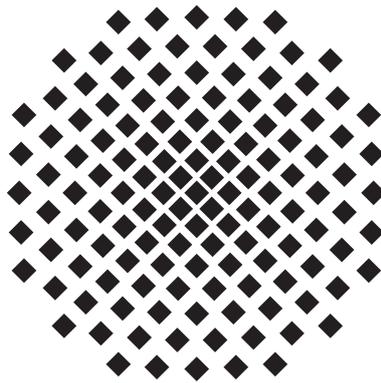


Kollektive kohärente Anregung von ultrakalten Rydberg-Atomen

Diplomarbeit
vorgelegt von:

Björn Butscher

22. Juni 2007



Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. Tilman Pfau
Mitberichter: Prof. Dr. Peter Michler

5. Physikalisches Institut
Universität Stuttgart

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Stuttgart, 22. Juni 2007

Björn Butscher

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
I Theoretische Grundlagen	3
1 Wechselwirkung von Licht mit Materie	3
1.1 Atom-Licht Wechselwirkung (Zweiniveau-Systeme)	3
1.2 Fangen und Kühlen von Atomen mit Licht	6
1.3 Atom-Licht Wechselwirkung (Dreineiveau-Systeme)	7
2 Rydberg-Atome	8
2.1 Rydberg-Atome in elektrischen Feldern	9
2.2 Wechselwirkung von Rydberg-Atomen	11
3 Dynamik von kollektiven Systemen	15
II Aufbau	19
1 Vakuumsystem und Experimentierkammer	19
2 Lasersystem zur Rydberg-Anregung	22
2.1 Optischer Aufbau	22
2.2 Stabilisierung	24
3 Zubehör zum experimentellen Ablauf	27
3.1 Schalter für Licht und Hochspannung	28
3.2 Ablaufsteuerung des Experiments	28
4 Detektion von Rydberg-Atomen	29
4.1 Bestimmung der Pulsfläche eines Rydberg-Signals	30
4.2 Kalibration des Rydberg-Detektors	33
III Experimentelle Ergebnisse	37
1 Rydberg-Anregung in der Magnetfalle	37
1.1 Struktur der Übergänge in ^{87}Rb	38
1.2 Polarisierung des Anregungslichts	40
1.3 Bestimmung der Rabi-Frequenzen der Übergänge	41
1.4 Berechnung des Anregungsspektrums	43
1.5 Ortsabhängigkeit der Rydberg-Anregung	44
1.6 Rydberg-Anregungsspektrum einer magnetisch gefangenen Atom- wolke	45
1.7 Rydberg-Spektrum unter Annahme einer Blockade	46
1.8 Justage der Laserstrahlen auf die Atomwolke	48
1.9 Zusammenfassung	51
2 Kohärente kollektive Rydberg-Anregung	52

2.1	Eigenschaften der Anregungsdynamik	52
2.2	Aufnahme von Sättigungskurven	54
2.3	Skalierungsverhalten von R : kollektives kohärentes Verhalten . .	56
2.4	Skalierungsverhalten von N_{Sat} : Blockade und van der Waals- Wechselwirkung	61
2.5	Zusammenfassung	63
3	Echo Experiment für Rydberg-Anregung	63
3.1	Rotary-Echo-Experiment für Rydberg-Atome	64
3.2	Kohärentes und kollektives Verhalten der Rydberg-Anregung . .	66
3.3	Molekularfeldtheorie der Anregung	68
3.4	Zusammenfassung	72
	Zusammenfassung und Ausblick	73
	A Ablaufsteuerung der Rydberg-Anregung	77
	Literaturverzeichnis	81

Einführung

Schon zu Beginn des 19. Jahrhunderts stellte Fraunhofer fest, daß das Spektrum des Sonnenlichts dunkle Linien aufweist. Die spätere Entdeckung von Kirchhoff und Bunsen, daß jedes Element eine charakteristisches Spektrum besitzt, erlaubte dann die Linien als Absorptionslinien verschiedenener Elemente aufzufassen. Die Versuche das Auftreten der charakteristischen Linien zu erklären, führte dann zur Entwicklung des Bohr'schen Atommodells, mit dessen Hilfe das charakteristische Spektrum von Wasserstoff erklärt werden kann. Die Erweiterung des Bohr'schen Atommodells mit Hilfe der Quantenmechanik ermöglichte eine erste analytische Berechnung der Energieniveaus des Wasserstoffatoms mit einem Proton und einem Neutron [Bet57] und erlaubt das Wasserstoffatom als Modellsystem zu betrachten.

Eine Erweiterung des quantenmechanischen Atommodells auf Elemente mit mehr Elektronen ist schwierig, da es sich hierbei um Vielteilchensysteme handelt und die Wechselwirkungen der Elektronen in der Hülle eine analytische Lösung verhindern. Bringt man hingegen ein Valenzelektron eines solchen Atoms in ein Orbital mit hoher Hauptquantenzahl n , so kann das System aus verbleibendem Rumpf und den hochangeregten Elektronen als wasserstoffähnlich betrachtet werden. Solche Systeme bezeichnet man allgemein als Rydberg-Atome [Gal94].

Bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts erstreckte sich das Vorkommen von Rydberg-Atomen auf den stellaren Raum oder Plasmen, wo Rydberg-Atome durch Rekombination von Ionen und freien Elektronen entstehen [Dal83]. Mit der Entwicklung des Lasers ergab sich die Möglichkeit verbesserter und gezielter spektroskopischer Untersuchungen von Rydberg-Atomen. Diese konnten nun im Labor in thermischen Atomstrahlen durch eine schmalbandige Anregung zustandsselektiv erzeugt werden [Koc83].

Eine weitere Verbesserung der experimentellen Bedingungen zur Untersuchung von Rydberg-Atomen kann durch Abbremsen der Rydberg-Atome erreicht werden, da in Atomstrahlen zum einen die aufgenommenen Spektren dopplerverbreitert sind und zum anderen die Wechselwirkungszeit der Anregungslaser mit den Atomen sehr kurz ist. Eine Möglichkeit zum Abbremsen besteht darin, die starke Abhängigkeit der Polarisierbarkeit von der Hauptquantenzahl ($\propto n^7$) auszunutzen, um die Rydberg-Atome durch elektrische Feldgradienten abzubremsen und zu stoppen [Vli06]. Seit kurzem ist es darüberhinaus möglich, die abgebremsten Rydberg-Atome in zwei- und dreidimensionalen Fallen zu fangen [Vli07].

Einen anderen Ansatz zur Erzeugung von kalten Rydberg-Atomen stellt die Rydberg-Anregung von ultrakalten Grundzustandsatomen dar, was durch die Entwicklung der Laserkühlung ermöglicht wurde. Dieses Kühlverfahren, dessen Grundzügen 1968 von Vladilen Letokhov [Let68] und später konkret von Theodor Hänsch und Arthur Schawlow vorgeschlagen wurde [Hän75] und für das Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William Philips 1997 den Nobelpreis erhielten [Chu98, Coh98, Phi98], erlaubt eine

Kühlung von Atomen mit kohärenten Laserquellen bis zu Temperaturen von wenigen hundert Mikrokkelvin über dem absoluten Nullpunkt. Die Kombination von Laserkühlung und Anregung von Atomen in den Rydberg-Zustand erlaubt es in magneto-optischen Fallen sogenannte ‚gefrorene Rydberg-Gase‘ zu erzeugen [And98, Mou98]. Die Bezeichnung hat ihren Ursprung darin, daß für derartig kalte Atome die thermische Bewegung auf der Zeitskala der Experimente vernachlässigt werden kann. Die Atomwolke kann hierbei für die Dauer des Experiments als starr betrachtet werden und die Dynamik der Atome ist dann geprägt durch die Wechselwirkung der Atome untereinander.

Für Rydberg-Atome kann die Polarisierbarkeit durch den großen Abstand des Außenelektrons vom Atomrumpf sehr groß werden, was zu einer starken Wechselwirkung der Atome untereinander führt. Erfolgt die Anregung mit einem schmalbandigen Laser in ultrakalten dichten Atomwolken, so kann diese Wechselwirkung zu einer Blockade der Anregung führen, da die Energieniveaus der Rydberg-Atome durch die Wechselwirkung aus der Resonanz mit dem Anregungslaser geschoben werden. In mehreren Experimenten wurde bereits eine Hemmung der Anregung von Rydberg-Atomen in magneto-optischen Fallen beobachtet [Sin04, Ton04, Li05, Afr06, Cub05]. Eine intensive Untersuchung der Wechselwirkung und der Mechanismen der Blockade der Anregung von Rydberg-Atomen kann dazu beitragen die Realisierung bereits vorgestellter Schemata zur Quanteninformationsverarbeitung mit Rydberg-Atomen voranzubringen [Jak00, Luk01]. Ein weiterer wichtiger Schritt zu einem noch tiefer gehenden Verständnis der Wechselwirkung kann erreicht werden, wenn Fallen zum Einsatz kommen, die geringere Temperaturen und höhere Atomdichten, d.h. kleinere zwischenatomare Abstände als die bisher verwendeten magneto-optischen Fallen zulassen.

In der Magnetfalle des Experiments, das dieser Arbeit zugrunde liegt [Löw06], sind Temperaturen von weniger als $1 \mu\text{K}$ und Dichten von bis zu 10^{20} m^{-3} erreichbar. Dies erlaubt es, den Schritt zu einer systematischen Untersuchung der Wechselwirkung zu gehen. Das vorliegende Experiment hat deshalb das Ziel, die Rydberg-Anregung in einer Magnetfalle zu charakterisieren um dann die Blockade systematisch zu untersuchen, um Aufschluß über Art und Stärke der Wechselwirkungseffekte sowie die Eigenschaften der Anregungsdynamik zu erhalten.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen besprochen, die zum Verständnis der weiteren Kapitel beitragen. Im zweiten Kapitel folgt die Beschreibung des experimentellen Aufbaus. Hier wird zunächst die Vakuumapparatur vorgestellt, dann folgt die Beschreibung des Lasersystems zur Anregung der Rydberg-Atome und schließlich die des Aufbaus zur Detektion der erzeugten Rydberg-Atome. Im letzten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt und mit der Theorie verglichen. Die Diskussion beginnt mit der Untersuchung der Anregungsspektren in der Magnetfalle, die mit einer Modellrechnung verglichen werden. Darauf folgt eine systematische Betrachtung der Anregungsdynamik der Rydberg-Atome in der Magnetfalle, bei der die Rydberg-Anregung für verschiedene Grundzustandsdichten und verschiedenen Intensitäten des Anregungslichts untersucht wird. Durch Vergleich der experimentellen Daten mit verschiedenen Modellen zur Anregungsdynamik kann der kollektive und kohärente Charakter der Anregung gezeigt werden. Im letzten Abschnitt wird schließlich ein Echo-Experiment vorgestellt, mit dessen Hilfe die Kohärenz der Anregung direkt gezeigt wird.

I Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen behandelt, die zum Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Im ersten Abschnitt wird die Theorie der Wechselwirkung von Atomen mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld vorgestellt. Dann werden im zweiten Abschnitt die Eigenschaften von Rydberg-Atomen besprochen. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Behandlung der Eigenschaften von kollektiven Systemen.

1 Wechselwirkung von Licht mit Materie

Im Experiment, das dieser Arbeit zugrunde liegt, werden Rydberg-Atome durch optische Anregung aus ultrakalten Rubidiumatomen erzeugt. Darüberhinaus gründen die Verfahren zum Fangen und Kühlen der Rubidiumatome auf der Atom-Licht-Wechselwirkung. Deshalb soll im folgenden auf die Wechselwirkung von Licht und Materie eingegangen werden. Zunächst wird dabei das Atom als Zweiniveau-System betrachtet und die grundlegenden Eigenschaften der Wechselwirkung mit Licht vorgestellt. Hiervon ausgehend wird erläutert, wie Atome mit Hilfe von Licht gekühlt und gefangen werden können. Schließlich wird das Modell des Zweiniveau-Atoms um ein drittes Niveau erweitert, um den Zweiphotonen-Prozess zu beschreiben, der im Experiment zur Anregung des Rydberg-Zustands genutzt wird. Eine ausführliche Diskussion ist in [Löw06] gegeben.

1.1 Atom-Licht Wechselwirkung (Zweiniveau-Systeme)

Zunächst soll ein Atom mit den beiden Energieniveaus $\{|g\rangle, |e\rangle\}$ in Wechselwirkung mit einem Lichtfeld betrachtet werden. Für den hier betrachteten Fall ultrakalter Atome können die externen Freiheitsgrade des Atoms vernachlässigt werden. Der Hamilton-Operator des System läßt sich dann als

$$\mathcal{H}_{\text{ges}} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_L + \mathcal{V}_{AL} \quad (1.1)$$

schreiben, wobei \mathcal{H}_A das Atom, \mathcal{H}_L das Lichtfeld und \mathcal{V}_{AL} die Wechselwirkung von Atom und Lichtfeld beschreibt.

Für die einzelnen Teile des Hamilton-Operator gilt dabei nach Anwendung der Drehwellennäherung (RWA)[Mey01]

$$\mathcal{H}_A = \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| \quad (1.2)$$

$$\mathcal{H}_L = \hbar\omega_L \hat{q}^\dagger \hat{q} \quad (1.3)$$

$$\mathcal{V}_{AL} = \frac{\hbar\Omega_0}{2} (|g\rangle\langle e| \hat{q} + |e\rangle\langle g| \hat{q}^\dagger), \quad (1.4)$$

wobei ω_0 die Übergangsfrequenz des atomaren Übergangs ist, ω_L die Frequenz des Lichtfelds (vgl. Abb. I.1) sowie \hat{q}^\dagger und \hat{q} der Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator des Lichtfelds. Ω_0 ist die Rabifrequenz, für die mit der Amplitude der elektrischen Feldstärke des Lichtfelds E_0

$$\hbar\Omega_0 = |\langle g | \vec{d}\vec{\epsilon} | e \rangle| E_0 \quad (I.5)$$

gilt. Dabei ist \vec{d} das Dipolmoment und $\vec{\epsilon}$ der Polarisationsvektor. Die Eigenzustände des ungekoppelten Systems, d.h. unter Vernachlässigung von \mathcal{V}_{AL} sind die Produktzustände aus den Eigenzuständen des Atoms $\{|g\rangle, |e\rangle\}$ und den Fockzuständen des Strahlungsfelds $\{|n\rangle\}$:

$$|\Psi_n\rangle = \{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}.$$

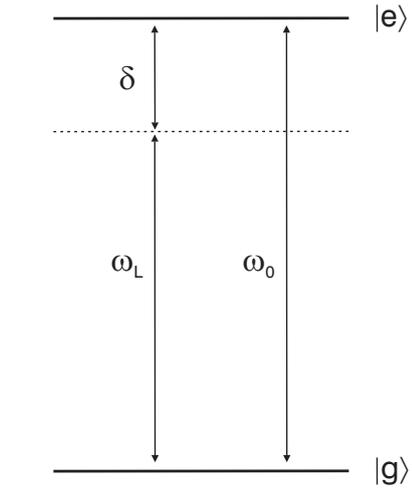


Abbildung I.1: Zweiniveau-Atom

(I.6)

Diese Zustände werden als dressed states bezeichnet [Pfa04].

Führt man die Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ ein und berücksichtigt die Kopplung \mathcal{V}_{AL} , so erhält man die Eigenenergien

$$E^\pm = \pm \frac{\hbar}{2} \Omega \quad (I.7)$$

mit der effektiven Rabifrequenz

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}. \quad (I.8)$$

Die Eigenzustände des gekoppelten Systems lauten

$$|+\rangle = \cos \varphi |e, n\rangle + \sin \varphi |g, n+1\rangle \quad (I.9)$$

$$|-\rangle = -\sin \varphi |e, n\rangle + \cos \varphi |g, n+1\rangle \quad (I.10)$$

mit dem durch $\tan 2\varphi = \frac{\Omega_0}{\delta}$ definierten Stückelbergwinkel φ . Für die zeitliche Entwicklung des Systems gilt dann

$$|\psi_n(t)\rangle = C_- e^{-i\frac{\Omega}{2}t} |-\rangle + C_+ e^{i\frac{\Omega}{2}t} |+\rangle. \quad (I.11)$$

Für ein System, das sich zur Zeit $t = 0$ im Grundzustand befindet ergibt sich

$$C_+ = \sin \varphi; \quad C_- = \cos \varphi. \quad (I.12)$$

Die Population des angeregten Zustands $|e, n\rangle$ ist dann gegeben durch

$$|\langle e, n | \psi_n(t) \rangle|^2 = \sin(2\varphi) \sin^2 \frac{\Omega}{2} t, \quad (I.13)$$

was umformuliert werden kann zur Beziehung

$$|\langle e, n | \psi_n(t) \rangle|^2 = \left| \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} t \right|^2. \quad (1.14)$$

Bezeichnet man das Verhältnis aus effektiver und ungestörter Rabi-Frequenz mit $f = \frac{\Omega}{\Omega_0}$, so erhält man eine Beschleunigung der Oszillation der Population um den Faktor f . Die Amplitude der Oszillation hingegen wird auf den Wert $\frac{1}{f}$ reduziert.

Eine tiefere Beschreibung der Wechselwirkung von Licht und einem Zweiniveausystem erhält man, wenn man die Kopplung aller Vakuummoden des Strahlungsfelds an die beiden Atomzustände berücksichtigt. Dies kann durch Einführung eines Dämpfungsparameters Γ erfolgen. Eine Beschreibung des Systems erfolgt dann durch die Liouville-Gleichung

$$\dot{\rho} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \rho] + \Gamma \mathcal{D}\rho \quad (1.15)$$

mit dem Lindblad-Operator \mathcal{D} [Lin76].

Für die Komponenten von ρ erhält man unter Annahme der Drehwellennäherung die vier gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee} &= \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{eg} - \rho_{ge}) - \Gamma \rho_{ee} \\ \dot{\rho}_{gg} &= -\frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{eg} - \rho_{ge}) + \Gamma \rho_{ee} \\ \dot{\rho}_{ge} &= -\frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - i\delta \rho_{ge} - \frac{\Gamma}{2} \rho_{ge} \\ \dot{\rho}_{eg} &= \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) + i\delta \rho_{eg} - \frac{\Gamma}{2} \rho_{eg}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Unter Berücksichtigung der Spurerhaltung der Dichtematrix ρ können die vier Differentialgleichungen in ein System aus dreien, den sogenannten Bloch-Gleichungen, überführt werden. Unter Verwendung des Bloch-Vektors $\vec{\beta} = (u, v, w)$ lassen sich diese als

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\frac{\Gamma}{2} u + \delta v \\ \dot{v} &= -\delta u - \frac{\Gamma}{2} v - \Omega_0 w \\ \dot{w} &= \Omega_0 v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \end{aligned} \quad (1.17)$$

formulieren. Dabei beschreibt $u = (\rho_{ge} - \rho_{eg})/2$ den dispersive Teil des Systems und $v = (\rho_{ge} + \rho_{eg})/2i$ der absorptiven Teil. Die Komponente $w = (\rho_{ee} - \rho_{gg})/2$ stellt die Besetzungsinversion dar.

Eine anschauliche Formulierung der Bloch-Gleichung 1.17 ohne Dämpfung ist mit

$\vec{\Omega} = (\Omega_0, 0, \delta)$ gegeben durch

$$\dot{\vec{\beta}} = -\vec{\Omega} \times \vec{\beta}, \quad (1.18)$$

was analog zur Kreisgleichung der klassischen Mechanik die Präzession des Bloch-Vektors $\vec{\beta}$ um die Achse $\vec{\Omega}$ beschreibt.

Von besonderem Interesse für Experimente, deren Zeitskala lang ist im Vergleich zur inversen Dämpfung $1/\Gamma$ sind die Gleichgewichtszustände mit $\dot{\vec{\beta}}_{\text{GG}} = 0$. Die Gleichgewichtslösung von Gl. (1.17) lautet:

$$\begin{aligned} u_{\text{GG}} &= \frac{\delta}{\Omega_0} \frac{s}{s+1} \\ v_{\text{GG}} &= \frac{\Gamma}{\Omega_0} \frac{s}{s+1} \\ w_{\text{GG}} &= -\frac{1}{2} \frac{1}{s+1}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Hier wurde der Sättigungsparameter

$$s = \frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} = \frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (1.20)$$

eingeführt. Dabei ist $I \propto E_0^2$ die Intensität des eingestrahnten Lichts und I_{Sat} die Sättigungsintensität mit

$$I_{\text{Sat}} = \frac{\hbar\omega_0^3\Gamma}{12\pi c^2} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda_0^3}. \quad (1.21)$$

Mithilfe des Ehrenfest-Theorems [Sch98] erhält man schließlich die Lichtkräfte, die ein Atom in einem generalisierten Lichtfeld der Form $\vec{E} = \vec{\epsilon}E(\vec{r}) \cos(\omega_L t - \varphi(\vec{r}))$ erfährt:

$$\vec{F} = -\hbar u_{\text{GG}} \nabla \Omega_0 - \hbar \Omega_0 v_{\text{GG}} \nabla \varphi. \quad (1.22)$$

Der erste Term stellt dabei die kohärente oder Dipolkraft \vec{F}_{dip} dar, der zweite die inkohärente oder spontane Lichtkraft \vec{F}_{spont} .

1.2 Fangen und Kühlen von Atomen mit Licht

Die in Abschnitt 1.1 eingeführte spontane Lichtkraft kann verwendet werden, um Atome zu kühlen und zu fangen. Ein Atom, das ein Photon aus einem Lichtfeld mit dem Wellenvektor \vec{k} absorbiert, erhält bei seiner Anregung einen Impulsübertrag $\hbar\vec{k}$ in Richtung des Wellenvektors \vec{k} . Nach der Anregung zerfällt das Atom entsprechend seiner Lebensdauer Γ in den Grundzustand und emittiert dabei ein Photon. Da die Ausstrahlung des Photons isotrop in den Raum erfolgt, verschwindet bei Mittelung über viele Streuprozesse der Netto-Impulsübertrag bei der spontanen Emission. Übrig bleiben somit die Impulsüberträge des Lichtfelds auf das Atom bei der Anregung. Die Wahrscheinlichkeit für eine Anregung des Atoms durch das Lichtfeld ist durch die spontane Streurrate

Γ_{spont} gegeben. Das Produkt aus Impulsübertrag und Streurrate stellt dann die spontane Lichtkraft dar.

Bewegt sich das Atom mit der Geschwindigkeit \vec{v} , so verschiebt sich durch den Dopplereffekt die Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs und damit auch die Streurrate. Dieses Verhalten kann genutzt werden, um Atome zu kühlen, indem man zwei rotverstimmte Laserstrahlen entgegengesetzt in ein verdünntes Gas einstrahlt. Durch die Rotverstimmlung absorbieren die Atome bevorzugt Licht, das gegenläufig zu ihren Bewegungsrichtung propagiert. Die Atome erfahren hierdurch eine Kraft analog zur klassischen Reibungskraft entgegen ihrer Geschwindigkeit in Richtung des Laserstrahls und werden abgebremst. Dieses Schema der sogen. Doppler-Kühlung wurde bereits 1975 vorgestellt [Hän75].

Das Doppler-Kühlverfahren ist zwar in der Lage, Atome zu kühlen, da jedoch die Kraft auf die Atome nicht ortsabhängig ist, können die Atome hiermit nicht gefangen werden. Einen Ausweg hieraus bietet die magneto-optische Falle, bei der eine unterschiedliche Zeeman-Aufspaltung der am Übergang beteiligten Niveaus ausgenutzt wird. Durch ein Quadrupol-Magnetfeld wird die Resonanzfrequenz der Atome so variiert, daß Stärke und Richtung der Lichtkraft in das Zentrum der Falle mit $\vec{B} = \vec{0}$ gerichtet sind. Eine erste derart aufgebaute dreidimensionale magneto-optische Falle mit sechs Laserstrahlen wurde 1987 realisiert [Raa87]. Eine ausführliche Diskussion der Wechselwirkung von Licht und Materie sowie den verschiedenen Kühlverfahren ist in [Met99] gegeben.

1.3 Atom-Licht Wechselwirkung (Dreineiveau-Systeme)

Das bisher vorgestellte Modell ist nicht in der Lage eine Zweiphotonen-Anregung zu beschreiben, wie sie zur Anregung des Rydberg-Zustands im vorliegenden Experiment zum Einsatz kommt. Das Dreineiveau-System liegt bei dieser Anregung in der in Abb. 1.2 gezeigten Leiter-Konfiguration vor. Die Übergangsenergien der Zustände sind $\hbar\omega_{12}$ und $\hbar\omega_{23}$, ω_r bzw. ω_b sind die Frequenzen der Lichtfelder. Die Verstimmungen sind gegeben durch

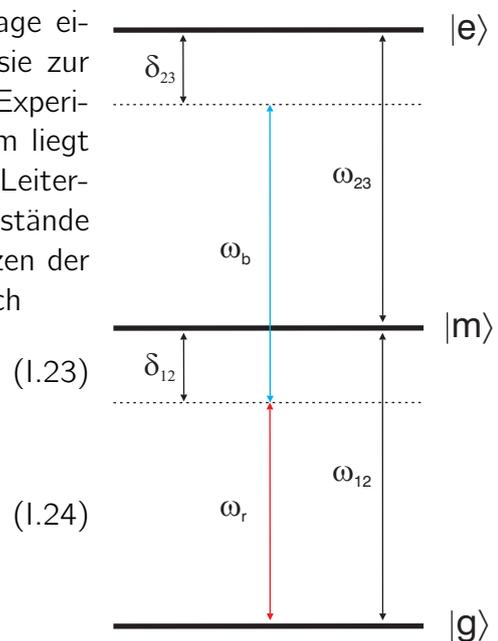
$$\delta_{12} = \omega_{12} - \omega_r \quad (1.23)$$

und

$$\delta_{23} = \omega_{12} + \omega_{23} - (\omega_r + \omega_b). \quad (1.24)$$

Mit Hilfe des Hamilton-Operators

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_1}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_1}{2} & \delta_{12} & \frac{\Omega_2}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_2}{2} & \delta_{23} \end{pmatrix} \quad (1.25)$$



(1.25) Abbildung 1.2: Dreineiveau-System

kann das Dreineiveau-System unter Vernachlässigung von spontanem Zerfall beschrie-

ben werden. Wird die Verstimmung des unteren Übergangs δ_{12} ausreichend groß gewählt ($\delta_{12} \gg \Omega_1, \Omega_2$), so wird eine Population des Zustands $|m\rangle$ unterdrückt und der gesamte Übergang $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ kann als effektiver Einphotonenübergang mit der kombinierten Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{komb}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\delta_{12}} \quad (1.26)$$

betrachtet werden [Sho90]. Bezieht man die Verstimmung δ_{23} in die Betrachtung ein, so erhält man wie im reinen Zweiniveau-Fall Gl. (1.8) für die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega = \sqrt{\frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2}{2\delta_{12}^2} + \delta_{23}^2}. \quad (1.27)$$

2 Rydberg-Atome

Bei einem Rydberg-Atom handelt es sich um ein Atom, bei dem sich ein Valenzelektron in einem hochangeregten Zustand befindet und wesentlich schwächer an den Kern gebunden ist als im Grundzustand.

Die Geschichte der experimentellen Untersuchung von Rydberg-Atom reicht zurück bis ins späte 19. Jahrhundert, als das Wasserstoffspektrum von Fraunhofer, Ångström, Vogel und Huggins systematisch untersucht wurde. Eine erste empirische Formel für die Linienserie lieferte Balmer 1885 [Bal85], die bis heute gebräuchliche mathematische Formulierung

$$\bar{\nu}_{nl} = \bar{\nu}_{\infty,l} - \frac{\bar{R}_{\text{Ryd}}}{n^2} \quad (1.28)$$

stammt jedoch von Johannes Rydberg [Ryd90] und ist nicht nur für Wasserstoff sondern auch für Spektren von wasserstoffähnlichen Atomen gültig. Dabei steht l für die Serie (**s**harp, **p**rincipal, **d**iffuse) $\bar{\nu}_{nl}$ für die Wellenzahl des Übergangs der jeweiligen Serie, $\bar{\nu}_{\infty,l}$ für die Seriegrenze, n für die Hauptquantenzahl und \bar{R}_{Ryd} für die Rydberg-Konstante.

Erst mit der Entwicklung des Bohr'schen Atommodells [Boh13] wurde die grundlegende Bedeutung der Hauptquantenzahl n klar, denn das Modell erlaubte die Verknüpfung der Hauptquantenzahl n mit anschaulichen Größen wie der räumlichen Ausdehnung des Atoms. Für den Radius einer gedachten kreisförmigen Bahn eines Elektrons im Zustand mit der Hauptquantenzahl n vom Kern gilt demnach

$$r_e = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m_e} n^2 = a_0 n^2, \quad (1.29)$$

und hängt quadratisch von der Hauptquantenzahl ab. $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ wird als Bohr'scher Radius bezeichnet, m_e ist die Elektronenmasse.

Für die Bindungsenergie W des Elektrons an den Kern ergibt das Modell eine Abhängig-

Eigenschaft	Skalierung	^{87}Rb (43S)
Bindungsenergie $W_{\tilde{n}}$	\tilde{n}^{-2}	8,56 meV
Bahnradius r_e	\tilde{n}^2	1584,2 a_0
Polarisierbarkeit α	\tilde{n}^7	16 MHz/(Vcm) ²
Ionisationsfeldstärke	\tilde{n}^{-4}	125 V/cm
Lebensdauer (natürlich)	\tilde{n}^3	98 μs
Lebensdauer (Schwarzkörper)	\tilde{n}^2	90 μs

Tabelle I.1: Abhängigkeit verschiedener atomarer Eigenschaften von der Hauptquantenzahl $\tilde{n} = n - \delta_l$

keit mit dem inversen Quadrat von n :

$$W = \frac{e^4 m_e}{32\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = hc \bar{R}_{\text{Ryd}} \frac{1}{n^2}. \quad (\text{I.30})$$

Vergleicht man Gl. (I.30) mit Gl. (I.28) so erkennt man, daß die Spektrallinien gerade der Anregung eines Atoms im Grundzustand in einen Zustand mit Hauptquantenzahl n entspricht. Dieser strenge Zusammenhang gilt jedoch nur für Wasserstoff. Für die wasserstoffähnlichen Zustände anderer Atome wird zur Beschreibung die effektive Quantenzahl $\tilde{n} = (n - \delta_l)$ eingesetzt, die die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des angeregten Elektrons besser beschreibt. Hierbei ist δ_l der Quantendefekt, mit dem die Abschirmung der Kernladung durch die näher am Kern liegende Atome in abgeschlossenen Schalen berücksichtigt wird. Der Quantendefekt δ_l repräsentiert somit die Verschiebung der Energieniveaus für wasserstoffähnliche Atome gegenüber den Wasserstoffniveaus [Sea83]. Der Wert von δ_l kann mit Hilfe der Rydberg-Ritz-Formel und der experimentellen Bestimmung ihrer Koeffizienten ermittelt werden [Lor83].

Die Bindungsenergie des Leuchtelektrons für Rubidium kann dann mit der Formel

$$W = -\frac{R_{\text{Rb}}}{\tilde{n}^2} \quad (\text{I.31})$$

berechnet werden, wobei R_{Rb} die Rydberg-Konstante für Rubidium ist [Gal94]. Der Quantendefekt für den Zustand ^{87}Rb (43S) beträgt $\delta_l = 3,131$ [Lee78]. Weitere Abhängigkeiten wichtiger atomarer Eigenschaften von der Hauptquantenzahl n sind in Tab. I.1 gezeigt.

2.1 Rydberg-Atome in elektrischen Feldern

Bedingt durch den großen mittleren Abstand des Außenelektrons von Atomrumpf ist die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit äußeren elektrischen Feldern sehr viel stärker ausgeprägt als für Atome im Grundzustand. Der sogenannte Stark-Effekt führt zur Verschiebung der Energieniveaus im elektrischen Feld. Die Zustände mit niedriger Bahndrehimpulsquantenzahl l sind nicht entartet. Beschreibt man das Anlegen eines elektrischen Felds mittels einer störungstheoretischen Betrachtung, so tragen erst die Störungster-

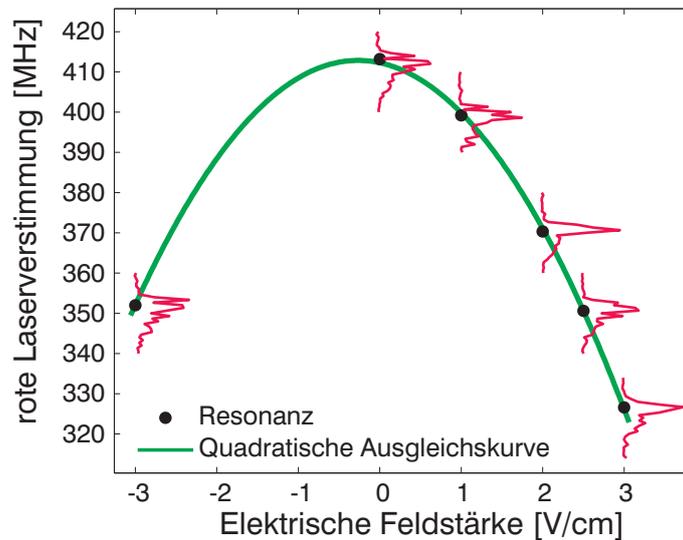


Abbildung I.3: Experimentelle Untersuchung des quadratischen Stark-Effekt des 43S-Rydberg-Zustands von ^{87}Rb : Durch die Polarisierung der Rydberg-Atome im elektrischen Feld wird die Energie des Rydberg-Zustands abgesenkt (vgl. Gl. (I.32)). Die Resonanzfrequenz verschiebt sich dabei entsprechend. Aus der Aufnahme von Spektren (rot) für verschiedene elektrische Felder kann die Verschiebung aus einer Ausgleichsgeraden an die Resonanzfrequenzen der Spektren (grün) ausgemessen werden. Mit Hilfe des Stark-Effekts kann bestimmt werden, welcher Rydberg-Zustand angeregt wurde.

me zweiter Ordnung bei. Die Abhängigkeit der Energieverschiebung von der Stärke des elektrischen Felds ist somit quadratisch,

$$\Delta W = -\frac{1}{2}\alpha|\vec{E}|^2, \quad (\text{I.32})$$

und wird als quadratischer Stark-Effekt bezeichnet. Für die wasserstoffähnlichen Zustände mit Bahndrehimpuls Quantenzahl $l > 3$ hingegen liegt eine lineare Abhängigkeit

$$\Delta W = -\vec{d} \cdot \vec{E} \quad (\text{I.33})$$

vor (linearer Stark-Effekt). Der in allen Experimenten zur vorliegenden Arbeit angeregte Rydberg-Zustand 43S zeigt somit einen quadratischen Stark-Effekt (vgl. Abb. I.3). Eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften von Rydberg-Zuständen von Rubidium Atomen in elektrischen Felder unter Berücksichtigung der Feinstruktur ist in [Gra06] gegeben.

