

# Zustandspräparation einzelner Atome

**Diplomarbeit**

im Studiengang Diplom Physik

angefertigt an der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

von

**Christian Jakob**

München, den 10. April 2008

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Weinfurter

Zweitgutachter: Prof. Dr. D. Habs



”Wer glaubt etwas zu sein, hat  
aufgehört etwas zu werden.”

*P. Rosenthal*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>7</b>
2.1. Grundlegende Begriffe der Quantenmechanik . . . . .	7
2.1.1. Quantenzustände und Operatoren . . . . .	7
2.1.2. Messungen in der Quantenmechanik . . . . .	8
2.1.3. Spin-1/2 System . . . . .	8
2.2. Verschränkung . . . . .	10
2.2.1. Bell-Zustände . . . . .	10
2.2.2. Erzeugung eines verschränkten Zustandes . . . . .	11
2.3. Atom-Licht Wechselwirkung . . . . .	13
2.3.1. Der Wechselwirkungs-Hamiltonoperator . . . . .	13
2.3.2. Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau Modell . . . . .	14
2.3.3. Die optischen Bloch-Gleichungen . . . . .	16
2.4. Rubidium 87 . . . . .	18
2.4.1. Fein- und Hyperfeinstruktur . . . . .	18
2.4.2. Anomaler Zeeman-Effekt . . . . .	20
<b>3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzelatom-Falle</b>	<b>21</b>
3.1. Funktionsweise der Einzelatom-Falle . . . . .	21
3.1.1. Magneto-Optische Falle . . . . .	21
3.1.2. Optische Dipolfalle . . . . .	24
3.2. Nachweis einzelner Atome . . . . .	28
3.2.1. Fluoreszenzlicht der Einzelatome . . . . .	28
3.2.2. Laderate und Lebensdauer der Atome in der Falle . . . . .	30
3.2.3. Zusammenfassung . . . . .	32
3.3. Statistische Korrelationen im Fluoreszenzlicht einzelner Atome . . . . .	33

3.3.1. Intensitäts-Korrelationsfunktion . . . . .	33
3.3.2. Hanbury-Brown Twiss Aufbau . . . . .	34
3.3.3. Auswertung der Messdaten . . . . .	35
3.3.4. Messergebnisse . . . . .	37
3.3.5. Vergleich mit einem 4-Niveau Modell . . . . .	41
3.3.6. Zusammenfassung . . . . .	46
<b>4. Präparation des verschränkten Zustandes</b>	<b>47</b>
4.1. Präparations-Laser . . . . .	48
4.1.1. Projektions-Laser . . . . .	48
4.1.2. Pump-Laser . . . . .	49
4.1.3. Anregungs-Laser . . . . .	50
4.2. Experimentelle Umsetzung . . . . .	51
4.2.1. Lasersystem . . . . .	51
4.2.2. Experimentierkammer . . . . .	52
4.3. Messungen . . . . .	54
4.3.1. Charakterisierung des Projektionslasers . . . . .	54
4.3.2. Pumpen in den F=1 Hyperfeinzustand . . . . .	58
4.3.3. Zuverlässigkeit des Hyperfeinzustandsnachweises . . . . .	59
4.3.4. Anregeeffizienz . . . . .	61
4.3.5. Zusammenfassung . . . . .	62
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>64</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>69</b>
A.1. $^{87}\text{Rb}$ Daten . . . . .	69
A.2. Konfokales Mikroskop . . . . .	71
A.3. Lasersystem . . . . .	72
A.4. HBT-Aufbau . . . . .	75
A.5. Experimentierkammer und Optik . . . . .	76
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>78</b>

# 1. Einleitung

Wohl eines der faszinierendsten und zugleich für die menschliche Anschauung unbegreiflichsten Phänomene der Quantenmechanik ist die *Verschränkung*. Die Behauptung, dass zwei verschränkte Quantenobjekte sich weit voneinander entfernt jeweils in einer Überlagerung zweier gemeinsamer physikalischer Zustände befinden können und doch in dem Moment, in dem der Zustand eines der beiden gemessen wird instantan auch der Zustand des anderen Objekts bekannt ist, widerspricht auf den ersten Blick eindeutig jeglicher Anschauung.

Es ist allgemein bekannt, dass Einstein selbst zu den schärfsten Kritikern der Quantenmechanik gehörte und die Quantenverschränkung als "spukhafte Fernwirkung" bezeichnete. Im Jahre 1935 erarbeiteten Einstein, Podolski und Rosen ein Gedankenexperiment zu dieser Problematik [1], in dem sie ausgehend von den Voraussetzungen "Lokalität" und "Realismus", die jede vollständige physikalische Theorie erfüllen müsse, zu dem Ergebnis kamen, dass die Quantenmechanik eine unvollständige Theorie sei. Ihrer Ansicht nach konnte das Phänomen der Verschränkung durch "lokale verborgene Variable" erklärt werden, die dem Beobachter zwar unbekannt seien, aber den Ausgang jeder Messung schon im Vorhinein bestimmen und somit eine deterministische Vorhersage der Messergebnisse erlauben würden.

1964 leitete Bell die berühmte, nach ihm benannte, "Bellsche Ungleichung" ab [2], die es erlaubt auf experimentellem Weg zu bestimmen, ob die Verschränkung von physikalischen Observablen wirklich nur durch die Gesetze der Quantenmechanik erklärbar ist oder ob es nicht doch möglich ist dieses Phänomen durch lokale realistische Theorien zu beschreiben. Die folgenden Experimente zeigten eine klare Verletzung der Bellschen Ungleichung zugunsten der Quantenmechanik [3, 4, 5, 6].

Nichtsdestotrotz konnten die Experimente nicht die erhoffte endgültige Klarheit liefern, da es noch zwei mögliche "Schlupflöcher" für lokale realistische Theorien gibt: das *Lokalitätsschlupfloch* und das *Detektionsschlupfloch*. Das Lokalitätsschlupfloch ergibt sich aus der Forderung, dass die Zustandsmessung an zwei verschränkten Objekten so schnell er-

folgen muss, dass kein Informationsaustausch zwischen den beiden Objekten während des Messprozesses möglich ist. Um das Lokalitätsschlupfloch zu schließen ist es also notwendig die Verschränkung zweier räumlich weit getrennter Objekte mit einem extrem schnellen Messprozess nachzuweisen. Das Detektionsschlupfloch ergibt sich aus den experimentellen Bedingungen, die es oft nur ermöglichen einen kleinen Bruchteil der verschränkten Objekte, z.B. Photonen, zu detektieren. Das macht es denkbar, dass sich der große Teil der Objekte nach lokal-realistischen Gesetzen verhält und nur der detektierte Teil des Ensembles den Gesetzen der Quantenmechanik gehorcht [7, 8]. Experimente, die jeweils eines der beiden Schlupflöcher schließen wurden zwar bereits erfolgreich durchgeführt [9, 10], ein Experiment das beide Lücken gleichzeitig schließt steht aber noch aus.

Die vorliegende Diplomarbeit ist Teil eines größeren Projektes der Arbeitsgruppe von Prof. H. Weinfurter, das einen Test der Bellschen Ungleichungen unter Ausschluss beider Schlupflöcher zum Ziel hat. Zu diesem Zweck sollen zwei verschränkte Atom-Photon Zustände erzeugt werden und anschließend durch eine Bell-Zustandsanalyse der Photonenzustände die Verschränkung auf die beiden Atome übertragen werden. Da es sich bei den verwendeten Atomen um neutrale  $^{87}\text{Rb}$  Atome handelt, die mit einem Photon der Wellenlänge 780nm verschränkt werden, ist es experimentell leicht umsetzbar die Atom-Photon Zustände an verschiedenen Orten zu erzeugen und die Photonen mittels Glasfasern über größere Strecken zu transportieren, so dass bei rascher Zustandsdetektion an den Atomen das Lokalitätsschlupfloch geschlossen werden kann. Außerdem können Atome mit hoher Effizienz detektiert werden, was in diesem Experiment zukünftig mittels Ionisationsdetektion geschehen soll, und so soll auch das Detektionsschlupfloch geschlossen werden.

Die Verschränkung zwischen einem einzelnen  $^{87}\text{Rb}$  -Atom und einem Photon konnte in der AG von Prof. Weinfurter bereits erfolgreich gezeigt werden [11] und in jüngster Zeit ist auch der Nachweis von Verschränkung nach Transport des Photons durch eine 300m lange Glasfaser gelungen [12]. Der nächste Schritt in Richtung eines verschränkten Atom-Atom Zustandes ist nun die Verwirklichung eines zweiten experimentellen Aufbaus zur Erzeugung von Atom-Photon Verschränkung.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es nicht, die Details des geplanten Tests der Bellschen Ungleichung ohne Schlupflöcher zu erläutern. Vielmehr sollen die zurückgelegten Schritte auf dem Weg zu einem verbesserten Aufbau zur Atom-Photon Verschränkung dargestellt werden. Kernpunkte der vorliegenden Arbeit sind dabei der effiziente Einfang einzelner  $^{87}\text{Rb}$  - Atome in einer optischen Dipolfalle und die Charakterisierung der optischen Dipolfalle, die detaillierte Untersuchung statistischer Korrelationen im Fluoreszenzlicht der einzelnen



---

Atome und erste Schritte zur Präparation des verschränkten Atom-Photon Zustandes. Kapitel 2 gibt dazu einen Überblick über die für das Verständnis des Experiments notwendigen theoretischen Begriffe und Konzepte. Kapitel 3 erklärt zunächst die Funktionsweise der Einzelatom-Falle und beschäftigt sich dann mit der genauen Charakterisierung des detektierten Fluoreszenzlichtes. In Kapitel 4 werden die notwendigen Präparationsschritte zur Erzeugung des verschränkten Atom-Photon Zustandes dargestellt und erste Messergebnisse präsentiert. Im letzten Kapitel werden die erreichten Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf die nächsten Arbeitsschritte gegeben.



## 2. Theorie

Das folgende Theorie-Kapitel soll eine kurze Einführung der wichtigsten quantenmechanischen Begriffe bieten, die für das Verständnis der durchgeführten Messungen von zentraler Bedeutung sind. Zunächst sollen dazu besonders wichtige Begriffe der Quantenmechanik wiederholt werden, um anschließend die Verschränkung von Quantenobjekten näher zu erläutern. Um die Erzeugung eines verschränkten Atom-Photon Zustandes zu erklären möchte ich außerdem die Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit Licht und das Energieniveau-Schema von  $^{87}\text{Rb}$  näher erläutern. Aufgrund der gebotenen Kürze muss dabei natürlich auf eine Vertiefung vieler Aspekte verzichtet werden, weswegen jeweils auf die reichhaltige Literatur verwiesen sei.

### 2.1. Grundlegende Begriffe der Quantenmechanik

Im folgenden Abschnitt möchte ich einen kurzen Überblick über einige wichtige Konzepte der Quantenmechanik geben, um die notwendigen mathematischen Begriffe zur Beschreibung von Quantenobjekten einzuführen. Diese sind nötig um Teilchen wie einzelne Atome und Lichtquanten korrekt zu beschreiben. Für eine ausführliche Einführung siehe [13, 14].

#### 2.1.1. Quantenzustände und Operatoren

Physikalische Zustände, wie zum Beispiel der Spin eines Elektrons, können in der Quantenmechanik durch einen Zustandsvektor  $|\Psi\rangle$  beschrieben werden, der Element eines  $n$ -dimensionalen komplexen Vektorraums ist. Für das Skalarprodukt eines jeden Zustandsvektors mit seinem dualen Vektor  $\langle\Psi|$  muss die Normierungsbedingung  $\langle\Psi|\Psi\rangle = 1$  gelten. In diesem Vektorraum entsprechen den physikalischen Observablen wie zum Beispiel Impuls oder innerer Drehimpuls ("Spin") eines Teilchens Operatoren  $\hat{A}$ , die durch  $n \times n$  Matrizen dargestellt werden können. Zu jedem Operator  $\hat{A}$  gibt es eine besondere Klasse

von Zuständen, die sogenannten Eigenzustände  $|a_1\rangle, |a_2\rangle, \dots, |a_n\rangle$  und die dazugehörigen Eigenwerte  $a_1, a_2, \dots, a_n \in \mathbb{C}$ , die folgende Relation erfüllen:

$$\hat{A}|a_i\rangle = a_i|a_i\rangle. \quad (2.1)$$

Die Eigenwerte des Operators  $\hat{A}$  entsprechen den möglichen Messergebnissen bei einer Messung der zugehörigen Observablen.

Geht man von einem System mit diskreten Zuständen über zu kontinuierlichen Observablen, z.B. dem Ortsvektor eines freien Elektrons, so wird die Dimension des Vektorraums unendlich und die Beschreibung der Observablen erfolgt nicht mehr durch einen Zustandsvektor, sondern durch eine Funktion, die *Zustandsfunktion*  $\psi(\mathbf{r}, t)$ .

### 2.1.2. Messungen in der Quantenmechanik

Ein beliebiger Zustand  $|\Psi\rangle$  kann als Linearkombination der Eigenzustände zu  $\hat{A}$  geschrieben werden

$$|\Psi\rangle = \sum_i c_i |a_i\rangle, \quad (2.2)$$

mit  $c_i \in \mathbb{C}$ . Wenn wir nun eine Messung der Observablen  $\hat{A}$  am Zustand  $|\Psi\rangle$  vornehmen, wird das Messergebnis mit der Wahrscheinlichkeit  $|c_i|^2$  der Eigenwert  $a_i$  von  $\hat{A}$  sein. Der Zustandsvektor geht dabei in den entsprechenden Eigenvektor  $|a_i\rangle$  über.

Man definiert den *Erwartungswert*  $\langle \hat{A} \rangle$  einer Observablen  $\hat{A}$  als den statistischen Mittelwert aller Messergebnisse, die man bei einer mehrmaligen Messung am gleichen Zustand  $|\Psi\rangle$  erhalten würde.  $\langle \hat{A} \rangle$  wird deshalb folgendermaßen berechnet:

$$\langle \hat{A} \rangle = \langle \Psi | \hat{A} | \Psi \rangle = \sum_i |c_i|^2 a_i \quad (2.3)$$

### 2.1.3. Spin-1/2 System

Ein wichtiges grundlegendes Beispiel für quantenmechanische Zustände und Operatoren ist das Spin-1/2 System. Misst man z.B. in einem Stern-Gerlach Experiment den Spin von Silberatomen in einer Raumrichtung, stellt man fest, dass es nur zwei mögliche Messergebnisse gibt: entweder zeigt der Spin nach oben, was wir als Zustand  $|\uparrow\rangle_z$  bezeichnen, oder nach unten, was wir als Zustand  $|\downarrow\rangle_z$  bezeichnen.

Da es sich um Quantenzustände handelt kann ein Atom vor der Messung nun durchaus auch in einer Überlagerung beider Zustände vorliegen,

$$|\Psi\rangle = \alpha |\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle, \quad (2.4)$$

ganz im Gegensatz zur klassischen Beschreibung. Aufgrund der Normierungsbedingung muss in diesem Fall  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  gelten. Da man eine globale Phase eines Zustandsvektors nicht messen kann, kann man einen Spin 1/2-Zustand auch alternativ schreiben als

$$|\Psi\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle, \quad (2.5)$$

wobei  $\theta$  und  $\phi$  jetzt reelle Parameter sind. In dieser Notation sieht man, dass ein reiner Spin-1/2 Zustand auch als Punkt auf der Oberfläche einer Einheitskugel mit den Koordinaten  $\theta$  und  $\phi$  veranschaulicht werden kann.

Die Observablen, nämlich jeweils die Spinkomponente in einer der drei Raumrichtungen, werden durch die Pauli-Matrizen beschrieben:

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Alle Pauli-Matrizen haben die Eigenwerte  $\pm 1$ . Man kann zeigen, dass die Eigenzustände zu den Operatoren  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  als Linearkombination von  $|\uparrow\rangle_z$  und  $|\downarrow\rangle_z$  geschrieben werden können:

$$|\uparrow\rangle_x = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z) \quad (2.7)$$

$$|\downarrow\rangle_x = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_z - |\downarrow\rangle_z) \quad (2.8)$$

$$|\uparrow\rangle_y = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_z + i |\downarrow\rangle_z) \quad (2.9)$$

$$|\downarrow\rangle_y = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_z - i |\downarrow\rangle_z) \quad (2.10)$$

Führt man nun beispielsweise für unseren obigen Zustand  $|\Psi\rangle$  eine Messung der Spinkomponente in z-Richtung durch, so wird mit der Wahrscheinlichkeit  $|\alpha|^2$  der Zustand  $|\uparrow\rangle_z$  und mit der Wahrscheinlichkeit  $|\beta|^2$  der Zustand  $|\downarrow\rangle_z$  gemessen. Das heißt eine Überlagerung von quantenmechanischen Zuständen wird im Moment der Messung auf einen der Eigenzustände des Messoperators projiziert!

### Polarisationszustand eines Photons

Ein weiteres Beispiel für ein Spin-1/2 System ist der Polarisationszustand eines Photons. Dieser kann durch die Basiszustände zirkular polarisierten Lichtes  $\{|\sigma^+\rangle, |\sigma^-\rangle\}$  beschrieben werden:

$$|\Psi\rangle = \alpha |\sigma^-\rangle + \beta |\sigma^+\rangle. \quad (2.11)$$

Es existieren aber auch noch zwei andere konjugierte Basen, deren Polarisation linear ist, nämlich  $\{|H\rangle, |V\rangle\}$  und  $\{|+45\rangle, |-45\rangle\}$ . Präpariert man ein Photon in einem der Basiszustände einer Messbasis, so wird bei einem Wechsel der Messbasis das Messergebnis vollkommen zufällig sein.

