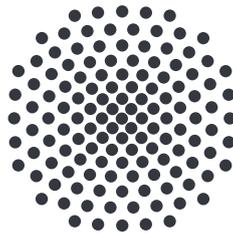


# Optogalvanische Alkali-Spektroskopie in Hintergrundgasen

Bachelorarbeit von  
**Yannick Münzenmaier**

20.7.2018

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau



Vorgelegt am  
5. Physikalisches Institut  
Universität Stuttgart  
Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart



## **Erklärung**

Ich versichere,

- dass ich diese Bachelorarbeit selbständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- und dass das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

Stuttgart, den 20.7.2018

---

*Yannick Münzenmaier*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation und Aufbau der Arbeit</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Rydbergatome . . . . .	3
2.1.1	Quantendefekt . . . . .	3
2.1.2	Ionisation von Rydbergatomen . . . . .	4
2.2	Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	7
2.2.1	Das Drei-Niveau-System . . . . .	7
2.2.2	Elektromagnetisch induzierte Transparenz . . . . .	9
2.2.3	Vergleich des optischen Signals und des Stromsignal . . . . .	10
2.2.4	Linienbreite von Spektrallinien . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>15</b>
3.1	Anregungsschema von Rubidium . . . . .	15
3.2	Rydberganregung . . . . .	16
3.3	Grundzustandsspektroskopie . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>19</b>
4.1	Ionisationsstrom in Abhängigkeit der Rabifrequenz . . . . .	19
4.2	Ionisationsstrom in Abhängigkeit der Rubidiumkonzentration . . . . .	23
4.3	Druckverschiebung verschiedener Rydbergzustände . . . . .	25
4.4	Druckverbreiterung verschiedener Rydbergzustände . . . . .	27
4.5	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für langsame Elektronen . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>33</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>33</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>37</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>41</b>



# 1 Motivation und Aufbau der Arbeit

Von der medizinischen Anwendung in der Diagnostik, bis hin zur Optimierung von Motoren in der Industrie oder in der Wasseranalyse - Gassensoren mit niedrigem Detektionslimit sind immer mehr gefragt. Eine Möglichkeit einen solchen Gassensor zu realisieren ist die Rydberganregung eines ausgewählten Atoms oder Moleküls, das dann durch Stöße mit anderen Teilchen ionisiert. Der dadurch messbare Ionisationsstrom ist abhängig von der Konzentration des betrachteten Stoffs und gibt damit direkt Auskunft über die selbige [1, 2]. Da der Rydbergzustand über eine Zwei-Photonen-Anregung realisiert wird, werden sehr selektiv nur die zu untersuchenden Atome und Moleküle angeregt, wodurch nur diese einen Beitrag zum Ionisationsstrom geben können.

Um Atome und Moleküle in einen Rydbergzustand anzuregen bedarf es Laser, die bei geeigneten Wellenlängen genug Leistung zur Verfügung stellen um die gewünschten Übergänge anzutreiben. Durch die Weiterentwicklung von Lasern in der Vergangenheit kann man davon ausgehen, dass dies in wenigen Jahren für die meisten Atome und Moleküle der Fall sein wird.

Die Bindungsenergie von Elektronen im Rydbergzustand ist gering, wodurch diese leicht ionisiert werden können. Die Messung des dabei entstehenden Ionisationsstroms kann, alternativ zu optischen Messungen, dazu genutzt werden um ausgewählte Atome oder Moleküle zu detektieren.

Die Gasdetektion am Beispiel von Rubidium ist die Grundidee des Projekts für das diese Arbeit einen Beitrag leisten soll. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem dominierenden Prozess der Stoßionisation durch Stöße mit einem Hintergrundgas, im Falle dieser Arbeit mit Stickstoff.

Dazu wird in Kapitel 2 zunächst auf die theoretischen Grundlagen die dieser Arbeit zugrunde liegen, eingegangen. Die Eigenschaften von Rydbergatomen sowie Prozesse, die zu deren Ionisation führen, stehen dabei zusammen mit relevanten Aspekten der Atom-Licht-Wechselwirkung im Vordergrund. Diese sind insbesondere das Drei-Niveau-System zur Beschreibung der Zwei-Photonen-Absorption und der dabei auftretende Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz, sowie die Linienbreite von Übergängen und Prozesse, die zu deren Verbreiterung führen.

In Kapitel 3 wird kurz auf den Aufbau des Experiments eingegangen. Dabei werden die zwei Aufbauten für die Rydberganregung und die Grundzustandsspektroskopie von Rubidium kurz vorgestellt.

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 4 vorgestellt. Untersucht wird die Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Rubidiumkonzentration und der Rabifrequenz.

Der Einfluss von Stoßprozessen, genauer gesagt die druckabhängige Verschiebung, sowie Verbreiterung [3, 4], sollen zudem Gegenstände genauerer Betrachtung sein. Aus der Charakterisierung der Verbreiterung durch einen Verbreiterungskoeffizienten wird dann der Wirkungsquerschnitt von Stößen langsamer Elektronen mit Stickstoff berechnet.

Abschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick für zukünftige Anwendungen gegeben.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel geht es um die physikalischen Grundlagen dieser Arbeit. Hierbei wird zunächst kurz auf Rydbergatome und deren Eigenschaften eingegangen, da diese in der Literatur [4, 5, 6] ausführlich besprochen werden. Der Quantendefekt, sowie die Vorgänge der Ionisation werden dabei genauer betrachtet.

Anschließend wird auf die Wechselwirkung von Atomen und Licht eingegangen. Dabei wird zunächst das Drei-Niveau-System zum Anregen von Atomen eingeführt, sowie der Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) besprochen. Da die durchgeführten Messungen auf der optogalvanischen Spektroskopie basieren wird auch der grundlegende Unterschied zwischen optischem und Stromsignal gezeigt.

Abschließend werden verschiedene Linienverbreiterungsmechanismen betrachtet.

### 2.1 Rydbergatome

Wird ein Atom so angeregt, dass ein Elektron eine hohe Hauptquantenzahl  $n$  und damit wasserstoffähnliche Eigenschaften aufweist, wird es als Rydbergatom bezeichnet. Der klassische Abstand zwischen Atomkern und Elektron skaliert mit  $n^2$  und kann dabei leicht mehrere hundert nm annehmen. Durch den großen Abstand zum Atomkern ist die Bindungsenergie des Rydbergelektrons  $E_n$  klein und das Dipolmoment  $d$ , sowie die Polarisierbarkeit  $\alpha$  groß.

Es soll nun kurz auf die Lage der Energieniveaus aufgrund des Quantendefekts und verschiedene Ionisationsprozesse eingegangen werden.

#### 2.1.1 Quantendefekt

Vereinfacht kann man sich bei Alkali-Atomen, speziell für diese Arbeit bei Rubidium, vorstellen, dass das Valenzelektron um den Atomkern und die inneren Elektronen kreist. Die inneren Elektronen schirmen die positive Ladung des Atomkerns kugelförmig ab und werden dabei nicht vom Valenzelektron beeinflusst. Ein solches System hat eine wasserstoffähnliche Struktur und kann mathematisch als solches betrachtet werden.

Die Bindungsenergie eines Wasserstoffzustandes ist gegeben durch

$$E_n = -\frac{hcR_\infty}{n^2}, \quad \text{mit } R_\infty = \frac{m_e e^4}{8c\epsilon_0^2 h^3} \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $m_e$  die Elektronenmasse,  $e$  die Elementarladung,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $h$  das Plank'sche Wirkungsquantum.

Zustände mit unterschiedlichem Drehimpuls und gleicher Hauptquantenzahl sind energetisch entartet. Diese Entartung wird bei Alkali-Atomen durch die Abschirmung des Atomkerns, durch die inneren Elektronen und die damit einhergehende Veränderung des Coulomb-Potentials aufgehoben.

Es lässt sich nun ein „Quantendefekt“  $\delta_{lj}$  einführen, der die Hauptquantenzahl  $n$  zu einer effektiven Hauptquantenzahl  $n^* = n - \delta_{lj}$  reduziert. Berechnet werden kann der Quantendefekt mit Hilfe der Rydberg-Ritz-Formel [7]

$$\delta_{lj} = \sum_{i=0,2,4,\dots} \frac{\delta_i}{(n - \delta_0)^i}, \quad (2.2)$$

wobei die Koeffizienten  $\delta_i$  experimentell bestimmt werden müssen. Der Quantendefekt  $\delta_{lj}$  wird mit zunehmender Drehimpulsquantenzahl  $l$  kleiner, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons dadurch am Kernort kleiner wird. Dadurch „sehen“ die Elektronen weniger von den inneren Elektronen und die effektive Abschirmung wird wasserstoffähnlicher.

### 2.1.2 Ionisation von Rydbergatomen

Bei der Ionisation von Atomen entstehen freie Elektronen und Ionen. Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten wie ein Rydbergatom ionisiert werden kann [4]. Die folgende Betrachtung lehnt sich an die Arbeit von R. Daschner [8] an und konzentriert sich auf die Photoionisation, die Ionisation durch Stöße sowie durch Schwarzkörperstrahlung.

Da durch Ionisationsprozesse die Anzahl an Rydbergatomen sinkt, kann die Ionisationsrate auch als Zerfallsrate  $\Gamma_{\text{Ion}}$  betrachtet werden. Wie auch bei jedem anderen Zerfall beobachtet man auch hier eine Linienverbreiterung, da die Lebensdauer verkürzt wird. Dabei tragen alle Arten, auf die die Atome ionisiert wurden, zur Linienverbreiterung bei.

## Photoionisation

Wird ein Atom durch das Bestrahlen mit Licht ionisiert, spricht man von Photoionisation. Dabei wird die Energie des Photons auf ein Elektron des Atoms übertragen.

Dies ist jedoch nur möglich, wenn die Energie des Photons mindestens der Austrittsarbeit des Elektrons entspricht. Diese ist vom Metall abhängig.

Die Energie  $E_{\text{Ph}}$  eines Photons der Wellenlänge  $\lambda$  ist gegeben durch

$$E_{\text{Ph}} = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.3)$$

Der im Experiment verwendete blaue Laser, um Rubidium von der D1-Linie in einen Rydbergzustand anzuregen, wird bei einer Wellenlänge von etwa 474 nm betrieben. Daraus ergibt sich die Energie eines Photons zu 2,61 eV. Die Austrittsarbeit aus Rubidium beträgt 2,26 eV [9]. Somit reicht die Energie der Photonen des blauen Lasers um durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus Rubidium zu lösen.

Zustand	geometrischer Querschnitt $\sigma_g$
$5P_{1/2}$	$1,3 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$ [10]
$22S_{1/2}$	$5 - 10 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$ [11]

Tabelle 2.1: Die Tabelle enthält die geometrischen Querschnitte des ersten angeregten Zustands sowie eines Rydbergzustandes von Rubidium.

Die Energie der Photonen reicht auch um Rydbergzustände zu ionisieren. Für die Ionisationsrate der Photoionisation  $\Gamma_{\text{Ph}}$  [8] gilt

$$\Gamma_{\text{Ph}} = \rho \cdot c \cdot \sigma_g \quad (2.4)$$

wobei  $\sigma$  der geometrische Querschnitt des Atoms und  $\rho$  die Anzahl der Photonen im Anregungsvolumen  $V$  ist. Diese Anzahl berechnet sich wiederum aus der Leistung des Lasers  $P$  und der Länge der Zelle  $l$

$$\rho = \frac{P \cdot l \cdot \lambda}{h \cdot c^2} \quad (2.5)$$

Für den verwendeten blauen Laser mit einer Wellenlänge von 474 nm und einer Leistung von 50 mW ergibt sich eine Photoionisationsrate von

$$\Gamma_{\text{Ph}} \approx 19 \text{ kHz} \quad (2.6)$$

Wie bereits erwähnt, können Rydbergatome nicht nur durch Photoionisation ionisiert werden, sondern auch durch Stöße mit andern Teilchen.

## Stoßionisation

Durch die Bewegung der Atome und Moleküle kommt es unweigerlich zu Stößen untereinander. Dabei unterscheidet man zwischen elastischen und inelastischen Stößen. Bei inelastischen Stößen kann das betroffene Atom durch die Energieübertragung weiter an- oder abgeregt werden. Dies führt zu einer Verkürzung der Lebenszeit des eigentlich angeregten Zustands. Diese Verkürzung führt zu einer Vergrößerung der Energieunschärfe und somit auch zu einer Verbreiterung der Spektrallinie.