Erhöht man das elektrische Feld am Ort eines Rydberg-Atoms immer weiter, so erreicht man schließlich eine elektrische Feldstärke, für die das Elektron nicht mehr an den Kern gebunden ist und somit das Rydberg-Atom feldionisiert wird. Für das Potential eines Wasserstoffatoms in einem homogenen elektrischen Feld der Feldstärke E in

z-Richtung gilt

$$V(z) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + eEz. \quad (1.34)$$

Durch das Anlegen des äußeren Felds ist das Potential nicht mehr isotrop und es entsteht ein Sattelpunkt an der Stelle $z_0 = -\sqrt{e/(4\pi\epsilon_0 E)}$ mit $V(z_0) = -2\sqrt{Ee^3/(4\pi\epsilon_0)}$. Erfüllen Bindungsenergie und Sattelpunktenergie die Beziehung

$$V(z_0) = W_{\tilde{n}}, \quad (1.35)$$

so ist die Ionisationsgrenze des Atoms erreicht. Die Abhängigkeit der Ionisationsfeldstärke von der effektiven Hauptquantenzahl kann schließlich durch die Beziehung

$$E_{\text{lon}} \propto \frac{1}{\tilde{n}^4} \quad (1.36)$$

ausgedrückt werden. Diese Abhängigkeit ist auch für nicht-Wasserstoffatome gültig, die Proportionalitätskonstante jedoch muß aber aufgrund der Abschirmung durch den Kern und die Verschiebung der Zustände angepasst werden.

2.2 Wechselwirkung von Rydberg-Atomen

Ultrakalte Quantengase weisen nur eine vernachlässigbare thermische Bewegung auf, da ihre thermische Energie sehr gering ist. Sie können deshalb für die Dauer einer Rydberg-Anregung als ortsfest betrachtet werden. Andererseits ist ihre Dynamik in diesem Fall dominiert von den zwischenatomaren Wechselwirkungen innerhalb des Gases, die für Rydberg-Atome aufgrund ihrer großen Polarisierbarkeit α sehr viel stärker ausgeprägt ist, als für Grundzustandsatome. Deshalb soll die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen im folgenden untersucht werden.

Für zwei klassische Dipole $\vec{d}_{1,2}$ mit dem Abstand \vec{r} ist nach [Jac75] deren Energie E in atomaren Einheiten durch

$$E = \frac{\vec{d}_1 \cdot \vec{d}_2}{|\vec{r}|^3} - 3 \frac{(\vec{d}_1 \cdot \vec{r})(\vec{d}_2 \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^5} \quad (1.37)$$

gegeben. Überträgt man diese Beschreibung auf Atome, so muß anstelle des klassischen Dipolmoments \vec{d} das quantenmechanische Dipolmatrixelement $\langle \varphi^i | \hat{d} | \varphi^f \rangle$ des Übergangs zwischen den Zuständen $|\varphi^i\rangle$ und $|\varphi^f\rangle$ verwendet werden. Für das Potential der Wechselwirkung zweier Atome in den Zuständen $|\varphi_1\rangle$ und $|\varphi_2\rangle$ erhält man unter Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit

$$V_{\text{dip}} = \sum_{|\varphi_1^f\rangle, |\varphi_2^f\rangle} \frac{\langle \varphi_1^i | \hat{d}_1 | \varphi_1^f \rangle \langle \varphi_2^i | \hat{d}_2 | \varphi_2^f \rangle}{|\vec{r}|^3} = \sum_{|\varphi_1^f, \varphi_2^f\rangle} \langle \varphi_1^i \varphi_2^i | \frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} | \varphi_2^f \varphi_1^f \rangle \quad (1.38)$$

Im folgenden soll ein System von zwei Rydberg-Atomen mit den Rydberg-Zuständen

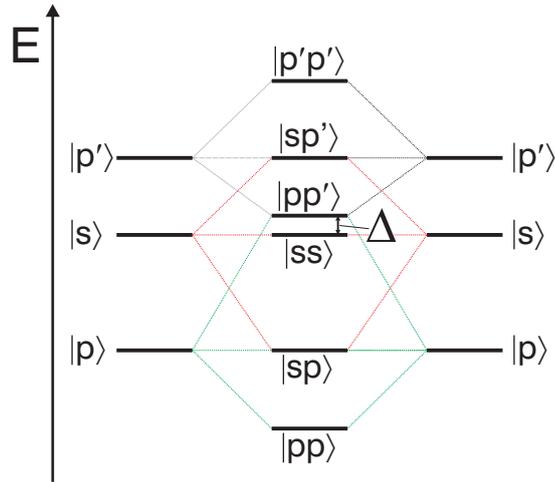


Abbildung I.4: Teilsystem der Rydberg-Paarzustände zweier benachbarter Atome im Zustand $|s\rangle$: Für zwei benachbarte Rydberg-Atome können die Energieniveaus der einzelnen Atome zu Paarzuständen gekoppelt werden. Ist der Energieabstand der Einzelatom-Zustände groß gegen den Abstand der Energie der beiden Paarzustände $|ss\rangle$ und $|pp'\rangle$, so erhält man Förster-Resonanzen und die van der Waals-Wechselwirkung

$|p\rangle$, $|s\rangle$ und $|p'\rangle$ mit den entsprechenden Energien E_p , E_s und $E_{p'}$ betrachtet werden (vgl. Abb. I.4, [RL06]). Die Zustände s bzw. p und p' sollen dabei einen um eins verschiedenen Drehimpuls besitzen. Die Basisvektoren der neuen Paarzustände sind gegeben durch

$$\{|r_1 r_2\rangle\} = \{|pp\rangle, |sp\rangle, |ss\rangle, |pp'\rangle, |sp'\rangle, |p'p'\rangle\}. \quad (I.39)$$

Außerdem soll das System so gewählt sein, daß die Energieabstände der Einzelatomzustände $E_s - E_p$ bzw. $E_s - E_{p'}$ als groß gegen den Energieabstand der gepaarten Zustände $E_{ss} - E_{pp'}$ angenommen werden kann. Nimmt man an, daß sich die einzelnen Rydberg-Atome im Zustand $|s\rangle$ befinden, so kann die Betrachtung des Gesamtsystems auf das Teilsystem $\{|ss\rangle, |pp'\rangle\}$ beschränkt werden.

Mit den Basisvektoren $|ss\rangle$ und $|pp'\rangle$ erhält man für den Hamilton-Operator des Teilsystems

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} \\ \frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} & \Delta \end{pmatrix}, \quad (I.40)$$

wobei $\Delta = (E_s - E_p) - (E_{p'} - E_s)$ die Energieaufspaltung der beiden gepaarten Zustände ist. Berechnet man die Eigenenergien des in Gl. (I.40) gegebenen Hamilton-Operators, so erhält man den Ausdruck

$$E_{\pm} = \frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3}\right)^2}. \quad (I.41)$$

Zunächst soll Gl. (1.41) für den Fall $\Delta = 0$, d.h. für die Entartung der Energieabstände $E_s - E_p$ und $E_{p'} - E_s$ betrachtet werden. Für die Eigenenergien des Systems erhält man dann eine Skalierung mit der dritten Potenz des Abstands:

$$E_{\pm} = \frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} = \frac{C_3}{|\vec{r}|^3}. \quad (1.42)$$

Dieses Verhalten nennt man Förster-Resonanz [För59]. In der Abwesenheit von elektrischen Feldern ist für das betrachtete Rubidium keine solche Resonanz vorhanden. Da die Stark-Verschiebung im elektrischen Feld für die unterschiedlichen Rydberg-Zustände jedoch verschieden ist, kann durch Variation des elektrischen Felds die Aufspaltung Δ verändert werden. Es ist dann möglich, über Steuerung des elektrischen Felds Förster-Resonanzen zu erzeugen.

Förster-Resonanzen sind von experimentellem Interesse, da hierbei durch einen einzigen Kontrollparameter eine Wechselwirkung eingeschaltet werden kann. Auch die Reichweite dieser Wechselwirkung ist größer als die der im Folgenden vorgestellten van der Waals-Wechselwirkung. Eine experimentelle Untersuchung in Cäsium ist in [Vog06] gegeben. Der Zusammenhang von Förster-Resonanzen mit resonanten Energietransfer-Prozessen ist in [RL06] erläutert.

Nun soll Gl. (1.41) für den Fall einer nichtverschwindenden Energieaufspaltung Δ untersucht werden. Für große Abstände \vec{r} der Atome gilt die Abschätzung $\frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} \ll \Delta$ und der Ausdruck für die Eigenenergie in Gl. (1.41) kann dann in einer Taylorreihe entwickelt werden:

$$E_{\pm} = \frac{\Delta}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{2 \hat{d}_1 \hat{d}_2}{\Delta |\vec{r}|^3} \right)^2} \right] = \frac{\Delta}{2} \left[1 \pm 1 \pm \frac{2}{\Delta^2} \left(\frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{|\vec{r}|^3} \right)^2 \right] \quad (1.43)$$

Die Energieverschiebung des Zustands $|ss\rangle$ beträgt dann

$$\Delta E_{\text{vdW}} = E_+ = \frac{1}{\Delta} \frac{(\hat{d}_1 \hat{d}_2)^2}{|\vec{r}|^6} = -\frac{C_6}{|\vec{r}|^6}. \quad (1.44)$$

Dies ist die wohlbekanntes van der Waals-Wechselwirkung. Der hier erhaltene C_6 -Koeffizient

$$C_6 = -\frac{(\hat{d}_1 \hat{d}_2)^2}{\Delta} \quad (1.45)$$

skaliert dabei mit \tilde{n}^{11} . Das Vorzeichen von C_6 ist durch die Aufspaltung Δ gegeben und bestimmt, ob die Wechselwirkung repulsiven oder attraktiven Charakter besitzt. Für eine exakte Bestimmung des C_6 -Koeffizienten müssen auch Terme höherer Ordnung und andere Paarzustände berücksichtigt werden [Sin05]. Das Skalierungsverhalten $C_6 \propto \tilde{n}^{11}$ bleibt dabei jedoch erhalten. Für den im Experiment untersuchten Rydberg-Zustand

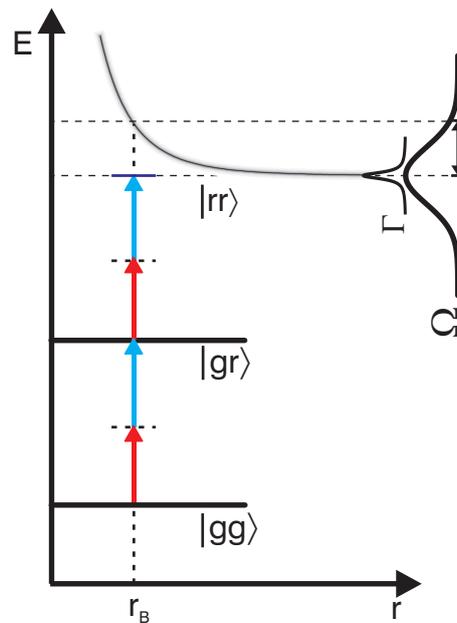


Abbildung I.5: Blockade der Rydberg-Anregung durch van der Waals-Wechselwirkung: Abhängig vom Abstand r der Atome wird der zweifach angeregte Zustand $|rr\rangle$ durch die van der Waals-Wechselwirkung energetisch verschoben. Für Abstände $r < r_B$ ist $|rr\rangle$ aus Resonanz mit der um natürliche Verbreiterung Γ und leistungsverbreiterung Ω verbreiterten Anregung geschoben. Der Zustand $|rr\rangle$ kann hier nicht angeregt werden und das System ist blockiert

$43S_{1/2}$ ist der C_6 -Koeffizient

$$C_6 = -1,64 \cdot 10^{-60} \text{ Jm}^6 \quad (1.46)$$

bzw. in atomaren Einheiten

$$C_6 = -1,71 \cdot 10^{19} \text{ a.u.} \quad (1.47)$$

und die van der Waals-Wechselwirkung somit repulsiv [Sin05].

Die Auswirkung der Energieverschiebung der Rydberg-Zustände durch die Wechselwirkung ist in Abb. I.5 gezeigt. Die Resonanzfrequenz des Übergangs vom Grundzustand $|gg\rangle$ in den einfach angeregten Zustand $|gr\rangle$ hängt nicht vom Ort ab und ist wie im wechselwirkungsfreien Fall ω_{13} . Durch die Wechselwirkung jedoch wird die Frequenz des Übergangs $|gr\rangle \rightarrow |rr\rangle$ entsprechend Gl. (I.44) abstandsabhängig verschoben. Im Fall einer repulsiven Wechselwirkung führt dies zu einer Blauverschiebung der Übergangsfrequenz der Anregung, die vom Abstand des betrachteten Atompaars abhängt.

Wird die Frequenz des Anregungslasers konstant gehalten, so führt die Verstimmung der Anregung gegenüber dem Übergang zu einer Verminderung der Anregung. Wenn Energieverschiebung ΔE_{vdW} und Linienbreite Ω des Anregungslaser die Bedingung

$$\Delta E_{\text{vdW}} \gg \hbar\Omega \quad (1.48)$$

erfüllen, führt dies zu einer vollständigen Unterdrückung einer weiteren Anregung. Das System ist blockiert und kann als Ganzes nur eine einzige Anregung tragen. Die räumliche Ausdehnung des blockierten Bereichs um ein Rydberg-Atom kann aus der Bedingung Gl. (1.48) zusammen mit Gl. (1.44) abgeschätzt werden:

$$r_B = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\hbar\Omega}}. \quad (1.49)$$

Der Abstand r_B ist dabei der Radius einer Blockadekugel und gibt den kleinstmöglichen Abstand zweier Rydberg-Atome an.

Ist die Ausdehnung der betrachteten Wolke größer als ein derart gebildetes Blockadevolumen, so existieren mehrere Blockaderegionen, die jeweils kollektiv nur eine Anregung tragen.

3 Dynamik von kollektiven Systemen

Wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert, kann durch Wechselwirkung in einem Rydberg-Gas eine Blockade der Rydberg-Anregung erzeugt werden. Dies führt dazu, daß in einem Kugelvolumen mit Radius r_B von den darin enthaltenen N Grundzustandsatomen nur ein einziges in den Rydberg-Zustand angeregt werden kann. Ein derart blockiertes System verhält sich nicht wie ein einziges Einzelatom, sondern wie ein ‚Superatom‘ [Vul06] und besitzt besondere Eigenschaften, die in diesem Abschnitt diskutiert werden sollen.

Für ein quantenmechanisches System aus N ununterscheidbaren Teilchen mit den beiden möglichen Einteilchen-Zuständen

$$|\Psi^{(1)}\rangle = \{|g\rangle, |e\rangle\} \quad (1.50)$$

ist der Grundzustand des gesamten N -Teilchen-Systems gegeben durch den Produktzustand

$$|\Psi_g^{(N)}\rangle = |g_1, g_2, \dots, g_N\rangle, \quad (1.51)$$

wobei $|g_i\rangle$ ($|e_i\rangle$) bedeutet, daß sich das i -te Teilchen im Grund- (angeregten) Zustand befindet.

Betrachtet man den Fall eines blockierten Systems aus N Bosonen, so ist der angeregte Zustand derjenige, bei dem sich genau ein Teilchen im angeregten Zustand befindet, alle anderen hingegen im Grundzustand sind. Dieser verschränkte Zustand ist gegeben durch

$$|\Psi_e^{(N)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g_1, g_2, \dots, e_i, \dots, g_N\rangle. \quad (1.52)$$

Betrachtet man das Übergangsdipolmatrixelement vom Grundzustand $|\Psi_g^{(N)}\rangle$ in einen

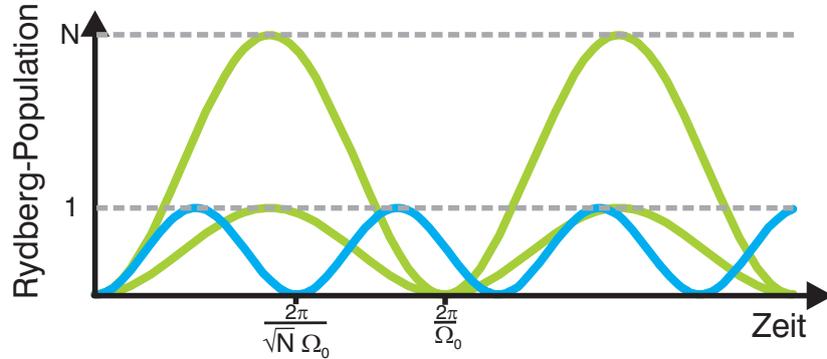
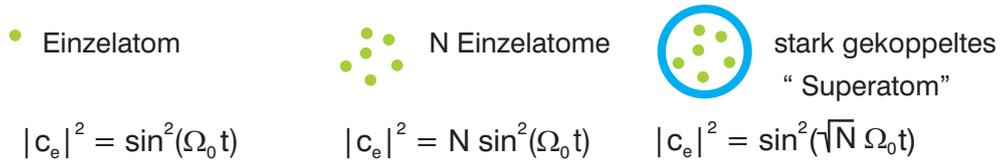


Abbildung I.6: Vergleich der Anregung von Einzelatomen mit der kollektiven Anregung. Die Population der kollektiven Anregung oszilliert zwischen 0 und 1 wie im Fall der Anregung eines Einzelatoms. Die Frequenz der Oszillation hingegen ist um den Faktor \sqrt{N} erhöht.

solchen kollektiven Zustands $|\Psi_e^{(N)}\rangle$, so erhält man mit dem kollektiven Dipoloperator

$$\hat{d}^{(N)} = \sum_{i=1}^N \hat{d}_i^{(1)} \quad (I.53)$$

und dem Einzelatom-Dipoloperator des i -ten Atoms $\hat{d}_i^{(1)}$:

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_g^{(N)} | \hat{d}^{(N)} | \Psi_e^{(N)} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle g_1, \dots, e_i, \dots, g_N | \hat{d}_j^{(1)} | g_1, g_2, \dots, g_N \rangle \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \langle g_1, \dots, e_i, \dots, g_N | \hat{d}_i^{(1)} | g_1, g_2, \dots, g_N \rangle \\
 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \langle e | \hat{d}_i^{(1)} | g \rangle = \sqrt{N} \langle e | \hat{d}_i^{(1)} | g \rangle.
 \end{aligned} \quad (I.54)$$

Die kollektive Rabi-Frequenz des Systems ist somit um den Faktor \sqrt{N} gegenüber der Rabi-Frequenz des Einzelatoms Ω_0 erhöht

$$\Omega_c = \sqrt{N} \Omega_0, \quad (I.55)$$

und hängt von der Anzahl der Atome im Grundzustand in der Blockaderegion ab.

Ein Vergleich der verschiedenen Anregungsarten ist in Abb. 1.6 gezeigt. Das Einzelatom führt Rabi-Oszillationen mit der Frequenz Ω_0 zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand durch. Die Population eines Systems aus N unabhängigen Atomen oszilliert ebenfalls mit der Frequenz Ω_0 zwischen dem Grundzustand mit der Population 0 und dem angeregten Zustand mit der Population N . Im Superatom, d.h. dem blockierten System aus N Grundzustandsatomen hingegen oszilliert die Population zwischen den Werten 0 und 1, obwohl es aus N Atomen besteht. Die Frequenz der Oszillation ist hierbei jedoch $\sqrt{N}\Omega_0$.

II Aufbau

In diesem Kapitel soll der Aufbau des Experiments vorgestellt werden, in dem die Daten der vorliegenden Arbeit gemessen wurden. Das System vereinigt eine Vakuumapparatur zur Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten und ein Lasersystem zur Rydberg-Anregung von Rubidiumatomen. Eine detaillierte Darstellung des Aufbaus ist in [Löw06, Löw07] gegeben.

Der Ablauf des Experiments folgt dabei dem in Abb. II.1 gezeigten Schema. Zunächst wird in der Magnetfalle eine Wolke von ultrakalten Rydberg-Atomen mit definierter Dichte und Temperatur erzeugt (Abschnitt 1). Die erzeugte Wolke wird dann dem Licht zur Rydberg-Anregung ausgesetzt (Abschnitt 2). Schließlich wird ein elektrisches Feld zur Ionisation der erzeugten Rydberg-Atome angelegt. Über die Detektion der entstandenen Ionen kann schließlich die Anzahl der erzeugten Rydberg-Atome ermittelt werden (Abschnitt 3).

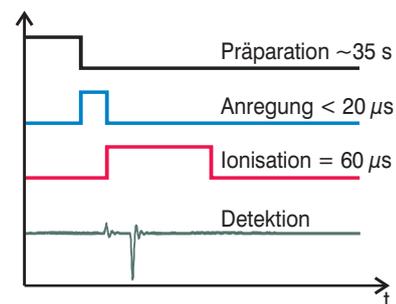


Abbildung II.1: zeitlicher Ablauf des Experiments

1 Vakuumsystem und Experimentierkammer

Das Vakuumsystem stellt den zentralen Punkt des Experiments dar. In ihm werden die Rubidiumatome in die Gasphase gebracht, eingefangen und auf ultrakalte Temperaturen heruntergekühlt und schließlich in den Rydberg-Zustand angeregt und detektiert.

Das Vakuumsystem (vgl. Abb. II.2) der Kammer basiert auf dem Entwurf des Aufbaus des BEC-Experiments der Gruppe von Wolfgang Ketterle am MIT [BEC]. Über den Umfang einer Apparatur zur Erzeugung eines BECs hinaus besitzt der hier vorgestellte Aufbau jedoch Erweiterungen, die eine weitergehende Untersuchung der gefangenen Atome zulassen. Hierzu verfügt der Aufbau über ein Lasersystem zur Anregung von Rydberg-Zuständen

Das Vakuumsystem lässt sich in drei Teile untergliedern:

- den Ofen mit Hochvakuum (10^{-7} mbar), in dem ein Strahl von Rubidiumatomen aus Rubidiumdampf erzeugt wird,
- den Zeeman-Abbremsler
- und die Hauptkammer mit Ultrahochvakuum ($< 2 \cdot 10^{-11}$ mbar), in der die Atome gefangen und heruntergekühlt werden und in der die Experimente durchgeführt werden.

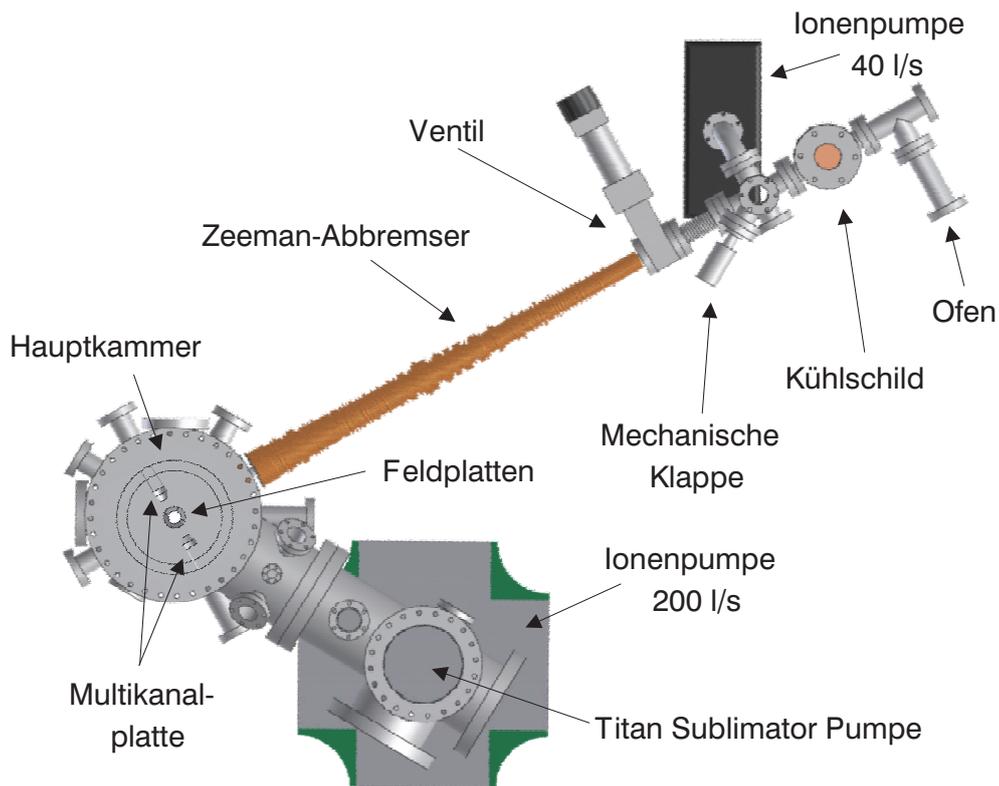


Abbildung II.2: Schematische Ansicht des kompletten Vakuumsystem. Oben rechts ist der Ofen zu erkennen, der durch den Zeeman-Abbremsler mit der Hauptkammer verbunden ist

Der Rubidiumofen wird mit 5 g natürlicher Rubidiummischung bei einer Temperatur von 160 °C betrieben. Um die Lebensdauer einer Rubidiumfüllung zu erhöhen wird der Ofen nur zum Experimentieren auf Betriebstemperatur gebracht. Die typische Zeit zum Erreichen der Temperatur beträgt 2 h. Hierdurch wird eine Experimentierzeit von 2000 h zwischen den Füllungen erreicht.

Nachdem der Atomstrahl den Ofen verlassen hat, wird er an einer schwenkbaren Klappe vorbeigeführt, die während der Experimente dafür sorgt, daß keine Atome in die Hauptkammer gelangen. Durch eine differentielle Pumpstrecke wird er dann in den Zeeman-Abbremsler geführt. Der Zeeman-Abbremsler besitzt eine Länge von 0,85 m und bremst den heißen Atomstrahl ab, damit dieser in der Kammer gefangen werden kann. Das System aus Ofen und Abbremsler erzeugt einen Fluß von $\Phi = 2,7 \cdot 10^{12}$ Atome/s.

Die Hauptkammer schließlich besteht aus einem Edelstahlrohr, an das insgesamt 12 Flansche mit verschiedenen Durchmessern angeschweißt sind. Die hohe Anzahl an Flanschen ermöglicht einen guten optischen Zugang sowie die Installation von zusätzlichem Zubehör in der Kammer wie elektrischen Feldplatten und Multikanalplatten.

In der Hauptkammer werden die Atome zunächst in einer magneto-optischen Falle gefangen. Bei einer typischen Ladezeit von 5 s sind Atomzahlen von $5 \cdot 10^9$ Atome bei einer Temperatur von 2 mK möglich. Die Temperatur der Wolke wird im nächsten Schritt durch optische Molassenkühlung auf Werte im Bereich von 20 μ K reduziert. Die derart

vorgekühlten Atome können dann in die Magnetfalle umgeladen werden.

Die Magnetfalle ist als Kleeblatt-Aufbau mit wassergekühlten Kupferspulen realisiert. Das Magnetfeld einer solchen Falle ist näherungsweise durch den Ausdruck

$$\vec{B}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} B_0 + \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} B' + \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \frac{B''}{2} \quad (\text{II.1})$$

gegeben, wobei B_0 das Offset-Magnetfeld, B' der Feldgradient und B'' die Krümmung des Felds sind. Typische Werte für die Magnetfeldparameter sind

$$B_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ T} \quad (\text{II.2})$$

$$B' = 6,07 \cdot 10^{-3} \frac{\text{T}}{\text{Am}} \quad (\text{II.3})$$

$$B'' = 0,5 \frac{\text{T}}{\text{Am}^2} \quad (\text{II.4})$$

Für kleine Abstände vom Zentrum und kleine Temperaturen ($T \leq 67 \cdot 10^{-4} \mu\text{K}/\text{T} \cdot B_0$) der Falle kann diese noch weiter genähert als harmonische Falle betrachtet werden. Man erhält dann für die Dichteverteilung der Atome in der Falle die Ausdrücke

$$n_g(\vec{r}) = n_{g,0} \exp\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2} + \frac{x^2 + y^2}{2\sigma_\rho^2}\right) = n_{g,0} f(\vec{r}) \quad (\text{II.5})$$

mit der radialen bzw. der axialen Breite

$$\sigma_\rho = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2}\right)}} = \frac{1}{\omega_\rho} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (\text{II.6})$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{g_F m_F \mu_B B''}} = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \quad (\text{II.7})$$

wobei T die Temperatur und ω_ρ bzw. ω_z die radiale bzw. axiale Fallenfrequenz sind.

Bei einem Strom von 400 A in allen Spulen wird eine radiale Fallenfrequenz von 18 Hz und eine axiale von 310 Hz erreicht. Ohne weitere Kühlung befinden sich nach dem Laden der Magnetfalle $2 \cdot 10^9$ Atome in der Magnetfalle bei einer Temperatur von 600 μK . Um die Atome weiter abzukühlen wird das Schema der Radiofrequenzverdampfungskühlung angewandt [Hes86]. Hierbei werden die heißesten Atome aus der Falle entfernt und der verbleibende Teil somit gekühlt. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann ein Bose-Einstein Kondensat mit einer Temperatur von bis zu 400 nK bei einer Atomzahl von $1,5 \cdot 10^6$ Atome erreicht werden.

Im Rahmen einer vorhergehenden Diplomarbeit [Ben06] wurde ein Mikrowellengenerator mit Helixantenne entwickelt mit dessen Hilfe ein Umpumpen der Atome zwischen dem gefangenen Hyperfeinzustand $5S_{1/2}$ ($F = 2, m_f = 2$) und dem ungefangenen Zustand $5S_{1/2}$ ($F = 1, m_f = 1$) möglich ist. Neben dem Einsatz zur Verdampfungskühlung kann dieses Verfahren auch zum adiabatischen Entvölkern der Magnetfalle durch eine

Landau-Zener Rampe verwendet werden. Hierbei wird die Anzahl der gefangenen Atome reduziert ohne dabei die Temperatur und somit die Größe der Wolke zu ändern.

Um eine Kontrolle des elektrischen Felds in der Falle zu ermöglichen sind in der Kammer acht elektrische Feldplatten angebracht. Diese können jeweils unabhängig voneinander auf Spannungen zwischen -3000 V und $+3000\text{ V}$ gebracht werden. Diese Konfiguration ermöglicht es, sehr variable Konfigurationen des elektrischen Felds am Ort der Atome zu erzeugen. Darüberhinaus erlauben die in der Falle installierten beiden Multikanalplatten (MCP) in Chevron-Anordnung eine Detektion von Ionen oder Elektronen.

Zur Bestimmung von Temperatur und Atomzahl der gefangenen Wolken wird eine Absorptionsaufnahme der Wolke verwendet. Hierzu wird die Wolke aus der Falle freigelassen und expandiert dann im freien Fall. Nach einer variablen Zeit t_{TOF} wird die Wolke mit einem zum Übergang $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ der D_2 -Linie resonanten Laserstrahl beleuchtet, dessen Intensität unter der Sättigungsintensität von Rubidium liegt. Dabei wird das Schattenbild von einem CCD-Chip aufgenommen. Durch den freien Fall wird die Impulsverteilung der Atome in eine Ortsverteilung überführt. Durch Vergleich des Schattenbilds mit einem Referenzbild ohne Atome können bei bekannter Fallengeometrie Anzahl und Verteilung der Atome sowie die Temperatur rekonstruiert werden. Eine eingehende Beschreibung des Absorptionsabbildungssystems ist in [Löw06] gegeben.

2 Lasersystem zur Rydberg-Anregung

Die Erzeugung von Rydberg-Atomen mit Hauptquantenzahl $n > 20$ erfordert für das Anregungslicht eine Wellenlänge von unter 300 nm . Laser dieser Wellenlänge sind aufwendig in ihrer Handhabung und Wartung. Außerdem kann mit einem Einphotonenübergang der Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ nicht vom Grundzustand $5S_{1/2}$ aus angeregt werden. Deshalb wird im vorliegenden Aufbau die Rydberg-Anregung durch eine Zweiphotonen-Anregung der Grundzustandsatome durchgeführt. Die für Rubidium benötigten Wellenlängen sind $\lambda_{\text{rot}} = 780,248\text{ nm}$ für das erste Photon und $\lambda_{\text{blau}} = 479 \dots 487\text{ nm}$ – abhängig vom anzuregenden Rydberg-Zustand – für das zweite Photon. Das hierfür aufgebaute Lasersystem wird im folgenden vorgestellt.

2.1 Optischer Aufbau

Der schematische Aufbau der Optik des gesamten Lasersystems ist in Abb. II.3 gezeigt. Das rote Licht der Wellenlänge λ_{rot} wird durch einen Diodenlaser in Littrow-Anordnung erzeugt. Das blaue Licht mit der Wellenlänge λ_{blau} kann nicht direkt mit Hilfe eines Diodenlasers erzeugt werden, da Diodenlaser dieser Wellenlänge nicht kommerziell erhältlich sind. Es soll jedoch trotzdem ein cw-Laser eingesetzt werden, um eine geringe Linienbreite des Gesamtsystems zu erzielen. Deshalb wird hier ein Diodenlaser in Littrow-Anordnung mit einer Wellenlänge im Bereich von $\lambda_{\text{IR}} \approx 960\text{ nm}$ eingesetzt und dessen Licht in einem nichtlinearen optischen Kristall verdoppelt.

Der rote Teil des Lasersystems basiert auf einem gitterstabilisierten Diodenlaser in Littrow-Anordnung. Dieser Aufbau erlaubt es, die Frequenz des emittierten Lichts über

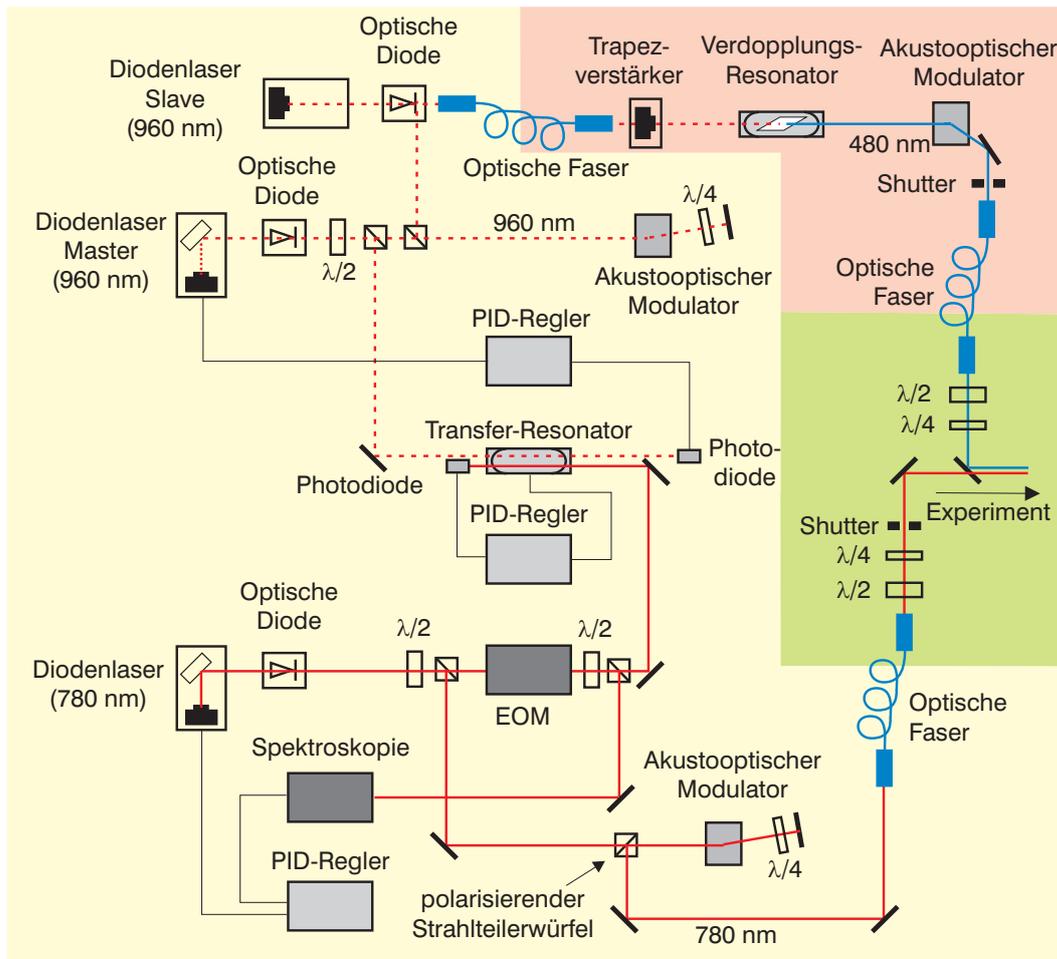


Abbildung II.3: Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Rydberg-Anregung. Zu erkennen sind die Lasersysteme zur Erzeugung von rotem und blauem Licht, die über einen Transferresonator miteinander stabilisiert werden. Die farbigen Bereiche stellen die drei optischen Tische dar, auf denen das Lasersystem aufgebaut ist.

einen Bereich von ca. 8 GHz modensprungfrei zu variieren. Mit einem akkusto-optischen Modulator (AOM) der Zentralfrequenz 200 MHz im Doppeldurchgang kann die Frequenz des roten Lichts um bis zu 500 MHz variiert werden. Ein Teil des Lichts gelangt über eine polarisationserhaltende Faser zur Experimentierkammer.

