich erst bei höheren Rydberg-Zuständen bemerkbar machen, da diese eine erhöhte Sensitivität gegenüber elektrischen Feldern aufweisen. Aufgrund des inhomogenen Feldes findet eine unterschiedlich starke und positionsabhängige Linienverschiebung statt. Das Resultat ist ein verbreitertes und in der Amplitude reduziertes Signal. Mit steigender Hauptquantenzahl wird die Ionisierungsenergie geringer, sodass die Rydberg-Atome leichter ionisiert werden (s. Gl. 2.1). Analog würde dies zu einer Signalverschiebung und somit zu einer Verbreiterung sowie Amplitudenabnahme führen. Da alle möglichen Ursachen der Verbreiterung zu einer reduzierten Amplitude des Signals führen würden, wird im Folgenden die Änderung der Signalamplitude untersucht.

Zuvor wurde das Signal normiert, da aufgrund der konstant gehaltenen Rabi-frequenz keine Änderung in der Amplitude erwartet wurde. In Abb. 5.13 wird die Amplitude für steigende Hauptquantenzahl sowie für beide Drehimpulsquantenzahlen aufgetragen. Wie auch bei Abb. 5.12 wurden die Fehler aus dem Gaussfit entnommen

## 5. Experimentelle Ergebnisse

und die Messergebnisse mit Linien zur besseren Übersicht verbunden. Man erkennt, dass entgegen unserer Annahme eine Amplitudenänderung stattfindet. Für höhere Rydberg-Zustände nimmt die Amplitude ab. Dieser Effekt ist bei den D-Zuständen stärker als bei den S-Zuständen sichtbar. Hierbei findet bei den D-Zuständen ein Abfall der Amplitude auf (18-28%) statt. Bei den S-Zuständen hingegen sinkt die Amplitude nur auf (23-44%) ab. Die Beobachtungen der Amplitudenänderung und der Änderung der Linienbreite stimmt sehr gut mit unseren Erwartungen überein. Es zeigt sich, dass durch Anregung in höhere Rydberg-Zustände sowohl eine Linienverbreiterung als auch eine Amplitudenabnahme auftritt. Dieser Einfluss auf das EIT-Signal konnte bei allen vermessenen Kagomé Hohlkernfasern beobachtet werden. Aus den Beobachtungen lässt sich auf den Einfluss eines inhomogenen, elektrischen Feldes schließen.

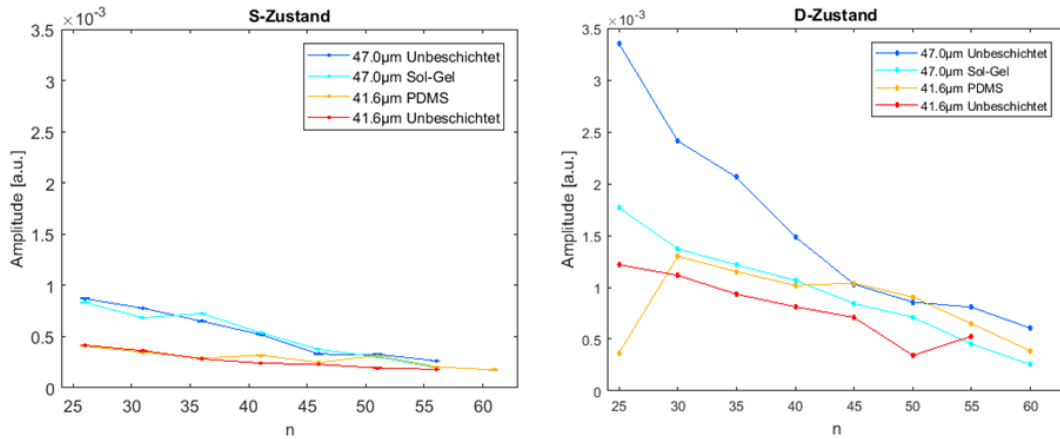


Abbildung 5.13.: Amplitudenänderung für verschiedene Rydberg-Zustände und verschiedene Kagomé Hohlkernfasern.

Zusammengefasst wurde bei der Anregung in Rydberg-Zustände bis  $n = 61$  eine Frequenzverschiebung des EIT-Signals für beide Drehimpulsquantenzahlen festgestellt werden. Zudem wurde eine Linienverbreiterungen sowie Amplitudenabnahme mit steigender Hauptquantenzahl beobachtet. Diese Ergebnisse wurden bei allen vermessenen Hohlkernfasern gemacht. Mögliche Ursachen für die Beobachtungen in diesem Abschnitt können durch inhomogene Felder oder Ionization der Rydberg-Atome hervorgerufen sein. Für genauere Aussagen werden weitere Messungen benötigt.