Elastische Stöße hingegen verschieben das Energieniveau des Elektrons statistisch. Aus der Summe der Verschiebungen ergibt sich dann eine effektive Verbreiterung. Nimmt ein gestoßenes Atom Energie auf, so kann es, falls es schon hoch angeregt ist, auch ionisiert werden. Wichtig für die Ionisationsrate ist dabei die Dichte an Störteilchen wie etwa anderen Atomen oder Molekülen  $n_S$ , die relative Geschwindigkeit der Teilchen zueinander  $v_{\text{rel}}$  und der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der betrachteten Atome. Daraus lässt sich die Ionisationsrate durch Stöße aufstellen

$$\Gamma_S = n_S \cdot v_{\text{rel}} \cdot \sigma_g \quad (2.7)$$

## Ionisation durch Schwarzkörperstrahlung

Da die verwendete Zelle aufgeheizt wird, kann Schwarzkörperstrahlung auch eine Quelle für Ionisation sein. Diese kann aufgrund der kleinen Energieabstände benachbarter Rydbergzustände angeregte Atome direkt oder auch schrittweise ionisieren. Die Linienverbreiterung durch Absorption von Schwarzkörperstrahlung wird jedoch in [12] auf etwa 1 kHz geschätzt. Dieser Beitrag kann bei den im Experiment gemessenen Linienbreiten von mehreren MHz jedoch vernachlässigt werden.

Unabhängig von ihrem Weg werden bei der Ionisation Ladungsträger frei. Diese Ladungsträger, je ein Elektron und ein Kation, können mithilfe eines externen elektrischen Feldes als elektrischer Strom detektiert werden. Der maximal zu erwartende Strom  $I$  ergibt sich dann aus der Dichte an Atomen in einem zu betrachtenden Zustand  $n_A$  in einem Anregungsvolumen  $V$ , der Elementarladung  $e$  und der Ionisationsrate  $\Gamma_{\text{Ion}}$ .

$$I = n_A \cdot \Gamma_{\text{Ion}} \cdot V \cdot e \quad (2.8)$$

Tatsächliche Messwerte können diesen Wert aufgrund verschiedener Verluste wie beispielsweise Rekombination nie erreichen.

## 2.2 Atom-Licht-Wechselwirkung

Durch Absorption von Photonen ist es möglich Atome in verschiedene Energieniveaus anzuheben. Durch die Kombination verschiedener Energieniveaus und deren Kopplung durch Lichtfelder können Effekte wie beispielsweise die elektromagnetisch induzierte Transparenz auftreten.

Die Frequenz des Lichtes, das benötigt wird um zwei Zustände zu koppeln, ist durch deren energetischen Abstand gegeben. Dabei ist diese Frequenz nicht eine infinitesimal schmale Resonanzfrequenz, sondern ein endliches Frequenzband. Dieses Frequenzband, die sogenannte Linienbreite, kann jedoch durch verschiedenen Faktoren wie Druck oder einer Relativgeschwindigkeit verbreitert werden.

### 2.2.1 Das Drei-Niveau-System

Will man die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen beschreiben, eignet sich für die Zwei-Photonen-Anregung das Drei-Niveau-System. Ein solches ist in Abbildung 2.1 in Leiterschema dargestellt.

Dieses Leiterschema besteht aus einem Grundzustand  $|g\rangle$ , einem energetisch höher liegenden angeregten Zustand  $|e\rangle$  mit einer Zerfallsrate  $\Gamma_{ge}$  und einem energetisch noch höher gelegenen Zustand, beispielsweise einem Rydbergzustand  $|r\rangle$  mit der Zerfallsrate  $\Gamma_{er}$ .

Die beiden Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  sind mittels eines leistungsschwachen, so genannten Probe-Lasers mit der Frequenz  $\omega_{Lge}$  mit einer Verstimmung  $\Delta_{ge} = \omega_{Lge} - \omega_{0ge}$  gekoppelt. Ein leistungstärkerer Coupling-Laser mit der Frequenz  $\omega_{Ler}$  und der Verstimmung  $\Delta_{er} = \omega_{Ler} - \omega_{0er}$  koppelt die beiden Zustände  $|e\rangle$  und  $|r\rangle$ .

Die Wahrscheinlichkeitsamplitude zweier Zustände oszilliert dabei mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_{ij}$

$$\Omega_{ij} = \frac{d_{ij} \cdot E_{ij}}{\hbar} \quad (2.9)$$

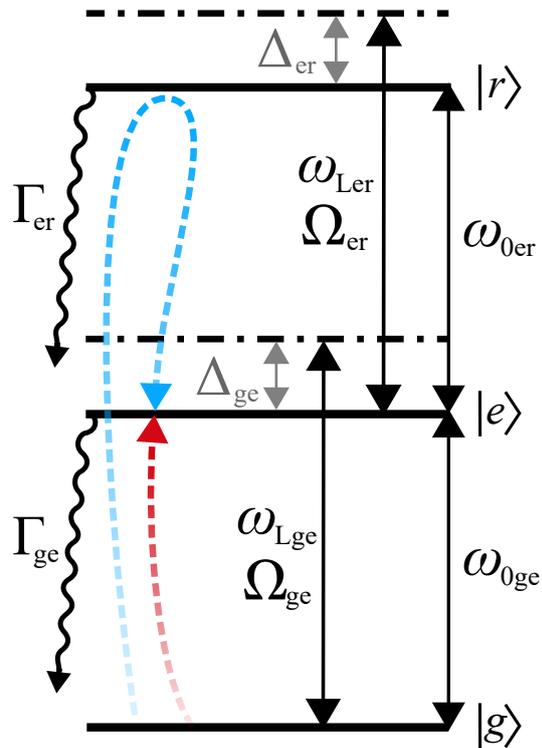


Abbildung 2.1: Skizze eines Drei-Niveau-Systems in Leiterschema mit eingezeichneten Laser- und Übergangsfrequenzen, Verstimmungen und Rabi-Frequenzen sowie Zerfällen. In Rot und Blau sind die zwei Anregungswege in den Zustand  $|e\rangle$  eingezeichnet.

Dabei ist  $d_{ij}$  das Dipolübergangsmoment und  $E_{ij}$  die elektrische Feldstärke des Lichtfeldes des betreffenden Übergangs.

Mathematisch kann dieses System durch eine Summe aus Hamilton-Operatoren beschrieben werden unter der Voraussetzung, dass man die Zerfälle  $\Gamma_{ij}$  vernachlässigt.

$$H = H_A + H_L + H_{\text{WW}} \quad (2.10)$$

Wobei sich für den Anteil des Atoms

$$H_A = \hbar\omega_{0\text{ge}}|e\rangle\langle e| + \hbar(\omega_{0\text{ge}} + \omega_{0\text{er}})|r\rangle\langle r| \quad (2.11)$$

und den Anteil des Lichtfeldes

$$H_L = \hbar\omega_{\text{Lge}} \left( \hat{a}_{\text{ge}}\hat{a}_{\text{ge}}^\dagger + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{\text{Ler}} \left( \hat{a}_{\text{er}}\hat{a}_{\text{er}}^\dagger + \frac{1}{2} \right) \quad (2.12)$$

ergibt. Dabei sind  $\hat{a}^\dagger$  und  $\hat{a}$  die Erzeugungs- beziehungsweise Vernichtungsoperatoren des Lichtfeldes.

Für den Wechselwirkungsoperator  $H_{\text{WW}}$  gilt, unter der Annahme, dass die Wellenlänge des Lichts deutlich größer ist als das Atom,

$$H_{\text{WW}} = \frac{\hbar\Omega_{\text{ge}}}{2} (|e\rangle\langle g|\hat{a}_{\text{ge}} + |g\rangle\langle e|\hat{a}_{\text{ge}}^\dagger) + \frac{\hbar\Omega_{\text{ge}}}{2} (|e\rangle\langle g|\hat{a}_{\text{er}} + |g\rangle\langle e|\hat{a}_{\text{er}}^\dagger) \quad (2.13)$$

Drückt man diesen Hamilton-Operator in der Basis seiner Eigenzustände aus und verschiebt den Nullpunkt, erhält man mit  $\Delta_{\text{ge}} = \omega_{\text{ge}} - \omega_{\text{Lge}}$  und  $\Delta_{\text{er}} = \omega_{\text{er}} - \omega_{\text{Ler}}$

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{\text{ge}}}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_{\text{ge}}^*}{2} & -\Delta_{\text{ge}} & \frac{\Omega_{\text{er}}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_{\text{er}}^*}{2} & -(\Delta_{\text{ge}} + \Delta_{\text{er}}) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Bis jetzt wurden allerdings mögliche Zerfälle vernachlässigt. Um diese zu berücksichtigen wird die sogenannte Dichtematrix

$$\rho = |\varphi\rangle\langle\varphi| = \begin{pmatrix} \rho_{\text{gg}} & \rho_{\text{ge}} & \rho_{\text{gr}} \\ \rho_{\text{eg}} & \rho_{\text{ee}} & \rho_{\text{er}} \\ \rho_{\text{rg}} & \rho_{\text{re}} & \rho_{\text{rr}} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

eingeführt, deren Diagonalelemente die Population der Zustände und deren Nebendiagonalelemente die Kohärenzen beschreiben. Diese Dichtematrix wird dann mittels der Liouville von Neumann Gleichung [13] zeitlich entwickelt.

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t} = [H,\rho] + i\hbar L(\rho) \quad (2.16)$$

Dabei wird die klassische Liouville von Neumann Gleichung um einen dissipativen Lindbald-Operator  $L(\rho)$  ergänzt, der alle möglichen Zerfälle des Systems beinhaltet. Für das Drei-Niveau-System aus Abbildung 2.1 ergibt sich dieser zu

$$L(\rho) = \begin{pmatrix} \Gamma_{ge}\rho_{ee} & -\frac{\Gamma_{ge}}{2}\rho_{eg} & -\frac{\Gamma_{er}}{2}\rho_{rg} \\ -\frac{\Gamma_{ge}}{2}\rho_{ge} & \Gamma_{er}\rho_{rr} - \Gamma_{ge}\rho_{ee} & -\left(\frac{\Gamma_{er}}{2} + \frac{\Gamma_{ge}}{2}\right)\rho_{er} \\ -\frac{\Gamma_{er}}{2}\rho_{gr} & -\left(\frac{\Gamma_{er}}{2} + \frac{\Gamma_{ge}}{2}\right)\rho_{re} & -\Gamma_{er}\rho_{rr} \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Beiträge die die Population oder Kohärenzen erhöhen haben ein positives Vorzeichen, während Beiträge die die Selbigen verringern eine negatives Vorzeichen haben. Die Liouville von Neumann Gleichung ergeben die sogenannten optischen Blochgleichungen. Die Lösung dieser beschreiben dann die zeitliche Entwicklung der Dichtematrixelemente.

### 2.2.2 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

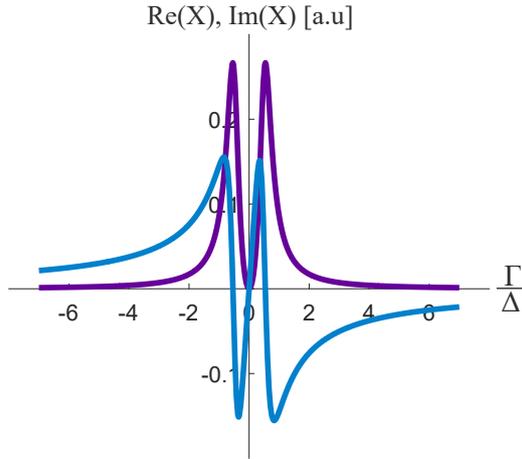


Abbildung 2.2: Realteil (magenta) und Imaginärteil (blau) der Suszeptibilität eines Drei-Niveau-Systems.

des  $|r\rangle$ -Zustandes über  $|g\rangle \rightarrow |r\rangle \rightarrow |e\rangle$ . Der vollständige Rabizyklus zwischen Zustand  $|e\rangle$  und  $|r\rangle$  bewirkt ein negatives Vorzeichen der Wellenfunktion der indirekten gegenüber der direkten Anregung. Daraus resultiert die angesprochene negative Interferenz der beiden Wege, wodurch die Anregung des  $|e\rangle$ -Zustands nicht mehr möglich ist.

Dieses sogenannte EIT-Fenster ist auch in der Suszeptibilität  $\chi$  zu beobachten. Die Suszeptibilität ist eine komplexe Zahl, beschreibt das Antwortverhalten eines Mediums auf ein Lichtfeld und ist proportional zu  $-\rho_{eg}$ . Der Brechungsindex wird vom

Wie eben behandelt, kann die Anregung eines Rydbergzustandes mit einem Drei-Niveau-System in Leiterschema wie in Abbildung 2.1 beschrieben werden.

Für den Fall der Zweiphotonenresonanz, also für den Fall  $\Delta_{ge} + \Delta_{er} = 0$ , beobachtet man in einem optisch dichten Medium ein Transparenzfenster für den Probelaaser. Diesen Effekt bezeichnet man als elektromagnetisch induzierte Transparenz, kurz EIT, wobei dieser aus der destruktiven Interferenz der zwei unterschiedlichen Anregungswege des  $|e\rangle$ -Zustands resultiert.

Dabei ist die direkte Anregung über  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  allein mittels des Probelaasers möglich, als auch durch Einbeziehen

Realteil der Suszeptibilität beschrieben, während der Imaginärteil die Absorption des Mediums darstellt. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der Suszeptibilität für den Probelaser eines Drei-Niveau-Systems. Wie man sieht, sinkt im Fall der Resonanz die Absorption auf Null und das Medium wird transparent.