Für die Erzeugung des blauen Lichts durch Frequenzverdopplung wird im infraroten Strahl eine hohe Leistung benötigt, da die Verdopplung durch einen nichtlinearen Prozeß erfolgt. Außerdem ist im vorliegenden Aufbau ein AOM im Doppeldurchgang mit einer Zentralfrequenz von 400 MHz und einem Verfahrensbereich von ± 125 MHz eingebracht. Die Effizienz des AOM-Aufbaus beträgt 30% im Einzeldurchgang und im Doppeldurchgang somit 10%, was ein großen Leistungsverlust darstellt.

Um trotzdem eine möglichst hohe Leistung für die Frequenzverdopplung bereitzustellen wird deshalb im infraroten Teil eine Master-Slave-Anordnung eingesetzt. Das Prinzip einer Master-Slave-Anordnung besteht darin, daß die durch Stabilisierung und Durchgang durch einen AOM entstandenen Verluste der Intensität durch Einsatz einer zweiten La-

serdiode kompensiert werden. Hierzu wird das Licht der Master-Diode auf die gewünschte Frequenz stabilisiert und dann das verbleibende Licht in die Slave-Diode injiziert. Das von der Slave-Diode erzeugte Licht ist dann kohärent zur injizierten Mode, besitzt jedoch eine höhere Leistung.

Das Licht der Slave-Diode wird durch eine Faser zu einem Trapezverstärker transportiert. Das dort nochmals verstärkte Licht wird dann in den Verdopplungsresonator mit dem Verdopplungskristall eingekoppelt. Das aus dem Resonator austretende blaue Licht wird im Einzeldurchgang durch einen AOM geführt, der zum schnellen Schalten des Lichts verwendet wird. Der AOM im infraroten Teil ist hierzu nicht geeignet, da die Regelung der Länge des Verdopplungsresonators nach dem Einschalten des Lichts nicht schnell genug ist. Über eine polarisationserhaltende Faser wird das Licht schließlich zur Experimentierkammer geführt.

Zwischen der Auskopplung aus den Fasern und der Zusammenführung des blauen Lichts mit dem roten Licht sind in jedem Strahl eine $\lambda/2$ - und eine $\lambda/4$ -Platte angebracht um die lineare Polarisation derart in elliptische Polarisationen umzuwandeln, daß nach Reflexion an den Spiegeln in der Kammer die gewünschte zirkuläre Polarisation vorliegt. Das Licht wird dann schließlich durch eine achromatische Linse mit Brennweite 300 mm in die Kammer geleitet. Für das blaue Licht ergibt sich in der Magnetfalle am Ort der Atome ein $1/e^2$ -Radius von $36 \mu\text{m}$. Da im roten Strahl vor der Zusammenführung mit dem blauen Strahl eine weitere Linse eingebracht ist, erhält man einen kollimierten roten Strahl in der Magnetfalle mit einem $1/e^2$ -Radius von $580 \mu\text{m}$.

2.2 Stabilisierung

Um die für die Experimente zur Spektroskopie von Rydberg-Atomen benötigte geringe Linienbreite des Anregungslasers zu erreichen, wurde Wert auf eine gute Frequenzstabilisierung des Lasersystems gelegt. Diese soll im Folgenden vorgestellt werden. Eine Übersicht über die Komponenten zur Stabilisierung ist in Abb. II.4 gezeigt.

Um die Frequenz des roten Lasers zu stabilisieren wurde mit einer auf 40°C leicht erwärmten Rubidiumdampfzelle eine Polarisationspektroskopie aufgebaut. Diese erlaubt eine dopplerfreie Spektroskopie des Übergangs $5S_{1/2} \mapsto 5P_{3/2}$ mit der die Hyperfeinaufspaltung der Rubidiumübergänge aufgelöst werden kann [Dem00]. Das erhaltene Spektroskopiesignal wird an eine Regelelektronik übergeben, die über einen Piezokristall die Verkippung des Gitters und den Diodenstrom so regelt, daß die Laserfrequenz in Resonanz mit einem vorgegebenen Hyperfeinübergang der Rubidium D_2 -Linie ist. Die Steuerung des Diodenstroms wird durch einen separaten Laserdiodenregler ITC 102 von Thorlabs realisiert, an dessen Modulationseingang das Steuersignal der Elektronik angelegt wird. Als Regelpunkte stehen alle Übergänge in der Hyperfeinaufspaltung sowie deren Kreuzungen zur Verfügung (vgl. Abb. II.5). Bei allen gezeigten Experimenten wurde die Frequenz auf den Übergang $5S_{1/2} (F=2) \mapsto 5P_{3/2} (F'=3)$ stabilisiert.

Durch das gezeigte Verfahren wird die Frequenz des roten Lasers auf eine atomare Übergangsfrequenz stabilisiert. Um eine Zweiphotonen-Anregung durchzuführen, muß die Verstimmung des Lasers jedoch ausreichend groß gegenüber den resonanten Übergängen gewählt werden. Außerdem ist für die spektroskopische Untersuchung der Rydberg-An-

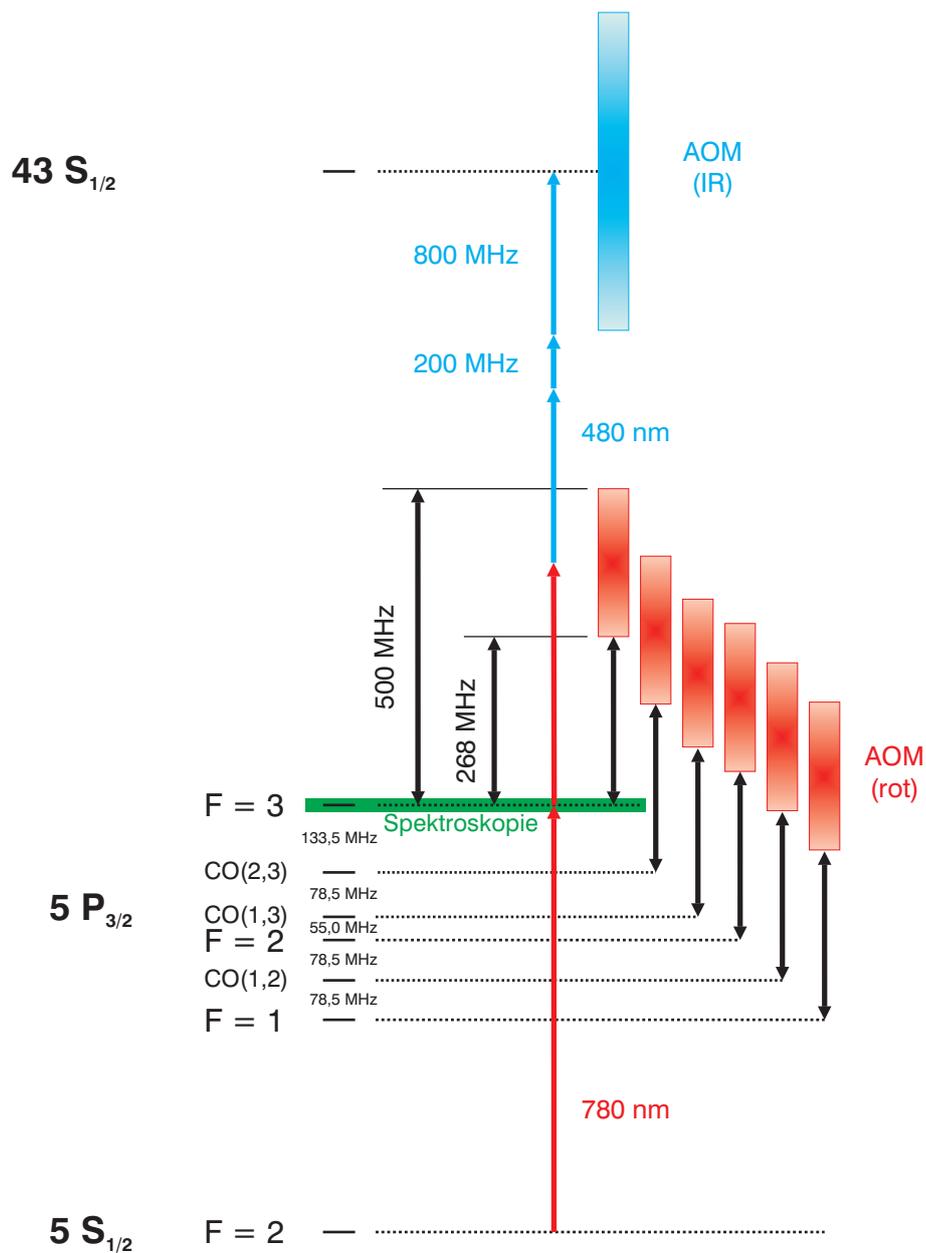


Abbildung II.5: Stabilisierungsschema der Rydberg-Anregung: der rote Laser bei $\lambda_{\text{rot}} = 780 \text{ nm}$ ist mittels einer Spektroskopie auf den Übergang $5S_{1/2} \mapsto 5P_{3/2}$ stabilisiert. Die Frequenzverschiebung des roten AOM beträgt zwischen $2 \cdot 134 \text{ MHz}$ und $2 \cdot 250 \text{ MHz}$. Mit dem infraroten AOM wird die Frequenz des blauen Lichts so verschoben, daß die Zweiphotonenanregung in Resonanz mit dem Rydberg-Übergang ist. Da die Spektroskopie des roten Lichts jeden Hyperfeinübergang des $5P_{3/2}$ (F) oder deren Kreuzungen (CO) auflöst, kann die Frequenz des roten Lichts über einen Bereich von 700 MHz variiert werden (überlappende rote Balken).

Der derart längenstabilisierte Transferresonator wird zur Stabilisierung des infraroten Lasers eingesetzt. Hierzu wird der Strom des Master-Lasers mit einer Frequenz von $\Omega_2 = 20\text{ MHz}$ moduliert. Das Modulationssignal wird hierfür hinter der langsamen Stromregelung des Laserdiodenreglers ITC 102 mit einem Bias-Tee dem Strom aufmoduliert, da der kommerzielle Regelkreis zur Steuerung des Diodenstroms eine unzureichende Bandbreite besitzt (vgl. Abb. II.6). Das im Transferresonator transmittierte Licht wird von einer Photodiode detektiert und das erhaltene Signal wieder mit der Frequenz Ω_2 heruntergemischt. Das dabei erzeugte Regelsignal wird dann dem Regelkreis für den Diodenstrom übergeben.

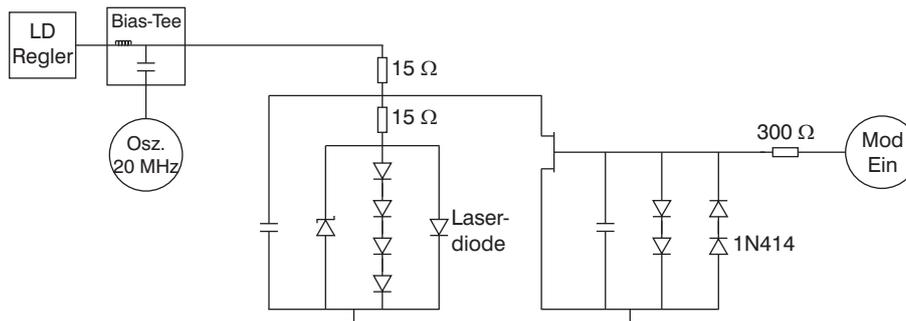


Abbildung II.6: Schaltung zur Regelung der Master-Laserdiode im infraroten Teil des Laseraufbaus: Da der Laserdiodenregler (LD Regler) keine ausreichende Bandbreite für die Regelung besitzt, wird der Strom zusätzlich über einen MOSFET gesteuert. Der rechte Teil der Schaltung entnimmt dazu einen Teil des Stroms vom Laserdiodenregler und steuert so den tatsächlichen Strom durch die Laserdiode. Die Bandbreite der Regelung ist somit nur durch die Bandbreite des MOSFET begrenzt.

Ein Teil des Lichts des Masters wird in den Transferresonator eingekoppelt und das Transmissionssignal von einer Photodiode aufgenommen. Aus dem gemischten Signal von Photodiode und Referenzfrequenz wird das Regelsignal für den Lasercontroller erzeugt. Eine aktive Stabilisierung von Strom und Gitter erfolgt nur für den Master-Laser des infraroten Teils. Der Strom des Slave-Lasers wird jedoch von der Stromregelung des Master-Lasers mitgeregelt. Der Slave-Laser folgt dann der injizierten Frequenz in einem weiten Bereich von typischerweise 8 GHz.

3 Zubehör zum experimentellen Ablauf

Neben dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Lasersystem zur Anregung von Rydberg-Atomen sind zur experimentellen Untersuchung von Rydberg-Atomen weitere Elemente nötig, die den Ablauf des Experiments steuern. Diese sollen in diesem Abschnitt erläutert werden.

3.1 Schalter für Licht und Hochspannung

Zur Anregung in den Rydberg-Zustand werden die in der Falle gefangenen Atome für eine kurze Zeit $\tau \leq 20 \mu\text{s}$ dem Anregungslicht ausgesetzt, da die Lebensdauer eines Rydberg-Zustands nur etwa $100 \mu\text{s}$ beträgt. Da es sich beim Lasersystem um ein cw-Laser handelt, muß das Licht ein- bzw. ausgeschaltet werden. Diese Aufgabe wird im Falle des roten Lichts vom AOM im Doppeldurchgang erledigt, für das blaue Licht übernimmt der eigens zu diesem Zweck eingebaute AOM unmittelbar vor der Einkopplung in die Faser diese Aufgabe. Das Schalten des Lichts mittels der AOMs wird vom zugehörigen AOM-Treiber durchgeführt. Die Auswahl des jeweiligen Zustands erfolgt dabei über einen Logikeingang des Treibers. Zeitpunkt und Dauer des Lichtpuls werden somit durch ein Logiksignal festgelegt, das an den AOM-Treiber übertragen wird. Die Zeitauflösung für das Schalten der AOM-Treiber beträgt 20 ns .

Nach der Anregung in den Rydberg-Zustand muß die Anzahl der Rydberg-Atome detektiert werden. Hierzu wird mit Hilfe der elektrischen Feldplatten ein Feld angelegt, das ausreicht, um die Rydberg-Atome zu ionisieren, die Grundzustandsatome jedoch nicht. Zur Ionisation des Zustands $43\text{S}_{1/2}$ ist eine Feldstärke von $1,6 \cdot 10^4 \text{ V/m}$ erforderlich, was durch eine angelegte Spannung von 1000 V an den Platten überschritten wird.

Um diese Hochspannung möglichst schnell schalten zu können, werden bipolare Hochspannungsschalter eingesetzt, die nach Anpassung an die vorhandenen Kapazitäten von Kabel und Feldplatten eine Anstiegszeit von 60 ns erreichen [Kuh06]. Die Steuerung der Schalter erfolgt durch ein TTL-Signal. Darüber hinaus sind die eingesetzten Schalter als Umschalter konzipiert, was bedeutet, daß auch im ‚ausgeschalteten‘ Zustand während der Anregung eine Spannung, und somit ein elektrisches Feld, angelegt werden kann.

3.2 Ablaufsteuerung des Experiments

Die Steuerung des experimentellen Ablaufs erfolgt durch die in [Löw06] vorgestellte Computersteuerung des BEC-Experiments. Die Erzeugung des Logiksignals für den Anregungspuls und die Hochspannungsschalter kann nicht durch die Computersteuerung des BEC-Aufbaus selbst erfolgen, da die zeitliche Auflösung der Steuerung auf $100 \mu\text{s}$ begrenzt ist und die Länge der Lichtpulse zur Anregung typischerweise im Bereich von wenigen μs liegt. Außerdem muß die Hochspannung der Feldplatten unmittelbar, d.h. $< 1 \mu\text{s}$ nach dem Ende der Lichtpulse geschaltet werden. Um diese Aufgabe zu bewältigen, wird deshalb zusätzliche Elektronik eingesetzt, die die Ablaufsteuerung der Rydberg-Anregung und Ionendetektion übernimmt. Da die Zeitauflösung für die Steuerung des BEC-Aufbaus des Experiments nach wie vor ausreicht, wurde die Zusatzelektronik so in das Experiment integriert, daß die vorhandene Steuerung nur für die Rydberg-Anregung auf die Erweiterung zurückgreift.

Grundlage aller Rydberg-Experimente ist die Erzeugung einer Atomwolke mit vorgegebener Temperatur und Atomzahl. Dies wird durch den BEC-Teil des Aufbaus durchgeführt. Der einfachste experimentelle Ablauf des Rydberg-Teils besteht aus einem einzigen Lichtpuls variabler Länge für rotes und blaues Licht und anschließendem Schalten des elektrischen Felds in der Kammer zur Ionisation der Rydberg-Atome für eine Dauer von $60 \mu\text{s}$. Hierdurch wird eine systematische Untersuchung der Anregungsdynamik

ermöglicht.

Eine Erweiterung der Ablaufsteuerung wird benötigt, wenn die Kohärenzeigenschaften der Anregung untersucht werden sollen. Hierzu muß zusätzlich die Phase des Anregungslichts geschaltet werden. Dies erfolgt durch einen Phaseninvertierer, der das im blauen AOM aufmodulierte Radiofrequenzsignal invertiert und somit die Phase um π verschiebt. Der Zeitpunkt des Einschaltens des Phaseninverters soll ebenfalls variabel gesteuert werden können, um eine systematische Untersuchung zu ermöglichen.

Eine weitere Untersuchung der Kohärenzeigenschaften ist möglich, wenn statt eines einzigen Pulses mit Phaseninversion während des Pulses zwei Pulse gleicher Länge mit variablem Abstand und invertierter Phase im zweiten Puls zum Einsatz kommen.

Um diese Abläufe zu steuern ist die Zusatzelektronik so aufgebaut, daß sie nach Erhalt eines Startpulses von der Steuerung des BEC-Experiments die benötigten Pulse erzeugt und an AOM-Treiber bzw. Hochspannungsschalter weiterreicht. Die einzelnen Parameter der Sequenzen wie Länge der Pulse oder Wartezeiten können dabei durch das Steuerungsprogramm eingestellt werden.

Bei der Rydberg-Schaltung handelt es sich um einen Aufbau, der aus Pulsgeneratoren und Logikgattern besteht, die mit BNC-Kabeln extern, und somit beliebig, verdrahtet werden können. Aus den Komponenten kann durch entsprechende Verdrahtung und Konfiguration der Pulsgeneratoren die gewünschte Folge von TTL-Signalen an die angeschlossenen AOM-Treiber und die Hochspannungsschalter geleitet werden. Um eine möglichst schnelle und einfache Umstellung zwischen den für die verschiedenen Experimenten nötigen Verdrahtungen zu ermöglichen wurde die Verschaltung so entwickelt, daß beim Wechsel zwischen den Experimenten eine möglichst geringe Anzahl an Kabeln umzustecken ist.

Eine detaillierte Beschreibung der Ablaufsteuerung und der Realisierung der einzelnen Teile ist in Anhang A gegeben.

4 Detektion von Rydberg-Atomen

Zur Detektion werden die Rydberg-Atome im vorliegenden Experiment zunächst ionisiert und dann mit den bereits in Abschnitt 1 erwähnten Multikanalplatten die erzeugten Ionen detektiert. Eine Multikanalplatte besteht aus einer etwa 0,5 mm dünnen Bleiglasplatte mit ca. 10^6 parallelen Kanälen im Inneren. Die im Experiment eingesetzte MCP hat eine aktive Fläche von 56 mm^2 . Die Kanäle können als Sekundärelektronenvervielfacher betrieben werden, indem zwischen Vorder- und Rückseite der MCP eine Spannung im Bereich von 2000 V angelegt wird. Aus einem auf die MCP treffenden geladenen Teilchen können dann 10^3 bis 10^5 Elektronen erzeugt werden. Der hierdurch erzeugte Strom wird von einem nachgeschalteten Strom-Spannungs-Wandler in eine Spannung umgewandelt, die von einer Digitalisiererkarte¹ aufgezeichnet wird. Die Verschaltung der MCP folgt dem in [Bau04] gezeigten Aufbau für die Ionendetektion. Die Detektion für Elektronen wurde in den vorgestellten Experimenten nicht eingesetzt.

¹Nationan Instruments NI 5102

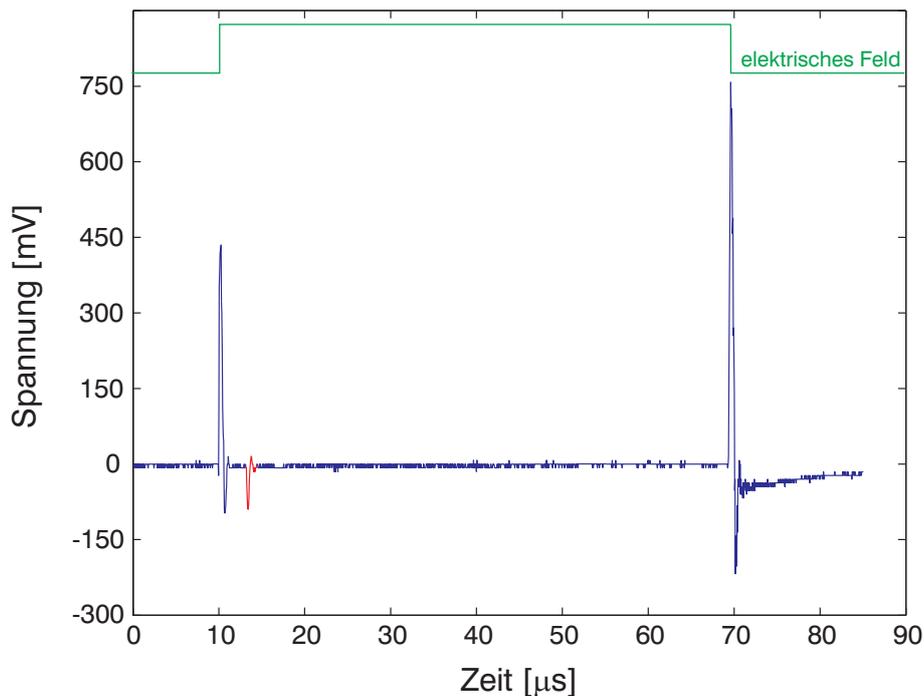


Abbildung II.7: Beispielhaftes MCP-Signal, das an der Oszilloskopkarte aufgezeichnet wird. Zu erkennen ist das Ein- und Ausschalten des elektrischen Felds (grün), sowie das Rydberg-Signal (rot)

In Abb. II.7 ist beispielhaft ein MCP-Signal gezeigt. Die beiden Signale an den Rändern bei $10\ \mu\text{s}$ und $70\ \mu\text{s}$ sind Folgen des Übersprechens beim Ein- bzw. Ausschalten der elektrischen Feldplatten zur Ionisation. Das Signal zum Nachweis der Rydberg-Atome wird ca. $3\ \mu\text{s}$ nach dem Einschalten der Ionisationsfelder aufgenommen. Eine Vergrößerte Darstellung des Rydberg-Signals ist in Abb. II.9(a) gegeben. Die Pulsfläche des Signals $F = \int U dt$, d.h. das Zeitintegral der Spannung, die an der Meßkarte aufgezeichnet wird, hängt von der Anzahl der ausgelösten Elektronen ab. Die Bestimmung der Anzahl der detektierten Rydberg-Atom kann somit auf eine Ermittlung der detektierten Pulsfläche reduziert werden. Die Bestimmung der Pulsfläche wird in Abschnitt 4.1 diskutiert.

Der Proportionalitätsfaktor im Zusammenhang zwischen Pulsfläche und Rydberg-Atomzahl hängt von den Eigenschaften von eingesetzter MCP und Schaltung zur Strom-Spannungs-Wandlung ab. Um diese Pulsfläche einer Rydberg-Atomzahl zuzuordnen, muß der Detektor deshalb kalibriert werden (vgl. Abschnitt 4.2).

4.1 Bestimmung der Pulsfläche eines Rydberg-Signals

Die Bestimmung der Pulsfläche aus den erzeugten Rydberg-Signale erfolgt über eine Sammlung von selbstprogrammierten Skripten der Software MATLAB. Das Rydberg-Signal wird hierzu von einem Programm für die Software LabView mit Hilfe der Digitalisiererkarte mit einer zeitlichen Auflösung von $50\ \text{ns}$ aufgenommen und nach der Aufnahme abgespeichert. Ein MATLAB Skript öffnet dann die gemessenen Daten und leitet diese an die Routine weiter, die für die Berechnung der Pulsfläche F zuständig ist.

Die einfachste und direkte Möglichkeit zur Berechnung von F ist, diese als Riemann-Summe des Signals aufzufassen. Dabei werden die aufgenommenen Spannungswerte in einem gewählten Intervall addiert und die Summe mit der zeitlichen Abstand benachbarter Datenpunkte multipliziert.

Im Experiment kann dieses Verfahren jedoch nicht verwendet werden, da das MCP-Signal mehrere Nulldurchgänge besitzt und somit abschnittsweise positiv bzw. negativ ist (vgl. Abb. II.9(a)). Das Integral ist dann nicht die Pulsfläche sondern die Differenz aus den Pulsflächen mit positiven bzw. negativen Spannungswerten.

Dieses Verhalten ist auf eine fehlende Impedanzanpassung des Kabels zwischen MCP-Verstärker und Oszilloskopkarte zurückzuführen. Ein Teil des Signals wird deshalb am Eingang der Karte reflektiert und trifft nach Reflexion am MCP-Verstärker wieder auf den Eingang der Karte. Um diese Oszillationen zu verhindern findet üblicherweise eine Impedanzanpassung statt. Hierbei wird die Eingangsimpedanz des Digitalisierers so an die Impedanz des Kabels angepasst, daß keine Reflexionen entstehen. Die verwendete kommerzielle Karte bietet jedoch selbst nur die Möglichkeit zwischen zwei Eingangsimpedanzen zu wählen ($50\ \Omega$, $1\ \text{M}\Omega$). Deshalb wird im vorliegenden Experiment die Pulsfläche des nicht impedanzangepassten Signals mit Reflexionen ermittelt.

Die direkte Berechnung der Pulsfläche kann dann durch Riemann-Integration des Absolutwerts der Spannung erfolgen: $F = \int |U| dt$. Ein entscheidender Nachteil dieses Verfahrens liegt jedoch darin, daß das auf dem Signal vorhandene Rauschen hierbei in die Pulsfläche eingeht, da zwar das Integral über die Rauschamplitude im zeitlichen Mittel verschwindet, das Integral über deren Betrag jedoch nicht. Das Rauschen nimmt so Einfluß auf die ermittelte Rydberg-Atomzahl, da diese um einen rauschabhängigen Betrag erhöht wird. Für eine MCP-Messung in der Kammer ohne Rydberg-Anregung, d.h. ohne zu erwartendes Rydberg-Signal erhält man deshalb trotzdem eine Rydberg-Atomzahl von ca. 500 Atomen.

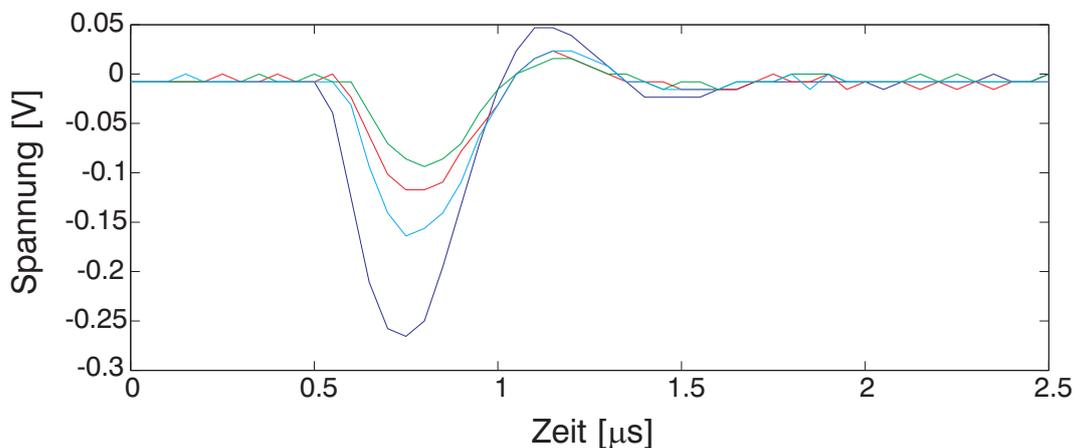


Abbildung II.8: Verschiedene an der Oszilloskopkarte aufgezeichnete Rydberg-Signale. Die zeitliche Form der Signale ändert sich für verschiedene Pulsflächen nicht

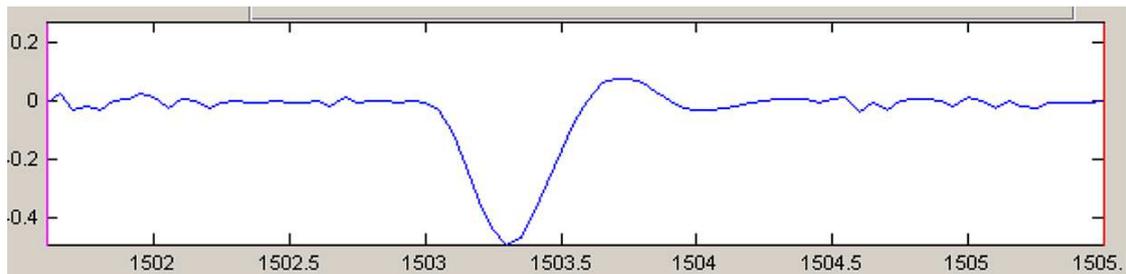
Eine Möglichkeit die Abhängigkeit der Rydberg-Atomzahl vom Rauschen zu vermindern besteht darin, das aufgenommene Signal mit einem Referenzsignal zu vergleichen und über das Größenverhältnis der beiden Signale die Rydberg-Atomzahl zu bestimmen.

Dies ist möglich, da die zeitliche Form des Signal unabhängig ist von der Anzahl an detektierten Rydberg-Atomen und lediglich eine lineare Skalierung über die Spannung mit der Pulsfläche stattfindet (vgl. Abb. II.8), d.h. alle Signale $s_i(t)$ haben die Form

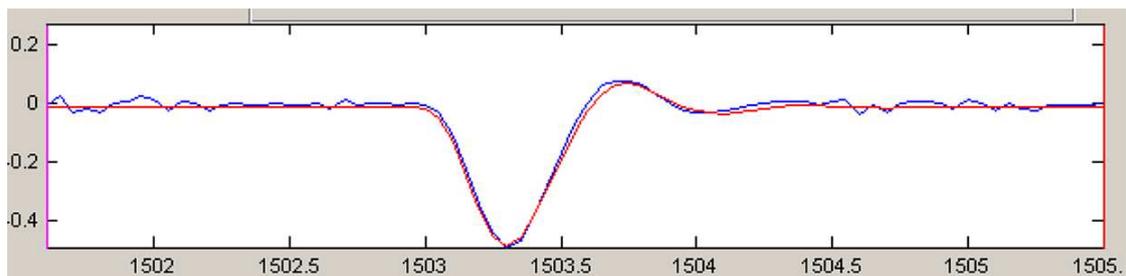
$$s_i(t) = f_i \cdot s_0(t), \quad (\text{II.8})$$

mit dem Referenzsignal $s_0(t)$ und den Skalierungsfaktoren f_i .

In der Software zur Auswertung der Rydberg-Signale wurde deshalb ein Verfahren implementiert, das das aufgezeichnete Signal mit einem Referenzsignal bekannter Rydberg-Atomzahl vergleicht und hierdurch die gemessene Rydberg-Atomzahl ermittelt.



(a) Ein Rydberg-Signal, das von der Messkarte aufgezeichnet wurde



(b) Das Rydberg-Signal aus Abb. II.9(a) zusammen mit einer Fitfunktion

Abbildung II.9: Ausschnitt aus dem Programm zur Bestimmung der Anzahl der detektierten Rydberg-Atome. In x-Richtung ist die Zeit in μs aufgetragen, in y-Richtung die Spannung in V

Die Software erwartet das Rydberg-Signal zu einer einstellbaren Zeit nach dem Einschalten der Ionisationsfelder und führt dann eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate durch, um das gemessene Signal $s_i(t)$ mit der Referenzsignal $s_0(t)$ zu vergleichen (vgl. Abb. II.9(b)). Der einzige variable Parameter ist dabei der Skalierungsfaktor f_i , der linear mit der Pulsfläche skaliert. Bezeichnet F_0 die Pulsfläche, die durch das Referenzsignal detektiert wurden, so ist die mit dem Signal s_i detektierte Pulsfläche F_i gegeben durch

$$F_i = f_i \cdot F_0. \quad (\text{II.9})$$

Zur Betrachtung des Einflusses von Rauschen auf die Auswertung der Rydberg-Signale mit dieser Methode wurden wieder Signale betrachtet, die ohne Vorhandensein von Atomen in der Kammer aufgenommen wurden. Hierbei ergibt sich eine Anzahl von

120 Atomen für eine Spannungsauflösung von 8 mV an der Digitalisiererkarte und eine Anzahl von 80 Atomen für eine Spannungsauflösung von 1 mV. Dies stellt eine wesentliche Verbesserung gegenüber der Bestimmung durch Riemann-Integration dar.

4.2 Kalibration des Rydberg-Detektors

Um den Zusammenhang zwischen der detektierten Pulsfläche und der Anzahl der im Experiment erzeugten Anzahl an Rydberg-Atomen herzustellen, wurde der Detektor kalibriert. Der Zusammenhang zwischen Rydberg-Atomzahl S und gemessener Pulsfläche F kann über einen weiten Bereich durch die Beziehung

$$S = \kappa F \quad (\text{II.10})$$

mit dem Detektorparameter κ genähert werden. Die Bestimmung von κ ist somit aus einer bekannten Anzahl an Rydberg-Atomen und bekannter Pulsfläche möglich.