## 2.2. Verschränkung

Betrachtet man Zustände, die aus mehr als einem Teilchen zusammengesetzt sind, so kann ein Teil davon als Tensorprodukt der einzelnen Zustände dargestellt werden:  $|\Psi\rangle = |\Psi\rangle_1 \otimes |\Psi\rangle_2 \otimes \dots$ . Die für uns interessante Klasse von Zuständen sind aber gerade diejenigen, für die das nicht möglich ist, die **verschränkten Zustände**. Hier ist es unmöglich beispielsweise einen Zweiteilchenzustand  $|\Psi\rangle$  als Tensorprodukt der Einteilchenzustände  $|\Psi\rangle_1$  und  $|\Psi\rangle_2$  darzustellen:

$$|\Psi\rangle \neq |\Psi\rangle_1 \otimes |\Psi\rangle_2. \quad (2.12)$$

### 2.2.1. Bell-Zustände

Im Folgenden soll ein aus den beiden Spin-1/2 Teilchen A und B bestehendes Quantensystem mit den Basiszuständen  $|\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\rangle$  in einer festen Messbasis betrachtet werden. Dieser vierdimensionale Vektorraum kann durch die separablen Basiszustände  $|\uparrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B$ ,  $|\uparrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B$ ,  $|\downarrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B$  and  $|\downarrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B$  beschrieben werden, aber auch durch die verschränkten Zustände:

$$|\Phi^-\rangle := \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B - |\downarrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B) \quad (2.13)$$

$$|\Phi^+\rangle := \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B) \quad (2.14)$$

$$|\Psi^-\rangle := \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B - |\downarrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B) \quad (2.15)$$

$$|\Psi^+\rangle := \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B) \quad (2.16)$$

Diese Zustände werden **Bell-Zustände** genannt [15] und sind maximal verschränkt. Transformiert man einen dieser Zustände (z.B.  $|\Psi^+\rangle$ ) in eine andere Messbasis (z.B. die  $\hat{\sigma}_x$ -Basis), so bleibt der Zustand verschränkt:

$$|\Psi^+\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B)_z = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\uparrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B - |\downarrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B)_x \quad (2.17)$$

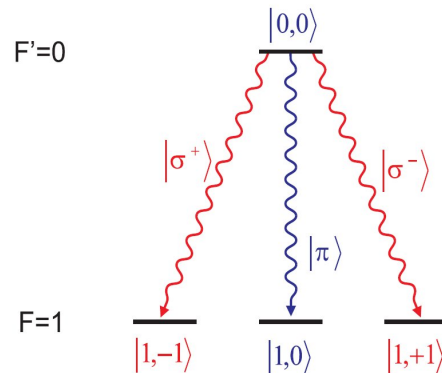


Abbildung 2.1.: Erzeugung eines verschränkten Zustandes beim spontanen Zerfall von  $^{87}\text{Rb}$ . Die atomaren Zustände sind mit ihren Quantenzahlen  $|F, m_F\rangle$  bezeichnet.

Verschränkte Zustände haben also folgende wichtige Eigenschaften:

- Sie lassen sich, egal in welcher Basis man misst, niemals als separierbare Zustände darstellen.
- Misst man den Zustand eines der beiden Teilchen, weiß man instantan auch den Zustand des anderen Teilchens.

### 2.2.2. Erzeugung eines verschränkten Zustandes

Das Ziel unseres Experiments ist die Verschränkung zwischen einem  $^{87}\text{Rb}$  Atom und einem emittierten Photon nachzuweisen. Zu diesem Zweck wird das Atom im Zustand  $5^2P_{3/2}, F' = 0$  präpariert. Eine Erklärung der atomaren Niveaus und Übergänge findet sich im Kapitel 2.4. Dieser Zustand kann nur in den Grundzustand  $5^2S_{1/2}, F = 1$  zerfallen. Ein elektrischer Dipolübergang in den Zustand  $5^2S_{1/2}, F = 2$  ist aufgrund der Auswahlregeln verboten (siehe z.B. [16, 17]).

Der Übergang kann in die magnetischen Unterzustände  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ,  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  oder  $|F = 1, m_F = +1\rangle$  stattfinden (Abbildung 2.1), wobei wegen der Drehimpulserhaltung sich das emittierte Photon entsprechend in dem Polarisationszustand  $|\sigma^+\rangle$ ,  $|\pi\rangle$  oder  $|\sigma^-\rangle$  befinden muss, damit sich der Gesamtdrehimpuls des Atom-Photon Systems nicht ändert. Beobachtet man nun ausschließlich Photonen, die entlang der Quantisierungsachse ausge-

sandt werden, so können Photonen aus dem Übergang  $|F = 0, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$  nicht beobachtet werden. Grund dafür ist die Abstrahlcharakteristik der atomaren Dipolstrahlung, die verbietet dass  $\pi$ -Licht parallel zur Quantisierungsachse ausgesandt wird. Dadurch erhält man einen maximal verschränkten Zustand zwischen der Polarisation des Photons und dem Zustand des Atoms:

$$|\Psi\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (|\sigma^+\rangle |1, -1\rangle + |\sigma^-\rangle |1, +1\rangle) \quad (2.18)$$

Misst man beispielsweise am emittierten Photon den Zustand  $|\sigma^+\rangle$ , so muss sich das Atom im Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  befinden. Auch bei einem Wechsel der Messbasis, z.B. eine Photon-Polarisationsanalyse in der Basis  $|H\rangle, |V\rangle$  muss die Verschränkung erhalten bleiben.



## 2.3. Atom-Licht Wechselwirkung

Im folgenden Abschnitt möchte ich kurz erläutern, welche Effekte auftreten, wenn ein einzelnes Atom mit einem Lichtfeld wechselwirkt. Ausführlichere Herleitungen und Diskussionen finden sich bei [18, 19].

### 2.3.1. Der Wechselwirkungs-Hamiltonoperator

Die zeitliche Entwicklung einer quantenmechanischen Zustandsfunktion  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben:

$$\hat{H}\Psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (2.19)$$

Betrachtet man die Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Atom und einem Lichtfeld, kann man den Hamiltonoperator des Systems als  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$  schreiben.  $\hat{H}_0$  ist der Operator des ungestörten Atoms mit den Eigenwerten  $E_k = \hbar\omega_k$  und den Eigenfunktionen  $\phi_k(\mathbf{r})$ .  $\hat{H}'$  ist der Wechselwirkungs-Hamiltonoperator, der für die Wirkung des Lichtfelds auf das Atom steht.

Da die Eigenfunktionen  $\phi_n(\mathbf{r})$  eine vollständige Basis bilden, kann man die Zustandsfunktion nach diesen entwickeln:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_k c_k(t) \phi_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t}. \quad (2.20)$$

Benutzt man diesen Ansatz um die Gleichung (2.19) zu lösen, erhält man nach einer Umformung:

$$i\hbar \frac{dc_j}{dt} = \sum_k c_k(t) H'_{jk} e^{i\omega_{jk} t} \quad (2.21)$$

mit den Definitionen  $H'_{jk} := \langle \phi_j | \hat{H}' | \phi_k \rangle$  und  $\omega_{jk} := \omega_j - \omega_k$ .

Für den Wechselwirkungs-Hamiltonoperator kann man folgende Form herleiten:

$$\hat{H}' = -e\hat{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{r} \quad (2.22)$$

Das entspricht der klassischen Wechselwirkungsenergie zwischen einem elektrischen Feld und einem elektrischen Dipol, mit dem Unterschied dass wir jetzt statt Vektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{r}$  die quantenmechanischen Operatoren  $\hat{E}$  und  $\hat{r}$  verwenden.

### 2.3.2. Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau Modell

Nun soll ein möglichst einfaches Modell betrachtet werden: ein Atom, das aus nur zwei Zuständen besteht, dem Grundzustand  $|g\rangle$  der Energie  $\hbar\omega_g$  und dem angeregtem Zustand  $|e\rangle$  der Energie  $\hbar\omega_e$ . Die allgemeine Zustandsfunktion des Atoms ist dann

$$|\Psi(t)\rangle = c_g(t) |g\rangle + c_e(t) |e\rangle, \quad (2.23)$$

wobei für die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $|c_g|^2$  und  $|c_e|^2$  der Niveaus  $|c_g|^2 + |c_e|^2 = 1$  gilt. Die gesuchte Information über die zeitliche Entwicklung des Systems steckt jetzt in den Koeffizienten  $c_g(t)$  und  $c_e(t)$ .

In diesem vereinfachten Modell wird aus (2.20) ein System von zwei Differentialgleichungen

$$i\hbar \frac{dc_g}{dt} = c_e(t) H'_{ge} e^{i\omega_{ge}t} \quad (2.24)$$

$$i\hbar \frac{dc_e}{dt} = c_g(t) H'_{eg} e^{i\omega_{ge}t} \quad (2.25)$$

mit der Übergangsfrequenz  $\omega_{ge} = \omega_e - \omega_g$  und  $H'_{eg} := \langle e | \hat{H}' | g \rangle$ .

Für das Lichtfeld nehmen wir nun eine ebene Welle der Frequenz  $\omega_l$ , die sich in z-Richtung ausbreitet, an:

$$\hat{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(kz - \omega_l t) \quad (2.26)$$

Nun macht man zwei Näherungen. Zum einen die "rotierende Wellen-Approximation", bei der man Terme der Frequenz  $\omega_l + \omega_{ge}$  gegenüber Termen der Frequenz  $\omega_l - \omega_{ge}$  vernachlässigt. Zum anderen die "elektrische Dipolnäherung". In dieser Näherung wird angenommen, dass sich die Amplitude des elektrischen Feldes auf der Größenskala der Ausdehnung des Atoms nicht ändert, obwohl diese ja im Raum sinusförmig moduliert ist. Da die typischen optischen Wellenlängen (mehrere hundert nm) aber wesentlich größer sind als die Ausdehnung des Atoms ( $\leq 1$  nm) ist diese Näherung erlaubt.

Das "Kopplungselement"  $H'_{eg}$  können wir dann schreiben als

$$\begin{aligned} H'_{eg} &= \langle e | -e\mathbf{E}_0 \cdot \hat{r} \cos(kz - \omega_l t) | g \rangle \\ &= \hbar\Omega \cos(kz - \omega_l t) \end{aligned} \quad (2.27)$$

mit der Definition der Rabifrequenz

$$\Omega := \frac{-eE_0}{\hbar} \langle e | \hat{r} | g \rangle \quad (2.28)$$

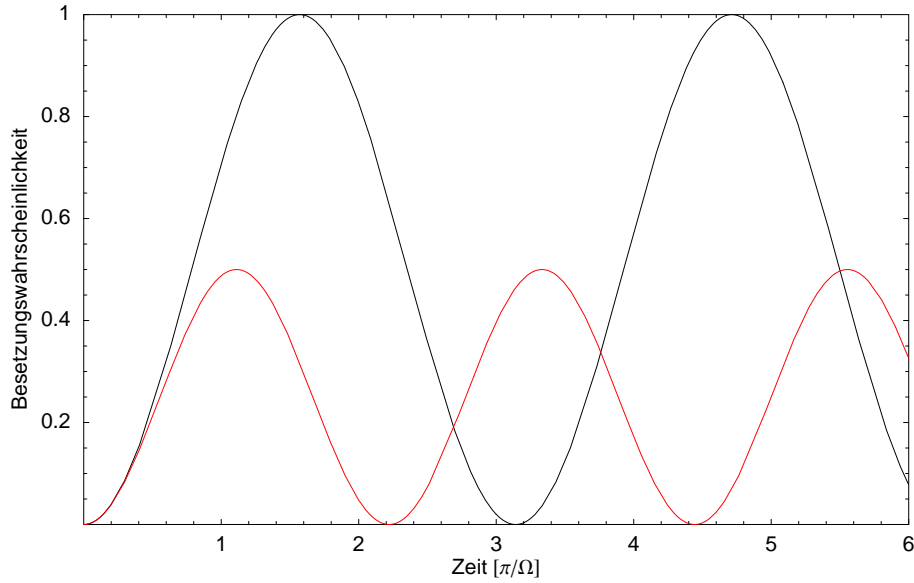


Abbildung 2.2.: Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands  $|e\rangle$  im Zwei-Niveau Modell. Ohne Berücksichtigung des spontanen Zerfalls führt die Besetzungswahrscheinlichkeit regelmäßige Rabi-Oszillationen durch, *schwarze Kurve*:  $\delta = 0$ , *rote Kurve*:  $\delta = \Omega$

Entkoppelt man die beiden Differentialgleichungen (2.24) und (2.25) und löst sie für die Anfangsbedingungen  $c_g(t=0) = 1$  und  $c_e(t=0) = 0$  findet man:

$$c_g(t) = \left( \cos \frac{\Omega't}{2} - i \frac{\delta}{\Omega'} \sin \frac{\Omega't}{2} \right) e^{\frac{i\delta t}{2}} \quad (2.29)$$

$$c_e(t) = -i \frac{\Omega}{\Omega'} \sin \frac{\Omega't}{2} e^{-\frac{i\delta t}{2}} \quad (2.30)$$

Hier wurden die Verstimmung  $\delta$  zwischen dem Lichtfeld und der Übergangsfrequenz  $\delta := \omega_l - \omega_{ge}$  und  $\Omega' := \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$  definiert.

Wie gesagt beschreiben  $|c_g|^2$  und  $|c_e|^2$  die Wahrscheinlichkeiten, ob sich das Atom im Grund- bzw. angeregten Zustand befindet. Man sieht, dass diese zeitlich gesehen einen sinusförmigen Verlauf haben und stark von der Verstimmung abhängen (siehe Abbildung 2.2).

### 2.3.3. Die optischen Bloch-Gleichungen

Anstatt mithilfe des Zustandsvektors  $|\Psi\rangle$  kann man einen quantenmechanischen Zustand auch durch seine Dichtematrix  $\rho$  beschreiben. Es gilt  $\rho := |\Psi\rangle\langle\Psi|$  und die Matrixdarstellung im Fall unseres Zwei-Niveau Systems lautet

$$\hat{\rho} := \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_e c_e^* & c_e c_g^* \\ c_g c_e^* & c_g c_g^* \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Aus der Normierungsbedingung folgt für die Spur der Dichtematrix  $\text{Tr}(\rho)=1$ . Die Diagonalelemente stehen also für die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$ , die Nichtdiagonalelemente nennt man *Kopplungsterme* oder *Kohärenzen*.

Die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix wird durch die von-Neumann-Gleichung beschrieben

$$i\hbar \frac{d\hat{\rho}}{dt} = [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (2.32)$$

Ein weiterer Effekt, den wir jetzt berücksichtigen wollen ist der spontane Zerfall des angeregten Niveaus in den Grundzustand mit der konstanten Rate  $\gamma$ . Für den Koeffizienten  $\rho_{ee}$  muss dann gelten

$$\left(\frac{d\rho_{ee}}{dt}\right)_{\text{spont}} = -\gamma\rho_{ee}. \quad (2.33)$$

Dieser Zerfall führt dazu, dass die Population des Grundzustandes mit der Rate  $\gamma\rho_{ee}$  wächst. Unter Berücksichtigung der spontanen Emission ergeben sich also vier gekoppelte Differentialgleichungen, die optischen Blochgleichungen [19]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{gg}}{dt} &= +\gamma\rho_{ee} + \frac{i}{2}(\Omega^* \tilde{\rho}_{eg} - \Omega \tilde{\rho}_{ge}) \\ \frac{d\rho_{ee}}{dt} &= -\gamma\rho_{ee} + \frac{i}{2}(\Omega \tilde{\rho}_{ge} - \Omega^* \tilde{\rho}_{eg}) \\ \frac{d\tilde{\rho}_{ge}}{dt} &= -\left(\frac{\gamma}{2} + i\delta\right) \tilde{\rho}_{ge} + \frac{i\Omega^*}{2}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) \\ \frac{d\tilde{\rho}_{eg}}{dt} &= -\left(\frac{\gamma}{2} - i\delta\right) \tilde{\rho}_{eg} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Hier wurden die Abkürzungen  $\tilde{\rho}_{ge} := \rho_{ge}e^{i\delta t}$  und  $\tilde{\rho}_{eg} := \rho_{eg}e^{-i\delta t}$  eingeführt. Wie in einem geschlossenen System zu erwarten, sieht man leicht dass  $\frac{d\rho_{ee}}{dt} = -\frac{d\rho_{gg}}{dt}$  gilt.

#### Lösung der optischen Blochgleichungen

Die *zeitabhängige Lösung* der Gleichungen (2.34) ist abhängig von den Randbedingungen teilweise analytisch, teilweise nur mithilfe numerischer Integration möglich. Man findet eine

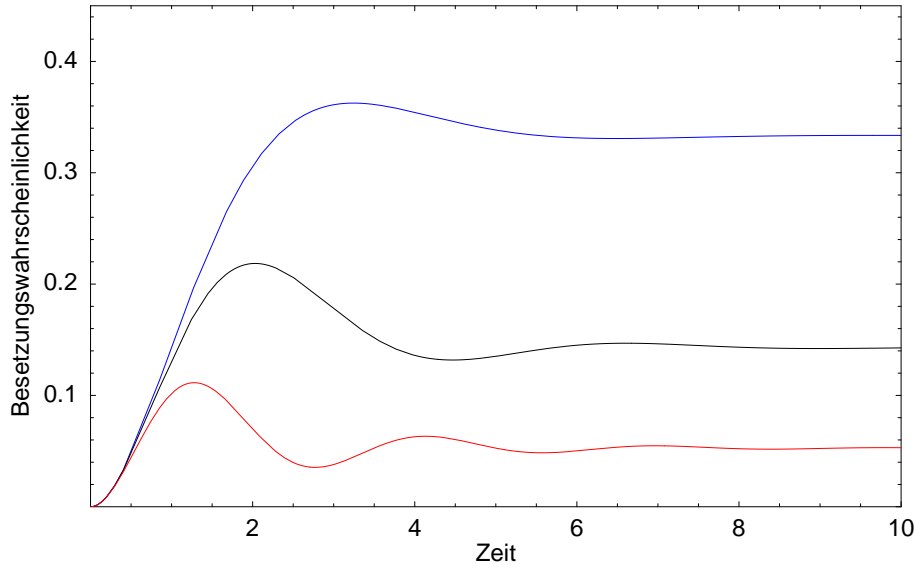


Abbildung 2.3.: Zeitabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands  $|e\rangle$ . Die optischen Blochgleichungen wurden mit den Randbedingungen  $\rho_{gg} = 1$  und  $\rho_{eg} = 0$  numerisch gelöst, *blaue Kurve*:  $\delta = 0$ ,  $\gamma = \Omega$ , *schwarze Kurve*:  $\delta = -\gamma$ ,  $\gamma = \Omega$ , *rote Kurve*:  $\delta = -2\gamma$ ,  $\gamma = \Omega$ .

Art exponentiell gedämpfte Rabi-Oszillation, bei der sich nach einigen Schwingungen ein Gleichgewichtszustand einstellt (siehe Abb. 2.3).