### 2.2.3 Vergleich des optischen Signals und des Stromsignal

Im Gegensatz zur optischen Spektroskopie, bei der Informationen aus der Absorption und Transmission eines Mediums gezogen werden, wird bei der optogalvanischen Spektroskopie der Ionisationsstrom gemessen. Dadurch ist diese Spektroskopie auf leicht ionisierbare Rydbergatome begrenzt. Der Vorteil besteht jedoch im Verhältnis von Signal zu Rauschen.

Während bei der Optischen Spektroskopie über viele Messungen gemittelt werden muss, bietet die optogalvanische Spektroskopie eine deutlich schnellere Alternative wie Abbildung 2.3 zeigt.

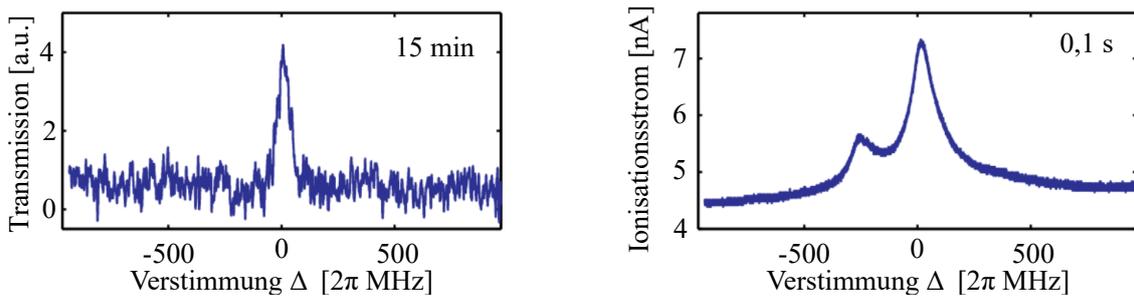


Abbildung 2.3: Gemitteltes optisches Signal des EIT nach 15 Minuten (links) im Vergleich zum Ionisationsstromsignal nach nur 0,1 Sekunden. Aus [14]

Zusätzlich zum Hauptpeak wird bei der optogalvanischen Spektroskopie ein Nebenpeak sichtbar. Bei der optischen Messung beobachtet man eine Verringerung der Absorption aufgrund des sich öffnenden EIT-Fensters. Dieses Fenster öffnet sich, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, da bei der Zwei-Photonen-Resonanz die Absorption des Mediums verschwindet. Diese ist abhängig von den Kohärenzen. Das Stromsignal kann auch ohne Kohärenzen beobachtet werden, da hier der Ionisationsprozess entscheidend ist. Aufgrund der thermischen Geschwindigkeit mancher Atome können auch andere Hyperfeinübergänge durch die Dopplerverschiebung in einen Rydbergzustand angeregt werden. Diese können auch ionisiert und damit detektiert werden.

## 2.2.4 Linienbreite von Spektrallinien

Wie bereits erwähnt ist die Linienbreite eines Übergangs endlich und hängt von der Störung durch die Umgebung ab. Hier soll nun kurz auf die natürliche Linienbreite, sowie verschiedene Verbreiterungsmechanismen eingegangen werden.

### Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite eines Übergangs ergibt sich aus der Lebensdauer des angeregten Zustandes, der durch spontane Emission in einen energetisch tiefer gelegenen Zustand übergeht.

Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation können Energie und Zeit nicht gleichzeitig beliebig genau bestimmt werden. Für einen Übergang mit einer Energiedifferenz  $\Delta E = \Delta\omega\hbar$  und einer Lebensdauer des angeregten Zustands  $\tau_n$  ergibt sich demnach

$$\Delta E\tau_n \geq \hbar \quad \Rightarrow \quad \Delta\omega \geq \frac{1}{\tau_n} \quad (2.18)$$

$\Delta\omega$  entspricht dann der natürlichen Linienbreite des beobachteten Übergangs, da sie nur von der Lebensdauer des angeregten Zustands abhängig ist.

### Thermische Verbreiterungen

Atome in der Gasphase sind ständig in Bewegung. Die Geschwindigkeit mit der sie sich bewegen ist von der Temperatur abhängig und folgt der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die eindimensionale mittlere Geschwindigkeit ergibt sich dann zu

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_A}} \quad (2.19)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die absolute Temperatur und  $m_A$  die Atommasse ist. Durch diese Bewegung der Atome kommt es zu Verbreiterungen der Spektrallinien.

Aufgrund des Doppler-Effekts „sieht“ ein Atom mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  eine verschobene Laserfrequenz

$$\omega' = \omega_L - \mathbf{k}\mathbf{v}, \quad (2.20)$$

die zudem von der tatsächlichen Frequenz des Lasers  $\omega_L$  und dessen Wellenvektor  $\mathbf{k}$  abhängt. Durch das Skalarprodukt gibt nur der Geschwindigkeitsanteil parallel zum Strahlengang einen Beitrag zur Frequenzverschiebung, wodurch man diese ein-dimensional, beispielsweise entlang der z-Achse betrachten kann.

Durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gilt für die Anzahl der Atome mit einer Geschwindigkeit  $v_z$  in einem Intervall  $dv_z$

$$n(v_z)dv_z = \frac{n_0}{\bar{v}\sqrt{\pi}} e^{-(v_z/\bar{v})^2} dv_z \quad (2.21)$$

mit der Atomdichte  $n_0$ . Unter Zuhilfenahme der Laserfrequenz  $\omega_L$  ergibt sich  $v_z = c(\omega/\omega_L - 1)$  und  $dv_z = (c/\omega_L)d\omega$ . Die Anzahl der Atome mit einer Absorptionsfrequenz  $\omega$  im Frequenzintervall  $d\omega$  berechnet sich damit durch

$$n(\omega)d\omega = \frac{n_0}{\bar{v}\sqrt{\pi}} e^{[c(\omega-\omega_L)/(\bar{v}\cdot\omega_L)]^2} d\omega. \quad (2.22)$$

Die Lösung von Gleichung 2.22 ist eine Gaußfunktion [5], die symmetrisch zu  $\omega_L$  ist. Daraus ergibt sich durch Einsetzen von  $\bar{v}$  eine Dopplerbreite von

$$\Gamma_{\text{Doppler}} = \frac{\omega_L}{c} \cdot \sqrt{\frac{8k_B T \cdot \ln(2)}{m}} \quad (2.23)$$

Aufgrund der Bewegung der Atome und des endlichen Durchmessers eines Laserstrahls gibt es noch einen weiteren Effekt, der zu einer Linienverbreiterung führt. Durch die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  halten sich die Atome nur eine bestimmte Zeit

$$t = \frac{l}{\bar{v}} \quad (2.24)$$

im Laserstrahl mit der Strahltaile  $l$  auf. Wird die Zeit, in der die Atome mit dem Licht wechselwirken können, kleiner als die natürliche Lebensdauer, so ergibt sich für einen Laser mit Gauß'schem Intensitätsprofil nach [15] eine Flugzeitverbreiterung von

$$\Gamma_{\text{fz}} = \frac{4\bar{v}}{l} \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \quad (2.25)$$

## Druckverbreiterung

Da Atome miteinander wechselwirken, müssen auch Stöße von Atomen untereinander betrachtet werden.

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, verringern inelastische Stöße mit anderen Atomen die Lebensdauer des angeregten Zustandes und können somit als Zerfallsrate beschrieben werden. Für die Stoßrate ergibt sich dabei

$$\Gamma_{\text{st}} = n_S \overline{v_{\text{AS}}} \sigma_{\text{st}}, \quad (2.26)$$

wobei  $\sigma_{\text{st}}$  den Wirkungsquerschnitt,  $\overline{v_{\text{AS}}}$  die mittlere Relativgeschwindigkeit und  $n_S$  die Dichte an Störatomen beschreibt. Diese wiederum hängt vom Partialdruck der Störatome ab.

Elastische Stöße verschieben abhängig vom Abstand von Störatom und angeregtem Atom dessen Energieniveau. Da der Abstand  $R$  statistisch verteilt ist, führt dies zu zufälligen Verschiebungen einzelner Atome, was sich wiederum in einer statistischen Verteilung der absorbierten Frequenzen um den Mittelwert zeigt. Dadurch beobachtet man eine verbreiterte Spektrallinie, die um einen verschobenen Mittelwert ihr Maximum besitzt.

Somit ist insgesamt sowohl eine Druckverbreiterung als auch eine Druckverschiebung sichtbar.

## Leistungsverbreiterung

Die Besetzungsdichte der an einem Übergang beteiligten Niveaus, oszilliert mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_{\text{Rabi}}$  aus Gleichung 2.9. Da diese von der elektrischen Feldstärke des Lichtfeldes abhängt, steigt sie mit zunehmender Lichtintensität  $I$  an. Wird die Rabi-Frequenz so groß, dass sie in der Nähe der Zerfallsrate des Übergangs liegt, so verkürzt sich die Lebensdauer des angeregten Zustands durch stimulierte Emission. Die Emission eines Photons ist dann also nicht immer spontan, sondern durch ein anderes Photon ausgelöst. Die Verkürzung der Lebensdauer führt zur sogenannten Leistungsverbreiterung, wodurch sich eine effektive Linienbreite  $\Gamma_{\text{eff}}$  ergibt mit

$$\Gamma_1 = \sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega_{\text{Rabi}}^2} = \Gamma \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}}, \quad \text{mit} \quad I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}, \quad (2.27)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts und  $I_{\text{sat}}$  die Sättigungsintensität ist. Diese beschreibt die Lichtintensität im Resonanzfall, bei der die natürliche Linienbreite dominiert.



# 3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll zunächst auf die verwendeten Übergänge von Rubidium und anschließend auf den generellen Aufbau des Experiments eingegangen werden.

## 3.1 Anregungsschema von Rubidium

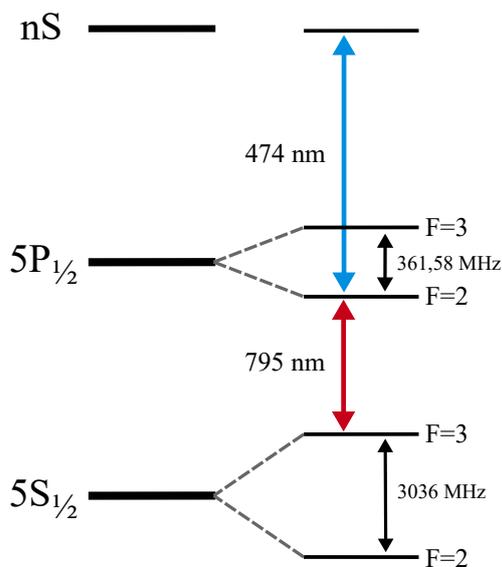


Abbildung 3.1: Anregungsschema von  $^{85}\text{Rb}$  mit Hyperfeinstruktur und Wellenlängen der Übergänge.

Für die Messungen dieser Arbeit wird  $^{85}\text{Rb}$  über den D1-Übergang in einen Rydbergzustand angeregt. Es findet ein Zwei-Photonen-Prozess, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, statt, wodurch sich ein EIT-Fenster, beschrieben in Kapitel 2.2.3, öffnet.

Der Probe-Laser koppelt, frequenzstabilisiert, mit einer Wellenlänge von 795 nm den Grundzustand von Rubidium  $5S_{1/2}$   $F=3$  mit dem  $5P_{1/2}$   $F=2$  Zustand. Der Coupling-Laser wird über die Resonanz des Übergangs vom  $5P_{1/2}$   $F=2$  Zustand in einen Rydbergzustand  $nS$  gescannt, wobei  $n$  die Hauptquantenzahl des Rydbergzustands ist. Für diese Arbeit wurden die Zustände 22S, 24S, 27S, 29S und 32S untersucht.

Durch das Ändern des Rydbergzustands muss auch die Wellenlänge des Coupling-

Lasers angepasst werden. Diese liegt dabei in einem Bereich von 480 nm für den 22S Zustand bis 474 nm für den 32S Zustand.

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des für diese Arbeit relevanten Teils des Experiments. Ein genauerer Aufbau der verwendeten Laser und deren Aufbereitung für das Experiment kann in [16] gefunden werden.

Für das Experiment werden zwei grundlegende Messungen durchgeführt, zwischen denen durch Umklappen eines Spiegels gewechselt werden kann.

## 3.2 Rydberganregung

Ist der umklappbare Spiegel (gestrichelt) nach unten geklappt, strahlt der blaue Laser in die Zelle und kann Rubidium nach dem Schema aus Abbildung 3.1 in einen Rydbergzustand anregen. Dabei strahlen die beiden Laser gegenläufig in die Zelle, wodurch nur Atome mit einer verschwindenden Geschwindigkeitskomponente in Richtung der beiden Strahlen von beiden Lasern angeregt werden können.