Um die Anzahl der Rydberg-Atome zu bestimmen, die bei der Anregung erzeugt werden wird der Verlust der Atomzahlen zwischen einem Experiment mit Rydberg-Anregung und einem solchen ohne Anregung verwendet. Hierzu wurden Atomwolken mit $4 \cdot 10^7$ Atomen bei einer Temperatur von 23 μK in der Magnetfalle erzeugt.

Für diese Wolken wurde zunächst ohne Rydberg-Anregung die Atomzahl durch Aufnahme von Absorptionbildern bestimmt. Im nächsten Schritt wurden die Wolken zwischen 10 und 50 mal mit dem Anregungslicht für 1 μs angeregt, nach jedem Anregungspuls die entstandenen Rydberg-Atome ionisiert und das an der MCP entstandenen Ionensignal aufgezeichnet. Nach dem Durchlauf aller Anregungssequenzen wurden dann auch für diese Wolken die Atomzahlen durch Absorptionsmessung bestimmt.

Der rote Laser zur Rydberg-Anregung pumpt durch die Nähe zur D_2 -Linie des Rubidiums auch Atome aus dem gefangenen und detektierbaren Grundzustand in den Zustand $5P_{3/2}$ um. Von dort aus können die Atome in nicht gefangene oder nicht detektierbare Zustände zerfallen. Um diesen Verlustkanal zu berücksichtigen, wurden zu allen Messungen mit Rydberg-Anregung auch Messungen aufgenommen, bei denen das Licht des blauen Lasers blockiert wurde und nur der rote Laser in die Kammer gelangte. Auch hier wurden die Atomzahlen nach den Anregungspulsen durch Absorptionsmessung bestimmt.

Aus den gemessenen Atomzahlverlusten ist zu erkennen, daß der Verlust durch den roten Laser nicht vernachlässigt werden darf. Für eine Kalibration des Detektors ist es deshalb nötig, in gleichartig präparierten Atomwolken die Atomzahlen bei Einstrahlung von allein rotem sowie von rotem und blauem Anregungslicht zu vergleichen. Diese Differenz ist dann die Anzahl der erzeugten Rydberg-Atome. Außerdem streuen die detektierten Atomzahlen deutlich. Um den Einfluß dieser Streuung auf die Kalibration gering zu halten wurden bei der Kalibration in jeder Wolke eine hohe Anzahl an Rydberg-Anregungen durchgeführt. Hierdurch wird ein hoher Gesamtverlust an Atomen erreicht und der Einfluß der Streuung reduziert.

Mit Hilfe der Kalibration erhält man einen Wert von

$$\kappa = 3,827 \cdot 10^{10} \frac{\text{Atome}}{\text{Vs}}. \quad (\text{II.11})$$

Für alle Messungen, die dem in Gl. (II.11) ermittelten Wert zugrunde liegen, wurden jeweils pro Anregung eine annähernd gleiche Anzahl von Rydberg-Atomen erzeugt und somit eine gleiche Pulsfläche am Detektor nachgewiesen. Um die Gültigkeit der Annahme des linearen Zusammenhangs zwischen Detektorsignal und Rydberg-Atomzahl nach Gl. (II.10) zu überprüfen wurden deshalb weitere Kalibrationsmessungen durchgeführt, bei dem in jeweils gleichen Wolken mit etwa 10^6 Atomen eine Rydberg-Anregung mit verschiedenen Laserintensitäten durchgeführt wurde. Hierdurch konnte die Anzahl der bei jeder Anregung erzeugten Rydberg-Atome gesteuert werden. Um trotzdem einen hohen Atomverlust zu erzielen wurde die Anzahl der Anregungen pro Wolke an die Intensität angepasst.

Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. II.10 gezeigt. Aus den Daten ist zu erkennen, daß die Annahme eines linearen Zusammenhangs für den Detektor gerechtfertigt ist. Außerdem ist wieder eine teilweise deutliche Streuung der Atomzahlverluste zu erkennen. Dies führt zu einer Unsicherheit im ermittelten Wert für die Detektorkonstante κ , die in Abb. II.10 durch die farblich hinterlegte Fläche angedeutet ist. Die eingezeichnete Fläche repräsentiert den Standardfehler des durch lineare Regression erhaltenen Werts für den Detektorparameter κ , der ein Maß für die Güte des erhaltenen Mittelwerts darstellt. Der hier erhaltene Wert beträgt

$$\kappa = (3,882 \pm 0.6) \cdot 10^{10} \frac{\text{Atome}}{\text{Vs}} \quad (\text{II.12})$$

Die Standardabweichung beträgt $4,024 \cdot 10^{10}$ Atome/Vs und ist durch die beiden gestrichelten Linien in Abb. II.10 wiedergegeben. Sie ist ein Maß für die Streuung der einzelnen Meßwerte.

Der Streuung der erhaltenen Datenpunkte ist auf die Streuungen in der Messung der Atomzahl durch Aufnahme eines Absorptionsbilds und die Streuung des gemessenen Rydberg-Signals mittels der MCP zurückzuführen. Die Streuung der mit optischen Methoden ermittelten Atomzahl ist dabei die dominante Quelle für die Streuung. Um die Verhältnisse der Streuungen abzuschätzen, wird der Varianzkoeffizient eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein relatives Fehlermaß, das durch das Verhältnis von Standardabweichung und Mittelwert einer Messung gegeben ist. Der Varianzkoeffizient der unter gleichen Bedingungen ermittelten Atomzahlen liegt dabei für die verschiedenen Experimente zwischen 0.51 und 4.94. Dieser hohe Wert ist auf die Unsicherheit in der Atomzahlbestimmung zurückzuführen. Die Aufnahmen wurden in Wolken mit wenigen Atomen durchgeführt, um einen Atomzahlverlust durch Rydberg-Anregung detektieren zu können. Für geringe Atomzahlen nimmt jedoch das Signal-Rausch-Verhältnis in den Absorptionaufnahmen ab. Die Genauigkeit der Atomzahlbestimmung liegt dann im Bereich des Atomzahlverlusts. Daraus resultiert dann eine deutliche Streuung des Atomzahlverlusts.

Eine Berechnung des Varianzkoeffizienten der auf der MCP detektierten Rydberg-

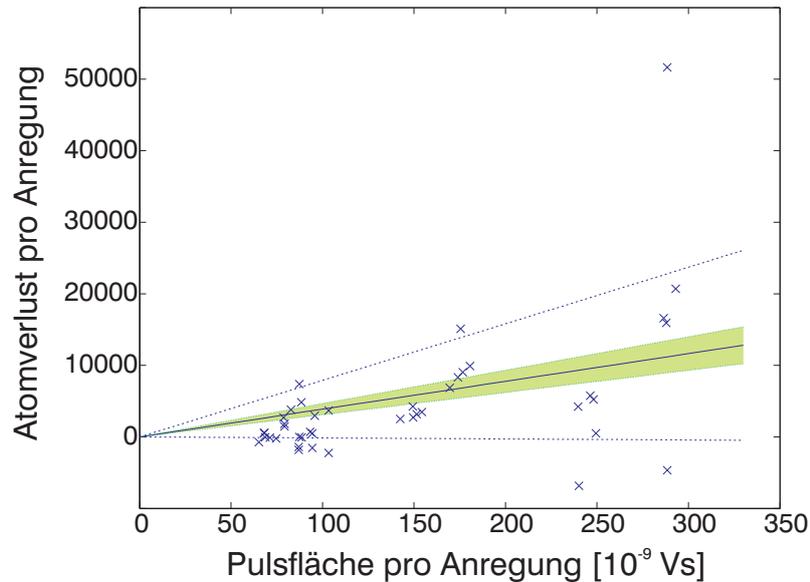


Abbildung II.10: Messung zur Kalibration des Detektors für die Rydberg-Atome in Bereichen verschiedener Pulsflächen. Der grün eingefärbte Bereich repräsentiert den mittleren Fehler der bestimmten Kalibrationskonstante. Für die Kalibrationskonstante ergibt sich ein Wert von $\kappa = (3,882 \pm 0,6) \cdot 10^{10} \frac{\text{Atome}}{\text{Vs}}$

Atomzahlen ergibt einen Wert zwischen 0.05 und 0.52. Die Varianzkoeffizienten zeigen, daß die Unsicherheit des Kalibrationsfaktors κ im Wesentlichen auf die Streuung bei der Bestimmung der Atomzahl durch Absorptionenaufnahme zurückzuführen ist. Die Streuung der Pulsflächen ist für die Bestimmung von κ darum von untergeordneter Rolle. Für alle weiteren Messungen jedoch werden die Rydberg-Atomzahlen aus der Messung des MCP-Signals und Umrechnung mittels Kalibration ermittelt. Die verbleibende Unsicherheit von κ aus der Kalibration geht hier als systematischer Faktor aller ermittelten Rydberg-Atomzahlen ein und hat keinen Einfluß auf die relative Skalierung der Rydberg-Atomzahlen. Die Streuung der Pulsflächen hingegen kann die relative Skalierung der Rydberg-Atomzahlen zueinander beeinflussen. Um die Unsicherheit der ermittelten Daten zu reduzieren werden deshalb in den Experimenten mehrere Meßpunkte unter gleichen Bedingungen aufgenommen.

III Experimentelle Ergebnisse

Dieses Kapitel behandelt die durchgeführten Experimente und stellt die erhaltenen Daten vor. Der Vergleich verschiedener Modelle zur Rydberg-Anregung mit den experimentellen Ergebnissen erlaubt eine eingehende Untersuchung der Anregungsdynamik, insbesondere eine Klärung der Fragen nach der Kollektivität und der Kohärenz der Anregung. Im ersten Abschnitt werden die generellen Eigenschaften der Rydberg-Anregung in einer Magnetfalle untersucht und eine Rechnung zur Beschreibung der Anregungsdynamik vorgestellt. Im zweiten Teil wird die Abhängigkeit der Rydberg-Anregung von der Dichte der Grundzustandsatome und der Rabi-Frequenz der Anregung systematisch untersucht und ein kollektives Verhalten der Anregung nachgewiesen. In einem Echo-Experiment wird schließlich die Kohärenz der Rydberg-Anregung im vorliegenden Experiment direkt bewiesen.

1 Rydberg-Anregung in der Magnetfalle

Die Anregung von Rydberg-Atomen in magneto-optischen Fallen erlaubt es, spektroskopische Untersuchungen an ultrakalten Rydberg-Atomen durchzuführen und so die Genauigkeit der Messungen gegenüber Messungen an einem Atomstrahl zu verbessern. Will man jedoch die Wechselwirkung von derart gefangenen Rydberg-Atomen untersuchen, so sind die erreichbaren Atomzahldichten im Bereich von $10^{14} \dots 10^{17} \text{ m}^{-3}$ nicht ausreichend, um eine umfassende Untersuchung durchzuführen, da erst am oberen Ende dieses Dichtebereichs Signaturen der Wechselwirkung erkennbar sind [Ton04]. Eine Magnetfalle des in Kapitel II, Abschnitt 1 vorgestellten Typs erlaubt hingegen weitaus höhere Dichten von bis zu 10^{20} m^{-3} und ermöglicht somit Untersuchungen der Rydberg-Atome in einem Bereich starker Wechselwirkung.

Auch für die Anregung selbst bietet die Magnetfalle den Vorteil, daß durch die geringe Ausdehnung einer gefangene Wolke von wenigen μm die Laserstrahlen zur Anregung so gewählt werden können, daß sie über die gesamte Wolke konstant sind. Darüberhinaus ist auch das Magnetfeld innerhalb der Magnetfalle nahezu homogen im Vergleich zur magneto-optischen Falle, was insbesondere für die Polarisation des Anregungslichts eine wichtige Rolle spielt. Durch das Erreichen einer geringeren Temperatur von wenigen Mikrokkelvin in einer Magnetfalle wird zudem die Dopplerverbreiterung der Übergänge verringert. Dies ermöglicht die Auflösung der magnetischen Unterzustände der Rydberg-Niveaus. Die Anregung von Rubidium 87 in den Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ unter Einbeziehung der Aufspaltung des Rydberg-Zustands soll im folgenden eingehend untersucht werden.

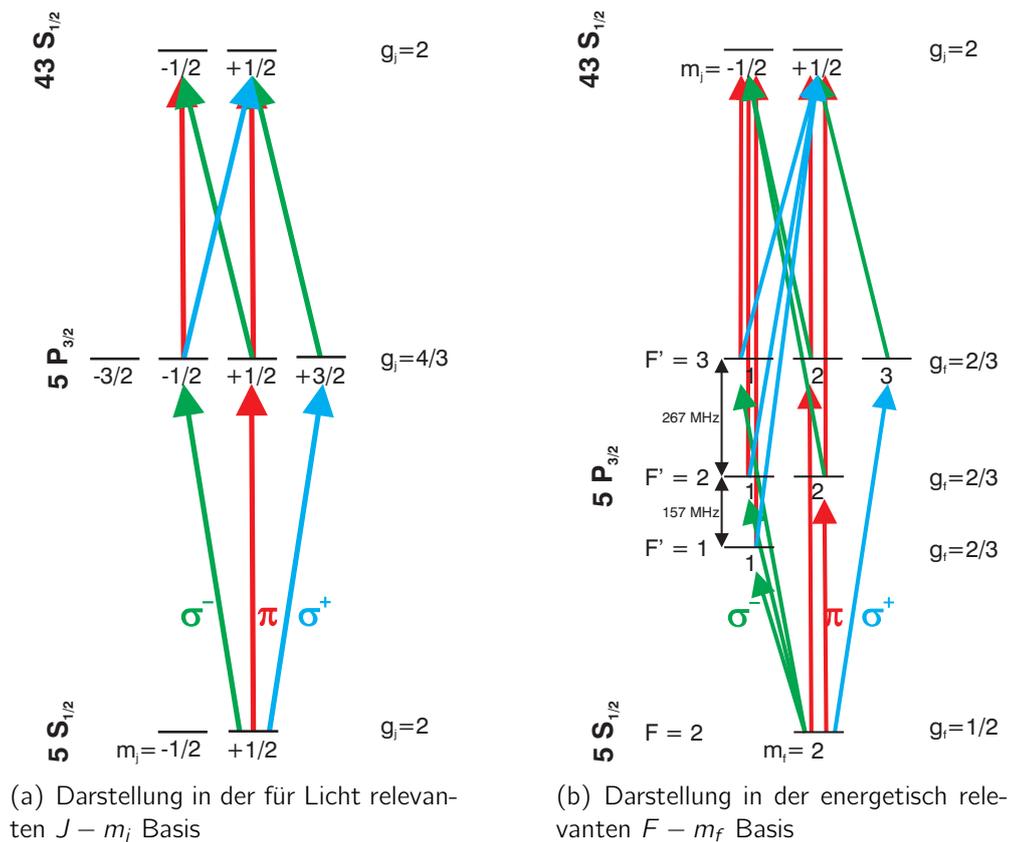


Abbildung III.1: Übersicht der möglichen Übergänge vom Grundzustand in den Rydberg-Zustand in den beiden relevanten Darstellungen. Dabei wird von einer Präparation der Atome im Zustand $5S_{1/2} (F = 2, m_f = 2) \hat{=} 5S_{1/2} (m_j = 1/2, l = 3/2, m_i = 3/2)$ ausgegangen

1.1 Struktur der Übergänge in ^{87}Rb

Zunächst wird der für die Rydberg-Anregung relevante Teil der atomaren Struktur von ^{87}Rb besprochen. Die Anregung in den Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ aus dem Grundzustand $5S_{1/2}$ erfolgt durch einen Zweiphotonenprozeß, da ein Einphotonenprozeß dipolverboten ist. Um eine Verstärkung der Anregungsstärke für die Rydberg-Anregung bei einem Zweiphotonenprozess zu erhalten wird die Frequenz des roten Lasers nahe dem Übergang vom Grundzustand in den angeregten Rubidium-Zwischenzustand $5P_{3/2}$ gewählt und eine Zweiphotonenanregung durchgeführt. Die Blauverstimmung des roten Lasers vom Zwischenzustand ist variabel und beträgt bis zu 500 MHz. Die Struktur der relevanten Zustände von Rubidium ist in Abb. III.1 gezeigt. Die für die Auswahlregeln der Dipolübergänge relevante Darstellung in (J, m_j) -Basis ist in Abb. III.1(a) gezeigt. Der Zwischenzustand spaltet durch die Hyperfeinstruktur in vier Unterniveaus auf. Vom betrachteten Grundzustand mit $m_j = 1/2$ aus sind aufgrund der Auswahlregeln für Dipolübergänge mit linear bzw. zirkular polarisiertem Licht lediglich diejenigen Zustände

erreichbar, für deren magnetische Quantenzahl

$$m'_j = m_j \pm 0,1 = \{-1/2, 1/2, 3/2\} \quad (\text{III.1})$$

gilt. Von den möglichen Zwischenzuständen ausgehend sind Übergänge zu den beiden $m_j = \pm 1/2$ -Unterszuständen des Rydberg-Zustands dipolerlaubt.

Durch Kopplung des Kernspins von $I = 3/2$ mit dem Hüllenspin J erhält man für Rubidium eine Hyperfeinaufspaltung von einigen GHz im Grundzustand $5S_{1/2}$ und von einigen 100 MHz im Zustand $5P_{3/2}$ [Hak93]. Für den Rydberg-Zustand hingegen kann die Hyperfeinstruktur vernachlässigt werden, da diese wegen der \tilde{n}^{-3} -Abhängigkeit der Energieaufspaltung nur eine Energieverschiebung von einigen $h \cdot 10$ kHz für Rydbergzustände mit $n = 30 \dots 40$ verursacht [Gra06]. Die Aufspaltung der Niveaus mit Hauptquantenzahl $n = 5$ ist in Abb. III.1(b) gezeigt. Da der rote Laser für die Zweiphotonenanregung eine Verstimmung vom Zwischenzustand in der Größenordnung der Hyperfeinaufspaltung aufweist, muß diese bei der Anregung berücksichtigt werden. Für die Bestimmung der Rabi-Frequenzen der Anregung wird deshalb die (F, m_f) -Basis gewählt.

Um zu berücksichtigen, für welche Polarisation die Übergänge aus den hyperfeinaufgespaltenen Niveaus in die Rydberg-Zustände dipolerlaubt sind, wird die (J, m_j) -Basis nach Komponenten der Hyperfeinbasis entwickelt. Der Übergang von der Darstellung in (J, m_j, I, m_i) -Basis zur Darstellung in (F, m_f, J, I) -Basis ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} |J = 3/2, m_j = 3/2, I = 3/2, m_i = 3/2\rangle &= |J = 3/2, I = 3/2, F = 3, m_f = 3\rangle \\ |J = 3/2, m_j = 1/2, I = 3/2, m_i = 3/2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} |J = 3/2, I = 3/2, F = 3, m_f = 2\rangle \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} |J = 3/2, I = 3/2, F = 2, m_f = 2\rangle \\ |J = 3/2, m_j = -1/2, I = 3/2, m_i = 3/2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{5}} |J = 3/2, I = 3/2, F = 3, m_f = 1\rangle \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{2}} |J = 3/2, I = 3/2, F = 2, m_f = 1\rangle \\ &\quad + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{10}} |J = 3/2, I = 3/2, F = 1, m_f = 1\rangle \\ |J = 1/2, m_j = 1/2, I = 3/2, m_i = 3/2\rangle &= |J = 3/2, I = 3/2, F = 2, m_f = 2\rangle. \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Dabei wurden nur Zustände mit $I = 3/2$ und $m_i = 3/2$ berücksichtigt. Verwendet man diese Zerlegung, so erhält man die in Abb. III.1(b) gezeigten Anregungspfade für die verschiedenen Polarisationen des Anregungslichts.

Daneben ist für die Rydberg-Anregung in der Magnetfalle die Zeeman-Aufspaltung der beteiligten Zustände relevant, da innerhalb der Falle Magnetfelder im Bereich von mehreren 10^{-4} T herrschen. Durch die unterschiedlichen magnetischen Momente der hyperfeinaufgespaltenen Zustände führt dies zu einer Energieverschiebung der Zustände relativ zueinander von $\Delta E \approx h \cdot 1$ MHz. Außerdem ist das Magnetfeld nicht homogen, was zu einer Ortsabhängigkeit der Energieaufspaltung führt. Um diese Abhängigkeit experimentell zu umgehen wird die Anregung deshalb ausgehend vom Grundzustand

$5S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = 1/2$) in den Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = +1/2$) durchgeführt, da beide Zustände aufgrund des gleichen magnetischen Moments im Magnetfeld energetisch gleich verschoben werden und die Übergangsfrequenz des gesamten Übergangs somit magnetfeldunabhängig ist.

Auch die Zwischenzustände zeigen durch die verschiedenen magnetischen Quantenzahlen eine unterschiedliche Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Übergangsfrequenzen zu Grund- und Rydberg-Zustand sind dabei vom Magnetfeld abhängig, da der g_j -Faktor für die Zwischenzustände $4/3$ beträgt. Dies muß bei der Berechnung der Verstimmung vom Zwischenzustand berücksichtigt werden.

1.2 Polarisation des Anregungslichts

In Gl. (III.2) ist zu erkennen, daß die beiden Zwischenzustände mit $m_j = \pm 1/2$ in verschiedene Hyperfeinniveaus aufspalten, der Zustand mit $m_j = 3/2$ hingegen nicht. Für die magnetfeldunabhängige Rydberg-Anregung wurde deshalb nicht der Übergang über den Zwischenzustand mit $m_j = +1/2$ sondern der gestreckte Übergang

$$5S_{1/2}(F = 2, m_f = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3, m'_f = 3) \rightarrow 43S_{1/2}(m_j = 1/2)$$

gewählt. Die Polarisierungen für die beiden Übergänge sind somit:

- σ^+ für den roten Übergang $5S_{1/2}(F = 2, m_f = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3, m'_f = 3)$
- σ^- für den blauen Übergang $5P_{3/2}(F' = 3, m'_f = 3) \rightarrow 43S_{1/2}(m_j = 1/2)$

Besitzt das für die Anregung entlang der z -Achse eingestrahlte Licht die ausgewählten Polarisierungen, so ist eine einzige Linie im Spektrum zu erwarten. Durch die Krümmung des Magnetfelds in der Falle (vgl. Gl. (II.1)) stimmen jedoch Propagationsrichtung des Lichts und Quantisierungsachse der Atome nur auf der z -Achse der Falle überein. Als Konsequenz hieraus ergibt sich, daß entlang der z -Achse eingestrahltes zirkular polarisiertes Licht nur auf der Achse selbst vollständig σ^+ - bzw. σ^- -polarisiert ist. An allen anderen Orten muß die Polarisation bezüglich des lokalen Magnetfelds betrachtet werden. Die Polarisation von Licht kann durch die Jones-Vektoren beschrieben werden. Für zirkular polarisiertes Licht σ^\pm , das in z -Richtung propagiert, kann der elektrische Feldvektor als

$$\vec{E}(z,t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \quad (\text{III.3})$$

geschrieben werden.

Betrachtet man nun das elektrische Feld aus einem Koordinatensystem S' , das um die y -Achse um den Winkel ϑ gedreht ist, so erhält man den elektrischen Feldvektor durch Multiplikation der Drehmatrix

$$\underline{\underline{D}} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & 0 & -\sin \vartheta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \vartheta & 0 & \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (\text{III.4})$$

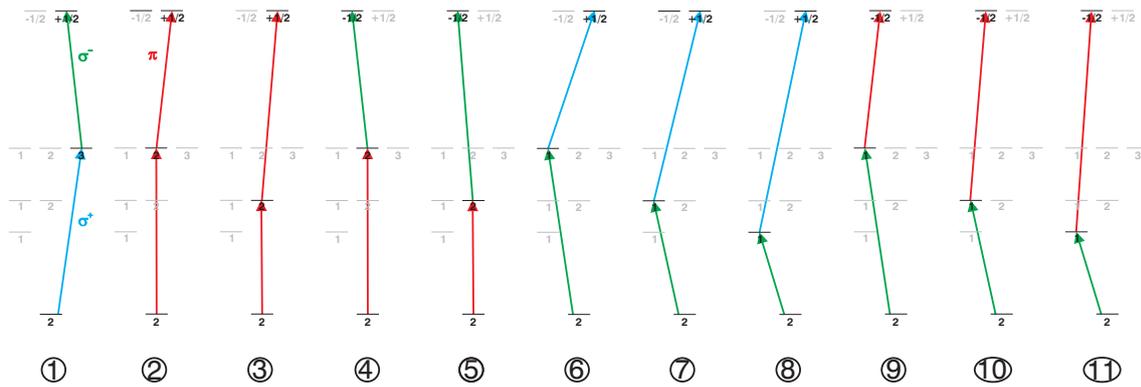


Abbildung III.2: Bezeichnung der möglichen Anregungspfade vom Grundzustand in die beiden Rydberg-Zustände. Die verschiedenen Farben repräsentieren dabei die Polarisation des Lichts für den jeweiligen Übergang

mit dem in Gl. (III.3) definierten Vektor. Der elektrischen Feldvektor in S' ist somit:

$$\vec{E}'(x', z', t) = \underline{\underline{D}} \cdot \vec{E}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \mp i \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} e^{i(kx' \sin \vartheta + kz' \cos \vartheta - \omega t)} \quad (\text{III.5})$$

Zerlegt man Gl. (III.5) nach Komponenten von $\vec{\sigma}'^+$, $\vec{\sigma}'^-$ und $\vec{\pi}'$ im gestrichenen System, so erhält man schließlich die gesuchten Anteile

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \mp i \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} &= \frac{1}{2}(\cos \vartheta + 1) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(\cos \vartheta - 1) \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\sin \vartheta}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2}(\cos \vartheta + 1) \vec{\sigma}'^{\pm} + \frac{1}{2}(\cos \vartheta - 1) \vec{\sigma}'^{\mp} + \frac{\sin \vartheta}{2} \vec{\pi}' \\ &= C_{\text{richtig}} \vec{\sigma}'^{\pm} + C_{\text{falsch}} \vec{\sigma}'^{\mp} + C_{\text{lin}} \vec{\pi}' \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

C_{richtig} ist der verbleibende Anteil der eingestrahlenen Polarisation und die anderen beiden Terme C_{falsch} und C_{lin} stellen die Komponenten der entgegengesetzten zirkularen Polarisation bzw. der linearen Polarisation dar.

1.3 Bestimmung der Rabi-Frequenzen der Übergänge

Zur Berechnung der Anregung in den Rydberg-Zustand soll das Atom wie in Abschnitt 1.3 als Dreineiveauatom behandelt werden. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, sind bei Anregung über den gestreckten Übergang auch Anregungen über andere Pfade möglich. Deshalb müssen alle Anregungspfade, die im Grundzustand $5P_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = 1/2$) beginnen und in den beiden Rydberg-Zuständen $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = \pm 1/2$) enden berücksichtigt werden und man erhält folglich elf Anregungspfade (vgl. Abb. III.2, Tab. III.1).

Gemäß den in Abschnitt 1.3 gezeigten Beziehungen ist die Rabi-Frequenz des Pfads

III Experimentelle Ergebnisse

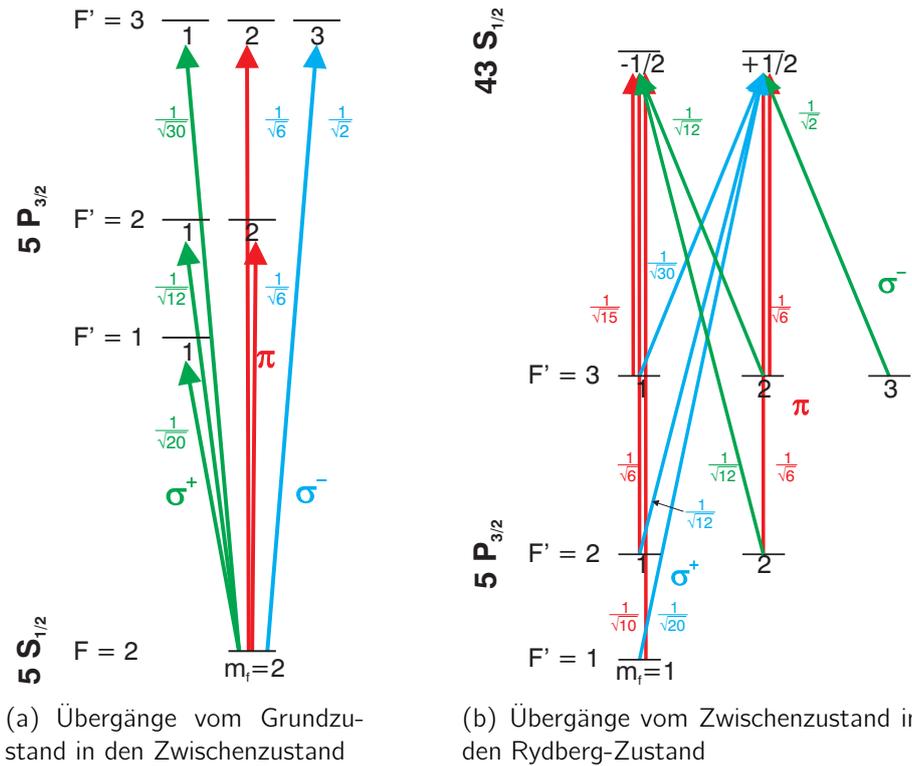


Abbildung III.3: Darstellung der möglichen Übergänge zur Berechnung der relativen Übergangsstärken. Gezeigt sind die Clebsch-Gordan Koeffizienten der Übergänge.

(i) gegeben durch

$$\Omega_0^{(i)} = \sqrt{(\Omega_{\text{eff}}^{(i)})^2 + \delta_{\text{blau}}^2} \quad \text{mit} \quad (\Omega_{\text{eff}}^{(i)})^2 = \frac{(\Omega_{\text{rot}}^{(i)})^2 (\Omega_{\text{blau}}^{(i)})^2}{4\delta_{\text{rot}}^2}. \quad (\text{III.7})$$

Für die Population P des Rydberg-Zustands zur Zeit t gilt bei kohärenter Anregung

$$P(t) = \left| \sum_{i=1}^{11} F_{\text{Pol}}(\vec{r}) \frac{\Omega_0^{(i)}}{\Omega_{\text{eff}}^{(i)}} \sin \Omega_{\text{eff}}^{(i)} t \right|^2. \quad (\text{III.8})$$

Die Rabi-Frequenzen hängen dabei explizit von den Intensitäten I der Anregungslaser, den Sättigungsintensitäten I_{Sat} und den Linienbreiten Γ der Übergänge ab:

$$\Omega_{\text{rot}}^{(i)} \Omega_{\text{blau}}^{(i)} = \sqrt{S^{(i)}} \Gamma_{\text{rot}} \Gamma_{\text{blau}} \sqrt{\frac{I_{\text{rot}}}{2I_{\text{Sat,rot}}}} \sqrt{\frac{I_{\text{blau}}}{2I_{\text{Sat,blau}}}} \quad (\text{III.9})$$

Für die Linienbreiten wurden dabei die Werte $\Gamma_{\text{rot}} = 6,065$ MHz nach [Rad85] und $\Gamma_{\text{blau}} = 5,537$ kHz nach [Gra06] angenommen, die Intensitäten betragen $I_{\text{rot}} = 12 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ und $I_{\text{blau}} = 2,2 \cdot 10^7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Außerdem gehen in die Berechnung der Rabi-Frequenzen $\Omega_{\text{rot}}^{(i)} \Omega_{\text{blau}}^{(i)}$ die in Abb. III.3 und in Tab. III.1 gezeigten relativen Übergangsstärken $S^{(i)}$ ein.

Die Abhängigkeit der Polarisationsanteile $F_{\text{Pol}}(\vec{r})$ vom Winkel zwischen dem lokalen

①	rel. Übergangsstärke $S^{(i)}$	Polarisation rot	Polarisation blau	F'
①	$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}$	σ^+	σ^-	3
②	$\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{6}$	π	π	3
③	$\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{6}$	π	π	2
④	$\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{12}$	π	σ^-	3
⑤	$\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{12}$	π	σ^-	2
⑥	$\frac{1}{30} \cdot \frac{1}{30}$	σ^-	σ^+	3
⑦	$\frac{1}{12} \cdot \frac{1}{12}$	σ^-	σ^+	2
⑧	$\frac{1}{20} \cdot \frac{1}{20}$	σ^-	σ^+	1
⑨	$\frac{1}{30} \cdot \frac{1}{15}$	σ^-	π	3
⑩	$\frac{1}{12} \cdot \frac{1}{6}$	σ^-	π	2
⑪	$\frac{1}{20} \cdot \frac{1}{10}$	σ^-	π	1

Tabelle III.1: Zusammenstellung der relativen Übergangsstärken der in Abb. III.2 gezeigten Anregungspfade sowie die Polarisationen der entsprechenden Übergänge

Magnetfeld am Ort \vec{r} und der z-Achse

$$\vartheta(\vec{r}) = \arctan \sqrt{\frac{B_x(\vec{r})^2 + B_y(\vec{r})^2}{B_z(\vec{r})^2}} \quad (\text{III.10})$$

kann über Gl. (III.6) ortsabhängig bestimmt werden. Für das Magnetfeld wird dabei die in Gl. (II.5) gegebene harmonische Näherung angenommen. Der blaue Strahl hat im Experiment eine gaußförmige Intensitätsverteilung, die Intensität des roten Strahl hingegen kann über die gesamte Wolke als konstant angenommen werden.

Zusätzlich muß auch die Zeeman-Aufspaltung der beteiligten Niveaus berücksichtigt werden. Die Abhängigkeit des Magnetfelds vom Ort führt zu einer zusätzlichen Ortsabhängigkeit der Verstimmungen δ_{rot} und δ_{blau} .

Diese Effekte führen insgesamt zu einer Ortsabhängigkeit der Rabi-Frequenz der Anregung. Die Gesamtzahl der erzeugten Rydberg-Atome kann dann durch die Integration

$$N_{\text{Ryd}} = \int P(\vec{r}, t) n_g(\vec{r}) d\vec{r} \quad (\text{III.11})$$

der lokale Rydberg-Population aus Gl. (III.8) über die gesamte Wolke berechnet werden. $n_g(\vec{r})$ ist dabei die lokale Dichte der Rydberg-Atome.

1.4 Berechnung des Anregungsspektrums

Die Untersuchung der Rydberg-Anregung von Rubidiumatomen in der Magnetfalle soll durch Integration von Gl. (III.11) mittels eines Monte-Carlo-Verfahrens numerisch gelöst werden, da die komplizierten Ortsabhängigkeiten der Rydberg-Atomzahl eine analytische Lösung erschweren. Das Programm zur Integration bestimmt für zufällig gewählte Orte die lokale Rydberg-Population und gibt die Summe über alle Orte als Ergebnis aus. Die

Verteilung der gewählten Punkte erfolgt dabei gaußförmig entsprechend der Größe der Wolke bei vorgegebener Temperatur, um eine schnelle Konvergenz zu ermöglichen.

Die Berechnung der Rydberg-Population lässt sich dabei in mehrere Teilschritte aufgliedern. Nach der Wahl des zufälligen Punkts \vec{r} wird zunächst das Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ an diesem Ort berechnet. Hieraus lassen sich die Projektionen des entlang der z-Achse eingestrahlten zirkular polarisierten Lichts auf die Quantisierungsachse des Atoms nach Gl. (III.6) berechnen. Aus den Anteilen des Lichts können dann die Rabi-Frequenzen $\Omega_{\text{rot}}^{(i)}$ und $\Omega_{\text{blau}}^{(i)}$ für die betrachteten Anregungspfade wie in Gl. (III.9) gezeigt berechnet werden.