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Das primäre Ziel dieser Arbeit bestand darin, Rydberg-Anregungen in Kagomé Hohlkernfasern detaillierter zu analysieren sowie die Auswirkung der Wechselwirkung von unterschiedlichen Hohlkernfasern mit Atomen, insbesondere Rydberg-Atomen zu untersuchen. Als sekundäres Ziel sollten die Auswirkungen der Hohlkernfasern auf Rydberg-Zustände für ein weiteres Experiment unserer Forschungsgruppe verstanden werden.

Mithilfe der LIAD-Messung wurde gezeigt, dass Atome an der Faserinnenwand adsorbiert werden und diese durch einen zusätzlichen Laserstrahl desorbiert werden können. Dabei findet eine deutliche Erhöhung der optischen Dichte statt. Die zeitliche Entwicklung der Dichte stimmt qualitativ mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf bei LIAD überein. Diese Beobachtungen konnten für fünf verschiedene Kagomé Hohlkernfasern gemacht werden. Auch der dabei stattfindende thermodynamische Prozess weist realistische Größenordnungen sowie einen sinnvollen Verlauf auf, was anhand der Messungen in einer Hohlkernfaser überprüft wurde. Somit eignet sich die LIAD-Methode zur Erhöhung der optischen Dichte in Kagomé Hohlkernfasern.

Bei der LIAD-Messung handelt es sich um vorläufige Ergebnisse, aus der Optimierung für die nächste Messung gewonnen werden können. Für weiterführende experimentelle Beobachtung von LIAD kann die Datenerfassung durch Mittelung im Nachhinein verbessert werden. Durch eine leistungsabhängige Messung würde man einige Probleme, wie z.B. eine ungleiche Leistungsverteilung oder unterschiedliche Anfangsbedingungen hervorrufen. Daher wäre es ratsam, LIAD durch Pulse zu starten und dabei die Leistung des desorbierenden Strahls zu ändern. Anschließend wird dann die Anstiegsrate bzw. die abfallende Rate bestimmt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Pulssequenz schneller abläuft als die Zeitkonstanten bei der LIAD-Dynamik. Insgesamt ist es komplexer als erwartet LIAD kontrolliert anzuwenden und somit ist die Wiederholung eines identischen Messvorgang nur schwer möglich. Demnach ist auch der Vergleich zwischen den einzelnen Kagomé Hohlkernfasern erschwert.

Als zweiter Teil der Arbeit wurden Rydberg-Anregungen in Hohlkernfasern sowie in der Vakuumkammer erfolgreich durchgeführt. Dabei wurde anhand eines Vergleichs zwischen dem EIT-Signal in der Kagomé Hohlkernfaser und in der Vakuumkammer verdeutlicht, dass die Linienbreite bei dem Signal in der Faser deutlich breiter ist als in der Kammer. Im Vergleich zu unserer theoretischen Simulation konnte gezeigt werden, dass das Signal in der Kammer von der Rabifrequenz des Pumpstrahls dominiert wird. Bei dem Signal in der Faser wurde die Flugzeitverbreiterungen als eine mögliche Ursache für die Verbreiterung diskutiert. Dennoch hat sich gezeigt, dass in

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Zukunft noch weitere Effekte auf das Signal in der Faser berücksichtigt werden sollten.

Bei der Anregung in verschiedene Rydberg-Zustände konnte gezeigt werden, dass es mit unserem System möglich ist ein EIT-Signal in der Hohlkernfaser im  $85D$ -Zustand zu erzeugen. Für die Rydberg-Zustände  $25D$ - $61S$  wurde die Änderung des EIT-Signals durch den Einfluss der Hohlkernfaser detaillierter untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass eine Frequenzverschiebung und eine Linienverbreiterung für höhere Rydberg-Zustände stattfindet. Trotz der Messung bei konstanter Rabifrequenz konnte eine Verringerung der Amplitude des EIT-Signals aus den experimentellen Ergebnissen ermittelt werden. Diese Beobachtungen konnten in drei verschiedenen Hohlkernfasern gemacht werden. Die Ursache dafür könnte Ionisierung der Atome oder inhomogene Felder sein, die eine Verschiebung und Verbreiterung des Signals hervorrufen würden. Für ein besseres Verständnis sind noch weitere Messungen notwendig, die den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Beispielsweise könnte das EIT-Signal mit LIAD bei verschiedenen optischen Dichten vermessen werden. Dadurch könnte man den Einfluss der Beschichtung auf Rydberg-Atome oder Feldänderungen innerhalb der Faser besser verstehen.