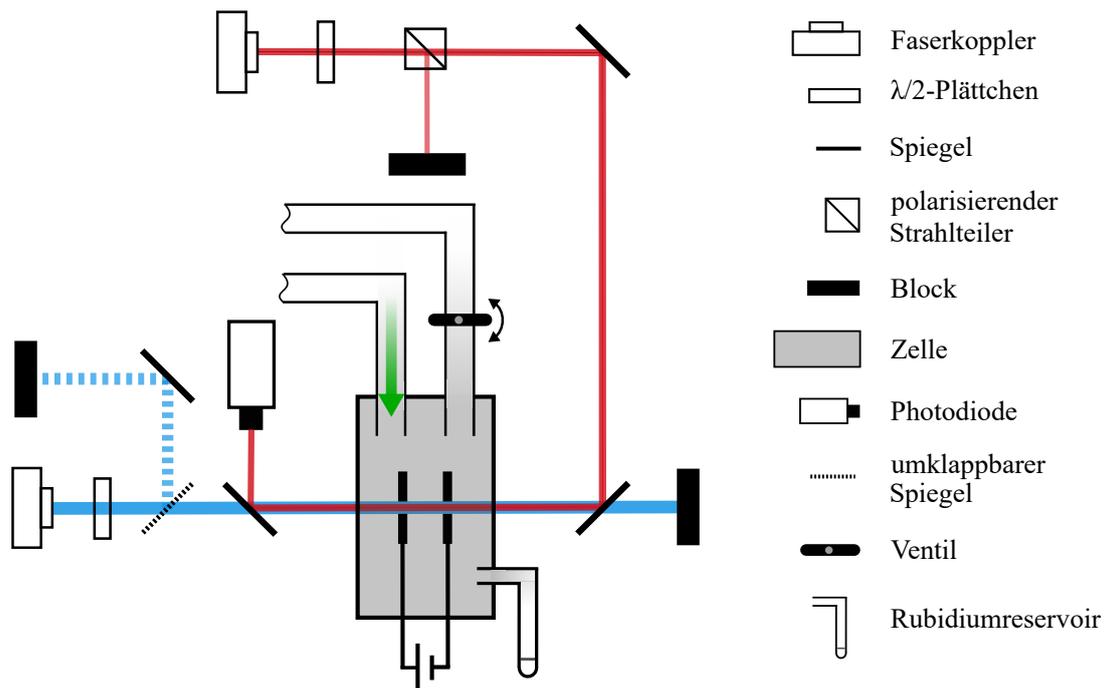


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Experiments. Mit dem umklappbaren Spiegel kann schnell zwischen Rydberg- und Grundzustandsmessung gewechselt werden. Der grüne Pfeil zeigt das Einströmen des Stickstoffs. Wird das Ventil geschlossen, steigt der Druck in der Zelle und das Diffundieren von Rubidium wird gehemmt.

Die Menge an Rubidium in der Zelle kann mit der Temperatur des Reservoirofens eingestellt werden. Je höher die Temperatur, desto mehr Rubidium geht in die Gasphase über und desto höher ist die Rubidiumkonzentration in der Zelle.

An die Zelle ist zudem eine Gasflasche mit Stickstoff angeschlossen. Der Stickstoff dient als Buffergas mit dem der Druck in der Zelle erhöht werden kann. Mit höherem Druck in der Zelle sinkt die mittlere freie Weglänge wodurch das Rubidium nur noch schwer in die Zelle diffundiert und die Anzahl an noch nicht ionisierten Rubidiumatomen sinkt.

Durch Öffnen des Schmetterlingventils kann nach ende der Messung die Zelle wieder ausgepumpt werden.

Die Intensität der beiden Laser kann durch das Drehen der  $\lambda/2$ -Plättchen vor den Faserkopplern eingestellt werden. Dabei wird für die EIT-Messung für den 795 nm-Laser eine Leistung von  $20 \mu\text{W}$  eingestellt, da man sich so in einem gesättigten Zustand befindet wodurch zwar eine Leistungsverbreiterung auftritt, welche aber im Vergleich zu anderen Lineinverbreiterungen noch klein ist [8]. Für den 474 nm-Laser wird jeweils die maximal mögliche Leistung eingestellt, die zwischen 90 mW und 120 mW liegt.

Ziel des Aufbaus ist jedoch das Messen des Ionisationsstroms. Dazu wird an den Elektroden der Zelle eine Spannung von 2,6 V angelegt, die die bei der Stoßionisation freiwerdenden Ladungsträger separiert. Diese Elektroden sind mit einem Verstärker, bei dem die Größenordnung der Verstärkung eingestellt werden kann, verbunden, da der zu erwartende Strom in einem Bereich von wenigen nA zu erwarten ist und so möglichst lange ein Signal detektiert werden kann.

### 3.3 Grundzustandsspektroskopie

Um zu messen wie viel Rubidium sich in der Zelle befindet, wird auch eine Grundzustandsspektroskopie durchgeführt.

Dabei wird der Spiegel hochgeklappt, sodass der blaue Laser nicht mehr in die Zelle strahlt und keine Rydberganregung mehr stattfindet, siehe Abbildung 3.2.

Im Gegensatz zur Rydberganregung, bei dem der rote Laser auf den D1-Übergang frequenzstabilisiert ist, wird er hier über den Übergang gescannt. Mittels der Photodiode wird die frequenzabhängige Intensität des Lasers detektiert. Dabei sinkt die Intensität, wenn die Laserfrequenz die Resonanzfrequenz eines Übergangs trifft, da dann ein Teil des Laserlichts absorbiert wird.

Durch das Einströmen von Stickstoff wird wieder die mittlere freie Weglänge in der Zelle reduziert und somit auch die Anzahl der diffundierenden Rubidiumatome, was sich in einer Verringerung der Absorption äußert.



## 4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll es um die experimentellen Ergebnisse gehen. Dabei wird zunächst die Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Coupling-Rabifrequenz und der Rubidiumkonzentration gezeigt. Anschließend wird die druckabhängige Verschiebung sowie die druckabhängige Verbreiterung des beobachteten Ionisationssignals für verschiedene Rydbergzustände vorgestellt und charakterisiert.

Zuletzt wird aus der druckabhängigen Verbreiterung ein Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Rydbergzustände berechnet.

### 4.1 Ionisationsstrom in Abhängigkeit der Rabifrequenz

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, ist die Rabifrequenz  $\Omega$  vom Dipolübergangsmatrixelement  $d$  des Übergangs sowie der elektrischen Feldstärke des Lichtfeldes  $E$  durch die Abhängigkeit

$$\Omega = -\frac{d \cdot E}{\hbar} \quad (4.1)$$

gegeben. Die elektrische Feldstärke des Lichtfeldes  $E$  hängt wiederum von der Leistung des Lasers  $P_L$  ab. Für einen Laser mit einem Gauß-Profil ergibt sich

$$E = \sqrt{\frac{4P_L}{\pi l^2 c \epsilon_0}} \quad (4.2)$$

mit der Strahltaile  $l$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der elektrischen Feldkonstante. Durch Einsetzen von Gleichung 4.2 in Gleichung 4.1 ergibt sich für die Rabifrequenz

$$\Omega = -\frac{d}{\hbar} \sqrt{\frac{4P_L}{\pi l^2 c \epsilon_0}}. \quad (4.3)$$

Für die verwendeten Laserleistungen ergeben sich dann die Rabifrequenzen aus Tabelle 4.1. Der maximal zu erwartende Ionisationsstrom  $I$  kann durch

$$I = e \cdot n_{\text{Rb}} \cdot V \cdot \rho_{33} \cdot \Gamma_{\text{Ion}} \quad (4.4)$$

berechnet werden. Dabei entspricht  $e$  der Elementarladung,  $n_{\text{Rb}}$  der Rubidiumdichte,  $V$  dem Anregungsvolumen,  $\Gamma_{\text{Ion}}$  der Ionisationsrate und  $\rho_{33}$  dem Dichtematrixelement des Rydbergzustands eines Drei-Niveau-Systems.

Leistung $P_L$ [mW]	Rabi-Frequenz $\Omega_C$ [ $2\pi$ MHz]
50	2,34
65	2,66
80	2,95
95	3,22

Tabelle 4.1: Verwendete Laserleistungen mit berechneten Rabifrequenzen.

Die Ionisationsrate setzt sich dabei aus allen beteiligten Mechanismen zusammen und kann aus der Linienbreite abgeschätzt werden. Mögliche Beiträge sind Kollisionen mit Grundzustandsatomen von Rubidium und Stickstoff sowie Elektronen, Schwarzkörperstrahlung und Photoionisation. Der dominierende Anteil ist dabei jedoch die Ionisation durch Stöße mit Stickstoff, sodass die anderen Beiträge vernachlässigt werden können. Das Dichtematrixelement des Rydbergzustands  $\rho_{33}$  kann, wie in Abschnitt 2.2.1 vorgestellt, mittels der Liouville von Neumann Gleichung berechnet werden.

Die Ionisationsrate  $\Gamma_{\text{Ion}}$  wird, da sie als Zerfallsrate der Rydbergzustands betrachtet werden kann, aus der Linienbreite des Signals abgeschätzt. Dazu müssen jedoch erst Verbreiterungsmechanismen, die keinen Beitrag zur Ionisation geben, berechnet und von der beobachteten Linienbreite abgezogen werden.

Trotz der gegenläufigen Strahlen von Coupling- und Probe-Laser mit den Wellenvektoren  $k_C$  und  $k_P$  beobachtet man durch die Zwei-Photonen-Anregung für den 32S Zustand eine Dopplerverbreiterung von

$$\Gamma_{\text{Doppler}} = \Gamma_{\text{ge}} \left( 1 - \frac{k_C}{k_P} \right) \approx 2\pi \cdot 3,9 \text{ MHz} \quad (4.5)$$

Parameter	Wert
$\Gamma_{\text{ge}}$	$5,75 \cdot 2\pi \cdot \text{MHz}$ [17]
$\Gamma_{\text{er}}$	0 MHz
$\Gamma_{\text{gr}}$	0 MHz
$\Gamma_{\text{gi}} = \Gamma_{\text{Fz}}$	$0,4 \cdot 2\pi \cdot \text{MHz}$
$\Gamma_{\text{ir}} = \Gamma_{\text{Ion}}$	$8 \cdot 2\pi \cdot \text{MHz}$
$\Omega_{\text{ge}}$	$8,3 \cdot 2\pi \cdot \text{MHz}$
$v_{\text{th}}$	0 m/s

Tabelle 4.2: Verwendete Parameter zur Berechnung von  $\rho_{33}$ .

Da die Zelle mit einem Ofen auf  $100^\circ\text{C}$  geheizt wird, wird auch für die thermische Geschwindigkeit eine Temperatur von 373 K angesetzt. Mit der Masse von Rubidium aus [17] ergibt sich für die mittlere thermische Geschwindigkeit

$$\bar{v}_{\text{Rb}} = \sqrt{\frac{8k_B \cdot T}{\pi m_{\text{Rb}}}} \approx 305 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (4.6)$$

Mit einer Strahltaile von  $l = 0.0011$  m ergibt sich damit eine Flugzeitverbreiterung nach [15] von

$$\Gamma_{\text{Fz}} = \frac{4\bar{v}_{\text{Rb}}}{l} \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \approx 2\pi \cdot 0,4 \text{ MHz} \quad (4.7)$$

Der Anteil der Druckverbreiterung kann aus den Fitparametern des  $32S$  Zustands aus Abbildung 4.7, auf die später näher eingegangen wird, aus Tabelle 4.3 abgelesen werden. Der Wert von  $2\pi \cdot 12,64$  MHz kann als Linienbreite ohne Druckverbreiterung interpretiert werden, wobei die Ionisationsrate nun durch Abziehen der berechneten Verbreiterungen mit  $2\pi \cdot 8$  MHz abgeschätzt werden kann. Entscheidend für den Ionisationsstrom ist die Anzahl an Rubidiumatomen in der Zelle. Um zu bestimmen wie viel Rubidium sich in der Zelle befindet, wird eine Grundzustandsspektroskopie durchgeführt.

Jedoch kann nicht jedes Rubidiumatom in Rydbergzustand angeregt werden. Um die Anzahl an theoretisch maximal möglichen Rubidiumatomen in der Zelle zu bestimmen, wird der in Abschnitt 2.2.1 eingeführte Dichtematrixformalismus verwendet. Dabei wird ein Drei-Niveau-System wie in Abbildung 4.1 um ein weiteres Niveau  $|i\rangle$  erweitert. Dieses Ionisationsniveau wird nur über die Ionisationsrate des Rydbergzustands  $\Gamma_{\text{Ion}} = \Gamma_{\text{ir}}$  bevölkert, wobei der Zyklus durch einen Zerfall  $\Gamma_{\text{gi}}$  geschlossen wird, der wiederum durch die Flugzeitverbreiterung  $\Gamma_{\text{Fz}}$  abgeschätzt werden kann.