Die *stationäre Lösung* kann man analytisch berechnen. Dazu setzt man die zeitlichen Ableitungen  $\frac{d\rho_{gg}}{dt} = \frac{d\rho_{ee}}{dt} = \frac{d\rho_{eg}}{dt} = \frac{d\rho_{ge}}{dt} = 0$  und findet das Ergebnis

$$\rho_{ee}(t \rightarrow \infty) = \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}. \quad (2.35)$$

Hier wurde der Sättigungsparameter  $s_0$  bei Resonanz ( $\delta = 0$ ) eingeführt  $s_0 = \frac{2|\Omega|^2}{\gamma^2} = \frac{I}{I_s}$ , der das Verhältnis der eingestrahlten Lichtintensität  $I$  zu einem festen Referenzwert, der Sättigungsintensität  $I_s$ , beschreibt. Eine interessante Konsequenz des Ergebnisses (2.35) ist, dass für sehr hohe Sättigungsparameter  $s_0 \gg 1$  die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands gegen  $\frac{1}{2}$  geht. Das heißt es können statistisch gemittelt nie mehr als 50 Prozent der Atome im angeregten Zustand sein, egal wie groß die eingestrahlte Lichtintensität ist. Das wird auch plausibel, wenn man bedenkt dass das eingestrahlte Licht zwar

Atome im Grundzustand anregen kann, aber auch mit gleicher Effizienz bei angeregten Atomen die Emission eines Photons induzieren kann, so dass sich ein Gleichgewicht zwischen beiden Effekten einstellen muss.

## 2.4. Rubidium 87

Bei dem in unserem Experiment verwendeten Atomen handelt es sich um das Element  $^{87}\text{Rb}$ , das zu den Alkalimetallen gehört. Alkalimetalle zeichnen sich dadurch aus, dass sie nur ein Valenzelektron besitzen, das heißt sie haben eine abgeschlossene Elektronenschale plus ein äußeres Valenzelektron.

Reale Atome wie  $^{87}\text{Rb}$  haben eine viel größere Anzahl an Energieniveaus als das einfache Zwei-Niveau-Modell. Im Folgenden möchte ich die Struktur dieser Energieniveaus beschreiben und erklären, warum sich  $^{87}\text{Rb}$  besonders gut für die Zwecke dieses Experiments eignet.

### 2.4.1. Fein- und Hyperfeinstruktur

Berechnet man mit Hilfe der Quantenmechanik die möglichen Energieeigenwerte eines Elektrons im Coulombpotential eines Atomkerns, so findet man diskrete Energieeigenwerte  $E_n$  zu den sogenannten **Hauptquantenzahlen**  $n$ . Jedes Energieniveau der Quantenzahl  $n$  besteht aus  $n$  Unterniveaus mit Quantenzahlen  $L = 0, 1, 2, \dots, n-1$  (*Bahndrehimpuls des Elektrons*), die auch in der selben Reihenfolge mit Buchstaben S,P,D,... bezeichnet werden. Die niedrigen Energieniveaus ( $n=1$  bis  $n=4$ ) sind bei Rubidium vollständig besetzt, in der Regel wird nur das Valenzelektron Übergänge zwischen den höheren Energieniveaus ausführen.

Für eine genauere Beschreibung der Energien der einzelnen Niveaus muss man noch weitere Effekte berücksichtigen: die Kopplung von Bahndrehimpuls und Spin des Elektrons ruft die *Feinstruktur* hervor und die Kopplung des daraus resultierenden Drehimpuls mit dem Kernspin führt zur *Hyperfeinstruktur*. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [16, 20].

#### Feinstruktur

Die Feinstruktur ist ein Resultat der Kopplung zwischen dem Bahndrehimpuls  $\hat{L}$  des Valenzelektrons und dessen Spin  $\hat{S}$ . Der Gesamtdrehimpuls ergibt sich durch Kopplung

$$\hat{J} = \hat{L} \oplus \hat{S}. \quad (2.36)$$

Die zu diesem Operator gehörigen Eigenfunktionen  $|\Psi\rangle$  erfüllen die Relationen  $\hat{J}^2 |\Psi\rangle = J(J+1)\hbar^2 |\Psi\rangle$  und  $\hat{J}_z |\Psi\rangle = m_J \hbar |\Psi\rangle$ . Man kann zeigen dass die entsprechende Quantenzahl  $J$  auf den Bereich

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (2.37)$$

begrenzt ist. Im Fall von  $^{87}\text{Rb}$  bedeutet das folgendes: ein Elektron auf dem Energieniveau  $5S$  kann nur Gesamtdrehimpuls  $J=1/2$  haben ( $L=0, S=1/2$ ), das Energieniveau wird als  $5^2S_{1/2}$  bezeichnet. Ein Elektron auf dem Energieniveau  $5P$  kann Gesamtdrehimpuls  $J=1/2$  oder  $J=3/2$  haben, die entsprechenden Energieniveaus heißen  $5^2P_{1/2}$  bzw.  $5^2P_{3/2}$ .

Da die Energieeigenwerte der Zustände von  $J$  abhängen, gibt es für das Valenzelektron zwei Übergänge unterschiedlicher Energie:

- Die *D<sub>1</sub>-Linie*  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ , der einer Energiedifferenz von 1.560eV oder ein Photon der Wellenlänge 795,0nm entspricht

- Die *D<sub>2</sub>-Linie*  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ , der einer Energiedifferenz von 1.589eV oder ein Photon der Wellenlänge 780,2nm entspricht

Diese beiden Übergänge sind spektroskopisch leicht zu unterscheiden, alle weiteren Übergänge zwischen anderen Energieniveaus sollen hier nicht betrachtet werden.

### Hyperfeinstruktur

Durch die Kopplung des Elektron-Gesamtdrehimpuls  $\hat{J}$  mit dem inneren Drehimpuls des Atomkerns  $\hat{I}$  (Kernspin) kommt es zu einer weiteren Unterstruktur in den Energieniveaus, der Hyperfeinstruktur. Der entsprechende Operator ergibt sich durch Kopplung

$$\hat{F} = \hat{J} \oplus \hat{I}. \quad (2.38)$$

Wieder kann gezeigt werden, dass für die resultierende Quantenzahl  $F$  gilt

$$|J - I| \leq F \leq J + I. \quad (2.39)$$

Jedes Energieniveau erfährt durch die Kopplung von  $\hat{I}$  und  $\hat{J}$  eine leichte Änderung der Energie, abhängig von der Quantenzahl  $F$ , die durch folgende Formel beschrieben wird:

$$\Delta E_{hfs} = \frac{1}{2} A_{hfs} K + B_{hfs} \frac{3/2 \cdot K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (2.40)$$

Hier wurde  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$  abgekürzt. Die experimentell gemessenen Werte  $A_{hfs}$  und  $B_{hfs}$  finden sich im Anhang A.1.

$^{87}\text{Rb}$  hat einen Kernspin von  $I=3/2$ . Es gilt also:

- im Grundzustand  $5^2S_{1/2}$  kann also  $F=1$  oder  $F=2$  sein ( $I=3/2, J=1/2$ )

- im Zustand  $5^2P_{1/2}$  gilt ebenfalls  $F=1$  oder  $F=2$  ( $I=3/2, J=1/2$ )

- im Zustand  $5^2P_{3/2}$  kann  $F$  die Werte 0,1,2 oder 3 annehmen ( $I=3/2, J=3/2$ )

Eine genaue Übersicht über das Energieniveauschema der  $D_1$ - und  $D_2$ -Linie findet sich ebenfalls im Anhang A.1.

### 2.4.2. Anomaler Zeeman-Effekt

Jeder Hyperfeinzustand der Quantenzahl  $F$  beinhaltet  $2F+1$  magnetische Unterzustände mit den Quantenzahlen  $m_F = -F$  bis  $m_F = +F$ . Befindet sich das Atom nicht in einem Magnetfeld, so haben diese Unterzustände dieselbe Energie, sie sind also entartet.

Legt man aber nun ein äußeres Magnetfeld  $B$  an, so kommt es zur Aufhebung der Entartung und die Unterzustände erfahren abhängig von ihrer Quantenzahl eine Energieänderung. Ist diese Änderung klein im Vergleich zur Hyperfeinaufspaltung so spricht man vom "Anomalen Zeeman-Effekt" und die Energieänderung verhält sich nach [20] in erster Näherung wie

$$\Delta E = \mu_B g_F m_F B_z, \quad (2.41)$$

für den Fall dass das Magnetfeld  $B_z$  entlang der z-Achse anliegt. Der *Landé Faktor*  $g_F$  hängt von  $F, I$  und  $J$  ab und muss für jedes Niveau individuell berechnet werden [20, 21]. Für die für uns relevanten Zustände von  $^{87}\text{Rb}$  ist er in Abb. A.1 angegeben.  $\mu_B$  ist das *Bohrsche Magneton*.

Interessant an diesem Ergebnis ist, dass also für schwache Magnetfelder die Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus proportional zu  $B$  ist.



## 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzelatom-Falle

Um die Verschränkung eines Atoms mit einem Photon nachzuweisen ist es unabdingbar kontrolliert einzelne Atome manipulieren zu können. Im folgenden Kapitel soll deshalb zunächst die Funktionsweise der realisierten Einzelatom-Falle erläutert werden. Anschließend wird die Falle durch die Beobachtung des Fluoreszenzlichtes näher charakterisiert. Der dritte Teil des Kapitels soll durch eingehende Untersuchung statistischer Korrelationen im Fluoreszenzlicht der gefangenen Atome verifizieren, dass sich stets nur einzelne Atome in der Falle aufhalten.

### 3.1. Funktionsweise der Einzelatom-Falle

Im folgenden Abschnitt möchte ich eine Einführung geben mit welchen experimentellen Techniken der Einfang einzelner Atome realisiert wurde.

#### 3.1.1. Magneto-Optische Falle

Da die Potentialtiefe einer optischen Dipolfalle so gering ist, dass es nur den Einfang einiger mK kalter Atome möglich ist, muss ein Reservoir kalter Atome bereitgestellt werden, um die Dipolfalle zu laden. Dieses Reservoir kalter  $^{87}\text{Rb}$  Atome erzeugen wir in unserem Experiment mit Hilfe einer Magneto-Optischen Falle (MOT).

Magneto-Optische Fallen sind mittlerweile ein beliebtes Arbeitswerkzeug der Quantenoptik geworden. Über ihre Funktionsweise existiert eine reichhaltige Literatur, siehe z.B. [19, 22, 23], weshalb ich sie hier nur kurz beschreiben möchte.

Eine MOT besteht aus einem magnetischen Quadrupolfeld und sechs frequenzstabilisierten Laserstrahlen gleicher Intensität, die sich möglichst rechtwinklig im Nullpunkt des Magnetfeldes schneiden und von denen je zwei gegenläufig angeordnet sind. Den Einfangprozess kann man sich am besten in einem etwas vereinfachten Modell verdeutlichen,

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

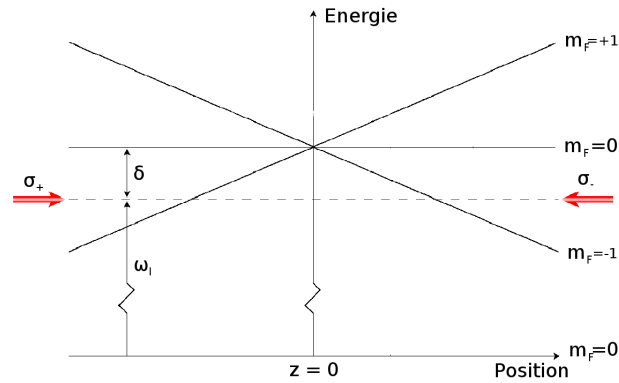


Abbildung 3.1.: Vereinfachte Funktionsweise der MOT: zwei gegenläufige Laserstrahlen mit einer Verstimmung  $\delta$  gegenüber der Atomaren Übergangsfrequenz bewirken eine zum Nullpunkt des Magnetfelds hin gerichtete Kraft. Bewegt sich beispielsweise ein Atom mit der Geschwindigkeit  $v$  in positiver  $z$ -Richtung, so wird es aufgrund der Zeeman-Aufspaltung des angeregten Niveaus und der Dopplerverschiebung bevorzugt im Bereich  $z > 0$  das in negativer  $z$ -Richtung propagierende Licht streuen und so effektiv eine Kraft in Richtung der magnetischen Null erfahren.

siehe Abb.3.1. Die  $^{87}\text{Rb}$ -Atome im Bereich der Laserstrahlen erfahren aufgrund des Impulsübertrags der absorbierten Photonen im zeitlichen Mittel eine Kraft in Richtung des jeweiligen Strahls (die Emission von Photonen erfolgt isotrop und überträgt deshalb im Mittel keinen Impuls). Die Stärke dieser Kraft hängt also von der Verstimmung des Lasers zur atomaren Übergangsfrequenz ab. Wie im Abschnitt 2.4.2 beschrieben, bewirkt der Zeeman-Effekt eine Änderung der atomaren Übergangsfrequenzen, die direkt proportional zur Stärke  $B$  des Magnetfelds ist. Hinzu kommt der Dopplereffekt, so dass die Kraft auf die Atome von deren Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  und Position  $\mathbf{r}$  relativ zum magnetischen Nullpunkt abhängt [19]:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r}. \quad (3.1)$$

Die Koeffizienten  $\beta$  und  $\kappa$  werden durch die eingestrahlte Laserintensität, die Laserverstimmung und die Eigenschaften des verwendeten Elements bestimmt, Details siehe [19]. Die Atome befinden sich also in einem attraktiven harmonischen Potential und so kommt es zur Bildung einer Wolke lasergekühlter Atome im Bereich des magnetischen Nullpunkts.

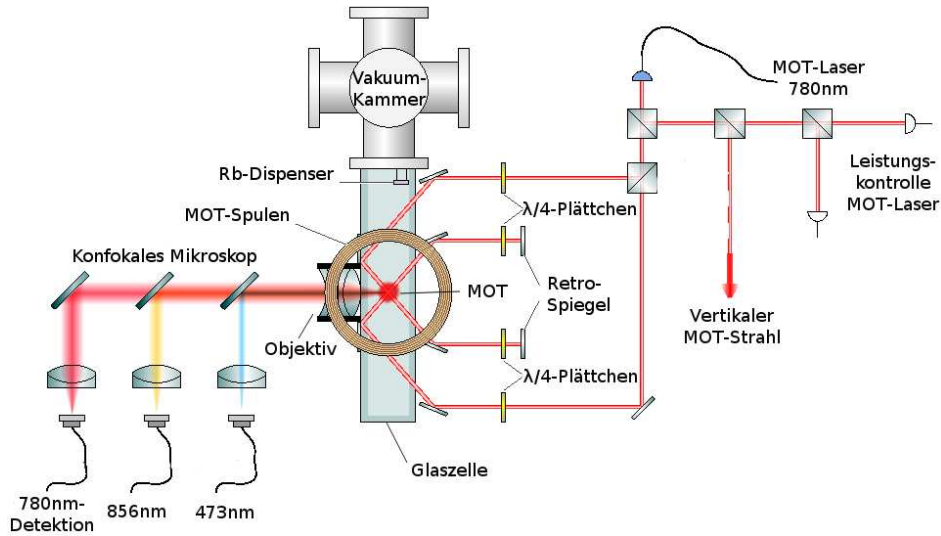


Abbildung 3.2.: Aufbau des Experiments, bestehend aus Magneto-Optischer Falle, Vakuumkammer und konfokalem Mikroskop. Kühl- und Rückpumplaser werden in einer Einmodenglasfaser überlagert und in drei Strahlen aufgeteilt, die jeweils in sich zurückreflektiert werden. Um die Strahlbalance zu gewährleisten werden die Strahlen deshalb leicht fokussiert. Der Rubidium-Dispenser ermöglicht es gezielt die  $^{87}\text{Rb}$ -Dichte in der Kammer zu variieren.

Die experimentelle Umsetzung der MOT erfolgte mithilfe einer gitterstabilisierten 780nm-Laserdiode im single-mode Betrieb (siehe [24]), dem "Kühlaser". Durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie wird ein Lock-Signal erzeugt und die Diode auf einen Crossover-Peak des Übergangs  $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'$  gelockt [25] und anschließend wird der Laserstrahl durch einen Akkusto-Optischen Modulator (AOM) auf die passende Frequenz gebracht. Details sind unter [26, 27, 28] zu finden, siehe auch Anhang A.3. Die Verstimmung  $\delta_{KL}$  im Vergleich zur atomaren Übergangsfrequenz  $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$  beträgt etwa 3,0 natürliche Linienbreiten.

Zusätzlich dazu ist noch ein zweiter frequenzstabilisierter Laser notwendig, der sogenannte "Rückpumplaser", auch hier wieder eine gitterstabilisierte 780nm-Laserdiode im single-mode Betrieb. Beim Kühlprozess kommt es nämlich gelegentlich auch zu nichtreso-

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzelatom-Falle

---

nanter Anregung auf dem Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 2$ . Dieser Zustand wiederum kann in den Grundzustand  $F = 1$  zerfallen und somit vom Kühllaser nicht mehr angeregt werden. Aufgrund der zahlreichen Streuprozesse, die ein Atom in einer MOT erfährt, sammeln sich innerhalb kurzer Zeit fast alle Atome in diesem Dunkelzustand, so dass ohne Verwendung eines Rückpumpasers die Atome aus dem Einfangbereich entkommen. Der Rückpumper regt das Atom vom Zustand  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  an, von welchem es wiederum mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den  $F = 2$  Zustand zerfällt und so wieder im "Kühlkreislauf" angekommen ist.

#### 3.1.2. Optische Dipolfalle

Um einzelne  $^{87}\text{Rb}$  Atome kontrolliert einfangen zu können verwenden wir in diesem Experiment eine optische Dipolfalle. Diese besteht aus einem stark fokussierten Laserstrahl der Wellenlänge 856nm. Der Laser ist also gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz stark rotverstimmt, der nächstliegende Übergang des Grundzustandes liegt bei 795nm (siehe Anhang A.1).

Dipolfallen für neutrale Atome basieren auf dem Prinzip, dass das oszillierende elektrische Feld des Fallenlasers ein Dipolmoment im Atom induziert. Dieses wechselwirkt wiederum mit dem elektrischen Feld des Fallenstrahls und bewirkt so ein von der Intensität des Fallenstrahls abhängiges Potential. Ein blauverstimmtter Laser bewirkt dabei ein abstoßendes Potential, ein rotverstimmtter Laser ein anziehendes Potential. Eine detaillierte Erklärung ist bei [29, 19] zu finden.