Anschließend wird für jeden Anregungspfad die Verstimmung δ_{rot} des roten Anregungslasers vom entsprechenden Hyperfeinniveau am Ort \vec{r} sowie die Gesamtverstimmung δ_{blau} des Zweiphotonenübergangs vom jeweiligen m_f -Niveau des Rydberg-Zustands berechnet. In die Verstimmungen geht dabei neben der Verstimmung durch das Magnetfeld auch eine als externer Parameter gegebene Verstimmung der Anregungsfrequenz des roten Lasers von der Resonanz δ_{ext} sowie eine zufällig gaußverteilte Verstimmung δ_{LB} ein:

$$\delta_{\text{rot}} = \delta_{\text{mag,rot}} + \delta_{\text{ext}} + \delta_{\text{LB}} \quad (\text{III.12})$$

$$\delta_{\text{blau}} = \delta_{\text{mag,blau}} + \delta_{\text{ext}} + \delta_{\text{LB}} \quad (\text{III.13})$$

Die Verstimmung δ_{LB} repräsentiert dabei die endliche Linienbreite des Lasersystems und wird im Programm als Parameter benutzt, um die berechnete Linienform an die gemessenen Daten anzupassen.

Aus den Verstimmungen δ_{rot} und δ_{blau} wird dann nach Gl. (III.7) die Gesamtrabi-frequenz der Übergänge berechnet. Die Rydberg-Population für den Ort \vec{r} bei der als Parameter wählbaren Anregungsdauer τ erhält man schließlich aus Gl. (III.8).

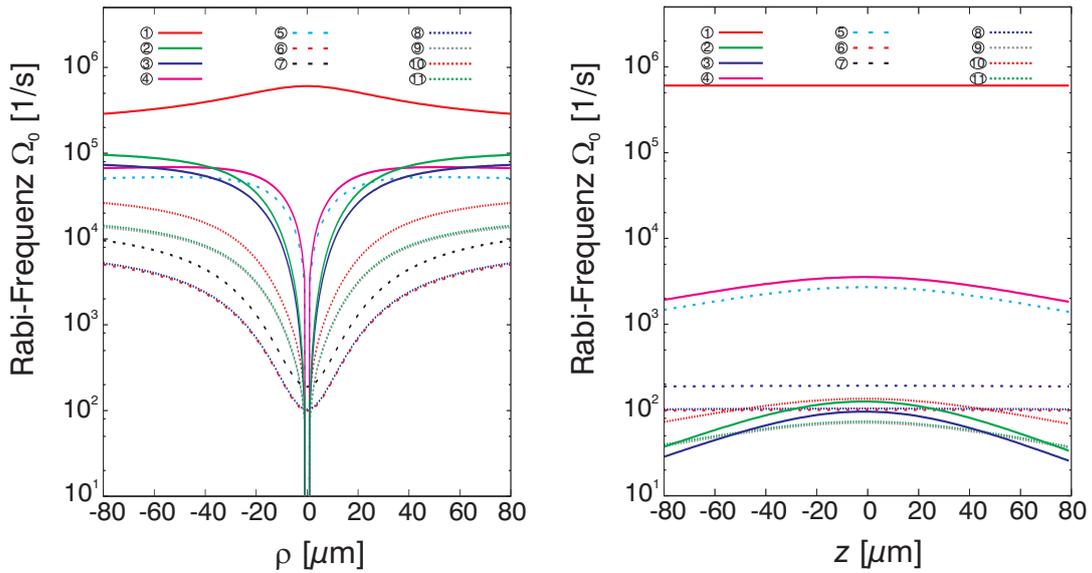
Dieses Verfahren wird für eine einstellbare Anzahl von Atomen durchgeführt und die erhaltenen Rydberg-Populationen addiert. Hierdurch kann die Rydberg-Atomzahl für eine Verstimmung berechnet werden. Um ein Spektrum zu erhalten wird das Verfahren für mehrere Verstimmungen durchgeführt.

1.5 Ortsabhängigkeit der Rydberg-Anregung

Zunächst soll die Ortsabhängigkeit der Rabi-Frequenzen der verschiedenen Anregungspfade untersucht werden. Die Abhängigkeit vom radialen Abstand ρ von der z-Achse ist in Abb. III.4(a) gezeigt, die entlang der z-Richtung in Abb. III.4(b).

Es ist zu erkennen, daß der Anregungspfad ① stärker zur Anregung beiträgt als die Pfade ②-⑤, die wiederum stärker beitragen als die restlichen. Der starke Beitrag des Pfads ① ist zurückzuführen auf die Optimierung der Polarisationen für eine Anregung entlang dieses Übergangs und der damit verbundenen hohen relativen Übergangsstärke $S^{(1)}$. Der schwächere Beitrag der Pfade ②-⑤ kann durch Betrachtung von Tab. III.1 und Gl. (III.6) erklärt werden. Für diese Pfade trägt für einen oder beide Anregungslaser nur die π -polarisierte Komponente bei. Hierdurch wird die Rabi-Frequenz deutlich reduziert.

Der noch schwächere Beitrag der restlichen Pfade ⑥-⑪ liegt darin begründet, daß für diese σ -Licht der anderen Polarisation (σ^+ statt σ^- und umgekehrt) benötigt wird.



(a) Abhängigkeit in radialer Richtung ρ ($z = 0$) (b) Abhängigkeit in axialer Richtung z ($\rho = 1\mu\text{m}$)

Abbildung III.4: Ortsabhängigkeit der Rabi-Frequenzen für die verschiedenen Anregungspfade in radialer Richtung ρ für $z = 0$ und in axialer Richtung z mit einem Abstand $\rho = 1\mu\text{m}$ vom Zentrum. Die Nummerierung der Pfade entspricht der aus Abb. III.2.

Entwickelt man Gl. (III.6) für kleine Winkel ϑ , so zeigt sich, daß die π -Komponenten bereits in 1. Ordnung der Entwicklung beitragen, die ‚falschen‘ σ -Komponenten jedoch erst in 2. Ordnung:

$$C_{\text{falsch}} = \frac{\sin \vartheta}{2} = \frac{\vartheta}{2} + \mathcal{O}(\vartheta^3) \quad (\text{III.14})$$

$$C_{\text{lin}} = \frac{\cos \vartheta - 1}{2} = \frac{\vartheta^2}{4} + \mathcal{O}(\vartheta^4). \quad (\text{III.15})$$

In Abb. III.4(b) ist nur eine schwache Abhängigkeit entlang der z -Achse zu erkennen, was auf die schwache Krümmung des Magnetfelds im Bereich des Ursprungs zurückzuführen ist. In Abb. III.4(a) ist hingegen zu erkennen, daß die Anregung über den gestreckten Übergang ① im Zentrum der Falle dominiert und die Anregung in den Zustand $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = -1/2$) (④, ⑤) erst für Bereiche mit radialen Abstand von mehr als $10\mu\text{m}$ relevant wird, d.h. $\Omega_0^{(4)} : \Omega_0^{(1)} > 5\%$ ist.

1.6 Rydberg-Anregungsspektrum einer magnetisch gefangenen Atomwolke

In Abb. III.5 ist ein gemessenes Spektrum für die Rydberg-Anregung für eine Anregungsdauer von $2\mu\text{s}$ in einer Wolke mit $N_G = 3,7 \cdot 10^7$ Grundzustandsatomen und einer Temperatur von $T = 15\mu\text{K}$ gezeigt. Zum Vergleich ist ein berechnetes Spektrum mit den gleichen Parametern eingezeichnet. Die relative Verstimmung wurde dabei so

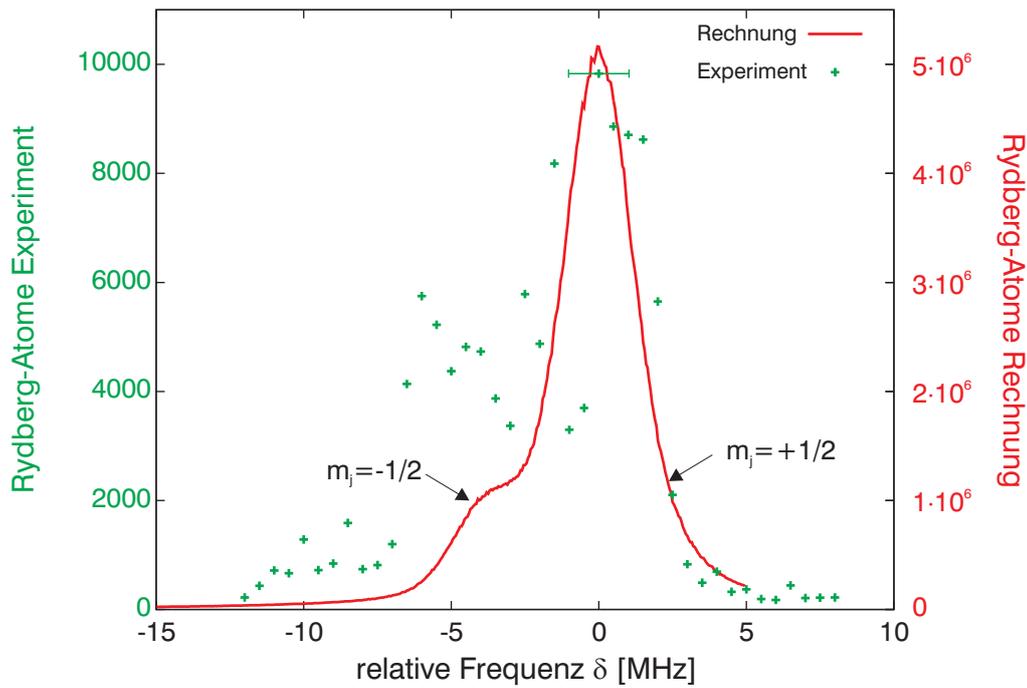


Abbildung III.5: Vergleich des experimentell erhaltenen Spektrums (in grün, linke Achse) und des ohne Berücksichtigung von Wechselwirkung berechneten Spektrums (durchgezogene Linie, rechte Achse). Der eingezeichnete Fehlerbalken basiert auf der Linienebreite des Lasersystems von 1,5 MHz

gewählt, daß $\delta = 0$ Resonanz mit dem Anregungspfad ① bedeutet. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die Rechnung nicht in der Lage ist, die gemessene Rydberg-Atomzahl zu erklären. Außerdem wird die experimentell erhaltene Linie für die Anregung in den Rydberg-Zustand mit $m_j = -1/2$ in der Rechnung nicht wiedergegeben.

1.7 Rydberg-Spektrum unter Annahme einer Blockade

Zur Verbesserung der Simulation der Rydberg-Atomzahl soll nun auf das in Kapitel I, Abschnitt 3 vorgestellte Modell der kollektiven Anregung zurückgegriffen werden. Hierbei wird angenommen, daß eine durch Wechselwirkung induzierte Blockade in einem Blockadevolumen nur eine einzige Anregung zulässt. Im betrachteten Modell wird eine instantane kollektive Anregung angenommen, die zu einer Erhöhung der Einzelatom-Rabi-Frequenzen $\Omega_0^{(i)}$ führt. Diese kollektiven Rabi-Frequenzen $\Omega_{\text{kol}}^{(i)}$ skalieren wurzelförmig mit der Anzahl der umgebenden Grundzustandsatome N (vgl. Gl. (I.55)):

$$\Omega_{\text{kol}}^{(i)} = \sqrt{N} \Omega_0^{(i)}. \quad (\text{III.16})$$

Einher mit der Erhöhung der Rabi-Frequenzen geht eine Verminderung der Population des kollektiven Systems P_{kol} gegenüber dem des System aus Einzelatomen P_0 , nämlich proportional zum Quadrat der Erhöhung der Rabi-Frequenz (vgl. Gl. (I.14)), also pro-

portional zur Anzahl der Atome im betrachteten Blockadevolumen:

$$P_{\text{kol}} = \frac{1}{N} P_0. \quad (\text{III.17})$$

Dieses Verhalten ist auch direkt einsichtig, da im Resonanzfall nur ein einziges statt aller Atome im betrachteten Blockadebereich angeregt wird. Deshalb entsteht eine Hemmung der Anregung, die im Zentrum der Wolke größer ist als im Randbereich, da N dort am größten ist.

Die Einführung der Blockade hat auch eine Veränderung der relativen Verhältnisse der beiden Linien zur Folge. Da die Anregung in den Zustand $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = -1/2$) erst im Bereich außerhalb des Zentrums relevant wird (vgl. Abb. III.4), führt die Blockade zu einer schwächeren Unterdrückung der Anregung für diesen Zustand gegenüber der Anregung in den Zustand $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = +1/2$), die im Bereich hoher Grundzustandsdichte dominant ist. Dies lässt insgesamt eine bessere Übereinstimmung der modifizierten Rechnung mit dem Experiment erwarten.

Zur Implementierung der Blockade in der Rechnung werden die am jeweiligen Ort ermittelten Rabi-Frequenzen mit der Wurzel aus der Anzahl der Grundzustandsatome im erwarteten Blockadevolumen an diesem Ort multipliziert. Das Blockadevolumen wird hierbei als Kugel mit dem Radius $1/2 r_B$, dem halben Blockaderadius, angenommen und beträgt

$$V_B = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{r_B}{2} \right)^3 = \frac{\pi}{6} r_B^3. \quad (\text{III.18})$$

Der Blockaderadius ist hierbei wie in Gl. (I.49) der kleinstmögliche Abstand zweier Rydberg-Atome und stellt ein Maß für die Reichweite der Wechselwirkung dar, die der Blockade zugrunde liegt. In einer genaueren Betrachtung in einem späteren Abschnitt dieser Arbeit wird gezeigt, daß der Blockaderadius eine räumliche Abhängigkeit besitzt. In diesem einfachen Modell wird der Blockaderadius jedoch als vom Ort unabhängig angenommen. Die lokale Anzahl der Atome pro Blockadevolumen ergibt sich dann mittels der Formel

$$N(\vec{r}) = \frac{\pi}{6} r_B^3 n(\vec{r}), \quad (\text{III.19})$$

und ist somit proportional zur Verteilung der Grundzustandsatome $n(\vec{r})$.

Mit dem angepassten Modell wurde erneut ein Spektrum unter Beibehaltung aller anderen Parameter berechnet. Zur Anpassung der berechneten Linienform an das experimentelle Spektrum wurde der Blockaderadius als Parameter verwendet. Das beste Ergebnis wurde dabei für einen Blockaderadius von

$$r_B = 6,5 \mu\text{m} \quad (\text{III.20})$$

erzielt. Aus Gl. (I.49) erhält man unter Einsatz der höchsten Rabi-Frequenz aus Abb. III.4 $\Omega_0^{(1)} = 97 \text{ kHz}$ und mit dem C_6 -Koeffizienten aus Gl. (I.46) einen Blockaderadius von

$$r_B = 3,9 \mu\text{m}. \quad (\text{III.21})$$

Der Blockaderadius wird somit als zu groß angenommen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Annahme eines konstanten Blockaderadius über die gesamte Wolke. Außerdem ist die Rechnung aus Gl. (III.21) eine Untergrenze von r_B , da der Blockaderadius in Bereichen mit geringerer Rabi-Frequenz größer ist.

Das Ergebnis der Berechnung des Spektrums ist in Abb. III.6 gezeigt. Zum Vergleich ist auch hier das experimentell erhaltene Spektrum eingezeichnet. Das berechnete Spektrum zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis, da sowohl die absolute Rydberg-Atomzahl des Spektrums als auch das Verhältnis der beiden Linien gut wiedergegeben wird.

Die Rechnung wurde für ein weiteres Spektrum mit um den Faktor $f = 3,94$ reduzierter Intensität im roten Anregungslicht verglichen. Hierzu wurden alle Parameter der Rechnung gleich belassen und lediglich der Wert der Intensität um f reduziert. Das Ergebnis ist in Abb. III.7 gezeigt. Auch hier zeigt sich eine gute Wiedergabe der experimentellen Ergebnisse durch das Modell.

1.8 Justage der Laserstrahlen auf die Atomwolke

In den bisher gezeigten Spektren waren die Anregungsstrahlen jeweils auf die Mitte der Magnetfalle justiert. Zur Justage der Strahlen kann die Magnetfeldabhängigkeit der ersten Linie ($m_j = -1/2$) verwendet werden. Hierzu wird in einer thermischen Wolke die Lage der Anregungsstrahlen schrittweise verändert und jeweils ein Spektrum aufgenommen. Das Zentrum maximaler Intensität der Anregungslaser wandert dabei nach außen und der Bereich, in dem die meisten Atome zur Anregung beitragen, verschiebt sich ebenfalls nach außen.

Im Außenbereich der Falle herrscht aufgrund der Fallengeometrie ein größeres Magnetfeld, was dazu führt daß die Resonanzfrequenz für die Anregung in den Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ ($J = 1/2$, $m_j = -1/2$) aufgrund der Zeeman-Energie um den Betrag

$$\Delta\omega(\vec{r}) = \frac{1}{\hbar}\mu_B (g_f^G m_f^G - g_f^R m_f^R) |\vec{B}(\vec{r})| = 2\frac{\mu_B}{\hbar} |\vec{B}(\vec{r})| \quad (\text{III.22})$$

rotverschoben ist. Die Resonanzfrequenz für Anregung in den ($m_j = +1/2$)-Zustand ist hingegen nicht magnetfeldabhängig. Im Spektrum erwartet man somit eine feststehende Linie und eine Linie, die mit zunehmender Abweichung der Laserstrahlachse vom Fallenzentrum rotverschoben wird.

Um das bereits in Abschnitt 1.6 verwendete Modell für die Justage zu testen soll wieder die Rechnung mit dem Experiment verglichen werden. Hierzu werden fünf experimentell erhaltene Spektren mit dem Ergebnis der Rechnung verglichen. Bei den Spektren wurde der Anregungsstrahl um $\pm 100 \mu\text{m}$ aus dem Zentrum der Falle verschoben. Die Verschiebung wurde mittels Verkippung eines Spiegels in einer Entfernung von 40 cm realisiert. Durch die große Entfernung vom Zentrum der Falle wird sichergestellt, daß die Auslenkung als Verschiebung parallel zur z-Achse betrachtet werden darf.

In Abb. III.8 ist der Vergleich einer gemessenen Justageserie mit den aus der Rechnung erhaltenen Spektren gezeigt. Für alle Rechnungen wurden die in [Löw07] angegebenen Parameter für die Magnetfalle zugrunde gelegt. Nur der Wert für den Magnetfeld-Offset

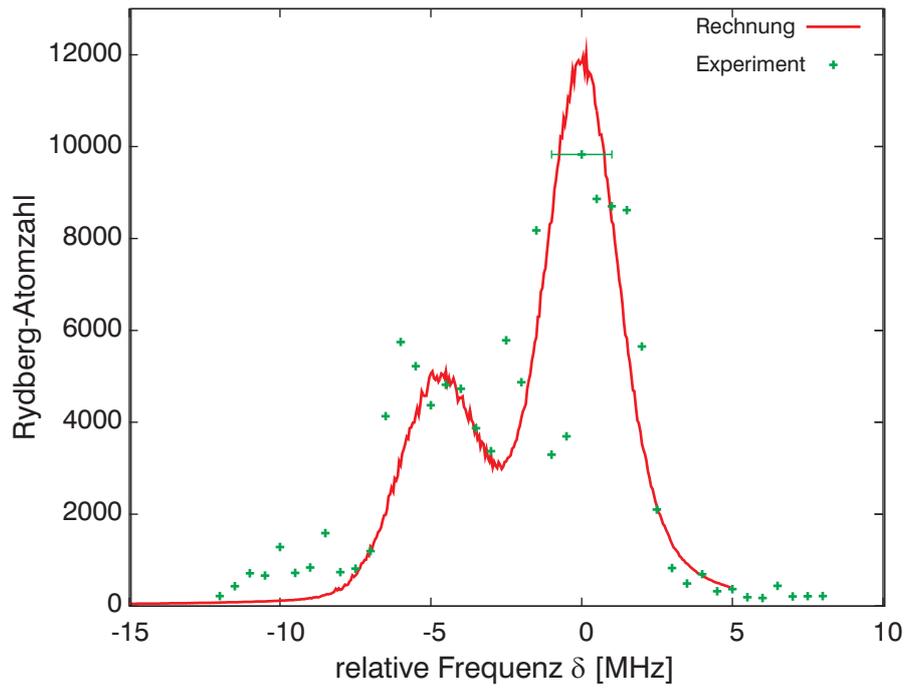


Abbildung III.6: Vergleich des experimentell erhaltenen Spektrum (in grün) und des unter Berücksichtigung von Wechselwirkung berechneten Spektrums (durchgezogene Linie)

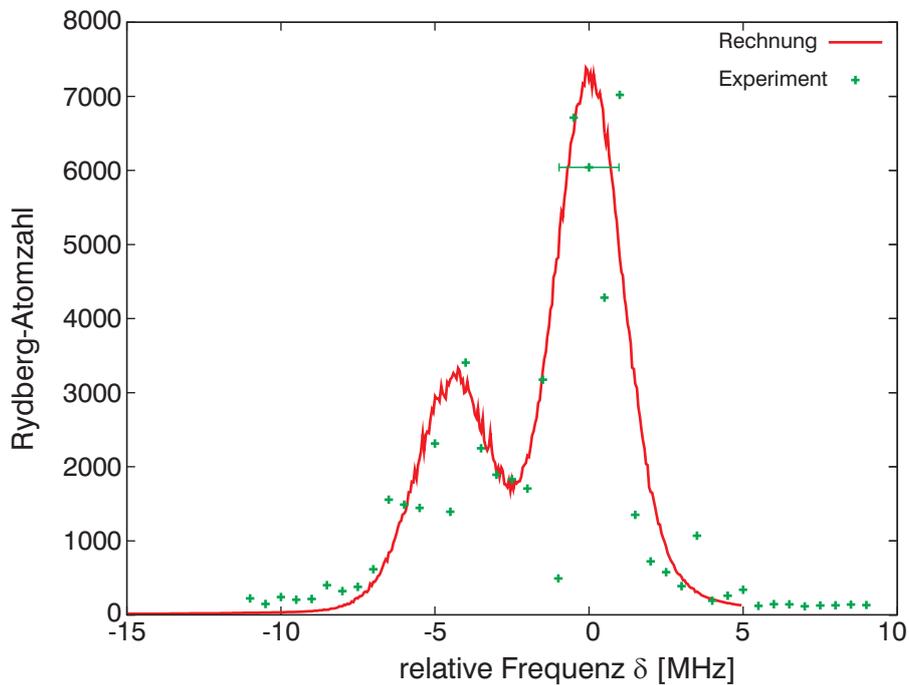


Abbildung III.7: Vergleich des experimentellen (+) und des berechneten Spektrums (durchgezogene Linie) für geringer Laserintensität

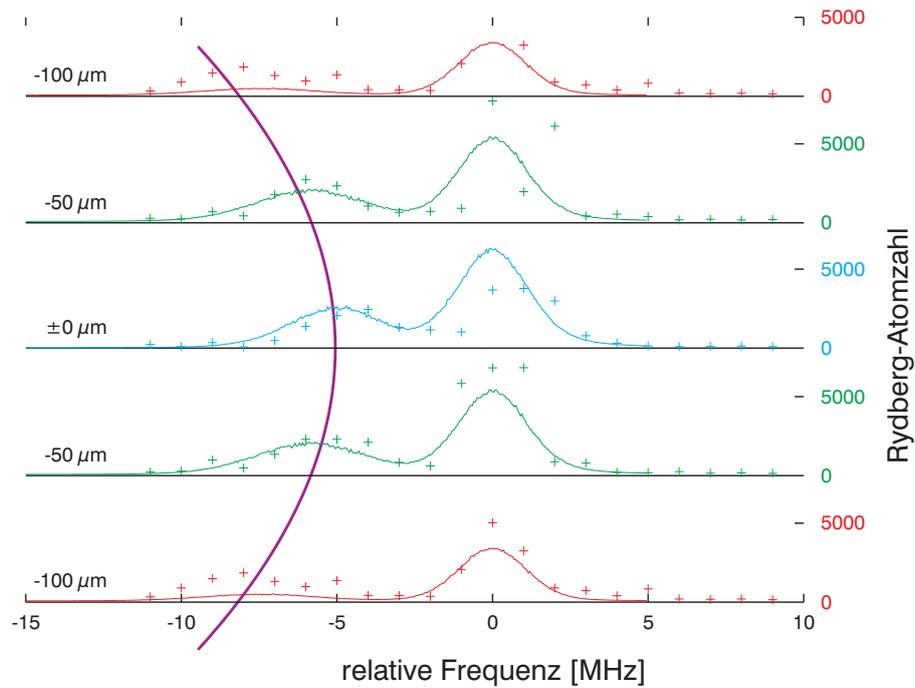


Abbildung III.8: Vergleich des experimentell bestimmten und des berechneten Justagespektrums. Von oben nach unten sind die Spektren aus Experiment und Rechnung für eine Verschiebung der Laserstrahlen aus dem Zentrum der Falle von $-100 \mu\text{m}$ bis $+100 \mu\text{m}$ aufgetragen. Die Kreuze stellen die gemessenen Datenpunkte dar, die durchgezogenen Linien die Ergebnisse der Rechnung. Da die Spektren mit jeweils nur einer Anregung durchgeführt wurden, zeigen die Rydberg-Atomzahlen eine deutliche Streuung. Die eingezeichnete violette Linie beschreibt die erwartete Verschiebung der $(m_j = -1/2)$ -Linie durch die Krümmung des Magnetfelds. Die Justage der Laserstrahlen erfolgt, indem durch Justage des Spiegels die $(m_j = -1/2)$ -Linie maximal blauverschoben wird.

B_0 wurde in der Rechnung angepasst, um die Lage und die Verschiebung der ($m_j = -1/2$)-Linie richtig wiederzugeben:

$$B_0 = 7,2 \cdot 10^{-5} \text{ T} \quad B' = 2,4 \frac{\text{T}}{\text{m}} \quad B'' = 200 \frac{\text{T}}{\text{m}^2}. \quad (\text{III.23})$$

Die Temperatur der betrachteten Wolke betrug $T = 15 \mu\text{K}$, was eine Ausdehnung der Wolke von $\sigma_\rho = 18 \mu\text{m}$ und $\sigma_z = 330 \mu\text{m}$ ergibt.

Für Anregung im Zentrum (Mitte in Abb. III.8) stimmt die Rechnung sehr gut mit dem experimentellen Ergebnis überein. Für die Anregung außerhalb des Zentrums wird die Rotverschiebung der ersten Linie in Abhängigkeit vom Ort der Anregung sehr gut wiedergegeben. Vergleicht man die absolute Höhe und die Verhältnisse der Linien der Spektren außerhalb des Zentrums, so zeigt sich eine Diskrepanz zwischen Experiment und Rechnung. Für die beiden äußersten Verschiebungen von $\pm 100 \mu\text{m}$ ergibt die Rechnung eine zu geringe Anzahl an Rydberg-Atomen und die zweite Linie ist im Verhältnis zur ersten zu hoch. Die unzureichende Wiedergabe der absoluten Rydberg-Atomzahlen kann durch den mit $6,5 \mu\text{m}$ zu hoch angenommenen Blockaderadius verursacht werden. Mit zunehmendem Abstand des Laserstrahls vom Zentrum der Falle \vec{r}_{Strahl} hängt die Anzahl der angeregten Rydberg-Atome über zwei Mechanismen von der Dichte der Grundzustandsatome ab. Zum einen bestimmt sie die Anzahl der im vom blauen Laserstrahl vorgegebenen Anregungsvolumen V_{Laser} vorhandenen Grundzustandsatome

$$N_G \propto V_{\text{Laser}} n(\vec{r}_{\text{Strahl}}), \quad (\text{III.24})$$

und zum anderen – zusammen mit dem Blockadevolumen – die Anzahl der Atome in einem Blockadevolumen:

$$N \propto r_B^3 n(\vec{r}_{\text{Strahl}}), \quad (\text{III.25})$$

Bei Verschiebung des Strahls aus dem Zentrums ändert sich das Anregungsvolumen nicht, die Dichte jedoch nimmt ab. Betrachtet man den Blockaderadius als konstant, so bleibt der Anregungsgrad N_G/N ebenfalls konstant. Dies bedeutet, daß die Stärke der Hemmung in diesem Fall nicht von der Dichte der Grundzustandsatome abhängt.

Nimmt man jedoch eine Zunahme des Blockaderadius mit sinkender Dichte an, was aus einer genaueren Betrachtung im folgenden Abschnitt erhalten werden kann (vgl. Gl. (III.30)), so nimmt die Anzahl der Atome in einem Blockadevolumen N mit abnehmender Grundzustandsdichte stärker ab, als die Anzahl der Grundzustandsatome N_G . Die Hemmung ist dann für Bereiche mit geringerer Grundzustandsdichte kleiner, was dazu führt, daß der Anregungsgrad dort zunimmt. Da die Rydberg-Atomzahl in der Rechnung unter der experimentell bestimmten Anzahl liegt, kann die fehlende Ortsabhängigkeit des Blockaderadius die Abweichung vom Experiment begründen.

1.9 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde die Rydberg-Anregung einer magnetisch gefangenen Wolke aus Rubidiumatomen untersucht. Hierzu wurde eine Rechnung durchgeführt, die die

möglichen Anregungspfade und die Magnetfeldabhängigkeit von Polarisation und atomaren Niveaus berücksichtigt.

Für ein Modell ohne Berücksichtigung einer Blockade der Rydberg-Anregung wurde keine Übereinstimmung mit den experimentell erhaltenen Daten gefunden. Durch Erweiterung des Modells um die Annahme einer instantanen Blockade der Anregung mit einer konstanten Blockaderadius konnte eine gute Übereinstimmungen mit dem Experiment erzielt werden. Rechnungen für geringere Intensitäten und Anregungen außerhalb des Zentrums der Magnetfalle lassen den Schluß zu, daß der eingesetzte Blockaderadius von $6,5 \mu\text{m}$ jedoch als zu groß angenommen wird. Die Anzahl der Grundzustandsatome pro Blockadevolumen im Zentrum der Wolke beträgt bei dieser Rechnung $N = 11800$.

2 Kohärente kollektive Rydberg-Anregung

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, lassen sich die gemessenen Spektren der Rydberg-Anregung unter der Annahme einer Blockade der Anregung erklären. Blockade-Effekte stellen einen wichtigen Beitrag zur Entwicklung von Quantenbausteinen wie Einzelelektronen-Transistoren dar. In diesem Abschnitt sollen nun systematische experimentelle Untersuchungen vorgestellt werden, die das Auftreten einer Blockade bei der Rydberg-Anregung von Rubidiumatomen bestätigen und die zeigen, daß die Ursache der Blockade die van der Waals-Wechselwirkung der Rydberg-Atome ist. Darüberhinaus werden die Kohärenzeigenschaften der Anregung untersucht.

2.1 Eigenschaften der Anregungsdynamik

Für die Population P des angeregten Zustands eines kollektiven Systems von N Teilchen erhält man wie bereits in Kapitel I, Abschnitt 3 gezeigt Rabi-Oszillationen der Form

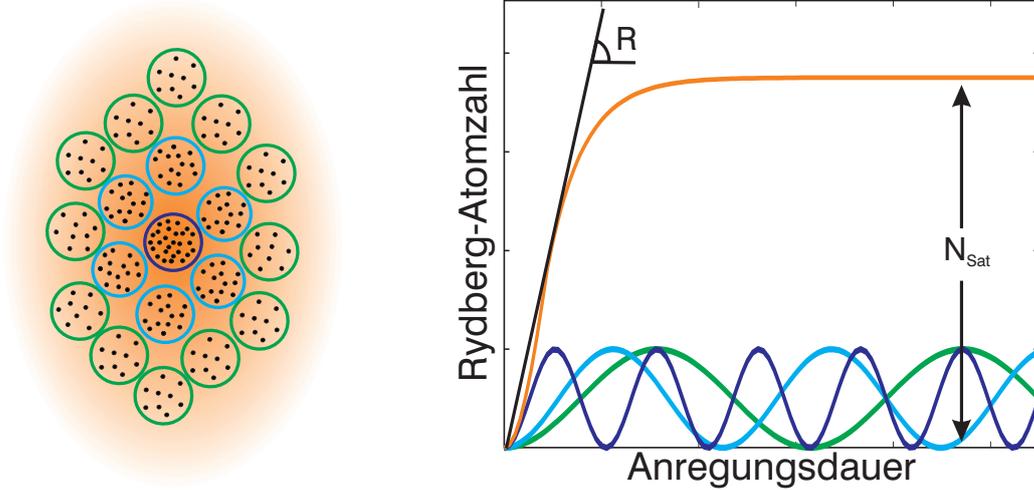
$$P(\tau) = N \left| \frac{\Omega_0}{\sqrt{N}\Omega_0} \sin \sqrt{N}\Omega_0\tau \right|^2 = \left| \sin \sqrt{N}\Omega_0\tau \right|^2. \quad (\text{III.26})$$

Führt man für verschiedene Zeiten τ eine Anregung in den Rydberg-Zustand durch und beobachtet dann die Rydberg-Atomzahl, so erwartet man ein Verhalten entsprechend Gl. (III.26).

Aus der in Abschnitt 1 gezeigten Voruntersuchung sind Blockadebereiche mit bis zu $N \approx 12000$ darin enthaltenen Grundzustandsatomen zu erwarten. Bei einer Anzahl von 10^7 Atomen in der Falle bedeutet dies, daß mehrere 1000 Blockadebereiche vorliegen. Aus den beobachteten Rydberg-Atomzahlen in den Abbildungen III.5-III.8 kann ebenfalls eine derartige Anzahl von Blockadebereichen erwartet werden. Die Blockadebereiche sind dabei über die gesamte Wolke in der Falle verteilt. Die räumliche Dichteverteilung der Grundzustandsatome $n_g(\vec{r})$ in der benutzen Magnetfalle ist jedoch nicht homogen sondern wie in Gl. (II.5) von der Form

$$n_g(\vec{r}) = n_{g,0} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2} - \frac{x^2 + y^2}{2\sigma_\rho^2}\right) = n_{g,0} f(\vec{r}) \quad (\text{III.27})$$

mit der Spitzendichte $n_{g,0}$ und den in Gl. (II.7) definierten Breiten der Dichteverteilung der Atome in der Falle σ_z und σ_ρ . Im Zentrum der Falle befinden sich somit mehr Grundzustandsatome pro Volumen. Dies bedeutet, daß Blockaderegionen gleichen Volumens in verschiedenen Bereichen der Atomwolke unterschiedliches N haben, und darum mit unterschiedlichen Rabi-Frequenzen oszillieren (vgl. Abb. III.9(a)).



(a) Situation in der Magnetfalle: die Grundzustandsatome (Punkte) sind nach Gl. (III.27) in der Falle verteilt. Dies führt zu einer verschiedenen Anzahl von Atomen pro Blockadebereich (Kreise).

(b) Gemitteltetes Rydberg-Signal für eine Atomwolke in der Magnetfalle und Rabi-Oszillation für verschiedene Bereich der Falle (vgl. Abb. III.9(a)). Die Verhältnisse der Rabi-Oszillationen zur Sättigungskurve sind dabei nicht maßstabsgetreu wiedergegeben. Eingezeichnet sind außerdem die beiden charakteristischen Größen R und N_{Sat} der Funktion.