Berechnet wird die Lösung des stationären Zustands, für den  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$  gilt. Tabelle 4.2 listet die dazu verwendeten Zerfälle auf. Die Rabifrequenz des D1-Übergangs wurde mit Gleichung 4.3 bestimmt, wobei für beide Übergänge von einer Verstimmung von  $\Delta_{\text{ge}} = \Delta_{\text{er}} = 0$  ausgegangen wurde. Da im Experiment die Strahlen gegenläufig angeordnet sind geben Atome mit verschwindender Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Strahlen den größten Beitrag. Da dies nur für einen Teil der Atome in der Zelle gilt muss noch mit einem Boltzmann-Faktor  $g_B$  von

$$g_B = \sqrt{\frac{m_{\text{Rb}}}{2\pi \cdot k_B \cdot T}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{\text{Rb}} \cdot v^2}{2k_B \cdot T}\right) \xrightarrow{v=0} g_B \approx 0,002 \quad (4.8)$$

multipliziert werden. Die Dichtematrixelemente sind dann nur noch von der Coupling-Rabifrequenz abhängig.

Da bei der Grundzustandsspektroskopie die Rubidiumdichte aller Hyperfein-Niveaus bestimmt wird, muss noch mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden, da nur der  $5S_{1/2}$   $F=3$  Zustand angeregt wird und somit einen Beitrag zum Ionisationsstrom geben kann. Der  $F=3$  Zustand wird dabei in sieben und der  $F=2$  Zustand in fünf

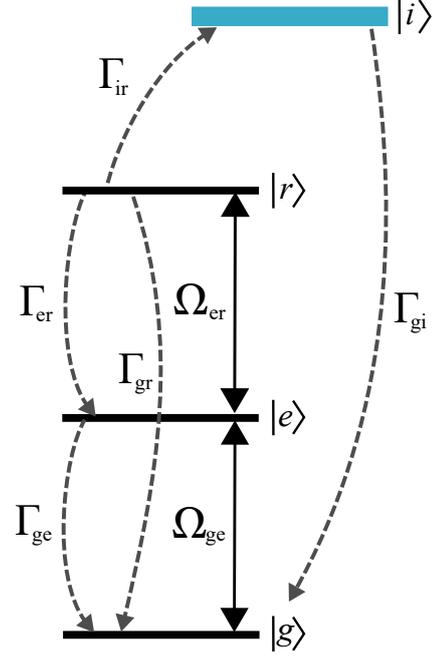


Abbildung 4.1: Skizze eines Drei-Niveau-Systems mit zusätzlichem vierten ionisierten Zustand. Ein-gezeichnet sind die möglichen Zerfälle sowie die Rabifrequenzen der Übergänge.

Zeemann-Niveaus aufgespaltet, woraus sich ein Faktor von  $\frac{7}{12}$  ergibt.

Abbildung 4.2 zeigt den gemessenen Ionisationsstrom in Abhängigkeit der Coupling-Rabi-Frequenz.

Die Fit-Funktion  $\mathcal{F}(\Omega_C)$  ist eine Umformung von Gleichung 4.4.

$$\mathcal{F}_{\text{ion}}(\Omega_C) = a \cdot \frac{7}{12} \cdot 0,002 \cdot e \cdot \rho_{33} \cdot \Gamma_{\text{Ion}} \quad (4.9)$$

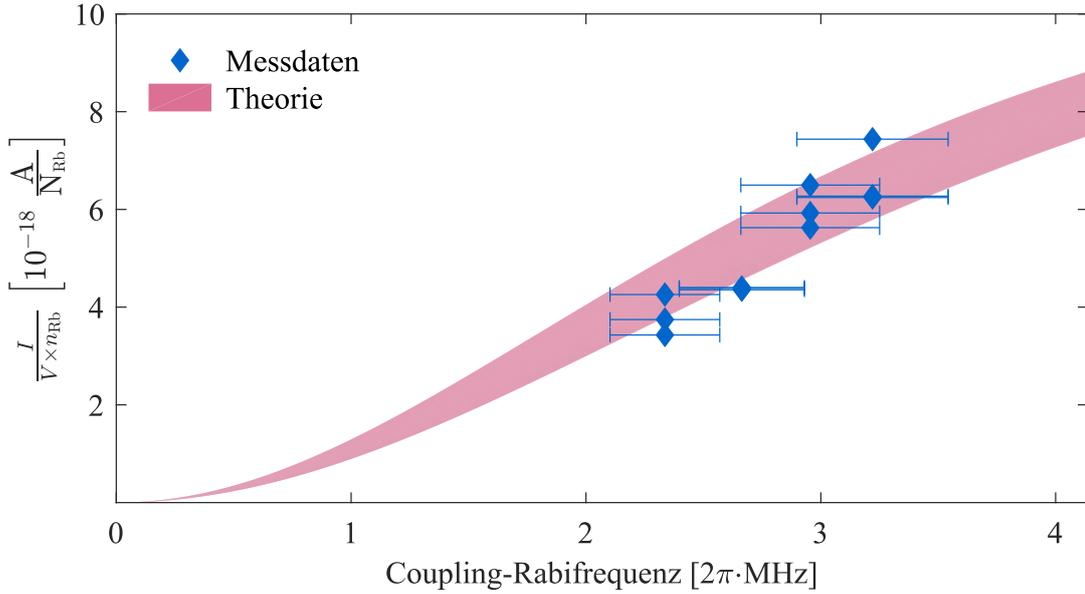


Abbildung 4.2: Ionisationsstrom pro Anzahl an Rubidiumatomen in Abhängigkeit der berechneten Rabi-Frequenzen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Schwankung der Rabi-Frequenz von 10 %. Der rote Bereich der Theorie ist ein Fit von Gleichung 4.9 an die Messdaten für die selbe Schwankung.

Der Ionisationsstrom wurde für die vier Leistungen mehrmals gemessen. Dabei variiert auch die Menge an Rubidium in der Zelle von Messung zu Messung, weshalb der Ionisationsstrom pro Menge an Rubidium aufgetragen ist.

Wie man sieht stimmen die Messwerte, die trotz der Korrektur durch die Menge an Rubidium schwanken, nur mäßig mit der Theorie über ein. Die Laserleistung in der Zelle und damit die Rabi-Frequenzen der Übergänge sind dabei die größte Fehlerquelle. Die Laserleistung schwankt über die Dauer der Messung, was die Berechnung der Rabi-Frequenz verfälscht. Zudem kann die Laserleistung nicht exakt eingestellt werden was zu einer zusätzlichen Verschiebung der Messdaten führt. Ein Weiterer entscheidender Punkt ist das festgesetzte Rubidium an den Wänden der Zelle, welches einen Teil des Laserlichts absorbiert, wodurch die gemessene Leistung nicht bei den Atomen in der Zelle ankommt und somit die Messdaten zu kleineren Rabi-Frequenzen verschiebt.

Die Berücksichtigung vieler Geschwindigkeitsklassen könnte eine zusätzliche Möglichkeit zur Verbesserung der Theorie, abseits der Rabifrequenz führen.

Um mehr Informationen über den experimentellen Verlauf zu erhalten müssten mehrere Messwerte sowohl für höhere als auch für niedrigere Rabifrequenzen ermittelt werden.

Die Verbesserung des theoretische Verlaufs könnte dann dazu führen, dass die Messdaten und die Theorie besser übereinstimmen.

## 4.2 Ionisationsstrom in Abhängigkeit der Rubidiumkonzentration

Der Ionisationsstrom ist zusätzlich zu den Rabifrequenzen der betrachteten Übergänge auch von der Rubidiumkonzentration abhängig.

Bei dieser Messung wird der Verlauf des Ionisationsstroms in Abhängigkeit der Rubidiumkonzentration beobachtet. Dazu wird bei einer festgelegten Resvirofentemperatur das Rubidium in die Zelle gedampft und durch Schließen des Ventils und gleichmäßiges Einströmen von Stickstoff der Druck in der Zelle erhöht und die Rubidiumkonzentration gesenkt, da mit steigendem Druck weniger Rubidium in die Zelle diffundiert und somit mehr Rubidium ionisiert wird als nachströmen kann.

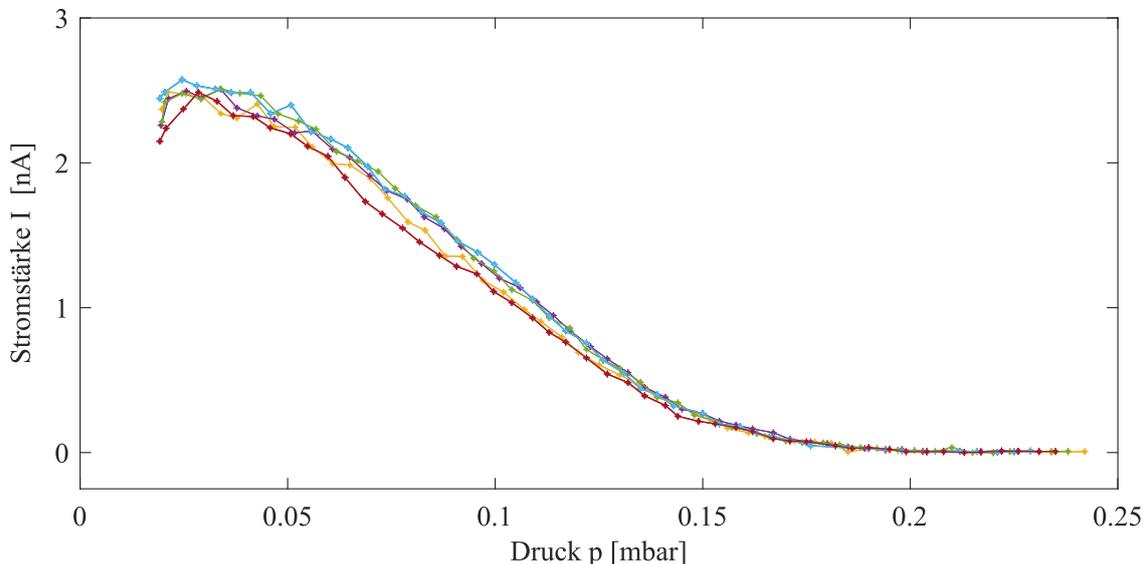


Abbildung 4.3: Verlauf des gemessenen Ionisationsstroms in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle. Für diese Messung wurde der Rydbergzustand  $32S$  unter gleichen Messbedingungen angeregt.

Der Verlauf des Ionisationsstroms ist für sieben aufeinanderfolgende Messungen mit gleichen Messparametern in Abbildung 4.3 zu sehen.

Die Messkurven beginnen nicht bei einem verschwindenden Druck, da auch bei offenem Ventil ein schwacher Stickstoffstrom durch die Zelle strömt. Wie man sieht, steigt der Ionisationsstrom nach Schließen des Ventils zusammen mit dem Druck kurz an. Dies lässt sich durch eine steigende Anzahl an Stoßvorgängen erklären, da, wie bereits in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, die Stoßrate mit der Anzahl an Störteilchen ansteigt.

Da die Stoßrate den größten Teil zur Ionisationsrate  $\Gamma_{\text{ion}}$  beiträgt, ist dieser Anstieg auch beobachtbar.

Nach kurzer Zeit fällt der Ionisationsstrom ab, was sich durch das Sinken der Rubidiumkonzentration erklären lässt. Zwar steigt die Anzahl an Störteilchen, was nach Gleichung 4.10 eine Erhöhung der Stoßrate bewirkt und somit auch die Ionisationsrate erhöht, jedoch kollidieren nicht nur die Rubidiumatome im Rydbergzustand sondern auch die des ersten angeregten Zustands. Diese Stöße führen dazu, dass die Population des des  $5P_{1/2}$  Zustands durch An- oder Abregung sinkt. Dadurch sinkt die Anzahl an ionisierbaren Rydberatomen und somit auch der Ionisationsstrom.

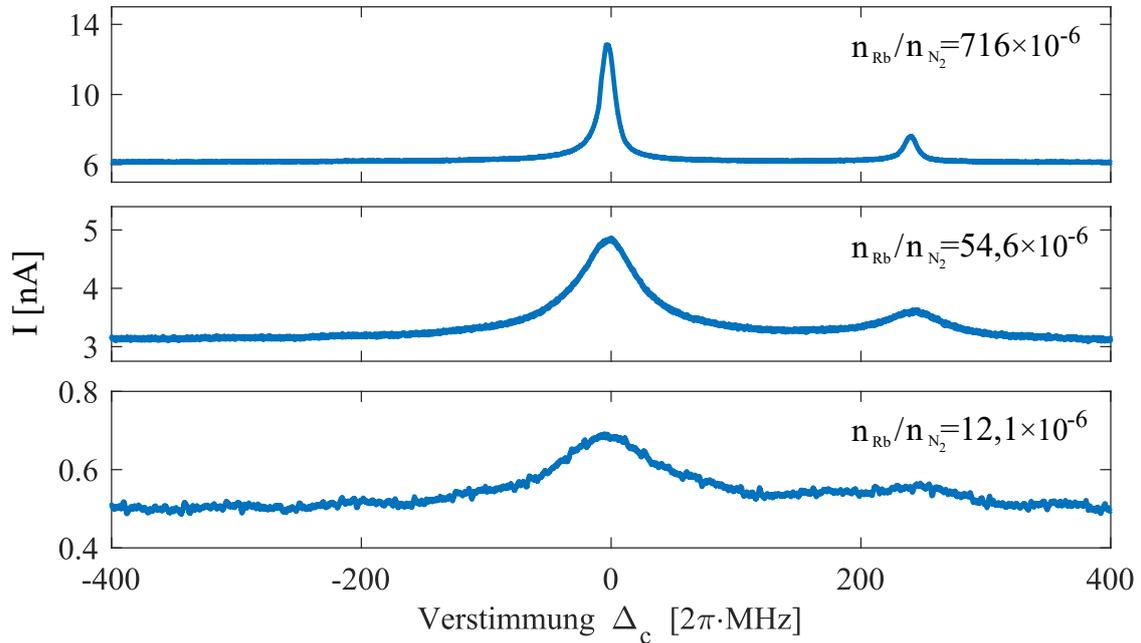


Abbildung 4.4: Verlauf des gemessenen Ionisationsstroms in Abhängigkeit der Verstimmung des Coupling-Lasers  $\Delta_c$  für drei verschiedene Verhältnisse von Rubidium zu Stickstoff. Für diese Messung wurde der Rydbergzustand 32S untersucht.