#### Fallenpotential

Bei der verwendeten Einzelatomfalle handelt es sich um einen stark fokussierten Gaussstrahl der  $TEM_{00}$ -Mode. Details zur Gaussschen Strahloptik siehe [30]. Für einen solchen Strahl, der in z-Richtung propagiert, ist die von der Position z und dem Abstand r zur optischen Achse abhängige Intensität gegeben durch

$$I(\mathbf{r}) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}}. \quad (3.2)$$

Hier ist P die Laserleistung und  $w(z)$  der Abstand zur optischen Achse, bei dem die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Es gilt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}. \quad (3.3)$$

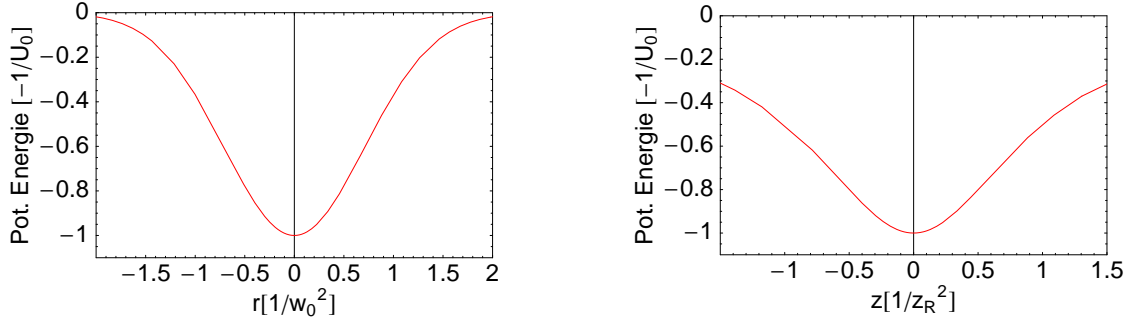


Abbildung 3.3.: Potentialverlauf in der optischen Dipolfalle. *Linkes Bild*: radialer Potentialverlauf im Fokus des Fallenstrahls, *rechtes Bild*: Potentialverlauf entlang der optischen Achse des Fallenstrahls. Man beachte, dass in der verwendeten Dipolfalle  $z_R \gg w_0$  ist und deshalb in longitudinaler Richtung der Gradient von  $U_{dip}(\mathbf{r})$  wesentlich flacher als in transversaler Richtung ist

Der sogenannte *Waist*  $w_0$  ist der Strahlradius im Fokus und  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  ist die *Rayleighlänge* eines Lichtstrahls der Wellenlänge  $\lambda$ .

Die potentielle Energie des Atoms in einem 2-Niveau Modell ist nach [31] gegeben durch

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{ge}^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_{ge} - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_{ge} + \omega} \right) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_{ge}^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}), \quad (3.4)$$

mit der Streurrate  $\Gamma$  und der Verstimmung  $\Delta = \omega - \omega_{ge}$  des Fallenlasers der Frequenz  $\omega$  gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz  $\omega_{ge}$ . Der rechte Term in Gleichung (3.4) beschreibt das Potential unter Vernachlässigung des Terms proportional zu  $\frac{1}{\omega_{ge} + \omega}$  ("rotierende Wellen-Approximation"). Da die von uns gewählte Verstimmung negativ ist, gibt es am Ort der größten Lichtintensität ein Potentialminimum. Dieses ergibt sich für  $r = 0$  und  $z = 0$  zu

$$U_0 = \frac{3c^2}{\omega_{ge}^3 w_0^2} \frac{\Gamma}{\Delta} P. \quad (3.5)$$

In Abbildung 3.3 sind der Potentialverlauf in radialer und longitudinaler Richtung des Fallenstrahls dargestellt.

### Blockadeeffekt

Wird der Fallenstrahl stark genug fokussiert, so tritt ab einem Waist von etwa  $w_0 \leq 5 \mu m$  ein *Blockadeeffekt* auf. Dieser verhindert dass mehr als ein Atom in der Falle gebunden

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

---

werden kann, was für unser Experiment äußerst wichtig ist, da ja gezielt für ein einzelnes Atom Verschränkung nachgewiesen werden soll. Der Blockadeeffekt wird durch lichtinduzierte Zweiteilchenstöße verursacht, siehe [32, 33].

Da das Atom, befindet es sich einmal in der Dipolfalle, immer noch durch den Kühllaser der MOT gekühlt wird, wird das Atom mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit nicht im Grundzustand vorliegen. Zum einen kann es nun zu einem inelastischen Stoß zwischen zwei Atomen kommen, von denen eines nicht im absoluten Grundzustand  $5^2S_{1/2}, F = 1$  vorliegt. Dabei kann das angeregte Atom in den Grundzustand übergehen und die freiwerdende Energie geht in kinetische Energie der beiden Stoßpartner über, was bei der geringen Potentialtiefe der Falle zum Verlust beider Atome aus der Falle führt.

Zum anderen kann auch, falls eines der beiden Atome im angeregten Zustand vorliegt, es zur Bildung eines lose gebundenen  $Rb_2$ -Moleküls kommen. Dieses dissoziiert unter spontaner Emission eines Photons und beide Atome verlassen aufgrund des Rückstoßes die Falle. Wählt man das Fallenvolumen klein genug, so ist die Häufigkeit solcher Stöße zwischen zwei Atomen in der Falle so groß, dass es direkt nach dem Laden eines zweiten Atoms in die Falle zum Verlust beider Atome kommt (siehe auch [32, 34]).

#### **Aufbau der Dipolfalle als konfokales Mikroskop**

Als für unsere Versuchszwecke am besten geeignet zur Realisierung der optischen Dipolfalle hat sich ein konfokales Mikroskop herausgestellt. Dieses muss folgende wichtige Eigenschaften besitzen:

- Fokussierung des Fallenstrahls der Wellenlänge 850nm auf  $w_0 < 5\mu m$
- Eine möglichst große numerische Appertur, um möglichst viel Fluoreszenzlicht des gefangenen Atoms aufzusammeln
- Überlagerung des Waists der Aufsammeloptik und der Dipolfalle mit einer Genauigkeit  $< 0.5\mu m$
- Zusätzlich noch Überlagerung des Waists eines 473nm-Laserstrahls mit derselben Genauigkeit. Dieser wird für eine Ionisationsdetektion des  $^{87}Rb$  Atoms benötigt, die in Kürze in den Aufbau integriert werden soll (siehe [26]).

Diese Anforderungen konnten mithilfe eines kommerziellen Mikroskopobjektivs (Thales Optem High Resolution 20x, NA=0.6) erfüllt werden. Wie in Abb. 3.2 zu sehen wurden

die Strahlengänge der 3 verschiedenen Strahlen jeweils aus einer Einmodenglasfaser kommend mittels eines Achromaten kollimiert, dann mithilfe von Dichroiten überlagert und dann im Mikroskopobjektiv fokussiert (ein Foto findet sich im Anhang A.2). Der gemessene Waist der Dipolfalle beträgt etwa  $2.2\mu\text{m}$ , siehe [26].

Um bei der späteren Messung der Polarisation der aufgesammelten Photonen zum Verschränkungsnachweis keine verfälschten Messergebnisse zu bekommen, wurden die dichroitischen Spiegel so eingebaut, dass sie 780nm-Licht unabhängig von der Polarisation gleich gut transmittieren.

Dass die Detektionsoptik nur das Fluoreszenzlicht des einzelnen Atoms in der Dipolfalle aufnimmt wird durch zwei Dinge gewährleistet: Zum einen wird nur Licht detektiert, das in die Einmodenglasfaser der Aufsammeloptik einkoppelt. Das ist für Streulicht fast unmöglich, es müsste zufällig genau die passende Mode treffen. Das Fluoreszenzlicht der Einzelatome, die ja genau im Fokus der Aufsammeloptik sitzen, trifft dagegen relativ gut die passende Mode.

Zur Unterdrückung von Streulicht anderer Wellenlängen wurde zum anderen noch ein 780nm-Interferenzfilter vor den aktiv gequenchten Photodioden, die das Fluoreszenzlicht nachweisen, angebracht.

## 3.2. Nachweis einzelner Atome

Für ein späteres Experiment zum Nachweis von Atom-Photon Verschränkung ist es wichtig, möglichst lange und möglichst häufig Einzelatome fangen zu können, um durch eine hohe Repetitionsrate des Experiments in realistischer Messzeit Verschränkung nachweisen zu können. Im folgenden Abschnitt möchte ich die Messergebnisse präsentieren, die beim Nachweis des Fluoreszenzlichtes einzelner Atome erzielt wurden.

### 3.2.1. Fluoreszenzlicht der Einzelatome

Der Nachweis einzelner Atome erfolgt durch die Observation des von ihnen emittierten Fluoreszenzlichtes. Da die Atome sich im Lichtfeld von Kühl- und Rückpump Laser befinden, emittieren sie ständig Photonen der Wellenlänge 780nm, die aus dem  $D_2$ -Übergang stammen. Mithilfe des konfokalen Mikroskops wird dieses Fluoreszenzlicht der gefangenen Einzelatome in eine Einmodenglasfaser eingekoppelt. Das Licht wird nochmals durch einen Interferenzfilter mit der zentralen Durchlasswellenlänge 780nm gefiltert, um sicherzugehen dass so wenig Hintergrundlicht wie möglich aufgesammelt wird, und dann von einer aktiv gequenchten Avalanche Photodiode (APD) detektiert. Die APD zeichnet sich durch eine hohe Detektionseffizienz einzelner Lichtquanten (ca. 50 Prozent) und eine sehr geringe Dunkelzählrate aus (ca.  $70 \text{ s}^{-1}$ ).

Um effizient Atome in die optische Dipolfalle laden zu können betreiben wir die MOT und die Dipolfalle bei den in Tabelle 3.1 aufgeführten Parametern.

Nun wird von Zeit zu Zeit aus dem Reservoir von kalten Atomen ein einzelnes Atom in die Dipolfalle geladen. Dieses Ereignis ist jedesmal deutlich an der Zählrate der APD abzulesen, die sprunghaft von einer gewissen Hintergrundzählrate auf einen wesentlich höheren Wert ansteigt. In Abbildung 3.4 ist ein typischer zeitlicher Verlauf der Zählrate zu sehen.

Ein solcher Datensatz der Photonenzählrate wurde über einen längeren Zeitraum aufgenommen und histogrammiert, siehe Abb. 3.4. Man sieht mehrere wichtige Ergebnisse: Erstens ist es sehr gut möglich zwischen den Ereignissen "kein Atom in der Falle" (Zählrate  $\simeq 500 \text{ s}^{-1}$ ) und "Atom in der Falle" (Zählrate  $\simeq 2500 \text{ s}^{-1}$ ) zu trennen. Das vom Atom aufgesammelte Fluoreszenzsignal beträgt folglich etwa 2000 Photonen/Sekunde.

Zweitens gibt es nur zwei Peaks im Histogramm. Eine weitere Häufung von registrierten Zählraten im Bereich von  $4500 \text{ s}^{-1}$  würde darauf schließen lassen, dass sich auch zwei Atome gleichzeitig in der Falle aufhalten können. Würde nämlich die Besetzungszahl der Falle



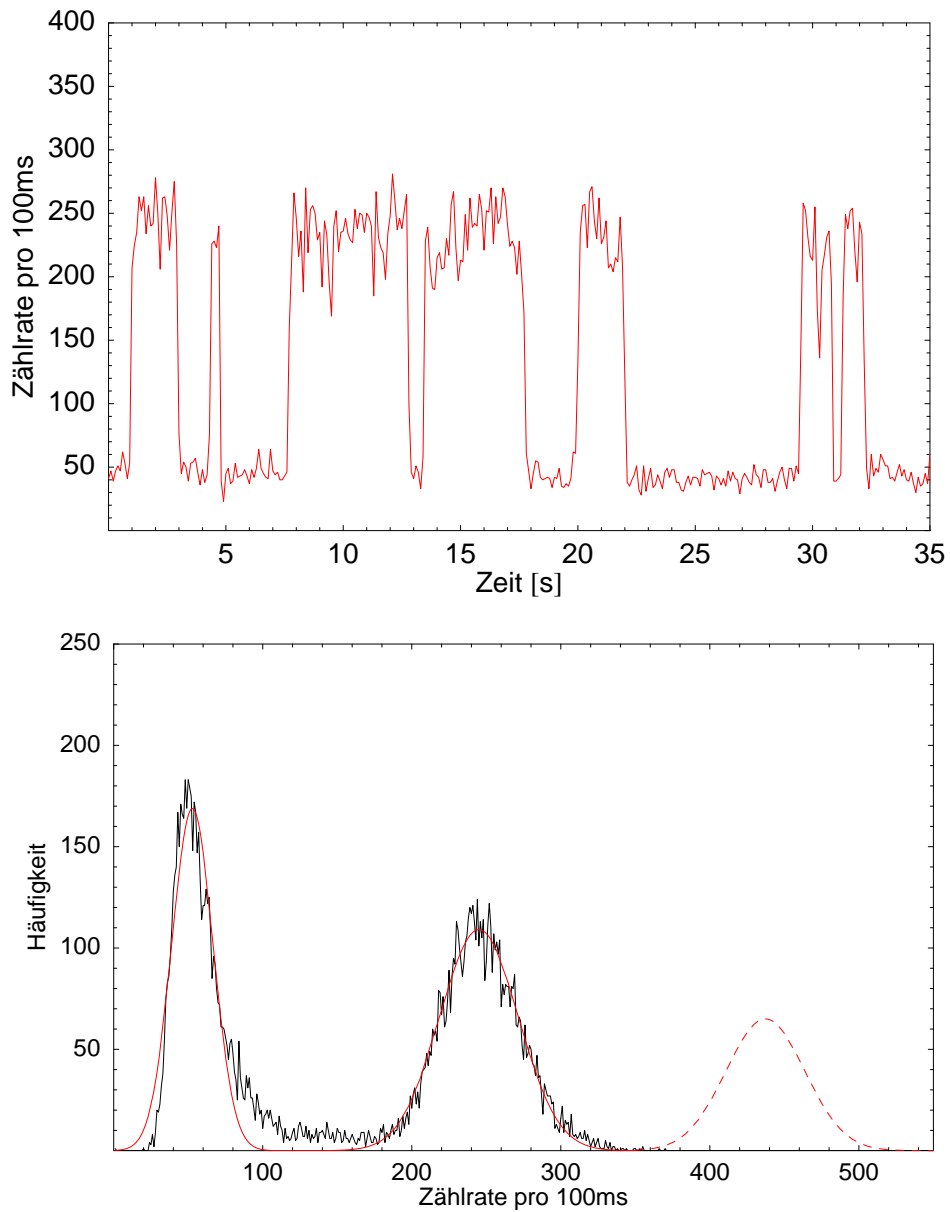


Abbildung 3.4.: *oben*: APD-Zählrate pro 100ms aufgetragen über die Beobachtungszeit. Wird ein Atom in der Dipolfalle gefangen, detektiert man dessen Fluoreszenzlicht und die Zählrate steigt sprunghaft an. *unten*: Histogramm der APD-Zählrate. Schwarz sind die Messdaten, rot gaussförmige Fits an die beobachteten Verteilungen der Zählrate dargestellt. Würde die Besetzungszahl der Falle der Poisson-Statistik folgen, so müsste die Zählrate weitere Peaks (für ein zweites Atom rot gestrichelt dargestellt) aufweisen.

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

Intensität Kühllaser	$I_{KL}$	6,0 mW/cm <sup>2</sup>
Verstimmung Kühllaser	$\delta_{KL}$	18,2 MHz
Intensität Rückpumlaser	$I_{RL}$	1,5 mW/cm <sup>2</sup>
Spulenstrom der MOT-Quadrupolspulen	$I_{MOT}$	2,1 A
Magnetfeldgradient in der MOT	$\frac{\partial B_z}{\partial z}$	14 Gauss/cm
Gesamtleistung Dipolfallenlaser	$P_{Dip}$	13,8 mW
max. Intensität des Dipolfallenlasers im Fokus	$I_{max}$	$1,82 \times 10^5$ W/cm <sup>2</sup>
Druck in der Vakuumkammer	p	$5 \times 10^{-10}$ mbar
Dispenserstrom	$I_{Disp}$	4,0 A

Tabelle 3.1.: Experimentelle Parameter zum Betrieb der magneto-optischen Falle und der optischen Dipolfalle

gemäß der Poisson-Statistik verteilt sein, so wären im Histogramm weitere gaussförmige Häufungen der Zählrate an den Stellen  $4500 \text{ s}^{-1}$ ,  $6500 \text{ s}^{-1}$  usw. zu erwarten. Wie man im Histogramm aber sieht gibt es bei so hohen Zählraten überhaupt keine Ereignisse mehr. Die durch die Flächen des jeweiligen Peaks repräsentierte Verteilung der Zählraten folgt also nicht der Poisson-Statistik, wie man es beispielsweise in extrem kleinen magneto-optischen Fallen mit mittleren Besetzungszahlen von nur wenigen Atomen beobachten kann (siehe [35]). Es gibt also einen starken Hinweis darauf, dass in dieser optischen Dipolfalle der Blockadeeffekt dominiert und deshalb nur einzelne Atome gefangen werden können.

Als dritten Punkt kann man noch einen störenden Effekt feststellen, nämlich eine deutliche Abweichung der Hintergrundzählrate von der gaussförmigen Fit-Funktion. Die Ursache dieses Effekts sind vermutlich thermische Drifts im Aufbau durch Temperaturschwankungen im Labor.

#### 3.2.2. Laderate und Lebensdauer der Atome in der Falle

Um die Lebensdauer und die Laderate der Atome in der Falle zu quantifizieren wurde der aufgenommene Zählraten-Datensatz weiter ausgewertet. Die Laderate  $R$  ist definiert als die Zahl der in einer gewissen Messzeit in die Falle geladener Atome dividiert durch die gesamte Messzeit. Durch Variation der Parameter  $I_{KL}$ ,  $\delta_{KL}$  und  $I_{MOT}$  kann die Laderate in einem großen Bereich von etwa  $0,0$  Atome/s bis  $2,0$  Atome/s variiert werden.