Abbildung III.9: Schematische Darstellung der Rydberg-Anregung in der Magnetfalle

Für die Beobachtung der Rydberg-Atomzahlen nach verschiedenen Anregungsdauern τ bedeutet dies, daß die Rydberg-Atomzahl nicht durch eine Rabi-Oszillation gegeben ist, sondern einer Mittelung von Gl. (III.26) über alle Blockaderegionen mit der ortsabhängigen Anzahl $N(\vec{r})$ an Grundzustandsatomen pro Blockadebereich folgt. Diese ist unter Vernachlässigung des Außenbereichs der Wolke, in dem die Rabi-Frequenz nicht durch die Blockade erhöht ist durch den Ausdruck

$$N_{\text{Ryd}}(\tau) = \int \frac{1}{V_{\text{B}}(\vec{r})} \sin^2 \left[\sqrt{n_{\text{g}}(\vec{r}) V_{\text{B}}(\vec{r})} \Omega_0 \tau \right] d^3 \vec{r} \quad (\text{III.28})$$

gegeben, wobei $V_{\text{B}}(\vec{r})$ das Volumen eines Blockadebereichs am Ort \vec{r} beschreibt. Das Argument des Sinus ist das Produkt aus kollektiver Rabi-Frequenz und Anregungsdauer und der Faktor $1/V_{\text{B}}(\vec{r})$ im Integrand beschreibt die Mittelung über alle vorhandenen Blockadebereiche. Die Einzelatomrabifrequenz Ω_0 wird über die gesamte Wolke als konstant angenommen, da die Breiten der Dichteverteilungen der im Experiment verwendeten Wolken viel kleiner ist als die Breite des gaussförmigen Laserprofils.

Das Volumen eines Blockadebereichs ist dabei definiert als das Volumen, innerhalb dessen keine weitere Anregung möglich ist. Nimmt man den Blockadebereich als Kugel

an, so gilt für den Radius r_B der Kugel (vgl. Gl. (I.49))

$$\frac{C_6}{r_B(\vec{r})^6} = \hbar\Omega_0 \sqrt{\frac{n_g(\vec{r})}{n_R(\vec{r})}}, \quad (\text{III.29})$$

wobei $n_R(\vec{r})$ die lokale Dichte der Rydberg-Atome und $n_g/n_R = N(\vec{r})$ die Anzahl der Grundzustandsatome pro Blockadebereich angibt. Berücksichtigt man, daß die Dichte der Rydberg-Atome n_R der Kehrwert des Volumens eines Blockadebereichs ist und verwendet man Gl. (III.18), so erhält man für das Volumen eines Blockadebereichs daraus die Beziehung

$$V_B(\vec{r}) = \left(\frac{C_6}{\hbar\Omega_0} \right)^{2/5} n_g(\vec{r})^{-1/5}. \quad (\text{III.30})$$

Setzt man diese Beziehung in Gl. (III.28) ein und führt eine numerische Integration durch, erhält man die in Abb. III.9(b) gezeigte Sättigungskurve. Die Form der Kurve kann anschaulich erklärt werden, wenn sie als Summe von einzelnen Rabi-Oszillationen aus verschiedenen Bereichen der Falle wie in Abb. III.9(b) gezeigt aufgefasst wird. Es ist erkennbar, daß das zu erwartende Gesamtsignal keine Oszillationen zeigt, sondern einen anfänglichen linearen Anstieg mit der Rate R und eine Sättigung auf den Wert N_{Sat} . Obwohl eine kohärente Anregung vorliegt, erhält man somit eine Kurvenform, die nicht direkt die Kohärenz der Anregung zeigt. Dieses Verhalten wird durch die inhomogene Verteilung der Rabi-Frequenzen in der Falle verursacht. Obwohl die Kohärenz der Anregung nicht durch die Beobachtung von Rabi-Oszillationen bewiesen werden konnte, lassen die Sättigungskurven Aussagen über die Kohärenz der Anregung zu.

2.2 Aufnahme von Sättigungskurven

Um den zeitlichen Verlauf der Rydberg-Anregung in der Magnetfalle experimentell zu untersuchen wurde die Rydberg-Atomzahl für verschiedene Anregungsdauern τ ermittelt. Hierzu wurden verschiedene Wolken mit vorgegebener Anzahl an Rubidiumatomen N_G und Temperatur $T = 3,4 \mu\text{K}$ erzeugt. In diesen Wolken wurden jeweils 10 Rydberg-Anregungen mit derselben Anregungsdauer τ durchgeführt und die Anzahl der erzeugten Rydberg-Atome N_{Ryd} detektiert. Die Anregungsdauer τ wurde schließlich zwischen 200 ns und 20 μs variiert.

Die Anregungsfrequenz der Laser wurde für die Messungen so gewählt, daß sie resonant mit dem Übergang $5S_{1/2} (F = 2, m_f = 2) \rightarrow 43S_{1/2} (J = 1/2, m_j = +1/2)$ ist. Die Lage der Resonanz wurde durch vorherige Aufnahme eines Spektrums bestimmt, das mit einer sehr geringen Laserintensität und niedriger Dichte der Grundzustandsatome n_g aufgenommen wurde, um eine Linienverschiebung durch die Wechselwirkung auszuschließen.

Eine typische Anregungskurve ist in Abb. III.10 gezeigt. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben den Standardfehler des Mittelwerts der jeweiligen Datenpunkte wieder. Eine

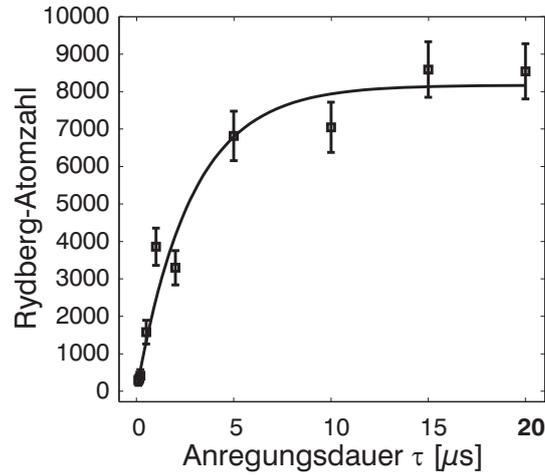


Abbildung III.10: Rydberg-Atomzahl bei der Anregung von magnetisch gefangenem ^{87}Rb in den Rydberg-Zustand $43\text{S}_{1/2}$ bei einer Dichte der Grundzustandsatome von $n_{g,0} = 2,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und einer Rabi-Frequenz von $\Omega_0 = 210 \text{ kHz}$. Die Anzahl der Grundzustandsatome beträgt $N_G = 3,7 \cdot 10^7$

Funktion, die den Verlauf der Sättigungskurve gut nachbildet ist durch

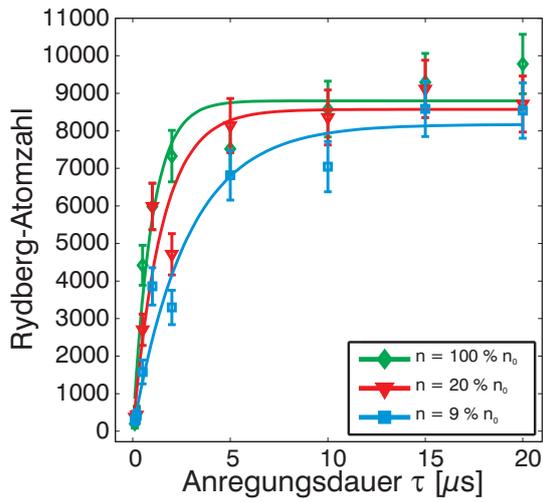
$$N_{\text{Ryd}}(\tau) = N_{\text{Sat}} \left(1 - e^{-\frac{R}{N_{\text{Sat}}} \tau} \right) \quad (\text{III.31})$$

gegeben, wobei N_{Sat} den Sättigungswert für große τ und R die anfängliche Anregungsrate darstellt (vgl. Abb. III.9(b)). Diese Funktion soll als Fitfunktion für die Messungen dienen, um das Modell zu überprüfen. Die eingezeichnete Ausgleichsline ist das Ergebnis einer Anpassung dieser Kurve an die Datenpunkte mit Hilfe der beiden Parameter N_{Sat} und R .

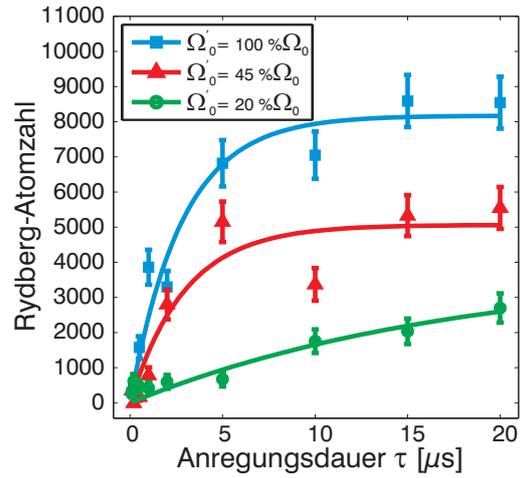
Für eine systematische Untersuchung der Anregungsdynamik wurden zunächst Anregungskurven für verschiedene Spitzendichten $n_{g,0}$ der Grundzustandsatome aufgenommen (vgl. Abb. III.11(a)). Die Dichte der Grundzustandsatome wurde dazu mit Hilfe einer Landau-Zener-Rampe in einem Bereich zwischen $2,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $7,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ variiert [Ben06]. An die erhaltenen Datenpunkte wurden Kurven der Form von Gl. (III.31) mit Hilfe der Parameter N_{Sat} und R angepasst. Aus der Abbildung lässt sich erkennen, daß die anfängliche Anregungsrate R mit zunehmender Spitzendichte zunimmt. Außerdem ist zu beobachten, daß der Sättigungswert N_{Sat} für verschiedene Spitzendichten nahezu konstant bleibt.

Darüberhinaus wurden Anregungskurven für verschiedene Rabi-Frequenzen Ω_0 , d.h. für verschiedene Intensitäten des Anregungslichts, aufgenommen (vgl. Abb. III.11(b)). Aus den Messungen ist zu erkennen, daß auch hier die anfängliche Anregungsrate R mit zunehmender Intensität zunimmt. Der Sättigungswert N_{Sat} hingegen ist nicht mehr konstant sondern nimmt ebenfalls mit zunehmender Intensität zu.

Die vier verschiedenen Skalierungsverhalten der Rate R und der Sättigungsatomzahl N_{Sat} von der Spitzendichte $n_{g,0}$ und der Rabi-Frequenz Ω_0 können über die Mechanismen der Anregung Aufschluß geben und sollen in den folgenden Abschnitten untersucht werden.



(a) Anregungskurven für verschiedene Spitzendichten der Grundzustandsatome und konstante Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 210\text{kHz}$ ($n_{g,0} = 7,2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$)



(b) Anregungskurven für verschiedene Rabi-Frequenzen und konstante Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0} = 2,9 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ ($\Omega_0 = 210\text{kHz}$)

Abbildung III.11: Kurven zur Rydberg-Anregung: Für mehrere Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ und verschiedene Rabi-Frequenz Ω_0 wurde die Rydberg-Atomzahl nach 9 verschiedenen Anregungsdauern τ bestimmt. Zusätzlich sind Ausgleichskurven nach Gl. (III.31) eingezeichnet (durchgezogene Linien).

2.3 Skalierungsverhalten von R : kollektives kohärentes Verhalten

Um die Anregungsdynamik einer Kurve wie in Abb. III.10 zu erklären, muß ein Modell der Anregung zugrunde gelegt werden. Neben dem in Abschnitt 2.1 vorgestellten Modell einer kohärenten Anregung eines inhomogenen Ensembles von kollektiven Systemen kann eine inkohärente Anregung von Atomen, wie sie im stark gedämpften Fall z.B. durch spontane Emission oder Ionenbildung auftritt, in Betracht gezogen werden. Auch eine kohärente Anregung unabhängiger Einzelatome kommt in Frage, wenn man berücksichtigt, daß die Rabi-Oszillationen durch Inhomogenitäten in der Intensität oder der Verstimmung Ausschmieren können. Um zu klären, welches der Modelle die experimentellen Beobachtungen zutreffend wiedergibt, soll das Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate R und der Sättigungsatomzahl N_{Sat} der Anregung untersucht werden.

Zunächst sollen die Skalierungseigenschaften der Anregung eines stark gedämpften Zweiniveaumatoms untersucht werden. Hierzu wird Gl. (I.16) für den Fall $\Gamma \gg \Omega_0$ untersucht. Mit den Annahmen $\rho_{ee} \approx 0$ und $\rho_{ge}(t=0) = 0$ erhält man für die Population des angeregten Zustands im Resonanzfall die Lösung

$$N_{\text{Ryd}}(\tau) = \rho_{ee}(\tau) = \frac{\Omega_0^2}{2\Gamma^2} (1 - e^{-\Gamma\tau/2})^2. \quad (\text{III.32})$$

Da die Funktion aus Gl. (III.32) ein quadratisches Verhalten im Ursprung zeigt, kann die anfängliche Rate R nicht aus einer Taylor-Entwicklung erhalten werden. Als Maß für die anfängliche Rate R kann jedoch die Tangente an die Kurve im Wendepunkt angenommen

werden. Für den Wendepunkt erhält man $\tau^* = 2 \ln 2 / \Gamma$ und die anfängliche Rate ist dann

$$R = \frac{\Omega_0^2}{\Gamma}. \quad (\text{III.33})$$

Die anfängliche Rate R skaliert in diesem Modell somit quadratisch mit der Rabi-Frequenz Ω_0 bzw. linear mit der Intensität, was für ein stark gedämpftes getriebenes System unmittelbar einsichtig ist. Betrachtet man das Modell für N unabhängige Atome, so muß die Rydberg-Population mit dem Faktor N multipliziert werden. Für die anfängliche Rate erhält man schließlich

$$R = N\Omega_0^2 \frac{1}{\Gamma}. \quad (\text{III.34})$$

Auch diese lineare Skalierung mit der Anzahl an vorhandenen Atomen ist im Fall einer inkohärenten Anregung unmittelbar einsichtig.

Nun soll das Modell einer kohärenten Anregung von Einzelatomen mit einer inhomogenen Intensität des Anregungslichts und einer inhomogenen Verstimmung $\delta(\vec{r})$ betrachtet werden. Im vorliegenden Experiment wurde die räumliche Ausdehnung der Laserstrahlen so gewählt, daß die Intensität über eine gefangene Wolke konstant ist. Deshalb soll nur der Fall einer inhomogenen Verstimmung betrachtet werden. In diesem Fall ist die Anzahl der Rydberg-Atome zur Zeit τ gegeben durch

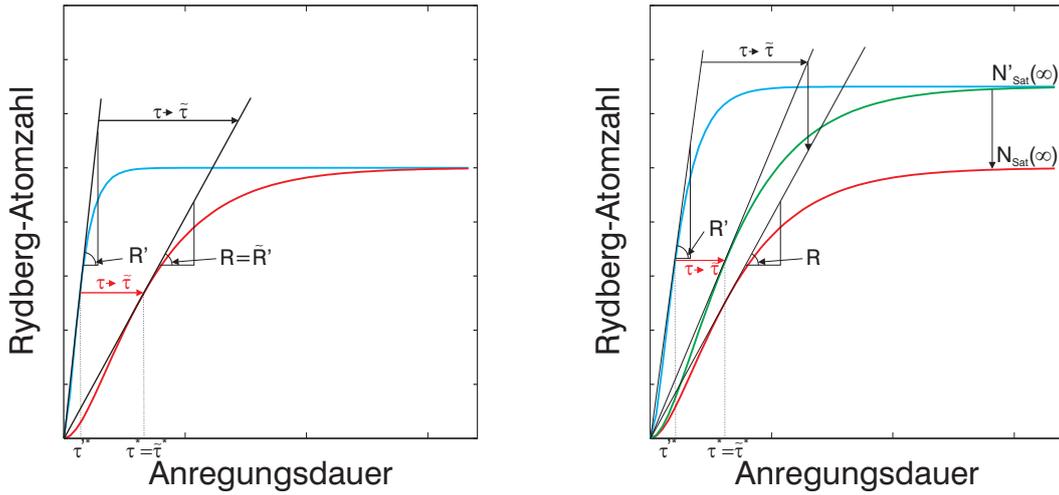
$$N_{\text{Ryd}}(\tau) = \int n_0(\vec{r}) \frac{\Omega_0}{\Omega[\Omega_0, \delta(\vec{r})]} \sin^2(\Omega[\Omega_0, \delta(\vec{r})]\tau) d^3\vec{r}. \quad (\text{III.35})$$

Da die Inhomogenitäten von Verstimmung und Intensität nicht von der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ abhängen, gilt $N_{\text{Ryd}}(\tau) \propto n_{g,0}$ und die Rate R ist somit proportional zur Spitzendichte $n_{g,0}$:

$$R \propto n_{g,0}. \quad (\text{III.36})$$

In die Rydberg-Atomzahl aus Gl. (III.35) geht neben der Rabi-Frequenz Ω_0 auch die Ortsabhängigkeit der Verstimmung $\delta(\vec{r})$ ein. Im vorliegenden Experiment kommt als wichtigste Ursache einer Verstimmung die Inhomogenität im Magnetfeld in Frage. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, wurde die Anregung $5S_{1/2}(m_j = 1/2) \rightarrow 43S_{1/2}(m_j = 1/2)$ gewählt, da diese Übergangsfrequenz magnetfeldunabhängig ist. Dies bedeutet jedoch, daß die Verstimmung keine Inhomogenität durch das Magnetfeld aufweist. Später vorgestellte experimentelle Ergebnisse zeigen eine Abhängigkeit der Rate R von der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ von $R \propto n_{g,0}^{0,49}$, was der in Gl. (III.36) gefundenen Abhängigkeit widerspricht. Deshalb wird dieses Modell nicht weiter betrachtet.

Für das Modell der inhomogenen kollektiven kohärenten Anregung erhält man den in Gl. (III.28) angegebenen zeitlichen Verlauf der Population des Rydberg-Zustands. Auch bei dieser Funktion ist die anfängliche Rate nicht aus einer Taylor-Entwicklung zu erhalten. Um das Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate R zu bestimmen soll diese deshalb angenähert werden als Steigung der Ursprungsgerade, die die Funktion $N_{\text{Ryd}}(\tau)$ in ihrem Wendepunkt $\tau = \tau^*$ schneidet. Diese Näherung ist gerechtfertigt, da



(a) Umskalierung der Zeit-Achse: Für die blaue Kurve $N'_{\text{Sat}}(\tau)$ wird die Zeit derart von $\tau \rightarrow \tilde{\tau}$ umskaliert, daß die Kurve $N'_{\text{Sat}}(\tilde{\tau})$ mit der roten Kurve $N_{\text{Sat}}(\tau)$ zur Deckung gebracht. Das Verhältnis $\tau/\tilde{\tau}$ ist dann gleich dem Verhältnis der anfänglichen Raten von roter und blauer Kurve R'/R .

(b) Umskalierung der Zeit- und der Rydberg-Atomzahl-Achse: Für die blaue Kurve $N'_{\text{Sat}}(\tau)$ wird hierzu zunächst die Zeit wie in Abb. III.12(a) umskaliert. Um die erhaltene grüne Kurve mit der roten Kurve in Deckung zu bringen, muß auch die Rydberg-Atomzahl-Achse mit dem Faktor $N_{\text{Sat}}(\infty)/N'_{\text{Sat}}(\infty)$ skaliert werden. Aus den Verhältnissen $\tau/\tilde{\tau}$ und $N_{\text{Sat}}(\infty)/N'_{\text{Sat}}(\infty)$ kann dann das Verhältnis der anfänglichen Raten von roter und blauer Kurve R'/R bestimmt werden.

Abbildung III.12: Umskalierung der verschiedenen Anregungskurven: Um die Skalierungsverhältnisse der anfänglichen Rate der Anregung zu untersuchen, werden die Anregungskurven für verschiedene Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ und verschiedene Rabi-Frequenzen Ω_0 auf die gleiche formale Abhängigkeit gebracht. Die hierzu nötigen Streckungen von Zeit- und Rydberg-Atomzahl-Achse erlauben das Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate R zu bestimmen

das Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate untersucht werden soll und nicht der genaue Wert von R .

Betrachtet man nun Gl. (III.28) für eine Spitzendichte $n'_{g,0}$ mit dem Wendepunkt in $\tau = \tau^*$, so erhält man die Anregungskurve $N'_{\text{Ryd}}(\tau)$. Berücksichtigt man die Abhängigkeit des Blockadevolumens V_B von $n'_{g,0}$ aus Gl. (III.30), so kann das Argument des Sinus durch Umskalieren der Zeit entsprechend

$$\tilde{\tau} = \left(\frac{n'_{g,0}}{n_{g,0}} \right)^{2/5} \tau \tag{III.37}$$

wieder in denselben funktionale Zusammenhang wie im Falle der Spitzendichte $n_{g,0}$ gebracht werden (vgl. Abb. III.12(a)). Die Kurve wird dabei lediglich in Zeitrichtung gestreckt. Um die anfängliche Rate \tilde{R}' in der gestreckten Zeitbasis zu bestimmen, muß je-

doch zusätzlich berücksichtigt werden, daß auch die Rydberg-Atomzahlen $N_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)$ und $N'_{\text{Ryd}}(\tau' \rightarrow \infty)$ durch den ersten Term im Integranden von Gl. (III.28) implizit durch den Blockaderadius von der Spitzendichte abhängen. Setzt man diese Abhängigkeiten in Gl. (III.28) ein, so erhält man die Form

$$N_{\text{Ryd}}(\tau) = \int \alpha^{2/5} n_g(\vec{r})^{1/5} \Omega_0^{2/5} \sin^2 \left[\alpha^{-1/5} n_g(\vec{r})^{2/5} \Omega_0^{4/5} \tau \right] d^3\vec{r} \quad (\text{III.38})$$

mit dem Proportionalitätsfaktor

$$\alpha = \frac{\hbar}{C_6 \left(\frac{\pi}{6}\right)^2} \quad (\text{III.39})$$

Um wieder den ursprünglichen funktionalen Zusammenhang zu erhalten, muß die Rydberg-Atomzahl-Achse noch um den Faktor

$$\frac{N'_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)}{N_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)} = \left(\frac{n'_{g,0}}{n_{g,0}} \right)^{1/5} \quad (\text{III.40})$$

gestreckt werden (vgl. Abb. III.12(b)).

Die Rate R' erhält man dann durch Anwenden der Inversen der beiden Transformationen aus Gl. (III.37) und Gl. (III.40):

$$R' = \left(\frac{n'_{g,0}}{n_{g,0}} \right)^{3/5} R. \quad (\text{III.41})$$

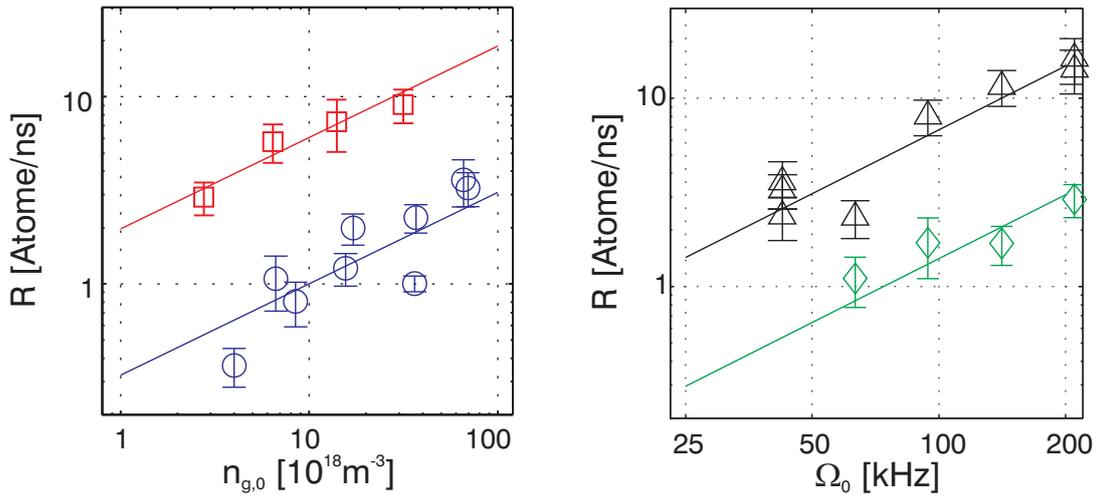
Um das Skalierungsverhalten von Gl. (III.28) bezüglich der Rabi-Frequenz Ω_0 zu untersuchen ist hier ebenfalls zu beachten, daß das Blockadevolumen V_B eine implizite Abhängigkeit von der Rabi-Frequenz besitzt (vgl. Gl. (III.30)). Auch hier kann für eine Rabi-Frequenz Ω'_0 die Anregungskurve $N'_{\text{Ryd}}(\tau)$ aus Gl. (III.39) nicht alleine durch eine zeitliche Skalierung der Form

$$\tilde{\tau} = \left(\frac{\Omega'_0}{\Omega_0} \right)^{4/5} \tau \quad (\text{III.42})$$

in den funktionalen Zusammenhang $N_{\text{Ryd}}(\tau)$ mit der Rabi-Frequenz Ω_0 gebracht werden, da die Rydberg-Atomzahlen $N_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)$ und $N'_{\text{Ryd}}(\tau' \rightarrow \infty)$ ebenfalls von der Rabi-Frequenz abhängt. Um wieder den ursprünglichen funktionalen Zusammenhang zu erhalten, muß die Rydberg-Atomzahl-Achse um den Faktor

$$\frac{N'_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)}{N_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty)} = \left(\frac{\Omega'_0}{\Omega_0} \right)^{2/5} \quad (\text{III.43})$$

gestreckt werden (vgl. Abb. III.12(b)). Bezieht man dieses mit ein, so erhält man für die



(a) Abhängigkeit von R von der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ für niedrige Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 42\text{kHz}$ (\circ) und hohe Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 210\text{kHz}$ (\square). Für den Exponenten erhält man $\alpha = 0,49 \pm 0,06$

(b) Abhängigkeit von R von der Rabi-Frequenz der Anregung Ω_0 für niedrige Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0} = 2,8 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ (\diamond) und hohe Spitzendichten $n_{g,0} = 7,2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ (\triangle). Für den Exponenten erhält man $\beta = 1,1 \pm 0,1$

Abbildung III.13: Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate R der Anzahl der angeregten Rydberg-Atome mit der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ und der Rabi-Frequenz der Anregung Ω_0 . Die eingezeichneten Ausgleichskurven sind das Ergebnis eines zweidimensionalen Potenzgesetz-Fits der Form $R \propto n_{g,0}^\alpha \Omega_0^\beta$ an die Datenpunkte.

anfängliche Rate R' eines mit der Rabi-Frequenz Ω'_0 getriebenen Systems

$$R' = \left(\frac{\Omega'_0}{\Omega_0} \right)^{6/5} R. \quad (\text{III.44})$$

Die Rate skaliert somit leicht überproportional mit der Rabi-Frequenz Ω_0 .

Aus den Betrachtungen ergibt sich, daß die Modelle verschiedene Skalierungsverhalten mit der Spitzendichte $n_{g,0}$ der Grundzustandsatome und mit der Rabi-Frequenz Ω_0 des Anregungslasers zeigen. Somit lässt sich anhand der Abhängigkeiten der experimentellen Daten von $n_{g,0}$ und Ω_0 klar zwischen den verschiedenen Modellen unterscheiden.

Zunächst soll die experimentelle Beobachtung des Skalierungsverhaltens mit der Spitzendichte untersucht werden. In Abb. III.13(a) sind die aus den Daten ermittelten anfänglichen Raten R für die beiden Rabi-Frequenzen $\Omega_0 = 42\text{kHz}$ bzw. $\Omega_0 = 210\text{kHz}$ in Abhängigkeit von $n_{g,0}$ aufgetragen. Aus einer zweidimensionalen Ausgleichsrechnung der erhaltenen anfänglichen Raten R für die verschiedenen Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ und der Rabi-Frequenzen Ω_0 an eine Kurve der Form

$$R \propto n_{g,0}^\alpha \Omega_0^\beta \quad (\text{III.45})$$

erhält man die Abhängigkeit

$$R \propto n_{g,0}^{0,49 \pm 0,06}. \quad (\text{III.46})$$

Vergleicht man das experimentell erhaltene Skalierungsverhalten mit den Modellen, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem Modell der kollektiven Anregung. Das Modell einer Anregung von unabhängigen Atomen hingegen wird durch das beobachtete Skalierungsverhalten nicht bestätigt.

Das Skalierungsverhalten der anfänglichen Rate R mit der Rabi-Frequenz Ω_0 ist in Abb. III.13(b) gezeigt. Die Abhängigkeit wurde für die beiden Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0} = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $n_{g,0} = 7,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ aufgenommen. Aus der Ausgleichsrechnung von Gl. (III.45) erhält man

$$R \propto \Omega_0^{1,1 \pm 0,1}. \quad (\text{III.47})$$

Vergleicht man diese Werte mit den aus den Modellen erwarteten Skalierungsverhalten, so kann man auch hier das Modell der inkohärenten Anregung ausschließen. Für das Modell der inhomogenen kollektiven kohärenten Anregung erwartet man eine Skalierungsverhalten $N_{\text{Ryd}} \propto \Omega_0^{1,2}$, was in guter Übereinstimmung mit den im Experiment ermittelten Werten steht.

Modell	Spitzendichte $n_{g,0}$	Rabi-Frequenz Ω_0
inkohärent unabhängig	$R \propto n_{g,0}$	$R \propto \Omega_0^2$
kohärent kollektiv	$R \propto n_{g,0}^{1/2}$	$R \propto \Omega_0^{6/5}$
Experiment	$R \propto n_{g,0}^{0,49 \pm 0,06}$	$R \propto \Omega_0^{1,1 \pm 0,1}$

2.4 Skalierungsverhalten von N_{Sat} : Blockade und van der Waals-Wechselwirkung

Auch für den Parameter N_{Sat} kann das Skalierungsverhalten untersucht werden. Für das Modell des stark gedämpften Zweiniveaumatoms ist aus Gl. (III.32) unmittelbar einsichtig, daß für große Zeiten t und für N unabhängige Atome

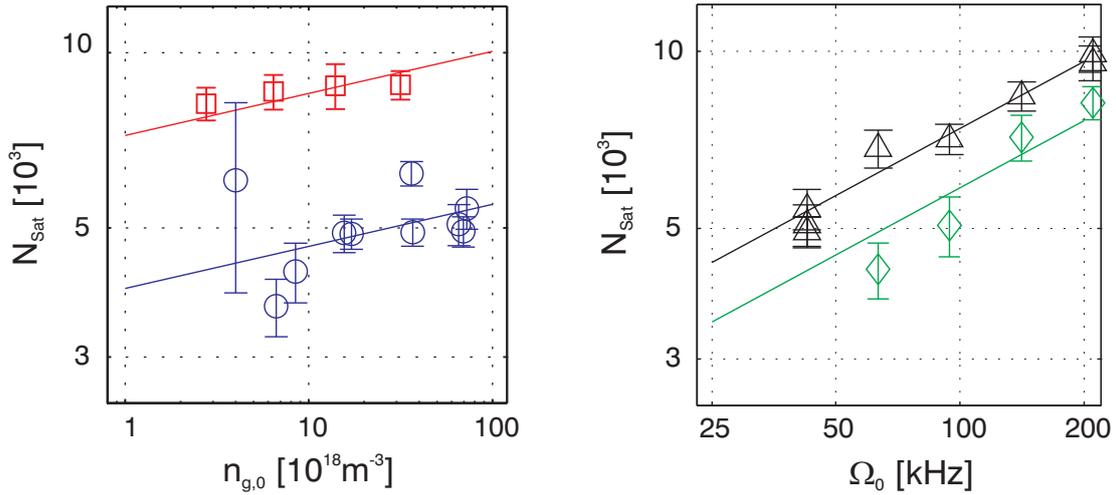
$$N_{\text{Ryd}}(\tau \rightarrow \infty) = N_{\text{Sat}} = N \frac{\Omega_0^2}{2\Gamma^2} \quad (\text{III.48})$$

gilt. Die Sättigungsanzahl der Rydberg-Atome skaliert in diesem Modell also wie die Rate R linear mit der Dichte der Grundzustandsatome und quadratisch mit der Rabi-Frequenz.

Betrachtet man den Fall eines vollständig blockierten Systems, so ist die Anzahl der vorhandenen Rydberg-Atome gegeben durch

$$N_{\text{Ryd, Sat}} = \int n_{\text{R}}(\vec{r}) d^3\vec{r}. \quad (\text{III.49})$$

Verwendet man nun statt der Dichte der Rydberg-Atome den Kehrwert des Blockadevolumens aus Gl. (III.30), dessen Bestimmung die van der Waals-Wechselwirkung als



(a) Skalierungsverhalten des Sättigungswerts N_{Sat} mit der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ für niedrige Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 42\text{kHz}$ (\circ) und hohe Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 210\text{kHz}$ (\square). Für den Exponenten erhält man $\gamma = 0,07 \pm 0,02$

(b) Skalierungsverhalten des Sättigungswerts N_{Sat} mit der Rabi-Frequenz der Anregung Ω_0 für niedrige Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0} = 2,8 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ (\diamond) und hohe Spitzendichten $n_{g,0} = 7,2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ (\triangle). Für den Exponenten erhält man $\delta = 0 - 38 \pm 0,04$

Abbildung III.14: Abhängigkeit des Sättigungswerts der Rydberg-Atomzahl N_{Sat} von der Rabi-Frequenz der Anregung Ω_0 und der Spitzendichte der Grundzustandsatome $n_{g,0}$. Die eingezeichneten Ausgleichskurven sind das Ergebnis eines zweidimensionalen Potenzgesetz-Fits der Form $N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}^\gamma \Omega_0^\delta$ an die Datenpunkte.

Blockademechanismus zugrunde liegt, so erhält man für den Sättigungswert

$$N_{\text{Ryd, Sat}} = \int \frac{1}{V_{\text{B}}(\vec{r})} d^3\vec{r} = \left(\frac{\hbar\Omega_0}{C_6} \left(\frac{\pi}{6} \right)^2 \right)^{2/5} \int \sqrt[5]{n_{g,0} f(\vec{r})} d^3\vec{r}. \quad (\text{III.50})$$

Die Sättigungsatomzahl skaliert hier also proportional zu $\Omega^{2/5}$ und $n_{g,0}^{1/5}$.

Zunächst soll das Skalierungsverhalten des Sättigungswerts mit der Rabi-Frequenz untersucht werden. Die experimentell erhaltenen Daten sind in Abb. III.14(b) dargestellt. Aus einer zweidimensionalen Ausgleichsrechnung der Form

$$N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}^\gamma \Omega_0^\delta \quad (\text{III.51})$$

und die Datenpunkte erhält man das Skalierungsverhalten

$$N_{\text{Sat}} = \Omega_0^{0,38 \pm 0,04}. \quad (\text{III.52})$$

Vergleicht man die Skalierungsverhalten, die man aus den beiden Modellen erhält, mit dem experimentell ermittelten Verhalten, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Modell einer kollektiven kohärenten Anregung im Blockaderegime. Das Modell einer Anregung von unabhängigen Atomen hingegen wird nicht bestätigt.