Weitaus bedeutender ist jedoch, dass durch den erhöhten Druck die mittlere freie Weglänge, sinkt wodurch das Rubidium schwerer in die Zelle diffundiert. Nach gewisser Zeit ist dann ein Großteil des Rubidiums in der Zelle ionisiert worden, wodurch das Signal immer kleiner wird und schließlich im Rauschen verschwindet. Durch öffnen des Ventils sinkt der Druck, die freie Weglänge steigt und das Rubidium kann wieder in die Zelle diffundieren.

Der Verlauf des Ionisationsstroms in Abhängigkeit der Verstimmung des Coupling-Lasers ist in Abbildung 4.4 für drei verschiedene Rubidiumkonzentrationen zu sehen. Der kleinere Nebenpeak, der bei einer Verstimmung von etwa  $240 \cdot 2\pi \cdot \text{MHz}$  zu sehen ist, kommt von Atomen, die aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit in den  $5P_{1/2} F=3$  Zustand angeregt wurden.

Dabei kompensieren die Atome durch den Doppler-Effekt genau die Verstimmung des Probe-Lasers zur Resonanzfrequenz des  $5S_{1/2} F=3 \rightarrow 5P_{1/2} F=3$  Übergangs. Durch das Scannen des Coupling-Lasers werden dann auch diese Atome in den Rydbergzustand angeregt, wo sie ionisiert werden können.

Der Offset des Ionisationsstroms ist durch die Photoionisation von Rubidium gegeben. Dabei gibt nur das Rubidium, das an den Wänden der Zelle kondensiert ist, einen Betrag. Nur für festes Rubidium gilt die Austrittsarbeit, die, wie in Abschnitt 2.1.2 besprochen, von den Photonen des blauen Lasers überwunden werden kann. Wie auch in Abbildung 4.3 zu sehen, sinkt die Größe des Stromsignals mit abnehmender Rubidiumkonzentration, wobei zusätzlich auch die Druckverbreiterung zu sehen ist.

Zu bemerken ist außerdem, dass der Ionisationsstrom auch noch für Rubidiumkonzentrationen im parts per million (ppm) Bereich gut zu erkennen ist. Diese Eigenschaft ist besonders für die Detektion von Spuren von Gasen nützlich.

## 4.3 Druckverschiebung verschiedener Rydbergzustände

Bei dieser Messung wurde eine durch den Druck in der Zelle verursachte Verschiebung des Stromsignals untersucht. Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der über mehrere Messungen gemittelten Verschiebung des Signals für verschiedene Rydbergzustände. Für höhere Drücke sinkt die Rubidiumkonzentration und somit auch die Signalqualität. Für höhere Drücke hat das Signal kein Loretzprofil mehr, sondern ist ver-rauscht, wodurch der Fit einer Loretzkurve nicht mehr genau konvergiert. Dadurch kann die position des Maximums nicht genau bestimmt werden, was zu einem Auf-fächern der Messdaten für höhere Drücke führt. Dies könnte durch einen besseren Fit-Algorithmus verringert werden, wobei das Bestimmen der genauen Position des Maximums aufgrund der Breite und dem Rauschen des Signals dennoch schwierig ist.

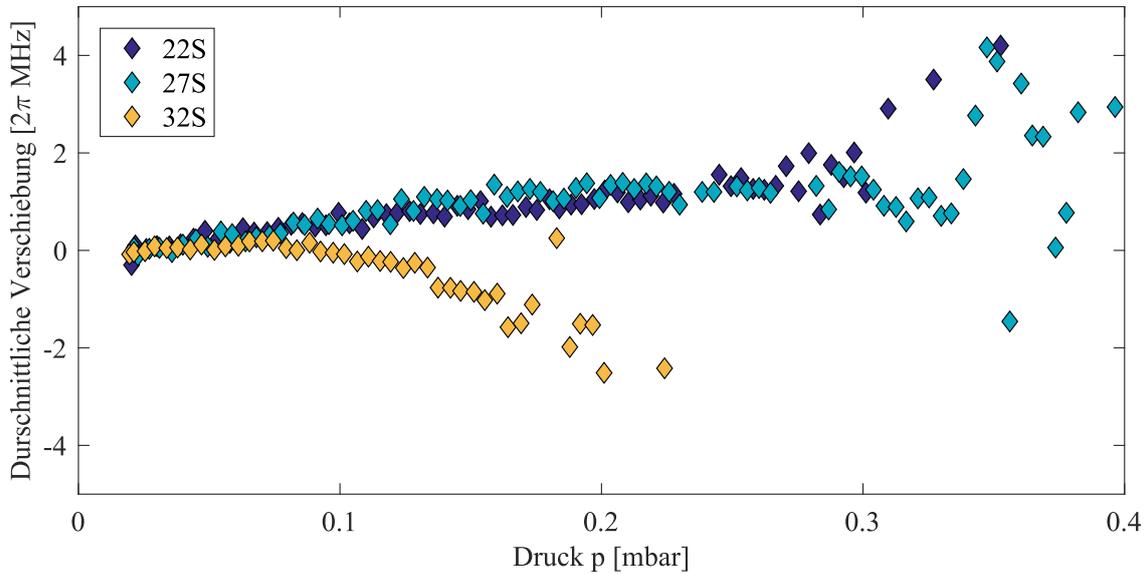


Abbildung 4.5: Verschiebung des Stromsignals verschiedener Rydbergzustände in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle.

Die Messungen für den 22S und den 27S Zustand wurden bei einer höheren Startkonzentration von Rubidium durchgeführt als die Messungen des 32S Zustands. Dadurch kann auch noch für höhere Drücke ein Signal detektiert werden.

Der unterschiedliche Verlauf der Messreihen lässt darauf schließen, dass nicht nur ein Effekt für die Verschiebung verantwortlich ist.

Für kleinere Drücke überwiegt die Druckverschiebung. In ein naiven Bild verkleinert sich das Aufenthaltsvolumen der Elektronen durch die häufigen Stöße, wodurch die Bindungsenergie erhöht wird [18].

Tatsächlich kann man annehmen, dass sich aufgrund des großen klassischen Bahnradius eines Rydbergelektrons, im Inneren dessen mehrere hundert Störatome oder -moleküle befinden [19]. Dadurch kann man das Rydbergelektron als quasifreies, langsames Elektron betrachten, das durch elastische Stöße mit den Störatomen statistisch, energetisch verschoben wird. Diese energetische Verschiebung der Elektronen bewirkt dann eine Verschiebung des beobachteten Signals.

Bei höheren Drücken ergibt sich für den 22S und den 27S eine schwächer werdende Blau- und für den 32S Zustand sogar eine Rotverschiebung des Ionisationsstroms.

Diese Rotverschiebung würde sich durch den Stark-Shift erklären [20] lassen. Dabei verschieben Photoelektronen in der Zelle und an den Zellwänden die Energieniveaus von Rubidium mit einem quadratischen Stark-Shift.

Dieser ist besonders bei niedrigeren Rubidiumkonzentrationen in der Zelle deutlich zu erkennen, wie man in Abbildung 4.5 für den 32S Zustand sieht. Für höhere Ausgangskonzentrationen von Rubidium, wie bei beiden Messungen des 22S und des

27S Zustands zu sehen ist, überwiegt der Anteil der Druckverschiebung, die wegen eines vermutlichen Stark-Shifts abgeschwächt wird, aber dennoch dominiert.

## 4.4 Druckverbreiterung verschiedener Rydbergzustände

Neben der Druckverschiebung lässt sich auch eine Druckverbreiterung des Ionisationsstroms beobachten. Abbildung 4.6 zeigt den Verlauf der Linienbreite für mehrere Messungen des 32S Zustands. Wie auch bei der Druckverbreiterung konvergiert der Fit der Lorenzfunktion durch die verringerte Auflösung für größere Verstärkungen nicht mehr eindeutig, wodurch auch hier die Messdaten für höhere Drücke auffächern.

Wie man sieht steigt die Linienbreite linear mit dem Druck in der Zelle an [3].

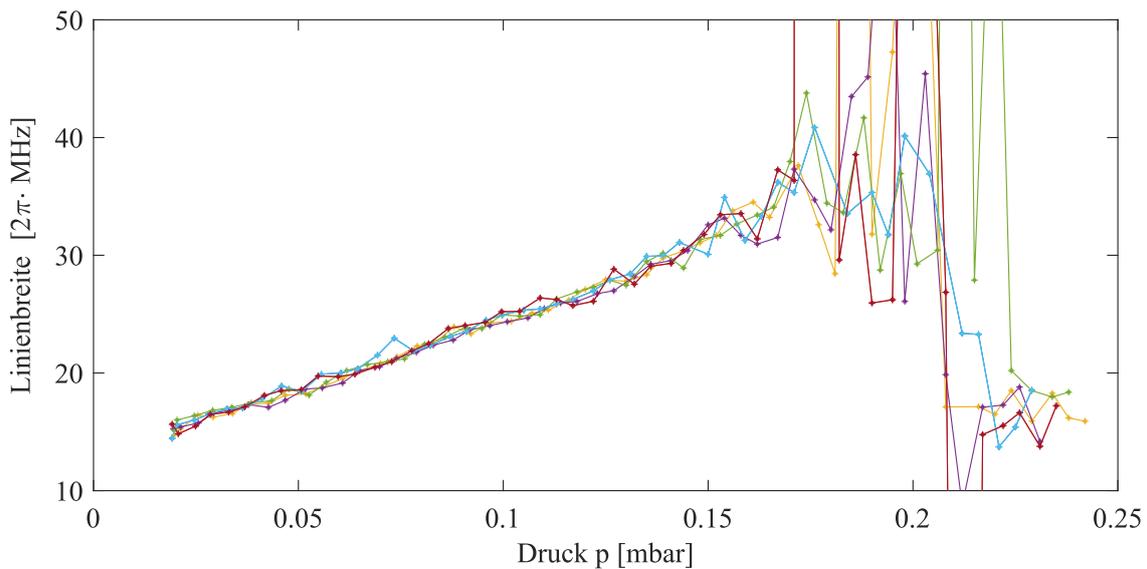


Abbildung 4.6: Verlauf der Breite des 32S Zustands in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle. Für höhere Drücke konvergiert der Fit an die Messdaten nicht mehr, wodurch die Messdaten auffächern. Für diese Messungen wurde der 32S Zustand angeregt.

Die Druckverbreiterung wird dabei zum einen durch die Verkürzung der Lebensdauer des angeregten Zustands durch inelastische Stöße mit Störteilchen und zum anderen durch eine statistische, energetische Verschiebung der Elektronen durch elastische Stöße verursacht. Die Stoßrate  $\Gamma_{\text{Stoß}}$  ist dabei gegeben durch die Anzahl der Störteilchen  $n_S$ , der Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  und dem Stoßquerschnitt  $\sigma$ .

$$\Gamma_{\text{Sto}} = n_S \cdot \bar{v}_{\text{rel}} \cdot \sigma \quad (4.10)$$

Durch das Erhöhen des Drucks nimmt die Anzahl an Stickstoff-Molekülen, also an Störteilchen, zu, wodurch die Stoßrate zunimmt. Da die Stoßrate als Zerfallsrate aufgefasst werden kann, bedingt eine Vergrößerung der Stoßrate eine Verkürzung der Lebenszeit des angeregten Zustands, was, wie bereits erwähnt, nach der Heisenberg'schen Unschärferelation zu einer Erhöhung der Energieunschärfe und damit zu Verbreiterung des Messsignals führt.