Für unser Experiment entscheidend ist aber das *Tastverhältnis*, das Verhältnis des Zeit-

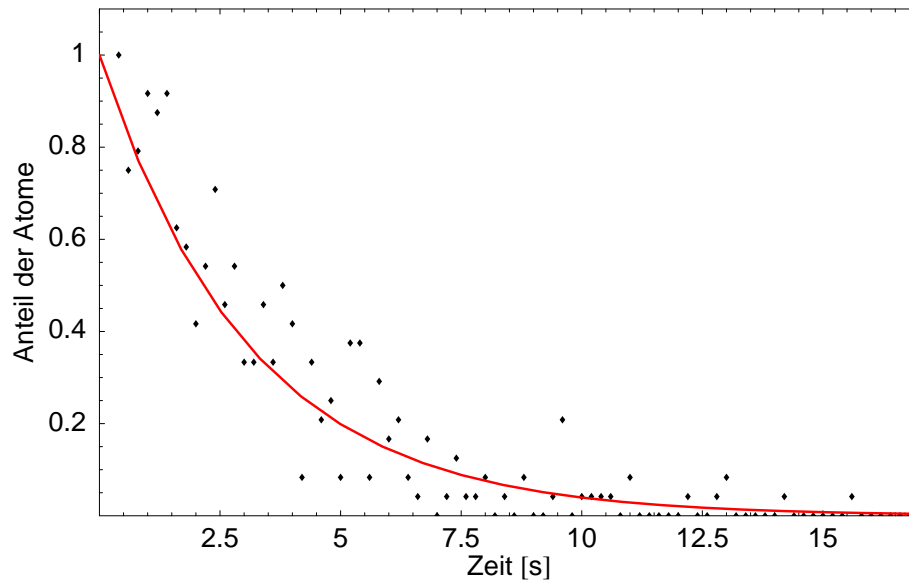


Abbildung 3.5.: Lebensdauer der Einzelatome in der Dipolfalle bei gepulstem Betrieb der MOT. *Schwarze Punkte*: normierte experimentelle Daten, *rote Linie*: Exponentieller Fit an die Daten mit  $t_0 = (3,1 \pm 0,2)$ s.

raums "Atom in der Falle" zur gesamten Messzeit, da nur in diesen Zeiträumen versucht werden kann einen verschränkten Zustand zu erzeugen und nachzuweisen (und dafür wiederum eine hohe Repetitionsrate des Experiments notwendig ist). Dieses Verhältnis wird maximal wenn man die MOT gepulst betreibt, also eine möglichst dichte Atomwolke erzeugt für den Fall dass kein Atom in der Falle ist, und, sobald ein Atom in die Falle geladen wurde, die Dichte der MOT stark reduziert um das Laden eines zweiten Atoms und damit den Verlust beider Atome zu vermeiden (siehe Abschnitt 3.1.2). Der gepulste Betrieb erfolgt über ein Steuerprogramm, das die MOT-Spulenströme, die Intensitäten der Laser und die Verstimmung des Kühllasers variieren kann.

Mit dieser Methode wurde ein Tastverhältnis von bis zu 70,1 Prozent erreicht.

Trotz An- und Abschalten der MOT ist die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle immer noch begrenzt. Durch Stöße mit dem Hintergrundgas und  $^{87}\text{Rb}$  Atomen der MOT-Wolke kommt es nach einer gewissen Zeit zum Verlust des Atoms aus der Falle. Histogrammiert man die Anzahl an Atomen mit bestimmten Lebenszeiten, so stellt man fest, dass diese

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

---

exponentiell verteilt sind (Abbildung 3.5). Ein Fit der Funktion

$$n(t) = n_0 \cdot e^{-t/t_0} \quad (3.6)$$

ergab bei verschiedenen Fallenparametern eine maximale 1/e-Lebensdauern  $t_0$  im Bereich von etwa 3,1 Sekunden.

#### 3.2.3. Zusammenfassung

Die Untersuchung des Fluoreszenzsignals ergab, dass es mit dem vorgestellten Aufbau möglich ist einzelne Atome für mehrere Sekunden zu fangen und ca. 2000 vom Atom emittierte Photonen pro Sekunde zu detektieren. Insbesondere dank des hohen Tastverhältnisses von bis zu 70 Prozent erfüllt die optische Dipolfalle also wichtige Voraussetzungen zur Erzeugung von Atom-Photon Verschränkung.

### 3.3. Statistische Korrelationen im Fluoreszenzlicht einzelner Atome

Um die im vorhergehenden Abschnitt gemachte Beobachtung, dass sich nur einzelne Atome in der optischen Dipolfalle aufhalten können, weiter zu unterstützen, soll im Folgenden das detektierte Fluoreszenzlicht auf Korrelationen untersucht werden. Von zentraler Bedeutung ist dabei die Eigenschaft einzelner Atome, dass sie nie mehr als ein Photon gleichzeitig emittieren können. Zu diesem Zweck haben wir eine Messung der  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion nach Hanbury-Brown und Twiss [36] durchgeführt und diese genau analysiert.

#### 3.3.1. Intensitäts-Korrelationsfunktion

Das Fluoreszenzlicht eines einzelnen Atoms weist eine im klassischen Wellenbild des Lichts nicht erklärbare Korrelation in seiner Intensität auf. Diese Korrelation wird durch die Projektion des Atoms in den Grundzustand nach der Detektion eines Photons und die anschließende Rabi-Oszillation der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Atomniveaus verursacht (siehe Abschnitt 2.3.2 und [37, 19]).

Um diese Korrelation zu quantifizieren bedient man sich der "Korrelationsfunktion zweiter Ordnung" der Intensität  $I(t)$  des Fluoreszenzlichtes, auch  $g^{(2)}$ -Funktion genannt. Diese ist klassisch definiert als

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (3.7)$$

wobei die eckigen Klammern  $\langle \dots \rangle$  andeuten, dass über die Zeit  $t$  gemittelt wird. Für klassische Lichtfelder ist aufgrund der Cauchyschen Ungleichung  $\langle I(t)^2 \rangle \geq \langle I(t) \rangle^2$  und deshalb  $g^{(2)}(\tau) \geq 1$  für alle  $\tau$ .

Wie von Glauber [38] gezeigt, gilt im quantenmechanischen Fall für die  $g^{(2)}$ -Funktion

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \mathbf{E}^-(t)\mathbf{E}^-(t+\tau)\mathbf{E}^+(t+\tau)\mathbf{E}^+(t) \rangle}{\langle \mathbf{E}^-(t)\mathbf{E}^+(t) \rangle^2}, \quad (3.8)$$

$\mathbf{E}^+(t)$  und  $\mathbf{E}^-(t)$  sind die Operatoren des quantisierten elektrischen Feldes. Für eine Einführung in die Quantisierung des elektrischen Feldes siehe [39]. Im Photonenbild kann man die  $g^{(2)}$ -Funktion nun folgendermaßen interpretieren:  $g^{(2)}(\tau)$  ist die bedingte Wahrscheinlichkeit ein Photon des Fluoreszenzlichts zum Zeitpunkt  $t + \tau$  zu detektieren, unter der Voraussetzung, dass zum Zeitpunkt  $t$  bereits ein Photon detektiert wurde, normiert

durch die mittlere Wahrscheinlichkeit zu einem beliebigen Zeitpunkt ein Photon zu detektieren.

Im Gegensatz zum klassischen Wellenbild kann im Quantenbild die  $g^{(2)}$ -Funktion auch Werte kleiner 1 annehmen. Man nennt dieses Phänomen *Photonen-Antibunching*. Weisen die von einer Lichtquelle emittierten Photonen diese Charakteristik auf, so ist die Wahrscheinlichkeit kurz nach der Detektion eines Photons ein zweites zu detektieren niedriger als für statistisch unabhängige Photonen zu erwarten wäre, was wir im Abschnitt 3.3 experimentell für ein einzelnes Atom als Lichtquelle nachgewiesen haben.

#### 3.3.2. Hanbury-Brown Twiss Aufbau

Wie im Abschnitt 3.1.3 beschrieben wollen wir nun die  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion des Fluoreszenzlichts einzelner Atome bestimmen. Dazu messen wir die bedingte Wahrscheinlichkeit ein Photon zum Zeitpunkt  $t + \tau$  zu detektieren, unter der Voraussetzung dass zum Zeitpunkt  $t$  bereits ein Photon detektiert wurde.

Wir verwenden zu diesem Zweck den Aufbau nach Hanbury-Brown und Twiss (siehe Abbildung 3.6, Anhang A.4 und [36]). Ziel ist es die Differenz der Ankunftszeiten der vom Atom emittierten Photonen zu messen. Da die APD-Photodioden aber nach jedem detektierten Photon eine Totzeit von ca. 60 ns besitzen, während der sie keine weiteren Photonen detektieren können, kann diese Messung nicht mit einer einzelnen APD durchgeführt werden. Deshalb verwenden wir einen 50:50 Strahlteilerwürfel, der das aufgesammelte Fluoreszenzlicht in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufteilt, und detektieren jeden Teilstrahl mit einer eigenen APD. Zur Unterdrückung von Hintergrundlicht anderer Wellenlängen wurden Interferenzfilter vor den APDs angebracht. Durch diesen Aufbau ist es nun möglich auch sehr kurz aufeinander folgende Photonen zeitlich zu korrelieren.

Beim Nachweis eines Photons senden die APDs jeweils einen Spannungspuls an eine "Timestamp-Karte", die mit einer Genauigkeit von bis zu 1/8 ns den Zeitpunkt und den Kanal des Pulses registriert und an einen PC weitergibt, wo eine Liste mit Zeit und Kanal des jeweiligen Klicks angelegt wird.

Da die Timestamp-Karte ebenfalls eine Totzeit von ca. 180 ns hat, müssen die Pulse einer APD noch durch eine einstellbare Verzögerungselektronik ("Delay") um ca. 300 ns retardiert werden. Diese Verzögerung ziehen wir später in der Auswertung wieder von der gemessenen Zeitdifferenz zwischen den Spannungspulsen ab, so dass wir die wahre Zeitdifferenz  $\tau$  erhalten.

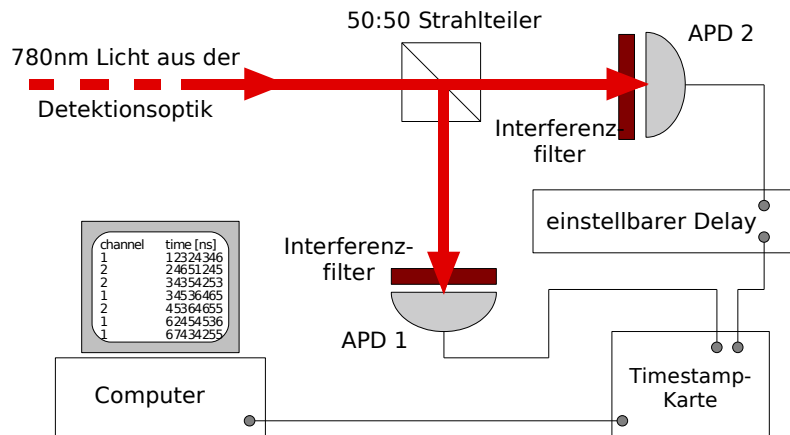


Abbildung 3.6.: HBT-Aufbau: das im konfokalen Mikroskop aufgesammelte Fluoreszenzlicht wird durch einen Strahlteiler zu gleichen Teilen aufgeteilt und von den APDs 1 und 2 detektiert. Die Timestamp-Karte registriert den Zeitpunkt und Kanal eines Spannungspulses und gibt diese an den PC weiter.

Nach [40] ist für Zeitdifferenzen  $\tau$ , die wesentlich kleiner als die mittlere Zeitdifferenz zwischen zwei registrierten Photonen sind, die normierte Verteilung der Zeitdifferenzen gleich der  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion. Da wir im Mittel ca. 2000 Photonen/s nachweisen (die mittlere Zeitdifferenz zwischen zwei Klicks ist also  $500 \mu s$ ) kann man auf einer Zeitskala von 1 ns bis  $10 \mu s$  davon ausgehen, dass diese Bedingung erfüllt ist.

### 3.3.3. Auswertung der Messdaten

Die Messdaten werden als Liste im Format "Zeit[1], Kanal[1], Zeit[2], Kanal[2], ..." auf dem PC gespeichert. Zur Auswertung dieser Daten verwenden wir ein C-Programm, dessen schematischer Ablauf in Abbildung 3.7 dargestellt ist.

Das Programm sucht aus der Liste der registrierten Kanäle die Einträge mit Kanal[i]=1 heraus und überprüft ob der vorherige oder folgende Klick aus dem Kanal 2 stammt. Genau das sind die interessanten Ereignisse, da wir ja die Differenz der Ankunftszeit der von verschiedenen APDs registrierten Photonen bestimmen wollen. Ist diese Bedingung erfüllt, berechnet das Programm die Zeitdifferenz  $\tau$  unter Berücksichtigung des eingestellten Delays und füllt ein Histogramm an der entsprechenden Stelle. Zur Unterdrückung von

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

---

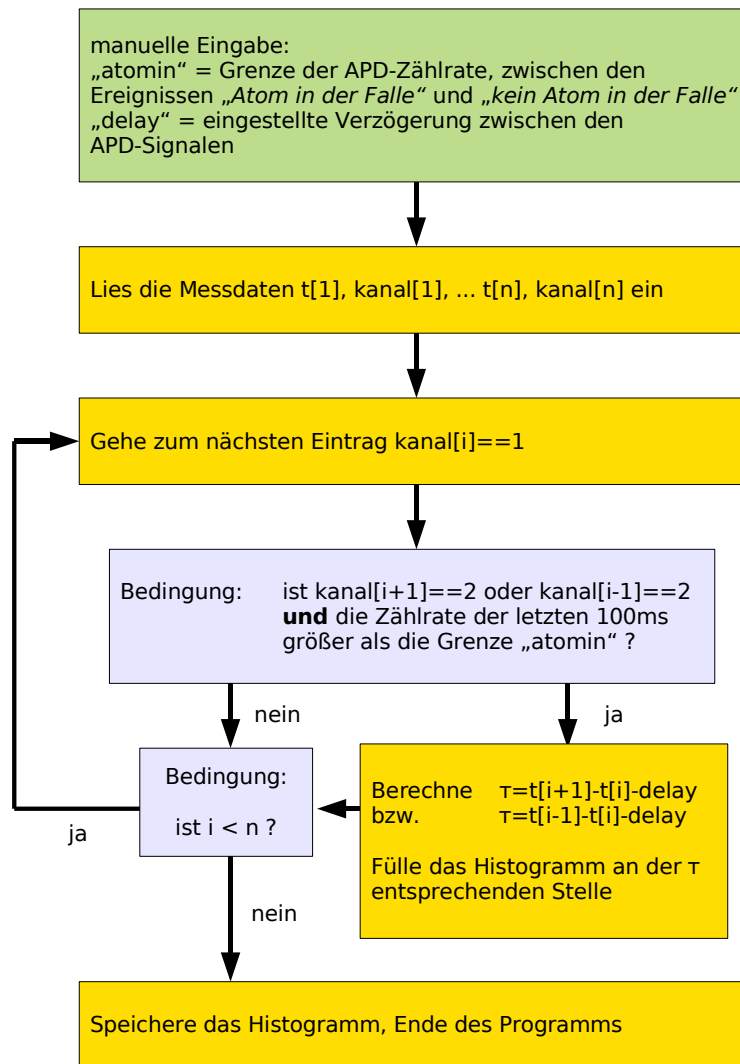


Abbildung 3.7.: Programm zur Histogrammierung der Zeitdifferenzen zwischen den APD-Signalen.



Untergrund-Beiträgen wird das Ereignis allerdings nur in das Histogramm gefüllt, falls die APD-Zählrate während der vorhergehenden 100ms über einer gewissen Grenze lag, die sicherstellt dass sich zu diesem Zeitpunkt auch wirklich ein Atom in der Falle befand.

Trotzdem stammen die so gefunden Ereignisse nicht alle aus dem tatsächlichen Nachweis zweier Photonen. Registriert eine APD einen Klick, so kann dieser wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben durch den Untergrund (Dunkelzählrate der APD oder Streulicht des Kühl- oder Rückpumplasers) oder durch ein vom Atom emittiertes Photon verursacht worden sein. Die aus den Messdaten extrahierten Ereignisse können nun folgender Natur sein: "Photon in APD 1 und APD 2", "Photon in APD 1 und Untergrund in APD 2", "Untergrund in APD 1 und Photon in APD 2" oder "Untergrund in APD 1 und APD 2". Nur die erste Art von Ereignis trägt zur Messung der  $g^{(2)}$ -Funktion bei, die anderen Ereignisse machen sich als statistisch verteilter Untergrund im Histogramm bemerkbar.

Wir können allerdings die mittlere Höhe des Untergrundbeitrags bestimmen und von unseren Messdaten abziehen. Dazu teilen wir die Zählraten der Detektoren in einen Untergrundanteil  $R_{U1}$  bzw.  $R_{U2}$  und einen Signalanteil  $R_{S1}$  bzw.  $R_{S2}$  auf.  $R_{U1}$  und  $R_{U2}$  können aus den Messdaten für die Zeiträume "kein Atom in der Falle" bestimmt werden.  $R_{S1}$  und  $R_{S2}$  berechnen sich aus den Zählraten  $R_{ges1}$  und  $R_{ges2}$  für den Fall "Atom in der Falle" zu  $R_{S1} = R_{ges1} - R_{U1}$  bzw.  $R_{S2} = R_{ges2} - R_{U2}$ . Bei einer Gesamtmesszeit  $T$  und einer Histogrammeinteilung in Bins der Größe  $\Delta t$  ergibt sich dann der Untergrund-Beitrag  $U$  zum Histogramm zu

$$U = (R_{U1} \cdot R_{U2} + R_{S1} \cdot R_{U2} + R_{U1} \cdot R_{S2}) \cdot T \cdot \Delta t \quad (3.9)$$

Nun soll das korrigierte Histogramm noch normiert werden. Dazu berechnen wir ähnlich wie oben die Zahl von Ereignissen pro Bin, die wir erwarten würden, wenn die beiden Detektoren statistisch völlig unkorrelierte Photonen registrieren würden. Der Normierungsfaktor  $N$  ist dann

$$N = R_{S1} \cdot R_{S2} \cdot T \cdot \Delta t. \quad (3.10)$$

Normiert man das auf den Untergrund korrigierte Histogramm, so erhält man nun die  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion der detektierten Photonen.

### 3.3.4. Messergebnisse

Zur Untersuchung des Fluoreszenzlichts der einzelnen Atome wurde die optische Dipolfalle mit den in Tabelle 3.1 aufgeführten Parametern betrieben. Da die Wahrscheinlichkeit

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

---

ein Photonenpaar im Zeitabstand von ns zu detektieren sehr gering ist, war eine Gesamt-messzeit von etwa 78 Stunden notwendig.