Schließlich soll die Abhängigkeit des Sättigungswerts N_{Sat} von der Spitzendichte der

Grundzustandsatome betrachtet werden. Aus den in Abb. III.14(a) gezeigten Ausgleichskurven nach Gl. (III.51) an die gemessenen Datenpunkte erhält man den Zusammenhang

$$N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}^{0,07 \pm 0,02}. \quad (\text{III.53})$$

Vergleicht man diese Werte mit den Skalierungen, die aus den beiden Modellen zu erwarten sind, so erkennt man, daß auch dieses Ergebnis nicht in Einklang mit der Annahme einer inkohärenten Anregung von Einzelatomen steht. Vielmehr passt die Annahme einer kohärenten und kollektiven Anregung von Rydberg-Atomen besser zu den experimentellen Daten und erlaubt, das untersuchte System als stark blockiertes Ensemble zu betrachten.

Modell	Spitzendichte $n_{g,0}$	Rabi-Frequenz Ω_0
inkohärent unabhängig	$N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}$	$N_{\text{Sat}} \propto \Omega_0^2$
kohärent kollektiv	$N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}^{1/5}$	$N_{\text{Sat}} \propto \Omega_0^{2/5}$
Experiment	$N_{\text{Sat}} \propto n_{g,0}^{0,07 \pm 0,02}$	$N_{\text{Sat}} \propto \Omega_0^{0,38 \pm 0,04}$

2.5 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde die Anregung von Rydberg-Atomen in der Magnetfalle systematisch untersucht. Hierzu wurden Anregungskurven für verschiedene Dichten der Grundzustandsatome und verschiedene Rabi-Frequenzen aufgenommen. Dadurch konnte das Skalierungsverhalten der beiden für die Anregungskurve charakteristischen Größen – der anfänglichen Rate R und der Sättigungs-Atomzahl N_{Sat} – untersucht werden. Ein Vergleich der experimentellen Bedingungen mit verschiedenen Modellen zur Erklärung der erhaltenen Anregungskurven ist damit möglich.

Zur Erklärung der Anregungskurven wurden das Modell einer inkohärenten Anregung von Einzelatomen sowie das Modell einer inhomogenen kollektiven kohärenten Anregung diskutiert. Die Skalierungsverhalten der Rate R zeigen, daß die Anregung nicht als inkohärente Anregung von Einzelatomen beschrieben werden kann, sondern legen vielmehr nahe, daß es sich um ein System von kollektiven kohärent getriebenen Atomen handelt. Darüberhinaus deutet die Skalierung des Sättigungswerts N_{Sat} auf eine vollständige Blockade des Systems durch die van der Waals-Wechselwirkung hin.

3 Echo Experiment für Rydberg-Anregung

Aus den Experimenten, die im vorigen Abschnitt vorgestellt wurden, kann die Kohärenz der Rydberg-Anregung mit Hilfe des Skalierungsverhalten der anfänglichen Anregungsrate R mit der Einzelatom Rabi-Frequenz Ω_0 bestätigt werden. Ein direkter Nachweis der Kohärenz der Anregung durch Beobachtung von Rabi-Oszillationen ist nicht möglich, da die lokalen Rabi-Frequenzen in der Wolke inhomogen verteilt sind und die Oszillationen hierdurch nicht sichtbar sind (vgl. Abschnitt 2.2). Eine Möglichkeit zum Nachweis der Kohärenz der Anregung in einem inhomogenen System stellt das aus der NMR-Spektroskopie bekannte Echo-Verfahren dar [Hak93]. Die Möglichkeit und die Umsetzung eines

solchen Experiments im Zusammenhang mit der Rydberg-Anregung von Rubidium soll in diesem Abschnitt besprochen werden.

3.1 Rotary-Echo-Experiment für Rydberg-Atome

Ein Echo-Experiment ermöglicht es, in einem inhomogenen System aus kohärenten Teilsystemen, d.h. Teilsystemen mit unitärer Zeitentwicklung, die Dephasierung rückgängig zu machen und das System in den Anfangszustand zurückzuführen. Andererseits kann ein Echo-Experiment auch benutzt werden, um die Kohärenz der Dynamik eines Systems zu überprüfen. Für die vorgestellte Rydberg-Anregung kann mit dem aus der NMR-Spektroskopie bekannten Schema des Rotary-Echo ein Echo-Experiment zur Untersuchung der Kohärenz der Anregung durchgeführt werden. Hierbei wird ausgenutzt, daß eine Phasenverschiebung des Anregungslichts um π eine Multiplikation der Kopplungskonstanten mit dem Faktor $e^{i\pi} = -1$, d.h. eine Invertierung des Vorzeichens der Rabi-Frequenz bedeutet. Aus den optischen Bloch-Gleichungen nach Gl. (I.18) ergibt sich, daß dies für eine kohärente Anregung formal einer Zeitumkehr der Anregung entspricht.

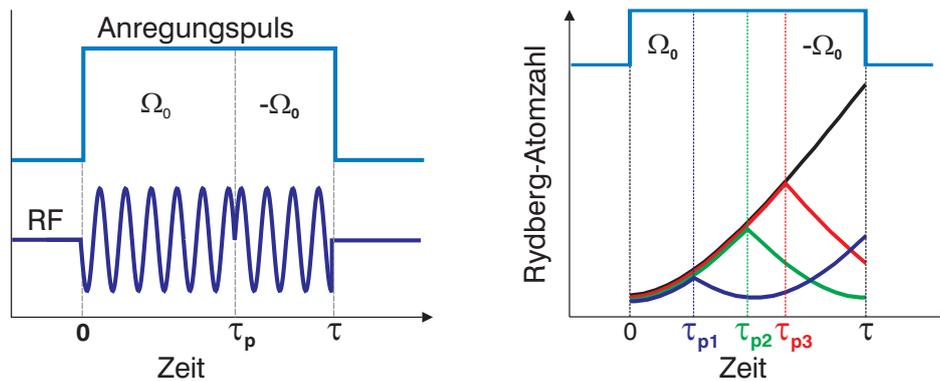


Abbildung III.15: Ablauf des Rydberg-Echo-Experiments: In einem Anregungspuls fester Länge τ wird zu einem Zeitpunkt τ_p die Phase des Anregungslichts um π verschoben. Die Dynamik wird dadurch zeitlich invertiert und die Anregung läuft dann rückwärts in der Zeit ab.

Ein Echo-Experiment für die Rydberg-Anregung kann nach dem in Abb. III.15 gezeigten Schema erfolgen. Wird in einem Anregungspuls der Länge τ die Phase des Anregungslichts in der Mitte des Pulses zur Zeit $t = \tau/2$ umgekehrt, ist für die Zeit $0 < t < \tau/2$ die Anregungsdynamik unverändert. Mit dem Umkehren der Phase wird dann der zeitliche Ablauf der Dynamik invertiert und die Anregung läuft rückwärts in der Zeit. Wenn das System als kohärent betrachtet werden kann ist das System nach der gesamten Anregungsdauer zum Zeitpunkt $t = \tau$ wieder im selben Zustand wie zur Zeit $t = 0$, d.h. es sind keine Rydberg-Atome vorhanden. Führt man die Phasenverschiebung des Anregungslichts nicht genau in der Mitte des Pulses durch sondern zu einer anderen Zeit τ_p , so hängt die Rydberg-Atomzahl am Ende der Anregung vom Zeitpunkt des Phasenschubs ab. Wenn $\tau_p = \tau_{p3} > \tau/2$ ist, geht die Rydberg-Population nicht mehr auf null zurück, da

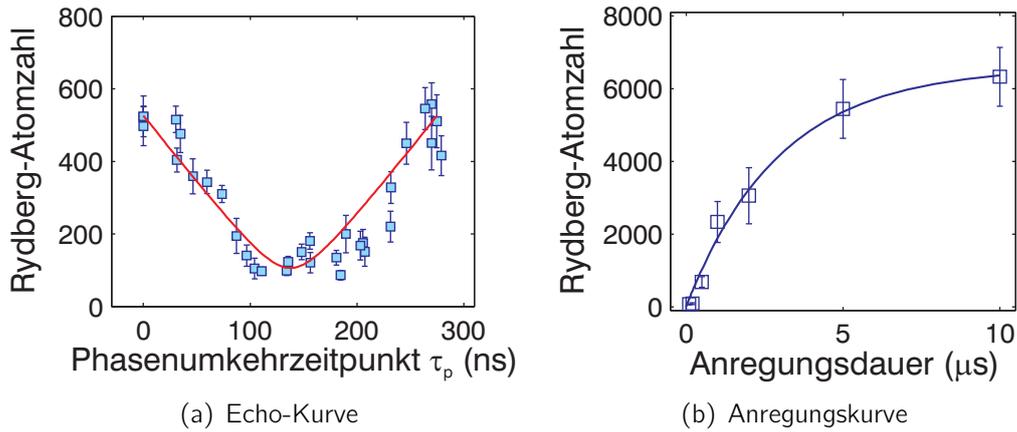


Abbildung III.16: Echo-Kurve der Rydberg-Anregung bei einer Spitzendichte der Grundzustandsatome von $n_{g,0} = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und einer Anregungsdauer von $\tau = 275 \text{ ns}$. Der Rückgang der Rydberg-Atomzahl ist ein direkter Beweis für die Kohärenz der Anregung. Die Anregungskurve zeigt, daß das Echo-Experiment im linearen Anstieg der Anregung durchgeführt wurde

die Anregungszeit mit der invertierten Rabi-Frequenz nicht ausreicht, um die gesamte Anregung rückgängig zu machen. Ist $\tau_p = \tau_{p1} < \tau/2$, so nimmt die Rydberg-Population bereits zum Zeitpunkt $t = 2\tau_p$ wieder den Wert null an. In der verbleibende Zeit $\tau - 2\tau_p$ findet dann erneut eine Anregung statt und zum Ende des Pulses sind Rydberg-Atome vorhanden.

Eine experimentell aufgenommene Echo-Kurve ist in Abb. III.16(a) gezeigt. Hierzu wurden in fünf gleichartig präparierten Wolken mit einer Spitzendichte der Grundzustandsatome von $1,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ jeweils 15 Rydberg-Anregungen mit gleicher Pulsdauer τ durchgeführt und der Zeitpunkt des Phasenschubs τ_p zwischen 0 und τ variiert. Um den Einfluß der endlichen Linienbreite des Anregungslasers und von Dekohärenzeffekten gering zu halten, wurde eine Pulsdauer von $\tau = 275 \text{ ns}$ gewählt. Es ist zu erkennen, daß die detektierte Rydberg-Atomzahl mit zunehmendem Umschaltzeitpunkt der Phase τ_p kleiner wird, bis sie schließlich zum Zeitpunkt $\tau_p = \tau/2$ ihr Minimum erreicht. Für Zeiten $\tau_p > \tau/2$ nimmt die Rydberg-Atomzahl wieder zu. Das Auftreten des Echos ist ein direkter Beweis für die Kohärenz der hier gezeigten Rydberg-Anregung.

Aus der Echo-Kurve in Abb. III.16(a) ist zu erkennen, daß für $\tau_p = \tau/2$ nicht alle Rydberg-Atome in den Grundzustand zurückgebracht wurden. Dies wird durch eine wechselwirkungsbedingte Dephasierung verursacht, die durch Umkehrung der Rabi-Frequenz nicht umgekehrt werden und den Rückgang des Echo-Signals vermindern. Dies sind neben Einflüssen der Umgebung auf die Rydberg-Atome die Linienbreite des Anregungslasers sowie die van der Waals-Wechselwirkung der Rydberg-Atome. Eine genauere Untersuchung des Einflusses der Wechselwirkung auf die Sichtbarkeit des Echo-Signals wird in Abschnitt 3.3 gegeben.

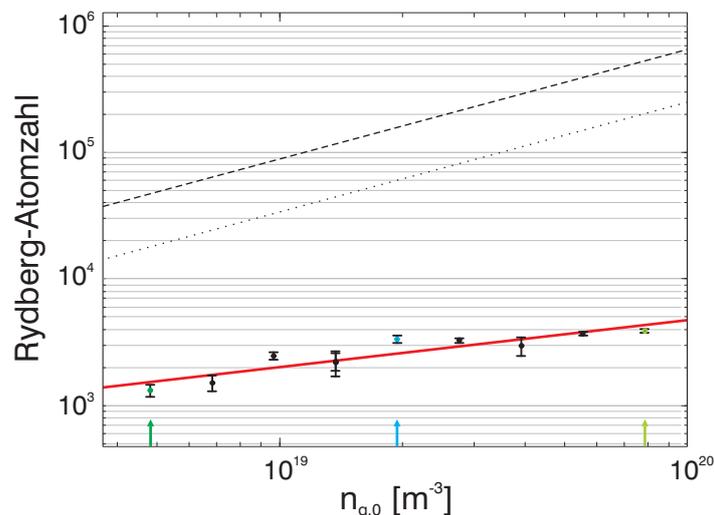


Abbildung III.17: Dichteabhängigkeit der Rydberg-Anregung für eine Anregungsdauer $\tau = 478$ ns (Punkte) mit einer Rabi-Frequenz von $\Omega_0 = 152$ kHz. Die rote Kurve ist eine Ausgleichskurve der Form $N_{\text{Ryd}} \propto n_{g,0}^\alpha$. Für den Exponenten erhält man den Wert $\alpha = 0,39 \pm 0,02$. Die gestrichelte bzw. gepunktete Linie geben die zu erwartende Rydberg-Atomzahl bei Anregung ohne Wechselwirkung und ohne Berücksichtigung der Linienbreite der Anregung (gestrichelte Linie) bzw. mit Berücksichtigung der Linienbreite von 1,5 MHz (gepunktete Linie) wieder. Aus der Unterdrückung der Anregung und dem Wert von α ist klar ein kollektives Verhalten erkennbar.

3.2 Kohärentes und kollektives Verhalten der Rydberg-Anregung

Aus der gezeigten Echo-Kurve bei der Spitzendichte von $n_{g,0} = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ in Abb. III.16(a) ist die Kohärenz der gezeigten Rydberg-Anregung direkt einsichtig. Über den kollektiven Charakter der gezeigten Anregung hingegen kann durch diese Messung direkt keine Aussage getroffen werden. Vergleicht man die Dichte mit den in Abb. III.13(a) gezeigten Dichten, so erkennt man, daß das kollektive Verhalten dort für höhere Dichten gezeigt wurde.

Um den kohärenten und gleichzeitig kollektiven Charakter der Rydberg-Anregung zu zeigen wurde deshalb eine Reihe von Echokurven bei verschiedenen Spitzendichten der Grundzustandsatome zwischen $n_{g,0} = 3,83 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $5,33 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ aufgenommen. Die Spitzendichte wurde mittels einer Landau-Zener-Rampe variiert, so daß die Temperatur und die räumliche Verteilung der Wolke unverändert bleiben. Die Gesamtdauer der Anregung betrug 478 ns.

In Abb. III.17 ist jeweils die Rydberg-Atomzahl des ersten Punkts aus der Echo-Kurve, d.h. die Rydberg-Atomzahl ohne Phasenschub, gegen die Spitzendichten der Grundzustandsatome aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade ist das Ergebnis einer linearen Ausgleichsrechnung an die Datenpunkte in doppelt-logarithmischer Darstellung. Aus der Steigung dieser Gerade ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Rydberg-Atomzahl N_{Ryd} und Spitzendichte $n_{g,0}$ von

$$N_{\text{Ryd}} \propto n_{g,0}^{0,39 \pm 0,02} \quad (\text{III.54})$$

im gezeigten Bereich.

Zum Vergleich ist als gestrichelte Linie die Rydberg-Atomzahl eingezeichnet, die man für eine Anregung von nicht-wechselwirkenden Einzelatomen erwartet und als gepunktete Linie die Rydberg-Atomzahl, die man für eine Anregung von nicht-wechselwirkenden Einzelatomen unter Berücksichtigung einer Linienbreite des Anregungslasers von $\delta = 1,5\text{ MHz}$ erwartet. Zum einen ist zu erkennen, daß für die gemessenen Werte eine starke Unterdrückung der Anregung vorliegt. Zum anderen ist die Rydberg-Atomzahl nicht proportional zur Spitzendichte, wie dies für den nicht-wechselwirkenden Fall zu erwarten ist, sondern skaliert entsprechend Gl. (III.54). Aus den in Abschnitt 2.3 gezeigten Untersuchungen kann daher auf ein kollektives Verhalten geschlossen werden.

In Abb. III.18 sind exemplarisch die Echo-Kurven der in Abb. III.17 markierten Punkte dargestellt. Aus den Daten kann eine durch

$$V = \frac{N_{\text{Ryd}}(\tau_p = 0) - N_{\text{Ryd}}(\tau_p = \tau/2)}{N_{\text{Ryd}}(\tau_p = 0) + N_{\text{Ryd}}(\tau_p = \tau/2)} \quad (\text{III.55})$$

definierte Sichtbarkeit entnommen werden. Sie beträgt 0,47 für die geringe, 0,48 für die mittlere und 0,29 für die hohe Spitzendichte. Dies bestätigt die Kohärenz der Anregung für die gezeigten Experimente im stark wechselwirkenden Regime. Aus beiden Abbildungen III.17 und III.18 kann somit entnommen werden, daß es sich bei den gezeigten Experimenten um eine kollektive kohärente Anregung von Rydberg-Atomen handelt.

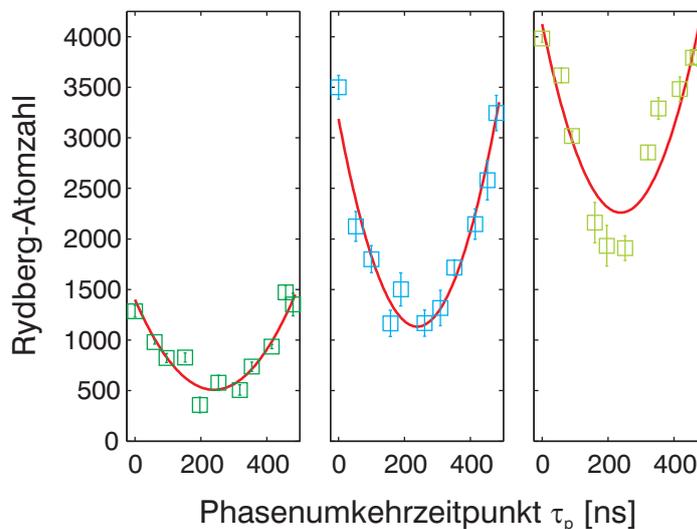


Abbildung III.18: Echo-Kurven für die drei in Abb. III.17 markierten Spitzendichten. Für alle drei Dichten ist ein Echo sichtbar, die Dynamik ist auch im kollektiven Regime trotz der starken Wechselwirkung umkehrbar und somit kohärent. Die Sichtbarkeiten der Kurven betragen 0,47 (links), 0,48 (Mitte) und 0,29 (rechts). Die eingezeichneten Parabel sollen den Verlauf der Echo-Kurve qualitativ beschreiben.

3.3 Molekularfeldtheorie der Anregung

Aus den Echo-Kurven in Abb. III.18 ist zu erkennen, daß mit zunehmender Spitzendichte der Grundzustandsatome in der Wolke die Rydberg-Atomzahl bei Phasenschub in der Mitte des Anregungspulses stärker zunimmt, als die Rydberg-Atomzahl bei Anregung ohne Phasenschub. Die nach Gl. (III.55) definierte Sichtbarkeit nimmt deshalb mit zunehmender Spitzendichte ab.

Der Rückgang der Sichtbarkeit ist ein Zeichen dafür, daß die Dynamik des Systems nicht alleine durch die umkehrbare Kopplung der Atome an das Lichtfeld mit der Rabi-Frequenz Ω_0 beschrieben werden kann, sondern daß weitere, nicht umkehrbare Terme zur Beschreibung nötig sind. Die zusätzlichen Terme führen dazu, daß bei Umkehrung der Rabi-Frequenz die Dynamik nicht vollständig umgekehrt wird, sondern dies nur teilweise erfolgt. Die Sichtbarkeit des Rydberg-Echos ist dann ein Maß für die Dephasierung des Zustandsvektors bezüglich des treibenden Lichtfelds.

Zur Behandlung der Rydberg-Atomzahl im Echo-Experiment kann ein Modell herangezogen werden, bei dem die Rydberg-Atome als Zweiniveausysteme mit der Kopplung Ω_0 an das Lichtfeld betrachtet werden. Die Beschreibung der Dynamik erfolgt dabei mit den optischen Bloch-Gleichungen (vgl. Gl. (I.18)), wobei die van der Waals-Wechselwirkung – und somit die Blockade – über eine effektive Verstimmung δ_{eff} der Form

$$\delta_{\text{eff}} = \frac{1}{\hbar} \frac{C_6}{r_{\text{nN}}(\vec{r})^6} \quad (\text{III.56})$$

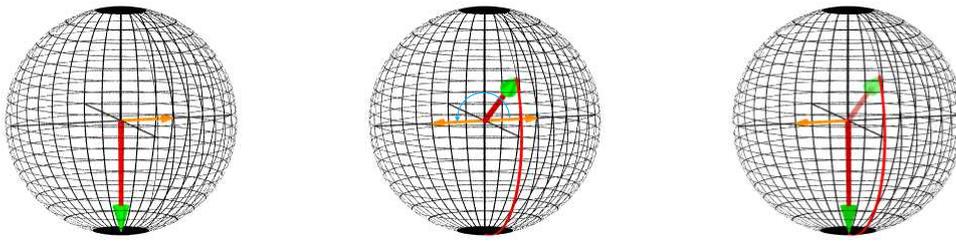
eingeführt wird. Die Verstimmung beschreibt dabei die Verschiebung des Rydberg-Zustands eines Atoms durch ein Rydberg-Atom im Abstand r_{nN} . In diesem Modell ist die Dephasierung durch die Verstimmung die Ursache für einen Rückgang der Sichtbarkeit des Echo-Signals. Berücksichtigt man die Wechselwirkung mit allen nächsten Nachbarn, so ist es zweckmäßig, eine Anordnung als dichteste Kugelpackung anzunehmen. In dieser sind die Rydberg-Atome mit der größten Raumerfüllung angeordnet, d.h. der gegenseitige Abstand wird mit dem für feste Dichte größtmöglichen Wert angenommen. Dies führt dazu, daß die Stärke der Wechselwirkung und die daraus erhaltene Verstimmung nach unten abgeschätzt wird. Hierdurch wird die Zeit, innerhalb der die Sichtbarkeit verschwindet, nach oben abgeschätzt.

Im Rahmen dieser Molekularfeldtheorie kann dieser Abstand zum nächsten Nachbarn als

$$r_{\text{nN}}(\vec{r}) = \sqrt[3]{n_g(\vec{r}) \left(w(\vec{r}) + \frac{1}{2} \right)}, \quad (\text{III.57})$$

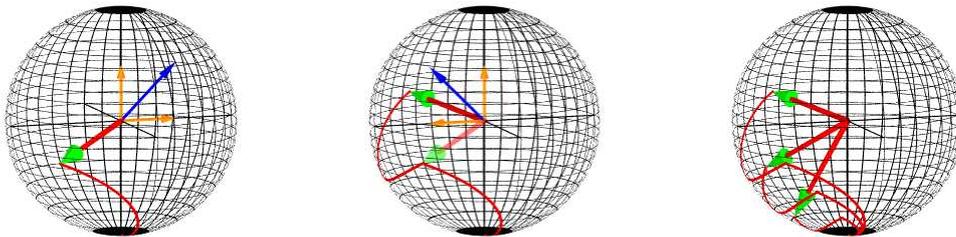
angenommen werden, wobei $n_g(\vec{r}) \left[w(\vec{r}) + \frac{1}{2} \right]$ die Dichte der Rydberg-Atome am Ort \vec{r} beschreibt und w die Besetzungsinversion zwischen Rydberg-Zustand und Grundzustand ist. Für die effektive Verstimmung erhält man damit und unter Berücksichtigung der Koordinationszahl der dichtesten Kugelpackung von 12 nach [Wei95] schließlich

$$\delta_{\text{eff}}(\vec{r}) = 12 \frac{C_6}{\hbar} \left(n_g(\vec{r}) \left[w(\vec{r}) + \frac{1}{2} \right] \right)^2. \quad (\text{III.58})$$



(a) Beginn der Anregung $t = 0$ (b) Phasenumkehr bei $t = \tau/2$ (c) Ende der Anregung $t = \tau$

Abbildung III.19: Darstellung der Anregungsdynamik ohne Wechselwirkung mit Hilfe der Bloch-Kugel (Erklärung im Text)



(a) Beginn der Anregung $t = 0$ (b) Phasenumkehr bei $t = \tau/2$ (c) Ende der Anregung $t = \tau$

Abbildung III.20: Darstellung der Dynamik der Rydberg-Anregung mit Hilfe der Bloch-Kugel unter Berücksichtigung der Wechselwirkung durch ein Molekularfeld

Setzt man diese effektive Verstimmung in die optischen Bloch-Gleichungen Gl. (I.18) ein, so erhält man eine nichtlineare Differentialgleichung, die keine analytische Lösung besitzt.

Eine anschauliche Beschreibung der Dynamik kann mit Hilfe der Bloch-Kugel gegeben werden. Zum Zeitpunkt $t = 0$ befinden sich alle Atome im Grundzustand mit $w = -1/2$ (vgl. Abb. III.19(a)). Bei der Anregung der Atome durch das Lichtfeld ohne Verstimmung rotiert der Bloch-Vektor um die u -Achse ($\Omega, 0, 0$) (orange) mit einer Kreisfrequenz, die der Rabi-Frequenz Ω_0 entspricht. Kehrt man die Rabi-Frequenz zu einem Zeitpunkt $\tau_p = \tau/2$ um (vgl. Abb. III.19(b)), so rotiert der Bloch-Vektor in die entgegengesetzte Richtung und zur Zeit $t = \tau$ ist $w = -1/2$, d.h. alle Atome sind wieder im Grundzustand (vgl. Abb. III.19(c)). Die Sichtbarkeit des Echos ist dann 1.

Führt man die Wechselwirkung nach Gl. (III.58) in die Bloch-Gleichung ein, so rotiert der Bloch-Vektor nicht um die u -Achse, sondern um eine Drehachse, die in Richtung der w -Achse verkippt ist ($\Omega_0, 0, \delta$). Die Kreisfrequenz der Rotation ist dabei $\sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$. Dies führt dazu, daß der Bloch-Vektor sich nicht mehr auf einem Längenkreis bewegt, sondern seitlich abgelenkt wird (vgl. Abb. III.20(a)). Wird nun die Rabi-Frequenz umgekehrt, rotiert der Bloch-Vektor um die Achse $(-\Omega_0, 0, \delta)$. Er kehrt dann nicht zum Ausgangspunkt $w = -1/2$ zurück (Abb. III.20(b)). Für Bereiche der Wolke mit verschiedenen lokalen Rabi-Frequenzen ergeben sich verschiedene Trajektorien des Bloch-Vektors

und zum Ende der Echo-Sequenz erreichen die unterschiedlichen Bereiche verschiedene Populationen (vgl. Abb. III.20(c)).

Die in Abb. III.18 gezeigten Signale sind die Summe über alle diese Populationen, so daß es zu einer Reduktion der Sichtbarkeit im Vergleich zu den aus Abb. III.19 erwarteten Ergebnissen kommt.

Um das genaue Verhalten des Modells zu bestimmen und ein Vergleich mit den experimentellen Daten zu ermöglichen, wurde die Zeitenwicklung numerisch mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens 4. Ordnung durchgeführt. Hierzu wurde zunächst bis zu einer Zeit τ_p die optische Bloch-Gleichung mit der Verstimmung aus Gl. (III.58) und der im Experiment verwendeten Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 152 \text{ kHz}$ numerisch gelöst. Dann wurde die Rabi-Frequenz invertiert ($\Omega_0 \mapsto -\Omega_0$) und die Zeitentwicklung bis zur Zeit τ fortgeführt. Um die räumliche Abhängigkeit in Gl. (III.58) zu berücksichtigen, wurde eine kugelsymmetrische Dichteverteilung der Form

$$n_g(\vec{r}) = n_{g,0} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \quad (\text{III.59})$$

gewählt. Die optischen Bloch-Gleichungen wurde dann jeweils für kleine Kugelschalen gelöst und dann über alle Kugelschalen summiert. Die Lebensdauer des Rydberg-Zustands wurde bei der Rechnung vernachlässigt, da sie groß gegen inverse Rabi-Frequenz und Anregungsdauer τ ist. Desweiteren wurde die Linienbreite des Lasers nicht berücksichtigt, um eine Abschätzung der Zeit bis zum vollständigen Verlusts der Sichtbarkeit nach oben zu erhalten. Eine zusätzliche Verstimmung durch die Laserlinienbreite würde die Dynamik des Systems beschleunigen und somit zu einer schnelleren Dephasierung des Zustandsvektors führen.

Die aus der Rechnung mit der Molekularfeld-Theorie erhaltenen Echo-Kurven für die geringste experimentelle Spitzendichte $n_{g,0} = 3,18 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und verschiedene Anregungsdauern τ sind in Abb. III.21 gezeigt. Für kurze Anregungsdauern ist mit dem Molekularfeld-Modell ein Echo-Signal erkennbar, das jedoch für zunehmende Anregungsdauern zurückgeht. Für Anregungszeiten ab $\tau \approx 360 \text{ ns}$ ist kein Echo-Signal mehr er-

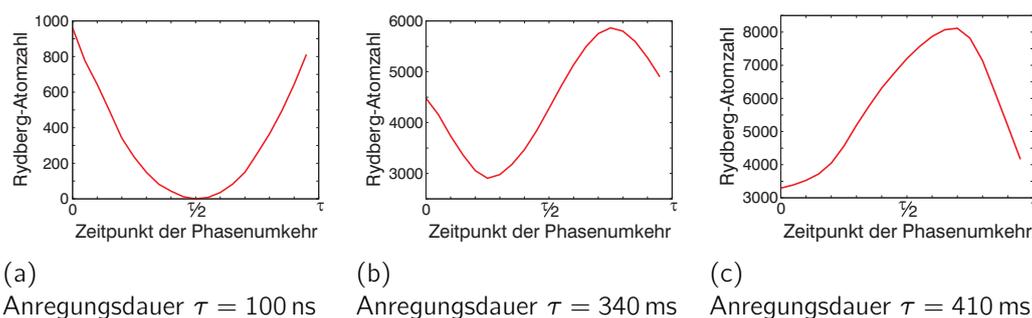


Abbildung III.21: Aus dem Molekularfeld-Modell erhaltene Echo-Kurven bei einer Spitzendichte der Grundzustandsatome von $n_{g,0} = 3,18 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und einer Rabi-Frequenz von $\Omega_0 = 152 \text{ kHz}$. Die für kleine Anregungsdauern erkennbaren Echo-Kurven verschwinden mit zunehmender Anregungsdauer und für Zeiten $\tau > 360 \text{ ns}$ ist das Echo-Signal verschwunden.

kennbar.

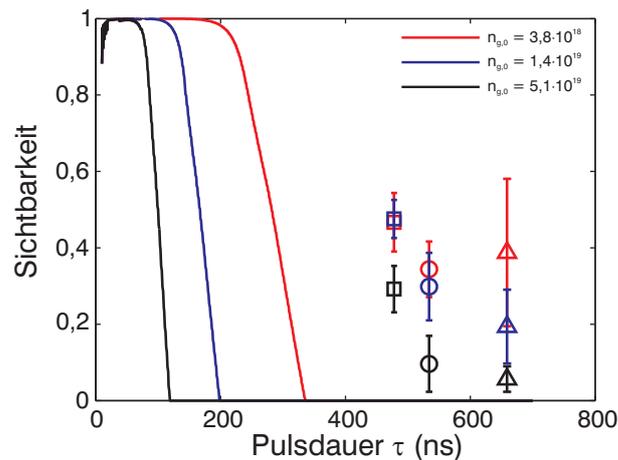


Abbildung III.22: Abhängigkeit der Sichtbarkeit von der Anregungsdauer, die aus der Molekularfeld-Theorie erhalten wird (Linien). Für die Pulsdauern $\tau = 478$ ns (\square), $\tau = 534$ ns (\circ) und $\tau = 659$ ns (\triangle) sind zusätzlich die experimentell erhaltenen Werte aufgetragen. Das experimentell untersuchte System zeigt für längere als die von der Molekularfeld-Theorie vorhergesagten Zeiten ein Echo-Signal.

In Abb. III.22 sind die für drei Spitzendichten der Grundzustandsatome $n_{g,0}$ experimentell erhaltenen Sichtbarkeiten für verschiedene Anregungsdauern τ gezeigt. Zusätzlich ist die Abhängigkeit der Sichtbarkeit von der Anregungszeit τ aus der Rechnung auf Grundlage des Molekularfeld-Modells für die gleichen Spitzendichten der Grundzustandsatome gezeigt. Es ist zu erkennen, daß für die geringste der gezeigten Spitzendichten für Anregungszeiten $\tau > 360$ ns das Echo-Signal nicht mehr sichtbar ist. Für die höheren Spitzendichten verschwindet die Sichtbarkeit bereits bei kürzeren Anregungsdauern. Dies ist auf die stärkere Wechselwirkung bei höheren Dichten durch den damit verbundenen geringeren zwischenatomaren Abstand zurückzuführen (vgl. Gl. (III.56)).

Da die Annahmen zu Wechselwirkung und Linienbreite des Anregungslasers eine Abschätzung der Zeit zum Verlust des Echo-Signals nach oben bedeuten, deutet dies darauf hin, daß die Dynamik des untersuchten Systems nicht durch eine Molekularfeld-Theorie beschrieben werden kann und das Ensemble als stark korreliertes System betrachtet werden muß.

Andererseits ist zu beachten, daß dem gezeigte Modell lediglich die van der Waals-Wechselwirkung von Rydberg-Atomen im gleichen Zustand $43S_{1/2}$ zugrunde liegt. Die Berücksichtigung von höheren Ordnungen der Wechselwirkung und Wechselwirkung mit energetisch benachbarten Rydberg-Zuständen erlaubt eine genauere Beschreibung der Wechselwirkungsenergie. Bisher sind die hierzu nötigen Wechselwirkungspotentiale jedoch für kurze Abstände nicht bekannt. Eine Berechnung der Dynamik des Systems unter Annahme der Molekularfeld-Theorie mit dieser verbesserten Beschreibung kann schließlich verwendet werden um zu klären, ob das hier vorgestellten System durch eine effektive mittlere Wechselwirkung beschrieben werden kann, oder ob es als stark korreliertes System betrachtet werden muß.