Das Fazit der Arbeit ist, dass in unserem System Rydberg-Anregungen in verschiedenen Hohlkernfasern und in höhere Rydberg-Zustände bis hin zu  $n = 85$  durchgeführt werden können. Bei der Rydbergspektroskopie in Hohlkernfasern konnte bei höheren Rydberg-Zuständen ein Einfluss der Faser auf das EIT-Signal festgestellt werden. Allerdings konnte im Rahmen dieser Arbeit kein Unterschied zwischen den unterschiedlichen Beschichtungen und dem Durchmesser der einzelnen Hohlkernfasern festgestellt werden. Somit wurde das primäre Ziel der Arbeit, Rydberg-Anregungen und Wechselwirkung zwischen den Atomen und der Faser zu untersuchen, erfüllt. Prinzipiell scheinen alle vermessenen Hohlkernfasern für unser Experiment mit kalten Atomen geeignet zu sein. Anhand meiner Beobachtungen schlage ich vor die LIAD-Methode ebenfalls an diesem Experiment zu testen. Die lasergekühlten Atome lagern sich am Ende jedes Messvorgangs im Inneren der Faser ab. Dadurch könnte ein stärkeres, inhomogenes, elektrisches Feld im Inneren der Faser erzeugt werden, was sich auch in einer stärkeren Verschiebung bemerkbar macht. Mittels LIAD würde ich eine Veränderung der adsorbierten Atome und damit des Feldes erwarten.

## Anhang

### A.1. Korrektur des Absorptionssignals

In Abschnitt 5.2.1 wurde das EIT-Signal und das OD-Signal bei durchgestimmten Abfragestrahl gemessen. Dabei spielt es für die Absorption eine entscheidende Rolle, ob diese mit oder ohne dem Pumpstrahl gemessen wurde. Um das Transmissionsfenster genauer zu bestimmen, wurde das OD-Signal von dem EIT-Signal abgezogen. Dazu ist eine Korrektur des OD-Signals notwendig. In Abb. A.1 ist die Transmission gegen die Verstimmung des Abfragestrahls aufgetragen. Links (s. Abb. A.1(a)) ist das OD-Signal (blau) und das EIT-Signal (rot) ohne Korrektur aufgetragen. Daneben (s. Abb. A.1(b)) befindet sich das korrigierte OD-Signal. Bei der Korrektur wurde das OD-Signal gegen das EIT-Signal aufgetragen und anschließend ein linearer Fit angenähert. Dieser wurde dann bei dem OD-Signal mitberücksichtigt.

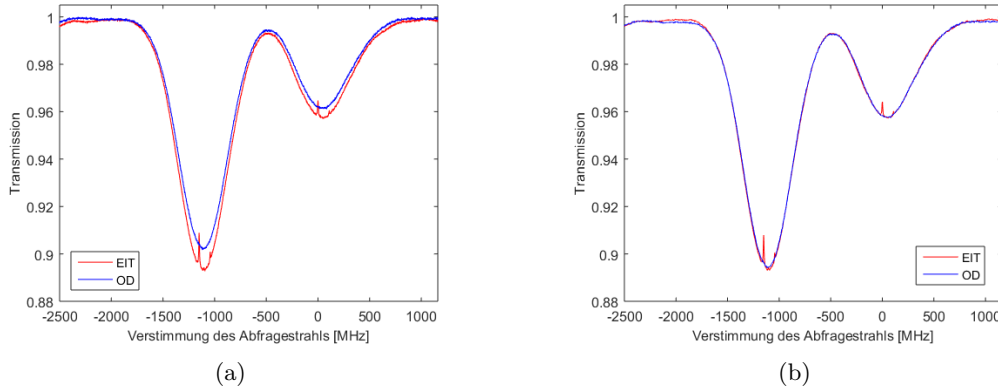


Abbildung A.1.: EIT- und OD-Signal bei verstimmten Abfragestrahl ohne (A.1(a)) und mit (A.1(b)) Korrektur der unterschiedlichen Absorption.