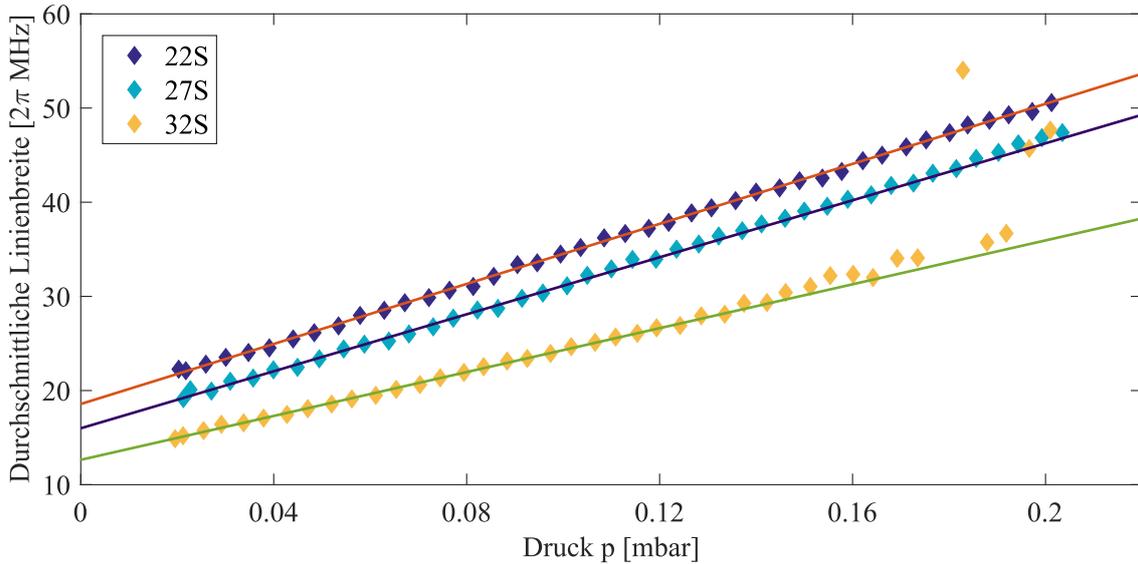


Abbildung 4.7: Gemittelte Verbreiterung mehrerer Messungen der Rydbergzustände 22S, 27S und 32S mit Fit-Funktion 4.11.

Diese Verbreiterung des Ionisationsstroms wurde für fünf verschiedene Rydbergzustände untersucht. Dabei wurden mehrere Messungen durchgeführt und in den Abbildungen 4.7 und 4.8 der Mittelwert gegen den Druck in der Zelle aufgetragen. Für alle Zustände ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit verschiedenen Steigungen.

Um einen druckabhängigen Verbreiterungskoeffizienten  $\zeta_p$  zu bestimmen wird eine lineare Fit-Funktion

$$\mathcal{F}_p(p) = \zeta_p \cdot p + b \quad (4.11)$$

angesetzt. Dabei ist sowohl  $\zeta_p$  als auch  $b$  ein Fit-Parameter, wobei letzterer als Linienbreite ohne Druckverbreiterung interpretiert werden kann.

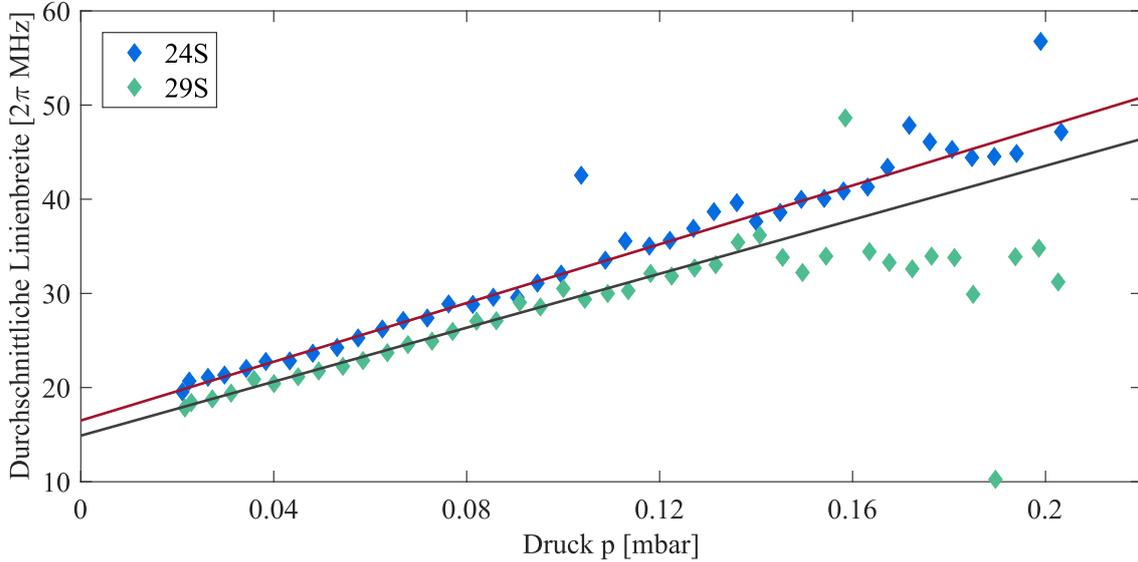


Abbildung 4.8: Gemittelte Verbreiterung mehrerer Messungen der Rydbergzustände 24S und 29S mit Fit-Funktion 4.11.

Rydbergzustand	$\zeta_p$ [ $2\pi$ MHz/mbar]	$b$ [ $2\pi$ MHz]
22	$159,39 \pm 5,35$	18,57
24	$156,03 \pm 6,02$	16,50
27	$151,31 \pm 5,15$	15,99
29	$143,27 \pm 4,73$	14,89
32	$116,50 \pm 3,85$	12,64

Tabelle 4.3: Ermittelte Fit-Parameter aus den Abbildungen 4.7 und 4.8. Der Fehler entspricht der Standardabweichung der Linienbreite.

Für den Fit der Messdaten des 32S, 29S und 24S wurde nur Werte bis zu einem Druck von 0,14 mbar einbezogen, da bei diesen Messreihen nur in diesem Bereich von einem konvergierenden Fit der Lorentzfunktion ausgegangen werden kann. Zudem wurden stark abweichende Messwerte ausgeschlossen, da auch hier der Fit der Lorentzfunktion nicht eindeutig konvergiert.

In Tabelle 4.3 sind die ermittelten Fit-Parameter aufgelistet. Der Fehler entspricht der Standardabweichung der Linienbreite. Man erkennt, dass mit zunehmender Hauptquantenzahl der Verbreiterungskoeffizient  $\zeta_p$  kleiner wird.

## 4.5 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für langsame Elektronen

Für die theoretische Beschreibung der Stoßprozesse ist es nützlich, einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zu bestimmen. Bei einem Stoß zwischen einem Rydbergatom und einem Störteilchen kann davon ausgegangen werden, dass Elektron und Ionenrumpf unabhängig voneinander mit diesem stoßen. Es wurde bereits gezeigt, dass es zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ausreicht, die Wechselwirkung zwischen Elektron und Störteilchen zu betrachten [21, 22], da der Beitrag von Atom-Ion-Kollisionen zu vernachlässigen ist [23]. Dazu kann der zuvor bestimmte Verbreiterungskoeffizient genutzt werden. Ausgegangen wird dabei von einer Umformung von Gleichung 4.10.

$$\sigma = \frac{\Gamma_{\text{Stoß}}}{n_{\text{S}} \cdot \bar{v}_{\text{rel}}}. \quad (4.12)$$

Dabei kann die Stoßrate durch den zuvor bestimmten Verbreiterungskoeffizienten  $\zeta_{\text{p}}$  ausgedrückt werden

$$\Gamma_{\text{Stoß}} = \zeta_{\text{p}} \cdot p \quad (4.13)$$

und die Stickstoffdichte  $n_{\text{N}_2}$  mit Hilfe des idealen Gasgesetzes über den Druck  $p$  in der Zelle und deren Temperatur  $T_{\text{Zelle}}$  abgeschätzt werden.

$$\frac{N}{V} = \frac{p}{k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Zelle}}} = n_{\text{N}_2} \quad (4.14)$$

Die mittlere Relativgeschwindigkeit  $\bar{v}_{\text{rel}}$  zweier Teilchen in einem Gas ist abhängig von deren reduzierter Masse  $\mu$  [24]. Für die mittlere Relativgeschwindigkeit von Rubidium und Stickstoff ergibt sich damit

$$\bar{v}_{\text{rel}} = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Zelle}}}{\pi\mu}} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{m_{\text{Rb}} \cdot m_{\text{N}_2}}{m_{\text{Rb}} + m_{\text{N}_2}} \quad (4.15)$$

Durch Einsetzen von 4.13, 4.14 und 4.15 in Gleichung 4.10 kann der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  mit folgender Gleichung berechnet werden.

$$\sigma = \frac{\zeta_{\text{p}} \cdot k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Zelle}}}{\sqrt{\frac{8k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Zelle}}}{\pi\mu}}} = \zeta_{\text{p}} \cdot \sqrt{\frac{\pi \cdot \mu \cdot k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Zelle}}}{8}} \quad (4.16)$$

Tabelle 4.4 zeigt die berechneten Werte des Wirkungsquerschnitts der fünf betrachteten Rydbergzustände, während in Abbildung 4.9 diese gegen die effektive Quantenzahl  $n^*$  aufgetragen sind. Da ausschließlich nS Rydbergzustände untersucht wurden, gilt für alle Zustände ein Quantendefekt  $\delta = 3,131$  [6].

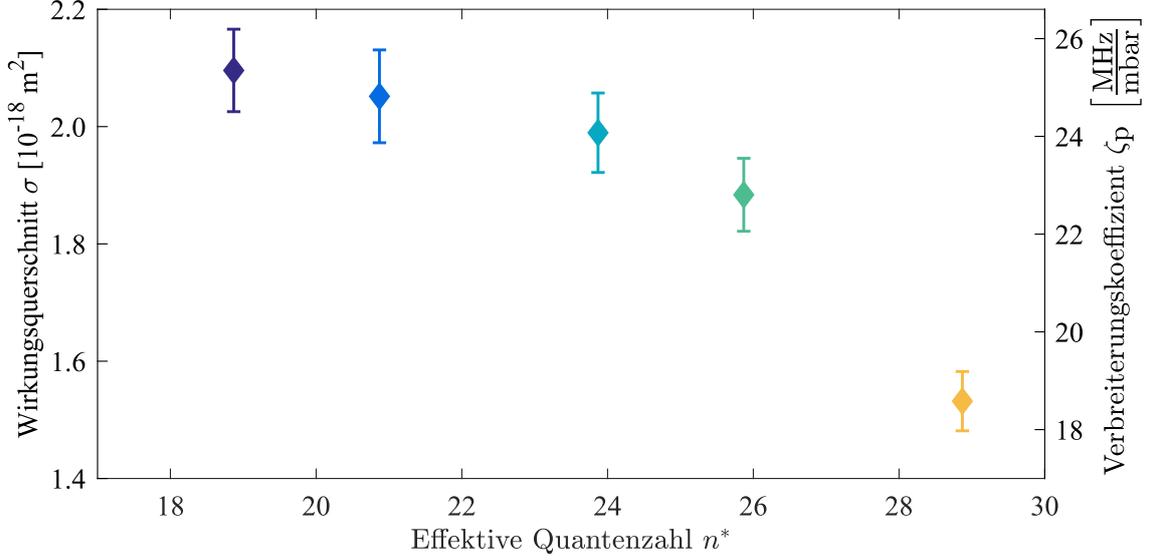


Abbildung 4.9: Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und Verbreiterungskoeffizient  $\zeta_p$  aufgetragen gegen die effektive Quantenzahl. Der Fehler entspricht der umgerechneten Standardabweichung der linearen Verbreiterung.

Rydbergzustand	$\sigma$ [ $\text{m}^2$ ]	$\zeta_p$ [MHz/mbar]
22S	$(2,10 \pm 0,07) \cdot 10^{-18}$	25,36
24S	$(2,05 \pm 0,08) \cdot 10^{-18}$	24,83
27S	$(1,99 \pm 0,07) \cdot 10^{-18}$	24,06
29S	$(1,88 \pm 0,06) \cdot 10^{-18}$	22,80
32S	$(1,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-18}$	18,54

Tabelle 4.4: Berechneter Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und umgerechneter Verbreiterungskoeffizient  $\zeta_p$  der Fit-Funktionen aus den Abbildungen 4.7 und 4.8.

Die Fehlerbalken entsprechen dabei der umgerechneten Standardabweichung der Linienbreite jedes Zustands. Dies rechtfertigt die Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt mit steigender Hauptquantenzahl abnimmt. Wie bereits erwähnt überwiegt die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Störatom wodurch diese separat betrachtet werden. Dies kann dazu genutzt werden um effektiv Stoßprozesse langsamer Elektronen zu untersuchen[25]. Diese Näherung basiert auf drei Punkten [26].

- Die Reichweite der Wechselwirkung ist klein gegenüber der Teilchendistanz.

- Die Teilchendichte ist gering, wodurch die einzelnen Stöße unabhängig von vorherigen Stößen sind
- Der Stoß ist so kurz, dass Bindungsenergien vernachlässigt werden können.

Es lässt sich dann ein Fermi-Pseudopotential herleiten, das nur von der s-Wellen Streulänge  $a$  abhängt [27].

$$V_{\text{psuedo}}(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m_e} \delta(\mathbf{r}) \quad (4.17)$$

Nach [25] kann  $a$ , abhängig von der Art des Streuatoms oder -moleküls und dem Elektron- sowie Kernspin, positiv oder negativ sein.