In Abbildung 3.8 ist das aus den Messdaten gewonnene Histogramm im Bereich  $-100ns \leq \tau \leq 100ns$  zu sehen. Um  $\tau = 0$  ist ein deutliches Minimum an registrierten Ereignissen zu finden, während bei  $\tau = \pm 15$  ns deutliche Maxima vorhanden sind. Ursache hierfür sind die Rabioszillationen der Besetzungswahrscheinlichkeiten der atomaren Energieniveaus im Licht von Kühl- und Rückpumpplaser, wie ich im nächsten Abschnitt genauer erläutern möchte.

Der Untergrund-Beitrag wurde aus den gemessenen Zählraten  $R_{S1}$ ,  $R_{S2}$ ,  $R_{U1}$  und  $R_{U2}$  zu  $U = 49,0 \pm 7,0$  Ereignissen/Bin berechnet, der Normierungsfaktor zu  $N = 28,97$  Ereignissen/Bin. Subtrahiert man die Untergrund-Beiträge  $U$  und normiert das Histogramm wie oben beschrieben, so erhält man die  $g^{(2)}$ -Funktion in Abbildung 3.8.

Auffällig ist zum einen das "Photon-Antibunching" genannte Phänomen, dass die Wahrscheinlichkeit im Bereich  $\tau = 0$  ein zweites Photon zu registrieren fast auf null abfällt. Das Messergebnis im unnormierten Histogramm ist für  $\tau = 0$  unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers

$$(9,0 \pm 10,3) \text{ Ereignisse.} \quad (3.11)$$

Normiert man das Histogramm, erhält man

$$g^{(2)}(0) = 0,31 \pm 0,36. \quad (3.12)$$

Das bedeutet, dass wir mit unserer Messung ein deutliches Photonen-Antibunching im Fluoreszenzlicht nachweisen konnten, was ein weiterer starker Hinweis darauf ist, dass es sich hier tatsächlich um ein einzelnes gefangenes Atom handelt.

Perfektem Antibunching, wie man es für ein einzelnes Atom erwartet, entspricht der Wert  $g^{(2)}(0) = 0$ . Dieser Wert liegt innerhalb des  $1\sigma$ -Bereichs unseres Messwertes. Zwar liegt auch der Wert  $g^{(2)}(0) = 0,5$ , den man für zwei gefangene Atome erwarten würde innerhalb des  $1\sigma$ -Bereichs, doch liegt der Messwert  $g^{(2)}(0) = 0,31$  deutlich darunter.

Ursache des großen statistischen Fehlers des Messwertes sind die im Abschnitt 3.2.1 erwähnten Schwankungen in der Untergrundzählrate der APDs (diese betrug während der Messung zeitweise über  $1000 \text{ s}^{-1}$ ), die einen hohen Untergrund-Beitrag  $U$  zum Histogramm zur Folge haben.

Zweiter auffälliger Punkt ist, dass die  $g^{(2)}$ -Funktion im Bereich  $|\tau| = 10$  bis  $20$  ns Werte deutlich über 2 annimmt, was mit einem 2-Niveau Modell nicht erklärbar ist. Darauf soll im nächsten Abschnitt näher eingegangen werden.

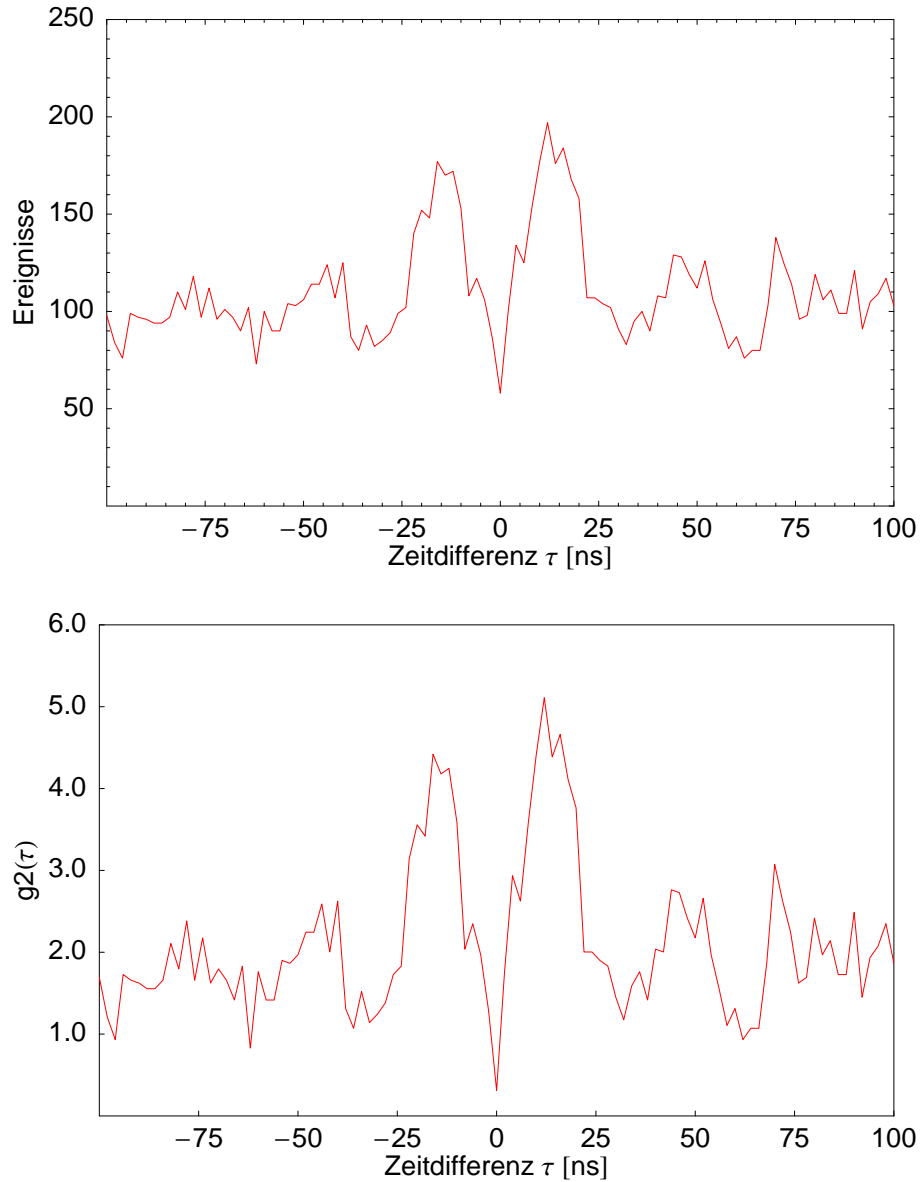


Abbildung 3.8.: *oben*: Histogramm der Zeitdifferenzen der von den APDs registrierten Signale. *unten*: normiertes, auf Untergrund korrigiertes Histogramm. Im Bereich  $-65\text{ns} \leq \tau \leq 65\text{ns}$  kann man deutlich Oszillationen der  $g^{(2)}$ -Funktion erkennen.

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

---

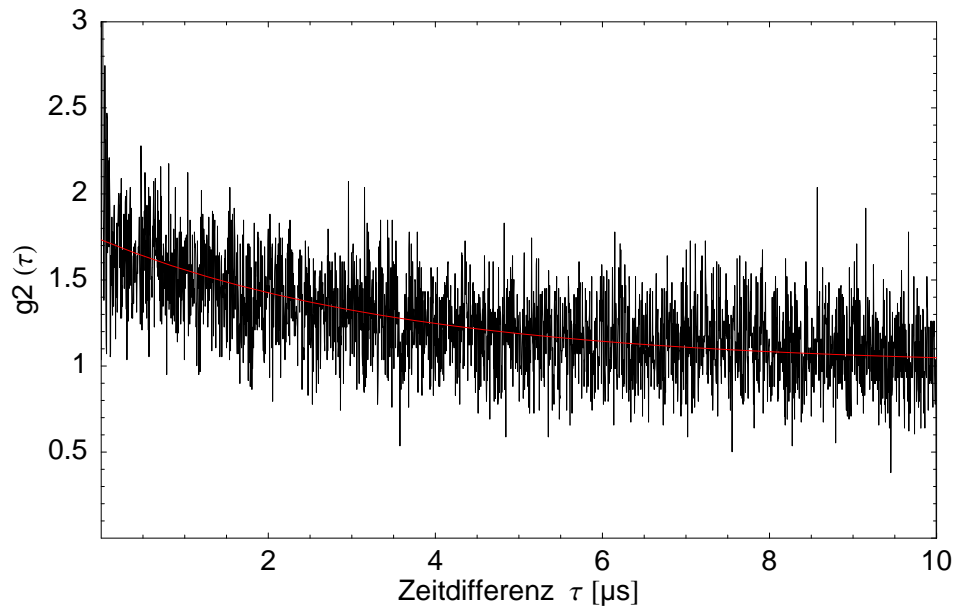


Abbildung 3.9.:  $g^{(2)}$ -Funktion im Bereich bis  $\tau = 10 \mu s$ . *schwarz*: Messdaten, *rot*: exponentieller Fit der Funktion  $g^{(2)}(\tau) = 1 + Ae^{-\tau/\tau_0}$

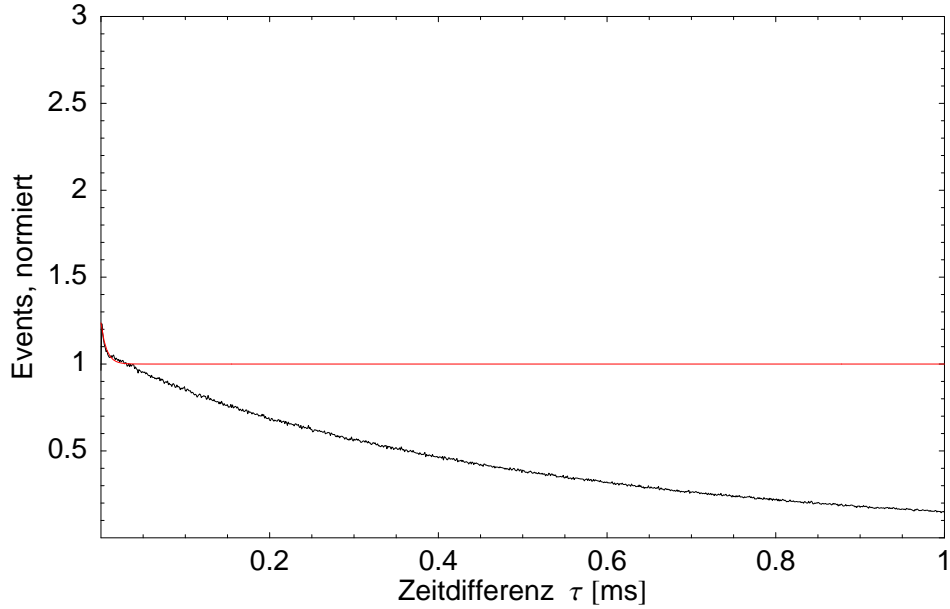


Abbildung 3.10.: Normiertes Histogramm im Bereich bis  $\tau = 1 \text{ ms}$ . *schwarz*: Messdaten, *rot*: erwarteter Verlauf der  $g^{(2)}$ -Funktion

Betrachtet man die  $g^{(2)}$ -Funktion auf der  $\mu s$ -Zeitskala, so findet man für Zeitdifferenzen  $\tau < 5 ns$  einen "Bunching-Effekt", also eine erhöhte Wahrscheinlichkeit Photonen zu detektieren, die exponentiell abfällt (Abb. 3.9). Nach [35, 34] kann man dieses Verhalten wie folgt erklären: die Kühlstrahlen der MOT bilden dadurch, dass sie jeweils in sich selbst zurückreflektiert werden, drei sich überlagernde stehende Wellen mit einem Knotenabstand von  $\lambda/2 = 390 nm$ . Das Atom führt in diesem intensitätsmodulierten Lichtfeld eine diffusive Bewegung aus, bei der es je nach Position verschieden stark fluoresziert. Aus der Startbedingung, dass wir zum Zeitpunkt  $\tau = 0$  ein Photon detektieren ergibt sich eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, dass sich das Atom zu diesem Zeitpunkt in einem Intensitätsmaximum befunden hat. Durch die Bewegung des Atoms in der Falle verschwindet aber diese erhöhte Wahrscheinlichkeit mit wachsendem Zeitabstand  $\tau$ . So kommt es auf der  $\mu s$ -Zeitskala zusätzlich zur Rabi-Oszillation noch zu einem exponentiellen Abfall der  $g^{(2)}$ -Funktion. Ein Fit der Funktion  $g^{(2)}(\tau) = 1 + Ae^{-\tau/\tau_0}$  ergab  $A = 0,733$  und  $\tau_0 = 3,68 \mu s$ .

Abbildung 3.10 zeigt das normierte Histogramm im Bereich  $0 ms \leq \tau \leq 1 ms$ . Hier kann man nicht mehr von der zur Messung der  $g^{(2)}$ -Funktion notwendigen Bedingung ausgehen, dass  $\tau$  wesentlich kleiner als der mittlere Zeitabstand zwischen zwei registrierten Photonen ist. Dieser betrug bei dieser Messung etwa  $500 \mu s$ . Deshalb entspricht die gemessene Funktion auf dieser Zeitskala nicht mehr der  $g^{(2)}$ -Funktion, für die wir  $g^{(2)}(\infty) = 1$  erwarten würden. Da wir den Zeitabstand  $\tau$  jeweils nur zwischen zwei direkt aufeinanderfolgenden Photonen messen, deren mittlerer Zeitabstand ja im Bereich von  $500 \mu s$  liegt, geht die Wahrscheinlichkeit Zeitdifferenzen im Bereich von ms zu detektieren rasch gegen null.

### 3.3.5. Vergleich mit einem 4-Niveau Modell

Wie im vorhergehenden Abschnitt erwähnt nimmt im 2-Niveau Modell die  $g^{(2)}$ -Funktion maximal den Wert 2 an. Somit deutet sich an, dass die Messdaten aus Abbildung 3.8 nicht mit einem einfachen 2-Niveau Modell erklärbar sind, da die gemessene  $g^{(2)}$ -Funktion maximale Werte von ca. 5 erreicht.

Dieses Verhalten lässt sich mit einem erweiterten Modell, dem 4-Niveau Modell erklären [33, 34], das ich im Folgenden erläutern möchte.

Dieses Modell geht von vier atomaren Niveaus aus, zwischen denen die Übergänge des Valenzelektrons stattfinden können: den Hyperfeinzuständen  $5^2S_{1/2}$  F=1 und F=2, sowie  $5^2P_{3/2}$  F'=2 und F'=3 (im Folgenden werden Hyperfeinzustände des Energieniveaus

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

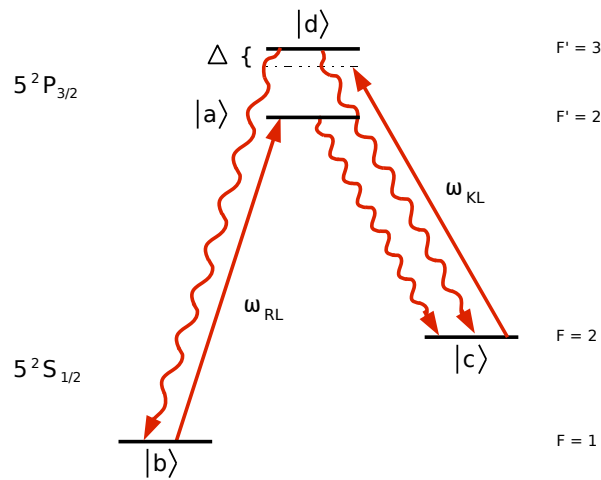


Abbildung 3.11.: Schema der im 4-Niveau Modell berücksichtigten Energieniveaus und Übergänge

$5^2S_{1/2}$  abgekürzt mit  $F$  und Hyperfeinzustände des Niveaus  $5^2P_{3/2}$  mit  $F'$  bezeichnet). Die in der Dipolfalle gefangenen Atome befinden sich ständig im Lichtfeld des Kühl- und des Rückpumpasers. Der Kühlaser ist dabei um die Frequenz  $\Delta$  gegenüber dem ungestörten Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  rotverstimmt, der Rückpumpaser ist resonant zum Übergang  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ , siehe Abb. 3.11 Da die atomaren Energieniveaus aber im Lichtfeld der optischen Dipolfalle auch noch durch den AC-Stark Effekt eine Änderung erfahren sind Kühl- und Rückpumpaser zu den oben genannten Übergängen des Atoms in der Falle zusätzlich noch rotverstimmt.

Es soll deshalb angenommen werden, dass der Kühlaser sowohl den Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  als auch  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  und der Rückpumpaser nur den Übergang  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  anregt.

Zusätzlich stellt sich noch die Frage ob die magnetischen Unterzustände des jeweiligen Niveaus einzeln berücksichtigt werden sollen. Die Situation ist allerdings insgesamt sehr komplex, da das Atom im klassischen Bild mit einer Amplitude von einigen  $\mu m$  in der Falle oszilliert [34]. Kühl- und Rückpumpaser bilden aber eine Art dreidimensionales optisches Gitter, das der Dipolfalle überlagert ist, da jeder der MOT-Strahlen in sich zurückreflektiert wird und so eine stehende Welle bildet. Da auch die Polarisierung der Strahlen innerhalb der Vakuumkammer gewissen Justagefehlern unterliegt, bewegt sich das Atom in einem Feld sehr unterschiedlicher Intensitäten und Polarisierungen. Es liegt

daher nahe, vereinfachend davon auszugehen dass sich das Atom in einem unpolarisierten Lichtfeld mittlerer Intensität befindet, so dass die magnetischen Unterzustände nicht berücksichtigt werden müssen.

Der Hamilton-Operator  $\hat{H}$  setzt sich wie in Abschnitt 2.3.1 aus dem Operator des freien Atoms  $\hat{H}_0$  und dem Wechselwirkungs-Operator  $\hat{H}'$  zusammen als  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$ , mit

$$\hat{H}_0 = \hbar \begin{pmatrix} \omega_a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_d \end{pmatrix}, \hat{H}' = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_1}{2} e^{-i\omega_{RL}t} & \frac{\Omega_2}{2} e^{-i\omega_{KL}t} & 0 \\ \frac{\Omega_1}{2} e^{i\omega_{RL}t} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_2}{2} e^{i\omega_{KL}t} & 0 & 0 & \frac{\Omega_3}{2} e^{i\omega_{KL}t} \\ 0 & 0 & \frac{\Omega_3}{2} e^{-i\omega_{KL}t} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Bei der Definition von  $\hat{H}'$  wurden nur die drei oben erwähnten Übergänge berücksichtigt und die Notation  $|F' = 2\rangle \equiv |a\rangle$ ,  $|F = 1\rangle \equiv |b\rangle$ ,  $|F = 2\rangle \equiv |c\rangle$  und  $|F' = 3\rangle \equiv |d\rangle$  verwendet (siehe Abb. 3.11). Außerdem wurde die "rotierende Wellen-Approximation" angewandt (siehe Abschnitt 2.3.2).