### A.2. Fitfunktion zur Bestimmung der optischen Dichte

Bei der experimentellen Auswertung macht man sich für die Bestimmung der optischen Dichte aus einer Absorptionsspektroskopie die aus Gl. A.1 erhaltene Fitfunktion zu nutzen. Dabei wird der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  analog zu Ref. [23] modifiziert.

$$\alpha = k\mathfrak{S}(\chi) = kC_F^2 d^2 N \frac{1}{2(2I+1)} \cdot \frac{1}{\hbar\epsilon_0} \frac{s^I(y)}{kv_w} \quad (\text{A.1})$$



## A. Anhang

Hierbei ist  $C_F^2 d^2$  das Übergangsmatrixelement für die Hyperfeinstrukturübergänge  $F_g \rightarrow F_e$ . Der Term  $2(2I + 1)$  gibt die Entartung des Grunzustands an, welches sich je nach Rubidium-Isotop unterscheidet. Bei  $k$  handelt es sich um den Betrag des Wellenvektors und  $v_w$  ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung. Damit die Geschwindigkeitsverteilung der Atome berücksichtigt wird, wird ein Voigt-Profil gebildet, welches durch  $s(y)$  beschrieben wird. Dabei wird das Faltungsintegral zwischen dem Imaginärteil der Suszeptibilität, welches einer Lorentzverteilung folgt und der gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung gebildet. Der imaginäre Anteil von  $s(y)$  besitzt einen Zusammenhang zu dem Absorptionskoeffizienten und ist wie folgt definiert:

$$s^I(y) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp\left(\frac{1}{4}(a - i2y)^2\right) \left( \operatorname{Erfc}\left[\frac{a}{2} - iy\right] + \exp(i2ay) \left( \operatorname{Erfc}\left[\frac{a}{2} + iy\right] \right) \right) \quad (\text{A.2})$$

mit

$$a = \frac{\Gamma}{kv_w} \quad , \quad y = \frac{\Delta}{kv_w} \quad (\text{A.3})$$

Bei der Funktion  $\operatorname{Erfc}$  handelt es sich um die Fehlerfunktion.  $\Gamma$  ist die Zerfallsrate und  $\Delta$  die Verstimmung.

### A.3. LIAD-Messung: Zeitliche Entwicklung der optischen Dichte

Bei der LIAD-Messung in Abschnitt 5.1 wurde die zeitliche Entwicklung der OD erhalten. Diese ist ohne Fitfunktion in Abb. A.2 dargestellt. Links ist eine Faser mit einem Innendurchmesser von  $41.6 \mu\text{m}$  für verschiedene Beschichtungen abgebildet. Rechts befindet sich der Verlauf für eine Faser mit größerem Innendurchmesser und für zwei verschiedene Beschichtungen. Die zeitliche Entwicklung wurde in Abschnitt 5.1 diskutiert. In Abbildung A.3 ist die zeitliche Änderung der normierten OD mit LIAD-Fit für verschiedene Kagomé Hohlkernfasern abgebildet.