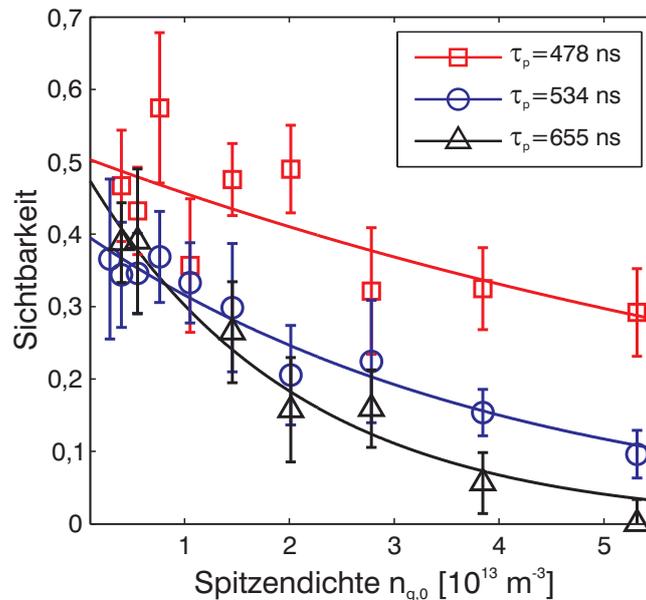


Abbildung III.23: Dichteabhängigkeit der Sichtbarkeit für die Pulsdauern $\tau = 478 \text{ ns}$ (\square), $\tau = 534 \text{ ns}$ (\circ) und $\tau = 659 \text{ ns}$ (\triangle). An alle drei Datensätze wurde eine exponentielle Ausgleichskurve angelegt. Der tatsächliche funktionale Zusammenhang ist unbekannt und Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Die Dichteabhängigkeit der Sichtbarkeit von der Spitzendichte der Grundzustandsatome für die drei experimentellen Anregungszeiten aus Abb. III.22 ist in Abb. III.23 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß für alle drei Anregungszeiten die Sichtbarkeit mit zunehmender Dichte abnimmt. Dieses Verhalten kann auf die stärkere Wechselwirkung und die damit verbundene Dephasierung bei höheren Dichten zurückgeführt werden. Darüberhinaus ist zu erkennen, daß die Sichtbarkeit für kurze Anregungsdauern größer ist also für lange. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Dephasierung mit zunehmender Zeit zunimmt. Zu einer genauen Untersuchung der Abhängigkeit der Sichtbarkeit von Dichte und Anregungsdauer ist ein verbessertes Modell der Anregung nötig, das Gegenstand weiterer Untersuchungen ist.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde das Rotary-Echo-Experiment für die Rydberg-Anregung vorgestellt, mit dessen Hilfe die Kohärenz der Anregung direkt gezeigt werden konnte. Darüberhinaus wurde gezeigt, daß die Anregung bereit nach kurzer Zeit im Vergleich zur Zeitskala des Auftretens der vollständigen Blockade stark gehemmt, aber auch in diesem stark wechselwirkenden Regime noch immer kohärent ist. Ein Vergleich der experimentell erhaltenen Daten mit einer einfachen Molekularfeld-Theorie der Rydberg-Anregung legt nahe, daß das untersuchte System nur durch Betrachtung als stark korreliertes System korrekt behandelt werden kann. Eine genauere Kenntnis der Wechselwirkungspotentiale des betrachteten Rydberg-Zustands für kleine Abstände ist nötig, um eine klare Aussage hierüber zu treffen.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Anregung von magnetisch gefangenen ultrakalten Rubidiumatomen in den Rydberg-Zustand $43S_{1/2}$ in einer Magnetfalle untersucht. Das Ziel hierbei war, den Vorteil auszunutzen, daß die benutzte Magnetfalle im Vergleich zu bisherigen Untersuchungen anderer Gruppen in magneto-optischen Fallen höhere Dichten erreicht, und hierdurch Experimente tief im von der Wechselwirkung dominierten Regime ermöglicht. In einer vorhergehenden Diplomarbeit wurden bereits erste Messungen zur Rydberg-Anregung eines Bose-Einstein Kondensat in dieser Falle durchgeführt.

Zunächst bestand die Zielsetzung, die Eigenschaften der Rydberg-Anregung von thermischen Wolken zu charakterisieren und Anzeichen der Wechselwirkung auf die Anregungsdynamik zu finden. Hierzu wurde der Detektor für die Rydberg-Atome kalibriert, um mit Hilfe der absoluten Rydberg-Atomzahl eine quantitative Aussage über den Grad der Hemmung der Anregung zu treffen. Weiterhin erlaubt die Verwendung eines kalibrierten Detektors, die aufgenommenen Spektren für die Rydberg-Anregung in der Magnetfalle mit Rechnungen zur Anregung zu vergleichen. Es wurde gezeigt, daß die Rechnung nur unter Annahme einer starken Blockade der Anregung in der Lage ist, die Form der Spektren wiederzugeben.

Ausgehend hiervon wurde eine systematische Betrachtung der Rydberg-Anregung vorgenommen, um Erkenntnisse über den Blockademechanismus zu gewinnen und andere Ursachen für eine Hemmung der Anregung auszuschließen. Für diese Untersuchung wurden Wolken aus Rubidiumatomen gleicher Temperatur mit verschiedenen Atomzahldichten erzeugt und jeweils für verschiedene Anregungsdauern die Anzahl der erzeugten Rydberg-Atome bestimmt. Darüberhinaus wurde auch die Intensität der Anregungslaser variiert. Die erhaltenen Abhängigkeiten der Rydberg-Atomzahl von der Anregungsdauer, die Anregungskurven, zeigen alle eine charakteristische Form.

Zur Erklärung der Anregungskurven wurde ein Modell entwickelt, in dem eine kollektive kohärente Anregung eines inhomogenen Systems angenommen wird. Um die Übereinstimmung des Modells mit den experimentellen Ergebnissen zu untersuchen, wurde die Abhängigkeit der Sättigungskurve von Laserintensität und Atomzahldichte bestimmt und mit den Vorhersagen des Modells verglichen. Hierbei konnte gezeigt werden, daß die Annahme einer kollektiven kohärenten Anregung in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen steht.

Als Ursache für die erhaltene Kurvenform kommen ebenfalls eine inkohärente Anregung von Einzelatomen im stark gedämpften Fall oder eine kohärente Anregung von Einzelatomen mit inhomogener Intensität in Frage. Es konnte jedoch anhand der Skalierungsverhalten gezeigt werden, daß weder eine inkohärente Anregung von Einzelatomen mit starker Dämpfung, wie sie bei spontanem Zerfall oder durch Ionenbildung auftritt,

noch eine inhomogene kohärente Anregung von Einzelatomen die erhaltenene Ergebnisse erklären kann.

Um eine eingehende Untersuchung der Kohärenzeigenschaften des betrachteten Systems durchzuführen wurde eine Echo-Experiment für die Rydberg-Anregung realisiert. Mit Hilfe dieses Experiments konnte die Inhomogenität des System aufgrund der Dichteverteilung in der Falle kompensiert werden und die Kohärenz der Anregung mit dem Auftreten eines Echo-Signals direkt bewiesen werden. Da ebenfalls gezeigt werden konnte, daß auch diese Messungen im stark wechselwirkenden Regime durchgeführt wurden, bestätigt dieses Experiment die Annahme einer kollektiven kohärenen Anregung von Rydberg-Atomen im vorgestellten System. Darüberhinaus wurde die Sichtbarkeit der Echo-Signale für verschiedene Anregungsdauern und Atomzahldichten untersucht. Der Vergleich mit einem einfachen Molekularfeld-Modell führte zum Ergebnis, daß die Dynamik des Systems nicht mit einem derartigen Modell erklärt werden kann. Eine abschließende Bewertung der Beschreibung des Systems mit Hilfe eines Molekularfelds kann jedoch erst gegeben werden, wenn in einem verbesserten Modell die genauen Wechselwirkungspotentiale der Rydberg-Atome berücksichtigt werden.

Die Weiterentwicklung der Theorie der Wechselwirkung nimmt deshalb eine Schlüsselrolle für die zukünftigen Schritte bei der Untersuchung der Wechselwirkung von Rydberg-Atomen ein. Eine Bestätigung, daß das vorliegende System nicht mit Hilfe einer effektiven mittleren Wechselwirkung durch ein Molekularfeld beschrieben werden kann, würde es erlauben das Systems als stark korreliert zu betrachten. Ein solches begrenztes und experimentell zugängliches stark korreliertes System kann dann beispielsweise als Modellsystem für einen Festkörper dienen. Eine andere mögliche Anwendung finden stark wechselwirkende Systeme im Aufbau von Quantengattern für Quantencomputer, wie dies bereits für Rydberg-Atome vorgeschlagen wurde [Luk01]. Hierzu müssen die Möglichkeiten zur Adressierung von Rydberg-Atomen mit Hilfe der Stark-Aufspaltung in elektrischen Feldern und schmalbandigen Lasern vorangetrieben werden.

Das nächste Ziel im vorliegenden Experiment ist eine experimentelle Untersuchung der Mechanismen, die zum Verschwinden des Echo-Signals führen. Hierzu soll ein Echo-Experiment durchgeführt werden, das aus zwei Lichtpulsen besteht, die einen variablen Abstand und eine variable relative Phasenlage zueinander besitzen. Der Einfluß der Linienbreite des Anregungslasers und die Dekohärenz des Systems durch Wechselwirkung und äußere Einflüsse auf den Verlust der Sichtbarkeit des Echo-Signals können durch die zeitliche Trennung der beiden Lichtpulse unabhängig voneinander untersucht werden. Außerdem kann durch Veränderung der relativen Phasenlage der beiden Pulse eine Aussage über die Inhomogenitäten in der Wolke getroffen werden.

Längerfristige Ziele stellen die Erforschung der räumlichen Struktur der Rydberg-Anregung dar. Im hier präsentierten Modell der Blockade werden Blockadekügelchen angenommen, die in der dichtesten Kugelpackung angeordnet sind. Dabei wird über die räumliche Verteilung der Rydberg-Atome selbst keine Aussage getroffen. Eine wichtige Fragestellung ist hierbei, ob sich die Rydberg-Atome in einer kristallinen Struktur anordnen, oder ob die Anregungen in der Atomwolke delokalisiert sind. Formal wird dies durch die g_2 -Korrelationsfunktion beschrieben, da sie ein Maß für die Verteilung der Abstände

zweier Rydberg-Atome darstellt.

Mit der Fähigkeit zur Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten bietet der vorliegende Aufbau die Möglichkeit erste Schritte in diese Richtung zu gehen. Die makroskopische Ausdehnung der Wellenfunktion in einem Bose-Einstein Kondensat führt zu einer Phasenkohärenz der kondensierten Atome. Dies kann ausgenutzt werden, um die Phasenbeziehungen bei der Rydberg-Anregung zu untersuchen. Ein geplantes Experiment hierzu sieht vor, aus dem blauen Strahl zur Rydberg-Anregung ein optisches Gitter zu erzeugen. Da die Intensität des Anregungslichts hierdurch räumlich moduliert wird, wird auch die Phasenlage der Rydberg-Atome räumlich moduliert. Aus einer Absorptionaufnahme können dann Aussagen über die Phasenbeziehungen während der Anregung getroffen werden. Für zukünftige Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten ist es denkbar, nur einen Teil des Kondensats anzuregen und den anderen Teil als Phasenreferenz zurückzuhalten. Lässt man die beiden Teile dann interferieren, kann man weiteren Aufschluss über die Phaseneigenschaften im System treffen.

A Ablaufsteuerung der Rydberg-Anregung

Die Erzeugung des Logiksignals für den Anregungspuls und die Hochspannungsschalter kann nicht durch die Computersteuerung des BEC-Aufbaus selbst erfolgen, da diese eine begrenzte zeitliche Auflösung von 100 μs besitzt. Die Länge der Lichtpulse zur Anregung ist jedoch typischerweise im Bereich von wenigen μs . Außerdem muß die Hochspannung der Feldplatten unmittelbar nach dem Ende der Lichtpulse geschaltet werden. Deshalb wird eine externe Elektronik eingesetzt, die nach Erhalt eines Startpulses von der Steuer- software des BEC-Experiments die benötigten Pulse erzeugt und an AOM-Treiber bzw. Hochspannungsschalter weiterreicht. Es handelt sich hierbei um eine Schaltung, die aus verschiedenen 19"-Einschüben besteht, die mit BNC-Kabeln extern verdrahtet werden können. Die verwendeten Komponenten sind in Tab. A.1 gezeigt.

Aus den Komponenten kann durch entsprechende Verdrahtung und Konfiguration der Puls- generatoren die gewünschte Folge von TTL-Signalen an die angeschlossenen AOM- Treiber und die Hochspannungsschalter geleitet werden. Zur Durchführung der in dieser Arbeit vorgestellten Arbeiten sind drei verschiedenen Schaltungen erforderlich. Um eine möglichst schnelle und einfache Umstellung zwischen den Experimenten zu ermöglichen wurde die Verschaltung so entwickelt, daß beim Wechsel zwischen den Experimenten eine möglichst geringe Anzahl an Kabel umzustecken ist.

Ausgangspunkt aller weiteren Aufbauten stellt das Anregungsschema mit einem einzi- gen Anregungspuls dar. Das hierzu verwendete Verdrahtungsschema ist in Abb. A.1(a) gezeigt, die erzeugt Pulsfolge in Abb. A.2(a). Die Schaltung übernimmt das Startsi- gnal am Punkt ‚Start‘ und gibt an den mit ‚blau‘ und ‚rot‘ bezeichneten Ausgänge die

Puls- generator	XOR-Gatter	AND-Gatter
Erzeugt High-Pulse varia- bler Länge von 130 ns bis 100 μs bei wahlweise stei- gender oder fallender Flan- ke	bietet 4 Exclusive-OR Gatter des Bausteins Typ 74HC86 mit einer typi- schen Verzögerungszeit von 20 ns	bietet 6 AND Gatter des Bausteins Typ 74HC08 mit einer typischen Verzöge- rungszeit von 20 ns



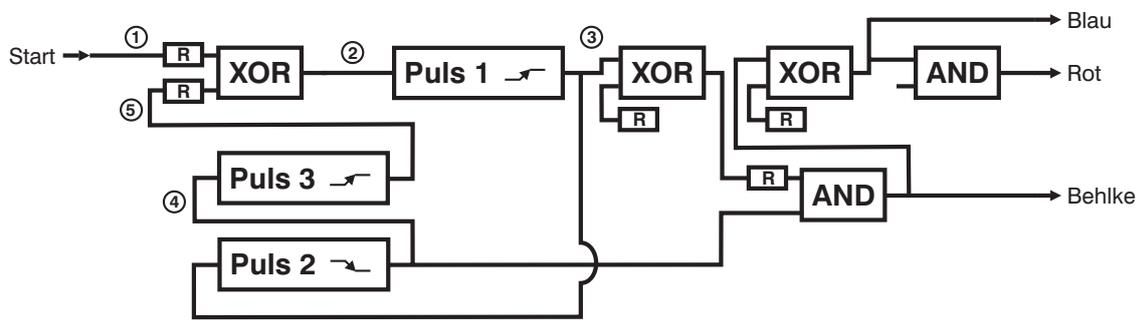
Tabelle A.1: Übersicht über die Komponenten zur Steuerung der Rydberganregung

Signale für die AOM-Treiber und an den mit ‚Behlke‘ bezeichneten Ausgang die für die Hochspannungsschalter aus. Die Hochspannungsschalter wiederum werden von einer unabhängigen Schaltung gesteuert, die auf die fallende Flanke des Signals am Ausgang ‚Behlke‘ einen 60 μ s langen High-Pegel auf die Hochspannungsschalter geben. Um den Einsatz von zusätzlichen Puffern zu vermeiden, werden in der Schaltung Exclusive-OR- bzw. AND-Gatter als Puffer verwendet.

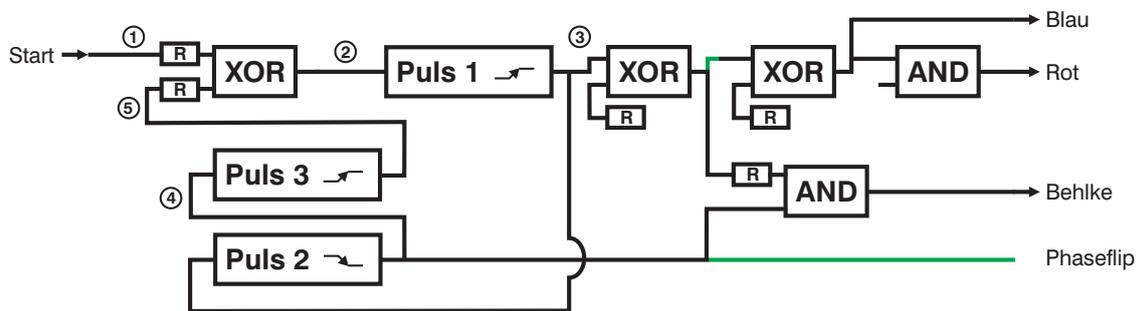
Die Pulslängen t_1 , t_2 und t_3 der einzelnen Pulsgeneratoren können mittels eines analogen Spannungssignals gesetzt werden. Die Schaltung für einen einzelnen Puls kann mit nur einem einzigen Pulsgenerator aufgebaut werden, jedoch würde dies einen schnellen Umbau der Schaltung für die anderen Experimente erschweren. Um den korrekten Ablauf der Sequenz zu gewährleisten, muß die Zeit t_2 so gewählt werden, daß $t_2 > t_1 + t_3$ ist.

Betrachtet man Abb. A.2(a), so erkennt man, daß in der Schaltung nach Abb. A.1(a) bereits zwei Pulse der Länge t_1 generiert werden, jedoch nur der zweite an die AOM-Treiber ausgegeben wird. Um eine Schaltung zu realisieren, bei der zwei Pulse gleicher Länge mit variabler Verzögerung t_3 und Schalten eines Phasenumkehrers für das Anregungslichts im zweiten Puls an die AOM-Treiber ausgegeben wird, muß die Schaltung gegenüber der für einen einzelnen Puls lediglich so modifiziert werden, daß beide am Abgriff 2 erzeugten Pulse auf die AOM-Treiber durchgeschaltet werden. Dabei muß jedoch sichergestellt werden, daß für an Hochspannungsschalter nur der zweite Puls weitergegeben wird, da sonst bereits nach dem ersten Puls eine Ionisation erfolgt. An den Phaseninverter kann hingegen direkt das an Abgriff 4 erzeugte Signal gegeben werden. Die neue Schaltung kann aus der ursprünglichen durch Umstecken eines einzelnen Kabels und hinzufügen eines weiteren Kabels erhalten werden (vgl. Abb. A.1(b)).

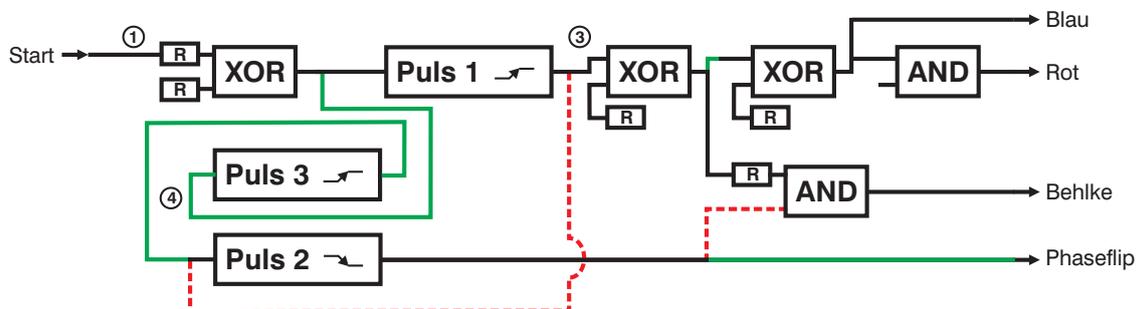
Eine weitere benötigte Pulssequenz besteht aus einem einzelnen Puls der Länge t_1 , bei dem während des Pulses zu einer variablen Zeit t_3 nach dem Beginn des Pulses die Phase des Anregungslichts invertiert wird. Eine hierfür geeignete Schaltung ist in Abb. A.1(c) gezeigt, das zugehörige Ablaufschema in Abb. A.2(c). Für eine fehlerfrei Funktion muß für die eingestellten Zeiten für die Pulsgeneratoren die Beziehung $t_2 > t_1 - t_3$ erfüllt sein.



(a) Ursprünglicher Aufbau mit einem Puls der Länge t_1



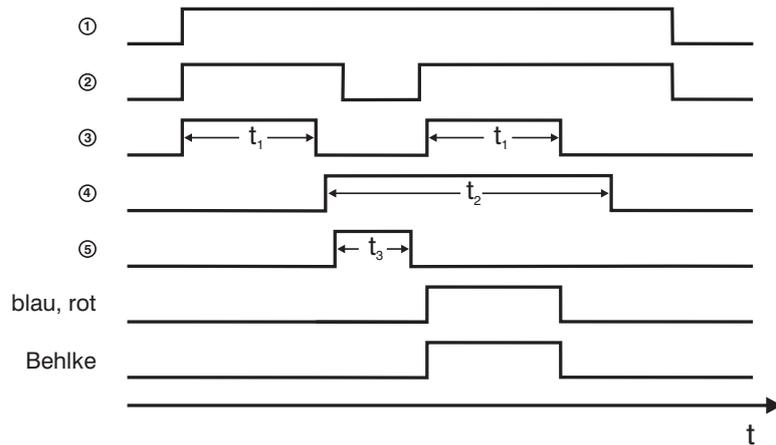
(b) Aufbau mit zwei Pulsen gleicher Länge t_1 mit Wartezeit t_2 zwischen den Pulsen und Phasenumkehr im zweiten Puls



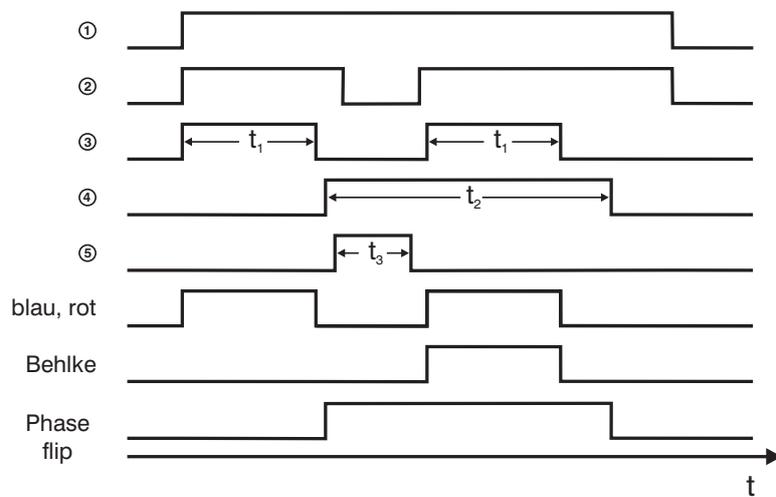
(c) Aufbau mit einem Puls der Länge t_1 und Phasenumkehr zum Zeitpunkt t_3 während des Pulses

Abbildung A.1: Übersicht der möglichen Verdrahtungen der Rydberg-Elektronik. Die Ausgänge Blau und Rot führen zu den jeweiligen AOM-Treibern, der Ausgang Behlke zu den Hochspannungsschaltern und der Ausgang Phaseflip zum schaltbaren Phaseninverter. Grüne Linien bedeuten ein Umstecken gegenüber dem ursprünglichen Aufbau, rote Linien ein weggefallenes Kabel. R bedeutet ein 50 Ohm Terminationswiderstand

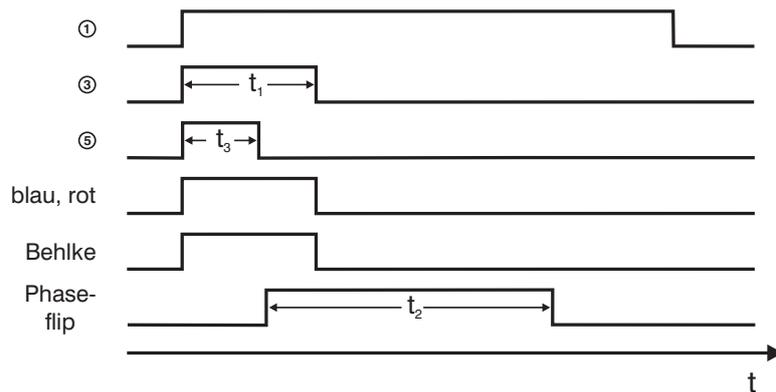
A Ablaufsteuerung der Rydberg-Anregung



(a) Darstellung des zeitlichen Ablaufs der in Abb. A.1(a) gezeigten Pulsfolge. Die Dauer des Pulses ist t_1 .



(b) Darstellung des zeitlichen Ablaufs der in Abb. A.1(b) gezeigten Pulsfolge. Die Dauer der einzelnen Pulse ist t_1 . Für den zweiten Lichtpuls ist die Phase gegenüber dem ersten invertiert.



(c) Zeitlicher Ablauf der in Abb. A.1(c) gezeigten Pulsfolge. Die Phase des Lichtpulses wird nach der Zeit t_3 invertiert

Abbildung A.2: Übersicht der Zeitabläufe der in Abb. A.1 gezeigten Schaltungen. Die Ziffern entsprechen den im Schaltplan gezeigten Abgriffen

Literaturverzeichnis

- [Afr06] Afrousheh, K.; Bohlouli-Zanjani, P.; Carter, J. D.; Mugford, A.; and Martin, J. D. D.: Resonant electric dipole-dipole interactions between cold Rydberg atoms in a magnetic field. *Phys. Rev. A*, 73(6):063403 (2006). DOI: [10.1103/PhysRevA.73.063403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.063403).
- [And98] Anderson, W. R.; Veale, J. R.; and Gallagher, T. F.: Resonant Dipole-Dipole Energy Transfer in a Nearly Frozen Rydberg Gas. *Physical Review Letters*, 80:249–252 (1998). DOI: [10.1103/PhysRevLett.80.249](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.249).
- [Bal85] Balmer, J. J.: Notiz über die Spektrallinien des Wasserstoffs. *Ann. Phys. Chem.*, 25:80 (1885).
- [Bau04] Bauer, J.: *Rydberg-Spektroskopie an ultrakalten Rubidiumatomen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2004).
- [BEC] BEC III setup: Center for Ultra-Cold Atoms (CUA), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA, <http://cua.mit.edu/ketterlegroup>.
- [Ben06] Bender, H.: *Mikrowellen-Anregung von ultrakalten Atomen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2006).
- [Bet57] Bethe, H. and Salpeter, E.: *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms*. Plenum, New York (1957).
- [Boh13] Bohr, N.: On the Constitution of Atoms and Molecules. *Phil. Mag.*, 26:1, 476, 857 (1913).
- [Chu98] Chu, S.: Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. *Reviews of Modern Physics*, 70:685–706 (1998). DOI: [10.1103/RevModPhys.70.685](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.70.685).
- [Coh98] Cohen-Tannoudji, C. N.: Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. *Reviews of Modern Physics*, 70:707–719 (1998). DOI: [10.1103/RevModPhys.70.707](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.70.707).
- [Cub05] Cubel, T.; Teo, B. K.; Malinovsky, V. S.; Guest, J. R.; Reinhard, A.; Knuffman, B.; Berman, P. R.; and Raithel, G.: Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states. *Phys. Rev. A*, 72(2):023405 (2005). DOI: [10.1103/PhysRevA.72.023405](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.023405).
- [Dal83] Dalgarno, A.: *Rydberg atoms in astrophysics in Rydberg states of atoms and molecules*. Cambridge University Press (1983).

- [Dem00] Demtröder, W.: *Laserspektroskopie : Grundlagen und Techniken*. Springer Verlag, Berlin, 4. Auflage (2000).
- [För59] Förster, T.: Transfer mechanisms of electronic excitation. *Discuss. Faraday Soc.*, (27):7–27 (1959). DOI: [10.1039/DF9592700007](https://doi.org/10.1039/DF9592700007).
- [Gal94] Gallagher, T. F.: *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, Cambridge (1994).
- [Gra06] Grabowski, A.: *Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an ⁸⁷Rb-Atomen*. Dissertation, Universität Stuttgart (2006).
- [Hak93] Haken, H. and Wolf, H. C.: *Atom- und Quantenphysik*. Springer Verlag, Berlin, 5. Auflage (1993).
- [Hän75] Hänsch, T. W. and Schawlow, A. L.: Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13:68 (1975).
- [Hes86] Hess, H. F.: Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34:3476–3479 (1986). DOI: [10.1103/PhysRevB.34.3476](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.34.3476).
- [Jac75] Jackson, J. D.: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York (1975).
- [Jak00] Jaksch, D.; Cirac, J. I.; Zoller, P.; Rolston, S. L.; Côté, R.; and Lukin, M. D.: Fast Quantum Gates for Neutral Atoms. *Physical Review Letters*, 85:2208–2211 (2000). DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.2208](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2208).
- [Koc83] Koch, P.: *Rydberg studies using fast beams in Rydberg states of atoms and molecules*. Cambridge University Press (1983).
- [Kuh06] Kuhnle, E.: *Rydberg excitation of a Bose-Einstein Condensate*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2006).
- [Lee78] Lee, S. A.; Helmcke, J.; Hall, J. L.; and Stoicheff, B. P.: Doppler-free two-photon transitions to Rydberg levels: convenient, useful, and precise reference wavelengths for dye lasers. *Optics Lett.*, (3):141 (1978).
- [Let68] Letokhov, V. S.: Narrowing of the Doppler Width in a Standing Wave. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 7:272 (1968).
- [Li05] Li, W.; Tanner, P. J.; and Gallagher, T. F.: Dipole-Dipole Excitation and Ionization in an Ultracold Gas of Rydberg Atoms. *Physical Review Letters*, 94(17):173001 (2005). DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.173001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.173001).
- [Lin76] Lindblad, G.: On the generators of quantum dynamical semigroups. *Communications in Mathematical Physics*, 48:119–130 (1976).

- [Lor83] Lorenzen, C.-J. and Niemax, K.: Quantum Defects of the $n^2P_{1/2,3/2}$ Levels in ^{39}K I and ^{85}Rb I. *Phys. Scr.*, 27:300–305 (1983). DOI: [10.1088/0031-8949/27/4/012](https://doi.org/10.1088/0031-8949/27/4/012).
- [Löw06] Löw, R.: *A versatile Setup for Experiments with Rubidium Bose-Einstein Condensates: From Optical Lattices to Rydberg Matter*. Dissertation, Universität Stuttgart (2006).
- [Löw07] Löw, R.; Raitzsch, U.; Heidemann, R.; Bendkowsky, V.; Butscher, B.; Grabowski, A.; and Pfau, T.: Apparatus for excitation and detection of Rydberg atoms in quantum gases (2007).
- [Luk01] Lukin, M. D.; Fleischhauer, M.; Cote, R.; Duan, L. M.; Jaksch, D.; Cirac, J. I.; and Zoller, P.: Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles. *Physical Review Letters*, 87(3):037901 (2001). DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.037901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.037901).
- [Met99] Metcalf, H. J. and van der Straten, P.: *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag, New York (1999).
- [Mey01] Meystre, P.: *Atom Optics*. Springer Verlag, New York, 1. Auflage (2001).
- [Mou98] Mourachko, I.; Comparat, D.; de Tomasi, F.; Fioretti, A.; Nosbaum, P.; Akulin, V. M.; and Pillet, P.: Many-Body Effects in a Frozen Rydberg Gas. *Physical Review Letters*, 80:253–256 (1998). DOI: [10.1103/PhysRevLett.80.253](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.253).
- [Pfa04] Pfau, T.: *Atomoptik in Bergmann-Schäfer, Optik*. de Gruyter, 10. Auflage (2004).
- [Phi98] Phillips, W. D.: Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics*, 70:721–741 (1998). DOI: [10.1103/RevModPhys.70.721](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.70.721).
- [Raa87] Raab, E. L.; Prentiss, M.; Cable, A.; Chu, S.; and Pritchard, D. E.: Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59:2631–2634 (1987). DOI: [10.1103/PhysRevLett.59.2631](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2631).
- [Rad85] Radzig, A. A. and Smirnov, B. M.: *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*. Springer Verlag, Berlin (1985).
- [RL06] Reetz-Lamour, M.: *Coherence and decoherence in an ultracold gas of Rydberg atoms*. Dissertation, Universität Freiburg (2006).
- [Ryd90] Rydberg, J. R.: On the Structure of the Line Spectra of the Chemical Elements. *Phil Mag 5th series*, 29:331–337 (1890).
- [Sch98] Schwabl, F.: *Quantenmechanik*. Springer Verlag, Berlin, 5. Auflage (1998).

- [Sea83] Seaton, M. J.: REVIEW ARTICLE: Quantum defect theory. *Reports of Progress in Physics*, 46:167–257 (1983).
- [Sho90] Shore, B.: *The Theory of coherent atomic excitation*. Wiley, New York (1990).
- [Sin04] Singer, K.; Reetz-Lamour, M.; Amthor, T.; Marcassa, L. G.; and Weidemüller, M.: Suppression of Excitation and Spectral Broadening Induced by Interactions in a Cold Gas of Rydberg Atoms. *Physical Review Letters*, 93(16):163001 (2004). DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.163001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.163001).
- [Sin05] Singer, K.; Stanojevic, J.; Weidemüller, M.; and Côté, R.: Long-range interactions between alkali Rydberg atom pairs correlated to the ns ns, np np and nd nd asymptotes. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 38:295 (2005). DOI: [10.1088/0953-4075/38/2/021](https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/2/021).
- [Ton04] Tong, D.; Farooqi, S. M.; Stanojevic, J.; Krishnan, S.; Zhang, Y. P.; Côté, R.; Eyler, E. E.; and Gould, P. L.: Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas. *Physical Review Letters*, 93(6):063001 (2004). DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.063001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.063001).
- [Vli06] Vliegen, E. and Merkt, F.: LETTER TO THE EDITOR: Stark deceleration of hydrogen atoms. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 39:L241–L247 (2006). DOI: [10.1088/0953-4075/39/11/L03](https://doi.org/10.1088/0953-4075/39/11/L03).
- [Vli07] Vliegen, E.; Hogan, S. D.; Schmutz, H.; and Merkt, F.: Stark deceleration and trapping of hydrogen Rydberg atoms. *Phys. Rev. A*, 76(2):023405 (2007). DOI: [10.1103/PhysRevA.76.023405](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.023405).
- [Vog06] Vogt, T.; Viteau, M.; Zhao, J.; Chotia, A.; Comparat, D.; and Pillet, P.: Dipole Blockade at Förster Resonances in High Resolution Laser Excitation of Rydberg States of Cesium Atoms. *Physical Review Letters*, 97(8):083003 (2006). DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.083003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.083003).
- [Vul06] Vuletic, V.: *Nature Physics*, (2):801 (2006).
- [Wei95] Weißmantel, C. and Hamann, C.: *Grundlagen der Festkörperphysik*. Johann Ambrosius Barth Verlag, Heidelberg, 4. Auflage (1995).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum erfolgreichen Abschluß meines Studiums und zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Besonderes danken möchte ich

- Prof. Dr. Tilman Pfau für die Aufnahme an seinem Institut,
- Prof. Dr. Peter Michler für die Übernahme des Mitberichts,
- Rolf Heidemann für die stets motivierende Zusammenarbeit und für die Geduld,
- Ulrich Raitzsch für die positiven Impulse und Anregungen und für die Atome,
- Vera Bendkowsky für die guten Diskussionen und das blaue Licht,
- Robert Löw für den Aufbau des Experiments und die guten Ideen, die er immer parat hat,
- Sylvia Tassy, Nadine Prellwitz und Karin Otter dafür, daß sie stets den Papierkrieg so gut wie möglich fernhalten und dabei den Überblick behalten,
- allen anderen Mitgliedern des Instituts für die freundliche und aufgeschlossene Atmosphäre und für die Hilfsbereitschaft,
- Den Mitarbeitern in den Werkstätten des Physikalischen Instituts,
- Hendrik Weimer, auf den ich mich während des Studiums stets verlassen konnte,
- in besonderem Maße meinen Eltern und meiner Familie für bedingungslose Unterstützung während des Studiums und der Diplomarbeit, die einen großen Anteil am Gelingen der Diplomarbeit hat.