Die Kopplungsstärke der Lichtfelder wird durch die Rabifrequenzen  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  und  $\Omega_3$  beschrieben, für die jeweils gilt  $\Omega \sim \sqrt{\frac{I}{I_S}}$ .  $I$  ist die Intensität es jeweiligen Lasers und  $I_S$  die Sättigungsleistung des zugehörigen Übergangs (siehe Anhang A.1). Es folgt also

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_a & -\frac{\Omega_1}{2} e^{-i\omega_{RL}t} & -\frac{\Omega_2}{2} e^{-i\omega_{KL}t} & 0 \\ -\frac{\Omega_1}{2} e^{i\omega_{RL}t} & \omega_b & 0 & 0 \\ -\frac{\Omega_2}{2} e^{i\omega_{KL}t} & 0 & \omega_c & -\frac{\Omega_3}{2} e^{i\omega_{KL}t} \\ 0 & 0 & -\frac{\Omega_3}{2} e^{-i\omega_{KL}t} & \omega_d \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Die Zeitentwicklung der Dichtematrix ist durch

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{R} \quad (3.15)$$

gegeben.  $\hat{R}$  ist der "Relaxations-Term", der den spontanen Zerfall beschreibt und nach [41, 42] für ein isotrop polarisiertes Lichtfeld wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} -\Gamma\rho_{aa} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ab} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ac} & -\Gamma\rho_{ad} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ba} & \frac{\Gamma}{2}\rho_{aa} & 0 & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{bd} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ca} & 0 & \frac{\Gamma}{2}\rho_{aa} + \Gamma\rho_{dd} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{cd} \\ -\Gamma\rho_{da} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{db} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{dc} & -\Gamma\rho_{dd} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

$\Gamma$  ist die spontane Zerfallsrate des Übergangs  $F' = 3 \rightarrow F = 2$ .

So erhält man aus Gleichung 3.13 ein System von 16 gekoppelten Differentialgleichungen,

### 3. Aufbau und Charakterisierung einer Einzeltatom-Falle

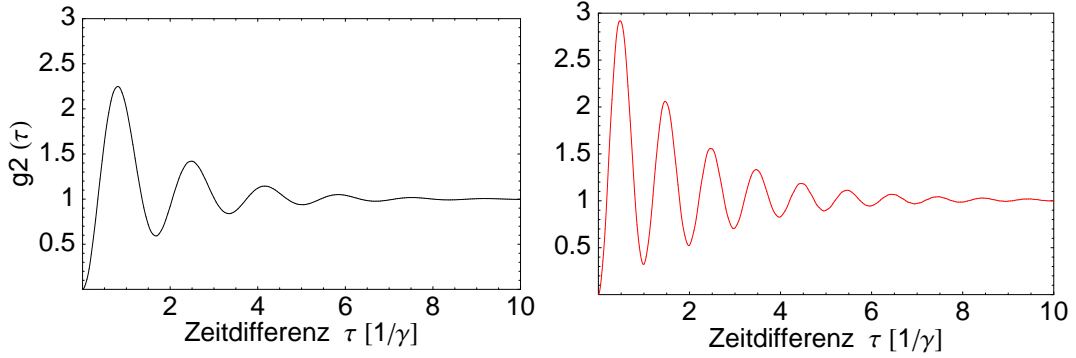


Abbildung 3.12.: Numerische Lösung der optischen Blochgleichungen im 4-Niveau Modell für zwei verschiedene Verstimmungen des Kühllasers

die optischen Blochgleichungen für ein 4-Niveau System (OBGl.). Deren Lösung erfolgt nach einer Transformation in ein rotierendes Koordinatensystem numerisch (Details siehe [34]). Die transformierte Dichtematrix  $\hat{\rho}'$  hat die Gestalt

$$\hat{\rho}' = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab}e^{i\omega_{RL}t} & \rho_{ac}e^{i\omega_{KL}t} & \rho_{ad} \\ \rho_{ba}e^{-i\omega_{RL}t} & \rho_{bb} & \rho_{bc}e^{-i(\omega_{RL}-\omega_{KL})t} & \rho_{bd}e^{-i\omega_{RL}t} \\ \rho_{ca}e^{-i\omega_{KL}t} & \rho_{cb}e^{i(\omega_{RL}-\omega_{KL})t} & \rho_{cc} & \rho_{cd}e^{-i\omega_{KL}t} \\ \rho_{da} & \rho_{db}e^{i\omega_{RL}t} & \rho_{dc}e^{i\omega_{KL}t} & \rho_{dd} \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Die gesuchte  $g^{(2)}$ -Funktion kann man nun nach [43] aus den Besetzungswahrscheinlichkeiten  $\rho_{aa}$  und  $\rho_{dd}$  der angeregten Niveaus berechnen zu

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\rho_{aa}(\tau) + \rho_{dd}(\tau)}{\rho_{aa}(\infty) + \rho_{dd}(\infty)} \quad (3.18)$$

Um ein korrektes Ergebnis zu erhalten muss man allerdings noch auf einige Details eingehen:

Das Experiment ist so angelegt, dass für die detektierten Photonen nicht unterschieden werden kann ob sie aus dem Übergang  $F' = 2 \rightarrow F = 1$ ,  $F' = 2 \rightarrow F = 2$  oder  $F' = 3 \rightarrow F = 2$  stammen. Deshalb müssen die Startbedingungen bei der numerischen Lösung der optischen Blochgleichungen geschickt gewählt werden. Dazu gehen wir wie folgt vor: Erst berechnen wir die stationäre Lösung der OBGl. und erhalten die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $\rho_{aa}(\infty)$ ,  $\rho_{bb}(\infty)$ ,  $\rho_{cc}(\infty)$  und  $\rho_{dd}(\infty)$ . Da das Startsignal für unsere Messung ein detektiertes Photon bildet, wissen wir dass sich das Atom vor der Emission dieses Photons im Zustand  $|a\rangle$  oder  $|d\rangle$  befunden haben muss. Aus den Zerfalls-



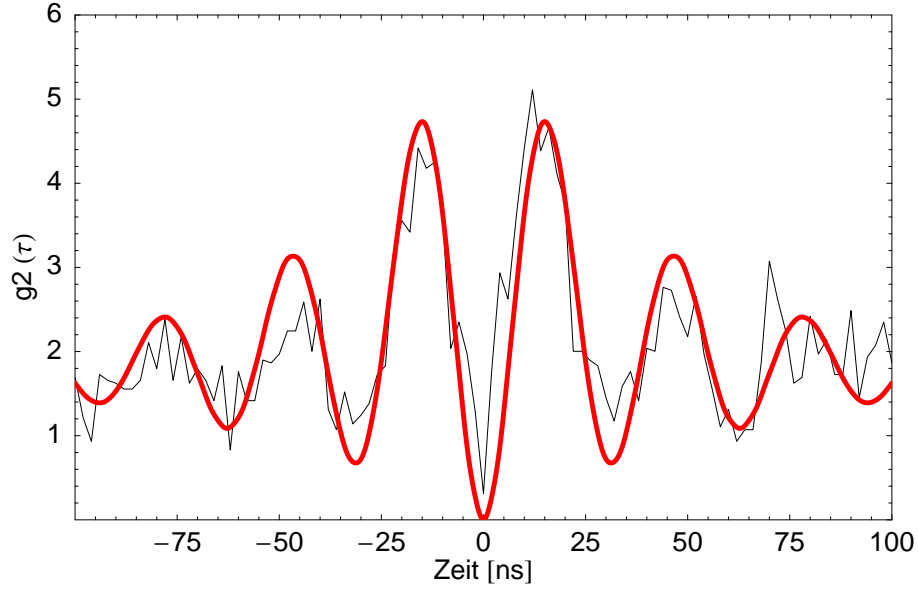


Abbildung 3.13.: Numerische Lösung der optischen Blochgleichungen im 4-Niveau Modell

raten  $\Gamma_{ab}$ ,  $\Gamma_{ac}$  und  $\Gamma_{dc}$  können wir so die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $\rho_{bb}$  und  $\rho_{cc}$  der Niveaus  $|b\rangle$  und  $|c\rangle$  zum Zeitpunkt  $\tau = 0$  berechnen

$$\rho_{bb}(\tau = 0) = \frac{\Gamma_{ab}\rho_{aa}(\infty)}{(\Gamma_{ab} + \Gamma_{ac})\rho_{aa}(\infty) + \Gamma_{dc}\rho_{dd}(\infty)} \quad (3.19)$$

$$\rho_{cc}(\tau = 0) = \frac{\Gamma_{ac}\rho_{aa}(\infty) + \Gamma_{dc}\rho_{dd}(\infty)}{(\Gamma_{ab} + \Gamma_{ac})\rho_{aa}(\infty) + \Gamma_{dc}\rho_{dd}(\infty)} \quad (3.20)$$

Alle anderen Einträge der Dichtematrix sind zum Zeitpunkt  $\tau = 0$  gleich Null.

Außerdem müssen wir den in Abschnitt 3.3.3 erklärten exponentiellen Abfall der  $g^{(2)}$ -Funktion auf der  $\mu s$ -Zeitskala berücksichtigen.

Abbildung 3.13 zeigt die gewonnenen Messdaten im direkten Vergleich mit der numerisch berechneten  $g^{(2)}$ -Funktion im 4-Niveau Modell. Wie man sieht ergibt sich eine gute Übereinstimmung im Verlauf. Das 4-Niveau Modell beschreibt im Gegensatz zum 2-Niveau Modell sehr gut die stark erhöhten Photon-Detektionswahrscheinlichkeiten im Bereich  $\tau = \pm 15 ns$ .

### 3.3.6. Zusammenfassung

Die Untersuchung der  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion des detektierten Fluoreszenzlichtes hat gezeigt, dass dieses starke Korrelationen auf der  $ns$ - und  $\mu s$ - Zeitskala aufweist. Der Vergleich mit einem 4-Niveau Modell ergab eine gute Übereinstimmung mit der beobachteten Dynamik. Deshalb kann, auch unter Berücksichtigung der Messungen aus Abschnitt 3.2., mit großer Sicherheit davon ausgegangen werden, dass in der vorliegenden optischen Dipolfalle aufgrund des Blockadeeffektes nur einzelne Atome gefangen werden können.

## 4. Präparation des verschränkten Zustandes

$^{87}\text{Rb}$  eignet sich besonders gut zur Erzeugung eines verschränkten Atom-Photon Zustandes, da es ein  $\Lambda$ -Zerfallsschema wie in Abbildung 4.1 dargestellt bietet. Beim spontanen Zerfall des Atoms vom angeregten Zustand  $5^2P_{3/2}$ ,  $F' = 0$  in den Grundzustand ist nur der Übergang nach  $F = 1$  erlaubt, so dass sich das Atom nach dem Zerfall in drei verschiedenen Zeeman-Unterzuständen befinden kann. Aufgrund der Beobachtung des emittierten Photons entlang einer fest definierten Achse können aber aus dem  $\pi$ -Übergang stammende Photonen nicht aufgesammelt werden und so wird der beobachtete Zerfall auf zwei mögliche Kanäle eingeschränkt, ein ideales  $\Lambda$ -Schema also.

Um diesen Übergang nutzen zu können muss das Atom zunächst im Zustand  $5^2P_{3/2}$ ,  $F' = 0$ ,  $m_{F'} = 0$  präpariert werden. Dazu sind eine Reihe von experimentellen Vorbereitungen zu treffen, die ich in diesem Kapitel erläutern möchte.

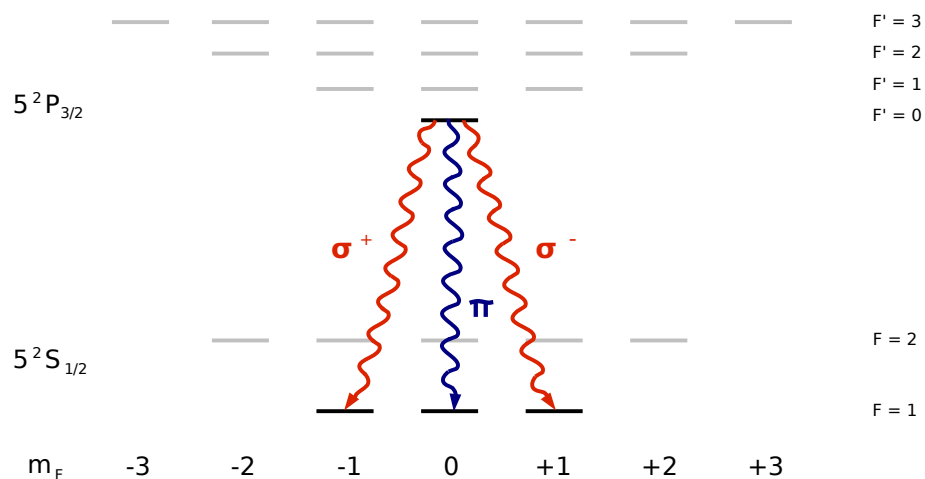


Abbildung 4.1.: Erzeugung des verschränkten Zustandes. Der  $\pi$ -Übergang wird aufgrund der Beobachtung von Photonen entlang der Quantisierungsachse nicht detektiert.

## 4.1. Präparations-Laser

Zur Präparation des Zustandes  $5^2P_{3/2}, F' = 0$  sind mehrere Laser verschiedener Frequenzen und Polarisierungen notwendig, um das Atom aus der Vielzahl möglicher Hyperfeinzustände und Zeeman-Unterstufen, in denen es sich befinden kann, in den richtigen Zustand pumpen zu können. Deren Realisierung bzw. Funktionsweise möchte ich im folgenden Abschnitt genauer erklären.

### 4.1.1. Projektions-Laser

Um die Hyperfeinzustände des Atoms auszulesen ist ein Projektionslaser notwendig, der selektiv nur einen bestimmten Hyperfeinzustand des Atoms anspricht. Wir verwenden dazu den Übergang  $5^2S_{1/2}, F' = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$  und strahlen auf das Atom aus einer Richtung zirkular polarisiertes Licht, das resonant auf diesen Übergang (unter Berücksichtigung des Stark-Effekts in der Dipolfalle) ist, ein. Dadurch, dass wir zirkular polarisiertes Licht verwenden, kommt es zu einem geschlossenen Übergang, wie man in Abb. 4.2 erkennen kann. Die magnetischen Unterstufen  $m_F = -2$  bis  $m_F = +2$  werden nämlich durch das zirkular polarisierte Licht jeweils in den angeregten Zustand der nächsthöheren magnetischen Quantenzahl gehoben. Da beim spontanen Zerfall aber  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ -Übergänge gleichermaßen vorkommen, befindet sich das Atom nach kurzer Zeit im Zustand  $m_F = +2$ , der in den Zustand  $m_{F'} = +3$  angeregt wird und nur noch in den Ausgangszustand zerfallen kann, so dass man den Übergang als geschlossen bezeichnet.

So haben wir ein Werkzeug erhalten, mit dem wir unterscheiden können ob sich das Atom im Grundzustand  $F=1$  oder  $F=2$  befindet. Dazu strahlt man für kurze Zeit den Projektionslaser unter Abschaltung von Kühl- und Rückpump Laser auf das Atom ein. Befindet sich das Atom im Zustand  $F=2$ , so wird es durch den einseitigen Impulsübertrag des resonanten Projektions-Lichtes innerhalb kürzester Zeit aus der Falle geheizt. Befindet sich das Atom im Zustand  $F=1$ , so kann es vom Projektionslaser nicht angeregt werden, erfährt keinen Impulsübertrag und bleibt mit hoher Wahrscheinlichkeit in der Falle. Schaltet man nun nach dem kurzen Projektionspuls Kühl- und Rückpump Laser wieder an, so wird man je nachdem ob das Atom aus der Falle entfernt wurde oder nicht das Fluoreszenzsignal des Atoms beobachten können.

Diese Methode dient zunächst einmal als Nachweis in welchem Hyperfeinzustand wir das Atom mit anderen Lasern präparieren konnten.

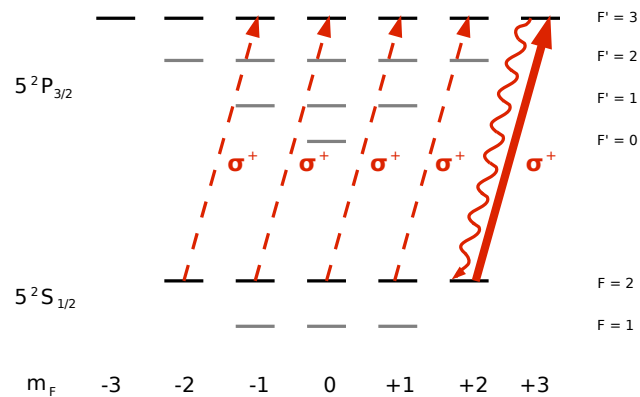


Abbildung 4.2.: Durch den Projektionslaser angeregte Übergänge, atomares Niveauschema in der y-Basis

#### 4.1.2. Pump-Laser

Um das in der Dipolfalle gefangene Atom gezielt in den Zustand  $5^2P_{3/2}, F' = 0$  bringen zu können, muss es zunächst im Zustand  $F = 1, m_F = 0$  präpariert werden. Von diesem aus soll es dann anschließend mit dem Anregungslaser in den Zustand  $F' = 0, m_F = 0$  transferiert werden, siehe nächster Abschnitt.

Die Präparation im Zustand  $F = 1, m_F = 0$  erfolgt mithilfe zweier sogenannter "Pumplaser" (Abb. 4.3). Um den Grundzustand  $F = 2$  zu entvölkern wird der Pumplaser 1 verwendet, der resonant zum Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 1$  ist. Zusätzliches Licht des Kühllasers hilft dabei zu verhindern, dass in Zeeman-Dunkelzustände des Niveaus  $F = 2$  gepumpt wird.

Innerhalb weniger Anregungszyklen wird also das Atom aus dem Zustand  $F' = 1$  nach  $F = 1$  zerfallen. Der Pumplaser 2 ist resonant zum Übergang  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  und entlang der z-Achse linear polarisiert, er regt also in der z-Basis gesehen nur  $\pi$ -Übergänge an. Aus diesem Grund ist für ihn der Zustand  $F = 1, m_F = 0$  ein Dunkelzustand, denn der Übergang  $F = 1, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m_{F'} = 0$  ist verboten.