In [21] wurden für verschiedene Edelgase als Störgas ebenfalls Wirkungsquerschnitte für die Depopulation von Rydbergzuständen (Fluoreszenzlöschen, engl. *quenching*) berechnet und mit unterschiedlichen theoretischen Modellen verglichen. Die größte Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ergab sich dabei für die theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnitts mittels der Born-Oppenheimer-Näherung und einem Fermi-Pseudopotential [22], wobei auch hier eine abnehmende Tendenz zu beobachten war.

Der berechnete Wirkungsquerschnitt ist abhängig von der Art des Störgases, sowie dem Quantendefekt der benachbarten Zustände des Rydberatoms[21]. Die dort berechneten Wirkungsquerschnitte liegen wie auch die hier bestimmten Werte im Bereich von  $10^{-18} \text{ m}^2$  -  $10^{-17} \text{ m}^2$  für die dort betrachteten Edelgase.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es Stoßprozesse von Rubidium und Stickstoff, sowie die Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Rubidiumkonzentration und der Rabifrequenz mittels optogalvanischer Spektroskopie zu untersuchen.

Das theoretische Modell der Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Rabifrequenz passt noch nicht ganz zu den experimentellen Daten. Dabei ist die Hauptfehlerquelle die Ungenauigkeit der Laserleistung in der Zelle und damit der Rabifrequenz selbst. Durch festgesetztes Rubidium an den Zellwänden und ungenaues Einstellen sowie Schwankungen der Laserleistung führen dazu, dass weniger Leistung für die Anregung der Atome in der Zelle ankommt. Dies würde in einer Korrektur zu einer Verschiebung der Messdaten zu kleineren Rabifrequenzen führen, was in einem besseren übereinstimmen des theoretischen Verlaufs mit den Messdaten resultieren könnte. Weiterhin könne das Modell um Zerfälle des ersten angeregten Zustands durch Stöße mit Stickstoff erweitert werden, was zu einer weiteren Verbesserung führen könnte.

Weiterhin wurde der Ionisationsstromverlauf für sinkende Rubidiumkonzentrationen beobachtet. Messbar war der Ionisationsstrom dabei, trotz der kurzen optischen Weglänge durch die Zelle von nur 1 cm, bis zu Konzentrationen von unter 1 ppm. Dies ist besonders für die Anwendung als Gassensor von Nutzen. Wie ein Vergleich mit [28] zeigt ist der für diese Arbeit verwendete Aufbau sowohl schneller und hat auch, auf die optische Weglänge gerechnet, ein sehr niedriges Detektionslimit. Diese könnte, wie in der Abhängigkeit von der Rabifrequenz zu sehen ist, durch erhöhen der Laserleistung, sowie verlängern der optischen Weglänge erhöht werden, da durch beide Maßnahmen die Anzahl an angeregten Atomen und somit auch die Anzahl an potenziell möglichen Ladungsträgern ansteigt.

Die Druckverschiebung durch elastische Stöße mit Stickstoff konnte nur schwer beobachtet werden. Für geringe Drücke zeigte sich eine charakteristische Verschiebung, die jedoch für höhere Drücke von einer anderen Verschiebung überlagert wurde. Die Form lässt dabei auf einen Stark-Shift schließen, dessen Herkunft nicht eindeutig auf die freien Ladungsträger zu bestimmen war.

Für die lineare Druckverbreiterung des Stromsignals wurden aus Fit-Funktionen Verbreiterungskoeffizienten für fünf Rydbergzustände bestimmt. Aus diesen wurde dann jeweils ein Wirkungsquerschnitt für die Streuung von langsamen Elektronen bestimmt, welcher eine leicht abnehmende Tendenz für höhere Quantenzahlen aufweist. Dieser liegt dabei im Bereich von  $10^{-18} \text{ m}^2$ , was durch andere Arbeiten [21, 22] bestätigt werden kann.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze eines Drei-Niveau-Systems in Leiterschema mit eingezeichneten Laser- und Übergangsfrequenzen, Verstimmungen und Rabifrequenzen sowie Zerfällen. In Rot und Blau sind die zwei Anregungswege in den Zustand $ e\rangle$ eingezeichnet. . . . .	7
2.2	Realteil (magenta) und Imaginärteil (blau) der Suszeptibilität eines Drei-Niveau-Systems. . . . .	9
2.3	Gemittelttes optisches Signal des EIT nach 15 Minuten (links) im Vergleich zum Ionisationsstromsignal nach nur 0,1 Sekunden. Aus [14] . .	10
3.1	Anregungsschema von $^{85}\text{Rb}$ mit Hyperfeinstruktur und Wellenlängen der Übergänge. . . . .	15
3.2	Schematischer Aufbau des Experiments. Mit dem umklappbaren Spiegel kann schnell zwischen Rydberg- und Grundzustandsmessung gewechselt werden. Der grüne Pfeil zeigt das Einströmen des Stickstoffs. Wird das Ventil geschlossen, steigt der Druck in der Zelle und das Diffundieren von Rubidium wird gehemmt. . . . .	16
4.1	Skizze eines Drei-Niveau-Systems mit zusätzlichem vierten ionisierten Zustand. Eingezeichnet sind die möglichen Zerfälle sowie die Rabifrequenzen der Übergänge. . . . .	21
4.2	Ionisationsstrom pro Anzahl an Rubidiumatomen in Abhängigkeit der berechneten Rabifrequenzen. Die Fehlerbalken entsprechen einer Schwankung der Rabifrequenz von 10 %. Der rote Bereich der Theorie ist ein Fit von Gleichung 4.9 an die Messdaten für die selbe Schwankung.	22
4.3	Verlauf des gemessenen Ionisationsstroms in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle. Für diese Messung wurde der Rydbergzustand $32\text{S}$ unter gleichen Messbedingungen angeregt. . . . .	23
4.4	Verlauf des gemessenen Ionisationsstroms in Abhängigkeit der Verstimmung des Coupling-Lasers $\Delta_c$ für drei verschiedene Verhältnisse von Rubidium zu Stickstoff. Für diese Messung wurde der Rydbergzustand $32\text{S}$ untersucht. . . . .	24
4.5	Verschiebung des Stromsignals verschiedener Rydbergzustände in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle. . . . .	26

4.6	Verlauf der Breite des 32S Zustands in Abhängigkeit des Drucks in der Zelle. Für höhere Drücke konvergiert der Fit an die Messdaten nicht mehr, wodurch die Messdaten auffächern. Für diese Messungen wurde der 32S Zustand angeregt. . . . .	27
4.7	Gemittelte Verbreiterung mehrerer Messungen der Rydbergzustände 22S, 27S und 32S mit Fit-Funktion 4.11. . . . .	28
4.8	Gemittelte Verbreiterung mehrerer Messungen der Rydbergzustände 24S und 29S mit Fit-Funktion 4.11. . . . .	29
4.9	Wirkungsquerschnitt $\sigma$ und Verbreiterungskoeffizient $\zeta_p$ aufgetragen gegen die effektive Quantenzahl. Der Fehler entspricht der umgerechneten Standardabweichung der linearen Verbreiterung. . . . .	31

# Literaturverzeichnis

- [1] J. Schmidt, M. Fiedler, R. Albrecht, D. Djekic, P. Schalberger, H. Baur, R. Löw, N. Fruehauf, T. Pfau, J. Anders, E. R. Grant und H. Kübler. An optogalvanic gas sensor for nitric oxide based on Rydberg excitations. *Atomic Physics* (2018).
- [2] P. Camus. Atomic Spectroscopy with Optogalvanic Detection. *Journal de Physique Colloques* (1983).
- [3] E. Amaldi und E. Segrè. Effect of Pressure on High Terms of Alkaline Spectra. *Nature* (1934).
- [4] T. F. Gallagher. *Rydberg atoms*. Cambridge University, press (2005).
- [5] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3 Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer Spektrum (2016).
- [6] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D Cano und J. Fortágh. Measurement of absolute transition frequencies of 87 Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency. *Atomic Physics* (2011).
- [7] C.-J. Lorenzen und K. Niemax. Quantum Defects of the  $n^2 P_{1/2,3/2}$  Levels in  $^{39}\text{K}$  and  $^{85}\text{Rb}$ . *Phys. Scr.* 27 (1983).
- [8] R. Daschner. *Addressable Rubidium vapor cells for optical and electrical read out of Rydberg excitations*. Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2015).
- [9] T. W. Hall und C. H. B. Mee. The Work Function of Rubidium. *Phys. Stat. Sol. (a)* 21, 109 (1974).
- [10] T. P. Dinneen, C. D. Wallace, K. Y. N. Tan und P. L. Gould. Use of trapped atoms to measure absolute photoionization cross sections. *Optics Letters*, 17(23):1706 (1992).
- [11] V. D. Ovsiannikov, I. L. Glukhov und E. A. Nekipelov. Radiative Lifetime and Photoionization Cross-Section for Rydberg States in Alkali-Metal Atoms. *Optics and Spectroscopy*, 111(1):28–37 (2011).

- [12] I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, I. I. Ryabtsev, V. M. Entin, A. Ekers und N. N. Bezuglov. Ionization of Rydberg atoms by blackbody radiation. *N. Journ. Phys.*, 11:013052 (2009).
- [13] F. Schawbl. *Quantenmechanik (QM I), Eine Einführung*. Springer Berlin Heidelberg (2007).
- [14] D. Barredo, H. Kübler, R. Daschner, R. Löw und T. Pfau. Electrical Readout for Coherent Phenomena Involving Rydberg Atoms in Thermal Vapor Cells. *Phys. Rev.* 110, 123002 (2013).
- [15] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer (2007).
- [16] H. Kübler. *Kohärente Rydberg-Spektroskopie in einer Rubidium Mikrozelle*. Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Sturrgart (2012).
- [17] D. A. Steck. Rubidium 85 D Line Data. *online: <http://www.steck.us/alkalidata>* (2013).
- [18] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner (2005).
- [19] C. Füchtbauer, P. Schulz und A. F. Brandt. Verschiebung von hohen Serienlinien des Natriums und Kaliums durch Fremdgase, Berechnung der Wirkungsquerschnitte von Edelgasen gegen sehr langsame Elektronen. *Zeitschrift für Physik* (1934).
- [20] R. Daschner, R. Ritter, H. Kübler, N. Frühauf, E. Kurz, R. Löw und T. Pfau. Fabrication and characterisation of an electrically contacted vapor cell. *Opt. Lett.* Vol. 37, No 12 (2012).
- [21] M. Hugon, B. Sayer, P. R. Fournier und F. Gounand. Collisional depopulation of Rubidium Rydberg levels by rare gases. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 15 (1982).
- [22] A. P. Hickman. Theory of angular momentum mixing in Rydberg-atom-rare-gas collisions. *Phys. Rev. A* Vol. 18, No. 4 (1978).
- [23] K. S. Kleinbach, F. Engel, T. Dieterle, R. Löw, T. Pfau und F. Meinert. An ionic impurity in a Bose-Einstein condensate at sub-microkelvin temperatures. *Phys. Rev. Lett.* 120(19) (2018).
- [24] W. J. Moore. *Physical Chemistry*. Prentice-Hall (1972).
- [25] E. Fermi. *Nuovo Cimento* 11, 157 (1934).

- [26] J. E. G. Farina. On the impulse approximation. *J. Phys. A: Mathematical and General*, 11, 1915–1932 (1978).
- [27] Jonathan B. Balewski. *A single electron in a Bose-Einstein condensate*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart (2014).
- [28] J. Hodgkinson und R. P. Tatam. Optical gas sensing: a review. *Meas. Sci. Technol.* 24 012004 (2013).



# Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen Bedanken, die mich bei meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Zu erst möchte ich mich bei Prof. Dr. Tilman Pfau bedanken. Zum einen für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit an seinem Institut zu schreiben und zum anderen für das Wecken meines Interesses an der Atomphysik.

Weiterhin gilt mein Dank meinem Betreuer Johannes Schmidt, der mir sehr viel Beigebracht und in jeder Hinsicht unterstützt hat sowie auf jede Frage eine Antwort hatte.

Außerdem möchte ich Dr. Harald Kübler für die Hilfe im Labor und beim finden des Themas meiner Bachelorarbeit sowie das Korrekturlesen meiner Arbeit Danken.

Mein Dank gilt auch allen Doktoranden für die Hilfe und das Beantworten von Fragen im Labor.

Besonderer Dank gilt auch Arthur, Muamera, Patrick, Lea, Annika, Paul sowie Johannes, Ivo, Maxim und Yannick S. für die tolle Zeit hier am Institut und während des Bachelorstudiums.

Weiterhin möchte ich meiner Großtante Eurid danken, die, trotz bedenken bezüglich des Verstehens, meine Arbeit Korrektur gelesen hat.

Zuletzt möchte ich meiner Familie Danken, die mich bei allen Höhen und Tiefen meines bisherigen Studiums immer unterstützt haben.