## A. Anhang

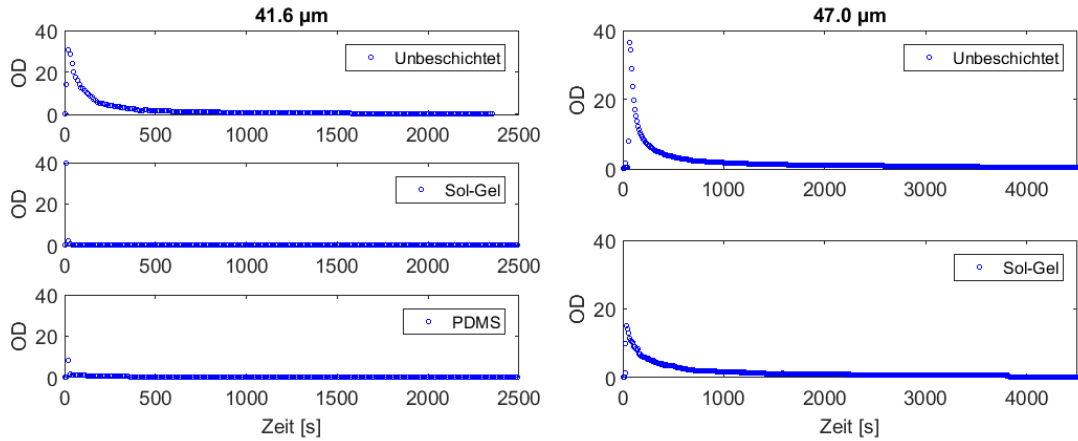


Abbildung A.2.: Zeitliche Änderung der OD für fünf verschiedene Fasern. Auf der linken Seite ist eine Faser mit Innendurchmesser von  $41.6 \mu\text{m}$ . Rechts daneben befindet sich die Darstellung für eine Faser mit größerem Durchmesser ( $47 \mu\text{m}$ ). Jeweils auf beiden Seiten ist bei dem ersten Graph die Faser unbeschichtet und bei dem zweiten die Faser Sol-Gel beschichtet. Nur links unten liegt eine PDMS-Beschichtung der Faser vor.

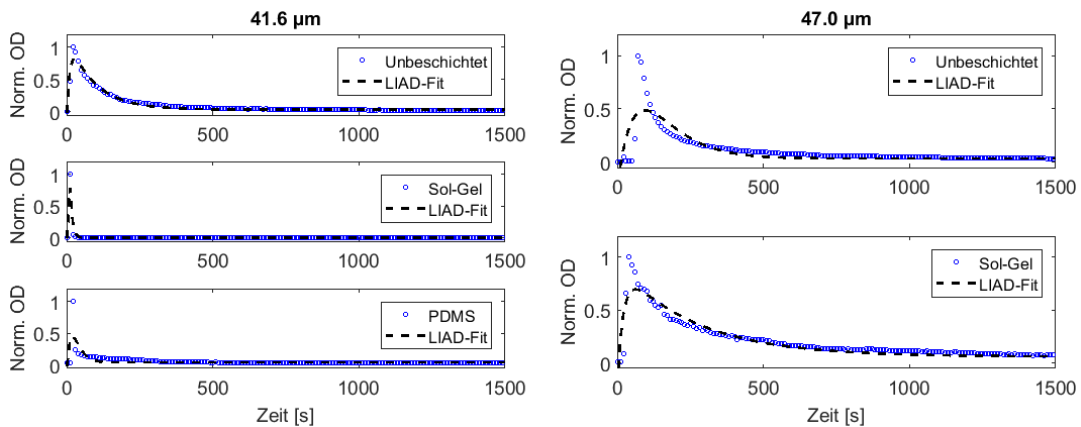


Abbildung A.3.: Zeitliche Änderung der normierten OD für fünf verschiedene Fasern mit LIAD-Fit. Hierbei ist der Verlauf für zwei verschiedene Innendurchmesser mit unterschiedlicher Beschichtung gezeigt.

#### A.4. Rydberganregung bis $n = 85D$

In Abschnitt 5.2.2 wurde für verschiedene Kagomé Hohlkernfasern in verschiedene Rydberg-Zustände angeregt. Für die Drehimpulsquantenzahl  $D$  wurde festgestellt, dass eine Anregung bis in den Rydberg-Zustand  $n = 85$  möglich ist. Beispielsweise ist der  $81D$ -Zustand in Abb. A.4 aufgeführt. Hierbei ist die Transmission gegen die Verstimmung des Pumpstrahls aufgetragen. Das Signal in der Faser ist rot eingezeichnet und das Referenzsignal in der Vakuumkammer ist grün dargestellt. Bei der Anregung in höhere Rydberg-Zustände wurde ab einem Rydberg-Zustand von  $n = 60$  eine Aufspaltung des EIT-Signals wahrgenommen. Diese wurde verstärkt in dem Referenzsignal beobachtet. Die Ursache dafür könnte die ansteigende Ionisierung der Rydberg-Atome bei größerer Hauptquantenzahlen sein (vgl. Gl. 2.1). Da das Verhalten zunächst untersucht werden soll ohne den zusätzlichen Effekt der Aufspaltung, wurde das Verhalten bei Rydberg-Zuständen oberhalb von  $60D$  bzw.  $61S$  nicht genauer betrachtet.

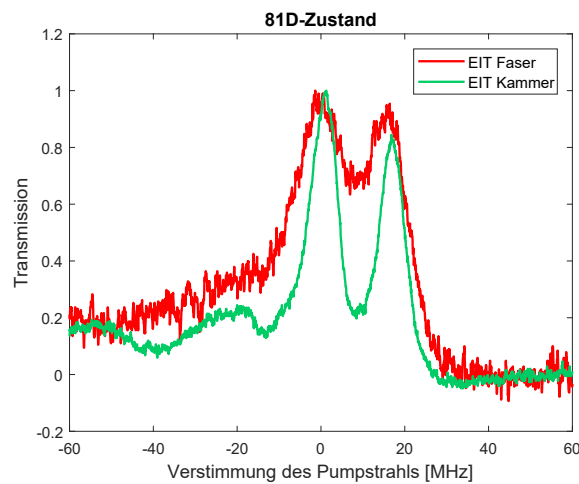


Abbildung A.4.: Vergleich Referenzsignal und Signal in der Faser für den  $81D$ -Zustand.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] O. Firstenberg, C. S. Adams, and S. Hofferberth. Nonlinear quantum optics mediated by Rydberg interactions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(15):152003, 2016.
- [2] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer. Quantum information with Rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2313–2363, 2010.
- [3] H. Kübler. *Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozele*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2012.
- [4] A. Tauschinsky, R. M. T. Thijssen, S. Whitlock, H. B. van Linden van den Heuvell, and R. J. C. Spreeuw. Spatially resolved excitation of Rydberg atoms and surface effects on an atom chip. *Phys. Rev. A*, 81:063411, 2010.
- [5] D. Davtyan, S. Machluf, M. L. Soudijn, J. B. Naber, N. J. van Druten, H. B. van Linden van den Heuvell, and R.J.C. Spreeuw. Controlling Stray Electric Fields on an Atom Chip for Rydberg Experiments, 2017.
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633–673, 2005.
- [7] F. Benabid, P. Roberts, F. Couny, and P. Light. Light and gas confinement in hollow-core photonic crystal fibre based photonic microcells. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 4(0), 2009.
- [8] J. M. Dudley and J. Taylor. Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre. *Nature Photonics*, 3:85–90, 2009.
- [9] P. S. Light, F. Benabid, F. Couny, M. Maric, and A. N. Luiten. Electromagnetically induced transparency in Rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 32(10):1323–1325, 2007.
- [10] T. D. Bradley. *Atomic vapours filled hollow core photonic crystal fibre for magneto-optical spectroscopy*. Dissertation, Bath Universität, 2013.
- [11] M. T. Graf, D. F. Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, and V. V. Yashchuk. Relaxation of atomic polarization in paraffin-coated cesium vapor cells. *Phys. Rev. A*, 72:023401, 2005.
- [12] S. N. Atutov, V. Biancalana, P. Bicchi, C. Marinelli, E. Mariotti, M. Meucci, A. Nagel, K. A. Nasyrov, S. Rachini, and L. Moi. Light-induced diffusion and desorption of alkali metals in a siloxane film: Theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 60:4693–4700, 1999.
- [13] A. D. Slepikov, A. R. Bhagwat, V. Venkataraman, P. Londero, and A. L. Gaeta. Generation of large alkali vapor densities inside bare hollow-core photonic band-gap fibers. *Opt. Express*, 16(23):18976–18983, 2008.

### Literaturverzeichnis

- [14] G. Epple, K. S. Kleinbach, T. G. Euser, N. Y. Joly, T. Pfau, P. St. J. Russell, and R. Löw. Rydberg atoms in hollow-core photonic crystal fibres. In *Nature Communications*, 2014.
- [15] M. Langbecker, M. Noaman, N. Kjærgaard, F. Benabid, and P. Windpassinger. Rydberg excitation of cold atoms inside a hollow core fiber. *arXiv:1706.07666*, 2017.
- [16] R. Löw, H. Weimer, J. Nipper, J. B. Balewski, B. Butscher, H. P. Büchler, and T. Pfau. An experimental and theoretical guide to strongly interacting Rydberg gases. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(11): 113001, 2012.
- [17] J. D. Pritchard. *Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg Ensemble*. Dissertation, Durham Universität, 2011.
- [18] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, New York, 1999.
- [19] C. J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, New York, 2005.
- [20] J. Gea-Banacloche, Y. Li, S. Jin, and M. Xiao. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 51:576–584, 1995.
- [21] H. Duncker. *Ultrastable laser technologies and atom-light-interactions in hollow fibers*. Dissertation, Universität Hamburg, 2013.
- [22] D. Tiarks and S. Schmidt and G. Rempe and S. Dürr. Optical  $\pi$  phase shift created with a single-photon pulse. *Science Advances*, 2(4), 2016.
- [23] S. Wielandy and A. L. Gaeta. Investigation of electromagnetically induced transparency in the strong probe regime. *Phys. Rev. A*, 58:2500–2505, 1998.
- [24] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer-Verlag, Heidelberg, 5. edition, 2016.
- [25] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, D. Felbacq, A. Argyros, and S. Leon-Saval. *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. Imperial College Press, London, 2. edition, 2012.
- [26] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid. Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 36(5):669–671, 2011.
- [27] M. Meucci, E. Mariotti, P. Bicchi, C. Marinelli, and L. Moi. Light-Induced Atom Desorption. *Europhysics Letters*, 25(9):639, 1994.

## Literaturverzeichnis

- [28] S. Ghosh, A. R. Bhagwat, C. K. Renshaw, S. Goh, A. L. Gaeta, and B. J. Kirby. Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 97:023603, 2006.
- [29] T. Karaulanov, M. T. Graf, D. English, S. M. Rochester, Y. J. Rosen, K. Tsigutkin, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, D. F. Jackson Kimball, F. A. Narducci, S. Pustelny, and V. V. Yashchuk. Controlling atomic vapor density in paraffin-coated cells using light-induced atomic desorption. *Phys. Rev. A*, 79:012902, 2009.
- [30] C. Marinelli, A. Burchianti, A. Bogi, F. Della Valle, G. Bevilacqua, E. Mariotti, S. Veronesi, and L. Moi. Desorption of rb and cs from pdms induced by non resonant light scattering. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 37(3):319–325, 2006.
- [31] G. T. Purves. *Absorption And Dispersion In Atomic Vapours: Applications To Interferometry*. Dissertation, Durham Universität, 2006.
- [32] K. Saha, V. Venkataraman, P. Londero, and A. L. Gaeta. Enhanced two-photon absorption in a hollow-core photonic-band-gap fiber. *Phys. Rev. A*, 83:033833, 2011.
- [33] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. 2015.
- [34] D. A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*. 2013.
- [35] N. Šibalić, J.D. Pritchard, C.S. Adams, and K.J. Weatherill. ARC: An open-source library for calculating properties of alkali Rydberg atoms. *Computer Physics Communications*, 2017.
- [36] P. Siddons, C. S. Adams, C. Ge, and I. G. Hughes. Absolute absorption on rubidium D lines: comparison between theory and experiment. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41(15):155004, 2008.
- [37] K. Kleinbach. *Rydberg spectroscopy in hollow core fibers*. Masterarbeit, Universität Stuttgart, 2014.
- [38] M. Taslakov, S. Tsvetkov, and S. Gateva. Light-induced atomic desorption under different types of illumination. *Journal of Physics: Conference Series*, 514(1):012028, 2014.

---

## Danksagung

---

Nun möchte ich mich herzlich bei einigen Mitmenschen für die Unterstützung während meiner Masterarbeit bedanken.

Ein besonderer Dank geht an Prof. Patrick Windpassinger, da er mir die Möglichkeit geboten hat die Arbeit in seinem Arbeitskreis zu verfassen. Außerdem möchte ich ihm dafür Danken, dass ich an einem Workshop in Japan teilnehmen durfte und für die Unterstützung bei fachlichen Fragen. Bei Prof. Klaus Wendt möchte ich mich für die freundliche Übernahme als Zweitgutachter bedanken.

Mein Dank geht an den gesamten Arbeitskreis sei es für die hilfreiche Unterstützung bei fachlichen Fragen oder für das angenehme Arbeitsklima. Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Betreuern Mohammad Noaman und Maria Langbecker bedanken, die maßgeblich daran mitgewirkt haben, dass die Arbeit in dieser Form vorliegt. Danke für die Unterstützung im Labor, dass ihr stets für Fragen offen standet und ich vieles von euch lernen durfte. Ein besonderer Dank geht auch an Maria Langbecker, André Wenzlawski und meiner Freundin Madleen Wendt fürs Korrekturlesen meiner Arbeit. Vielen Dank für die Zeit und Mühe die ihr in meine Arbeit investiert habt. Meinen Freunden und meiner Familie danke ich für die Unterstützung und den Rückhalt nicht nur im Studium, sondern in allen Belangen meines Lebens. Ein Großteil meines Dankes geht an meinen Freund Felix Wiescher, der für mich jederzeit da war und mit dem so viele Dinge im Leben leichter sind.