Durch Einstrahlen einer Kombination von Pumplaser 1, Kühllaser und Pumplaser 2 ist es also möglich, das Atom gezielt in den Zustand  $F = 1, m_F = 0$  zu bringen, da dieser von keinem der eingestrahlenen Laser angeregt werden kann.

#### 4. Präparation des verschränkten Zustandes

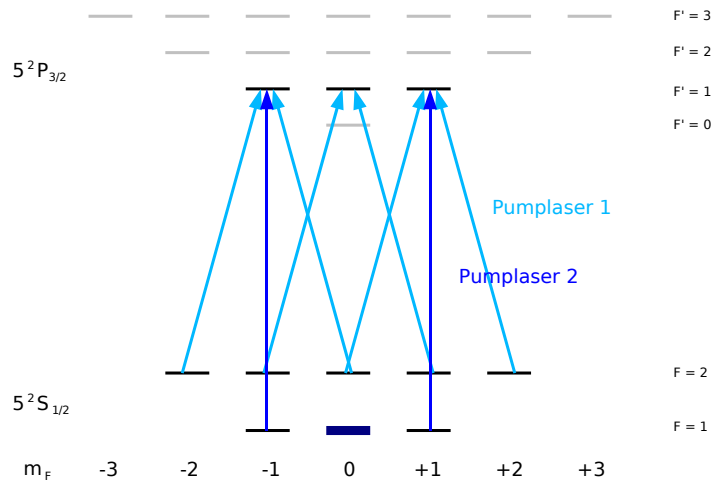


Abbildung 4.3.: Übergänge des Pumplasers, atomares Niveauschema in der z-Basis. Der markierte Zustand ist ein Dunkelzustand. Im  $F = 2$  Grundzustand existieren ebenfalls Dunkelzustände, die in dieser Basis als Überlagerung von Zeeman-Zuständen dargestellt werden können.

#### 4.1.3. Anregungs-Laser

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben kann das Atom mithilfe der Pumplaser sehr effizient im Zustand  $F = 1, m_F = 0$  präpariert werden. Nun muss ein kurzer, resonanter optischer Anregungspuls eingestrahlt werden, um das Atom nach  $F' = 0, m_F = 0$  zu transferieren (siehe Abbildung 4.4).

Der verwendete "Anregungslaser" ist in z-Richtung linear polarisiert, so dass er nur  $\pi$ -Übergänge anregt. Ein großer Vorteil ist, dass so die nichtresonante Anregung von  $F = 1, m_F = 0$  nach  $F' = 1, m_F = 0$  stark unterdrückt wird, da dieser Übergang verboten ist. Nur durch Polarisationsfehler in Kombination mit nichtresonanter Anregung kann es zur ungewollten Präparation der Zustände  $F' = 1, m_F = \pm 1$  kommen.

Zusätzlich muss bei der Suche nach einer möglichst effizienten Anregemethode noch beachtet werden, dass die stationäre Lösung der optischen Blochgleichungen besagt, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes im Gleichgewicht maximal  $1/2$  ist. (siehe Abschnitt 2.3.3). Deshalb darf nur ein sehr kurzer Anregungspuls verwendet werden, um eine möglichst hohe Anregeeffizienz zu erreichen. Im Idealfall sollten Intensität und Pulslänge des Anregungslasers gerade so gewählt werden, dass das Atom eine halbe

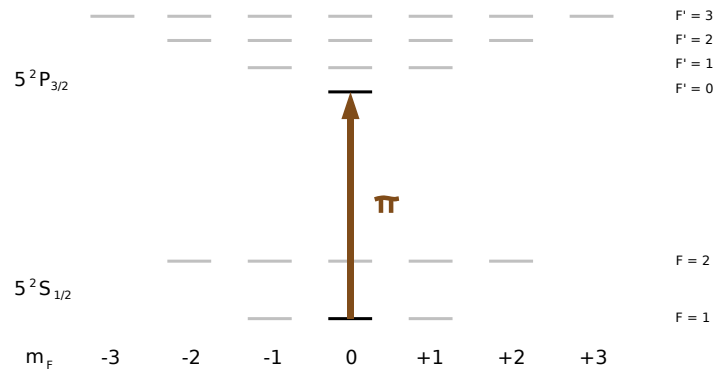


Abbildung 4.4.: Übergang des Anregungs-Lasers. Nichtresonante Anregung in den Zustand  $F' = 1, m_{F'} = 0$  ist aufgrund der Auswahlregeln verboten.

Rabioszillation durchläuft und die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes den Wert 1 erreicht.

## 4.2. Experimentelle Umsetzung

Um die im vorigen Abschnitt beschriebene Zustandspräparation durchführen zu können sind mehrere schnell an- und abschaltbare Laser verschiedener Frequenzen und Polarisationen notwendig. Wie dies experimentell realisiert wurde soll im Folgenden beschrieben werden.

### 4.2.1. Lasersystem

Das aufgebaute Lasersystem besteht im wesentlichen aus zwei gitterstabilisierten 100 mW-Laserdioden, die durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf Crossover-Linien der Übergänge  $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1/F' = 2$  und  $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1/F' = 3$  stabilisiert werden. Von diesen Frequenzen ausgehend werden die beiden Laser in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt und durch akkusto-optische Modulatoren ("AOMs") um Frequenzen im Bereich von 70 bis 450 MHz verstimmt. So können mit nur zwei Laserdioden mehrere unterschiedliche Laser mit den jeweils benötigten Frequenzen bereitgestellt werden. Ein detaillierter Plan findet sich im Anhang A.3.

Nachdem die Laserstrahlen den jeweiligen AOM durchlaufen haben werden sie in Einmoldenglasfasern eingekoppelt und auf einen separaten optischen Tisch mit dem eigentlichen

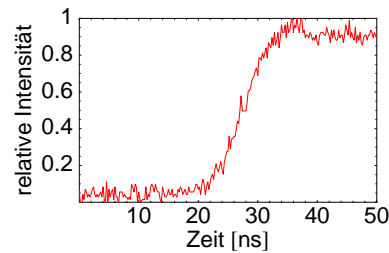


Abbildung 4.5.: Einschaltverhalten eines akkusto-optischen Modulators. Bis die volle Lichtintensität zur Verfügung steht vergehen etwa 10-20 ns.

Versuchsaufbau geleitet. Ein großer Vorteil dieser Methode liegt darin, dass so das Lasersystem unabhängig von der Einzelatomfalle justiert werden kann.

Die Verwendung von AOMs hat weiterhin den Vorteil, dass mit diesen optische Pulse zur Realisierung diverser Pumpsequenzen extrem schnell an- und abgeschaltet werden können. Zu diesem Zweck erhalten die AOMs ein logisches Ein/Aus-Signal von einem "Pattern-Generator" [44], der es ermöglicht die AOM-Treiber mit einer Zeitauflösung von bis zu 20 ns zu schalten.

Zu berücksichtigen ist allerdings noch, dass die akkusto-optischen Modulatoren eine endliche Anstiegszeit benötigen, bis sie die volle Laserleistung zur Verfügung stellen. AOMs basieren auf der Beugung eines fokussierten Laserstrahls an einer durch einen Kristall laufenden Schallwelle. Aufgrund der endlichen Schallgeschwindigkeit im Kristall benötigt die Schallwelle deshalb nach dem Startsignal ca. 100 bis 600 ns bis sie zunächst den Strahl erreicht und anschließend weitere 10 bis 20 ns bis die Schallwelle den kompletten Strahl beugt. In Abbildung 4.5 ist der Einschaltvorgang eines AOMs exemplarisch dargestellt.

#### 4.2.2. Experimentierkammer

Die eigentliche Experimentierkammer mit magneto-optischer Falle und Dipolfalle stellt eine extrem glatt polierte Glaszelle dar, die über einen Flansch mit einer Vakuumapparatur verbunden ist. In der Kammer herrschen Ultra-Hoch-Vakuum Bedingungen von ca.  $2 \cdot 10^{-10}$  bis  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar. Die Glaszelle ist durch alle Seitenwände optisch zugänglich und so können die Präparationslaser aus verschiedenen Richtungen kommend mit der Dipolfalle überlagert werden (siehe Abb. 4.6 und Anhang A.5).

Die Polarisierungen der Präparationslaser werden mithilfe von polarisierenden Strahltei-



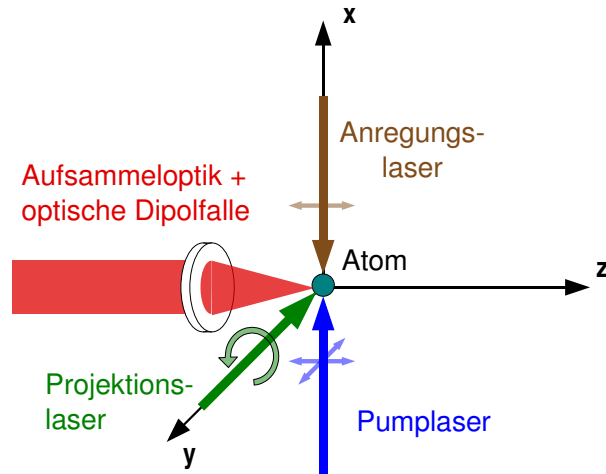


Abbildung 4.6.: Einstrahlrichtung und Polarisation der Laser zur Zustandspräparation.  
Die gewählte Quantisierungsachse ist die z-Achse.

lern und  $\lambda$ -Wellenplättchen so eingestellt, dass der Projektionslaser in der y-Basis  $\sigma^+$ -Übergänge anregt, der Anregungslaser und der Pumplaser 2 in der z-Basis  $\pi$ -Übergänge und der Pumplaser 1 in der z-Basis sowohl  $\sigma^+$  als auch  $\sigma^-$ -Übergänge.

### 4.3. Messungen

Im folgenden Abschnitt sollen erste Messergebnisse der Zustandspräparation am einzelnen Atom präsentiert werden und der Ablauf noch ausstehender Messungen beschrieben werden.

#### 4.3.1. Charakterisierung des Projektionslasers

Um zu beurteilen wie gut wir das Atom in den  $F=1$  Grundzustand pumpen können ist es wichtig, zu wissen wie gut wir diesen Zustand mithilfe des Projektionslasers nachweisen können. Dazu präparieren wir zunächst einmal das Atom im  $F=2$  Grundzustand und strahlen dann einen kurzen Projektionspuls auf das Atom. Die Parameter Pulslänge  $t_{pr}$ , Intensität  $I_{pr}$  und Verstimmung  $\delta_{pr}$  können dabei variiert werden.

Die Abfolge der Laserpulse ist dazu wie in Abb. 4.7 dargestellt. Zuerst wird ein Atom in die Dipolfalle geladen, dazu benötigt man Kühl- und Rückpumplaser. Um zu vermeiden dass sich das Atom nach dem Abschalten der MOT-Laser im  $F=1$  Zustand befindet wird der Rückpumplaser ca.  $10 \mu\text{s}$  nach dem Kühlaser ausgeschaltet. Als nächstes folgt ein kurzer Puls des Projektionslasers und anschließend erfolgt der Nachweis des Atoms durch das Fluoreszenzsignal: Kühl- und Rückpumplaser werden angeschaltet und für ca.  $100 \text{ ms}$  wird die APD-Zählrate gemessen. Liegt die Zählrate über einer gewissen Grenze gehen wir davon aus, dass das Atom noch in der Falle ist, liegt sie darunter, gehen wir davon aus dass das Atom erfolgreich aus der Falle geheizt wurde (siehe Abb. 3.4).

Als *Effizienz*  $\epsilon$  des Projektionslasers definieren wir das Verhältnis  $N_{ent}/N$  der Anzahl aus der Falle entfernter Atome  $N_{ent}$  zur Anzahl  $N$  insgesamt gemachter Versuche ein Atom aus der Falle zu entfernen. Dieser Wert wird allerdings durch Verluste von Atomen aus der

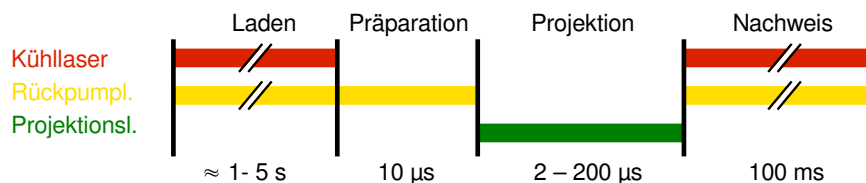


Abbildung 4.7.: Präparation und Nachweis des Atoms im  $F=2$  Zustand

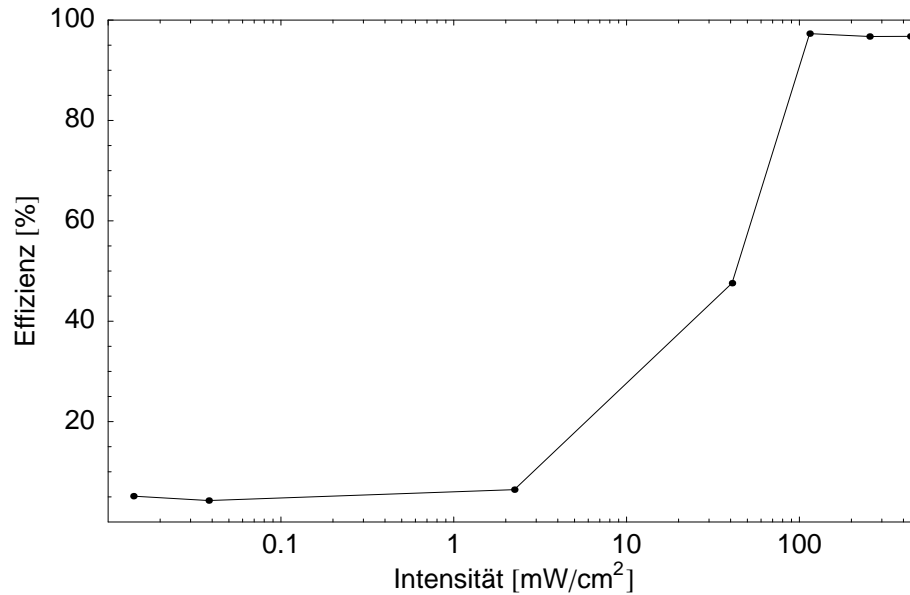


Abbildung 4.8.: Effizienz in Abhängigkeit von der Intensität  $I_{pr}$  des Projektionspulses.  
Feste Parameter:  $t_{pr} = 56 \mu s$ ,  $\delta_{pr} = 28,2 \text{ MHz}$ .

Falle aufgrund von Stößen mit dem Hintergrundgas zusätzlich erhöht und muss deshalb korrigiert werden, worauf später noch näher eingegangen werden soll.

Um den Zustand  $F = 2$  möglichst gut nachweisen zu können wurde im Folgenden die Effizienz des Projektionsprozesses durch Variation der Intensität, der Frequenz und der Länge des Projektionspulses optimiert.

In Abbildung 4.8 ist die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit von der Intensität des Projektionslasers bei fester Pulslänge und Frequenz dargestellt. Deutlich ist zu erkennen dass ab einer gewissen Intensität die Zahl der aus der Falle entfernten Atome steil ansteigt. Unterhalb dieses Wertes reicht die vom Projektionspuls auf das Atom übertragene Energie nicht aus, um es aus der Falle zu stoßen (es kommt nur zu den erwähnten Verlusten von Atomen durch Stöße, hier ca. 5 %). Darüber reicht der Energieübertrag aus und die Effizienz bleibt relativ unabhängig von der Intensität. Die maximal erreichte Effizienz beträgt etwa  $(97,3 \pm 0,8)$  Prozent. Die angegebenen Fehler sind hier und im Folgenden statistische Fehler.

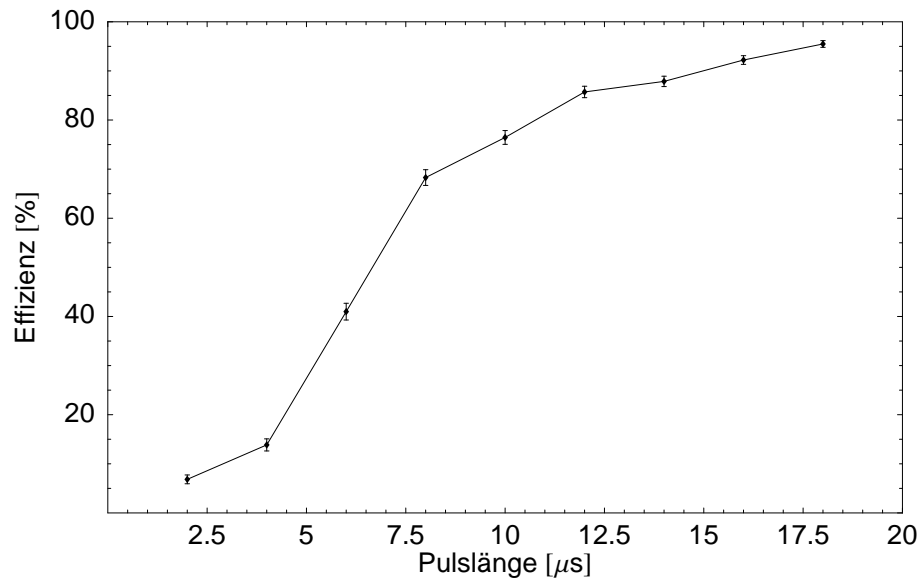


Abbildung 4.9.: Effizienz in Abhängigkeit von der Länge  $t_{pr}$  des Projektionspulses. Feste Parameter:  $I_{pr} = 115 \cdot I_{sat}$ ,  $\delta_{pr} = 28,2$  MHz.

Abbildung 4.9 zeigt die Effizienz in Abhängigkeit von der Pulslänge bei fester Intensität und Frequenz des Projektionslasers. Um diese Messung zu interpretieren muss man sich verdeutlichen, dass das in der Dipolfalle gefangene Atom eine kinetische Energie von ca.  $8,6 \cdot 10^{-9}$  eV besitzt (siehe [45, 34]). Nähert man das Fallenpotential in transversaler Richtung als harmonischen Oszillator an, so beträgt dessen Grundzustandsenergie ca.  $9,1 \cdot 10^{-11}$  eV. Das Atom befindet sich also in einem Bewegungszustand hoher Anregung und schwingt deshalb näherungsweise wie ein klassischer harmonischer Oszillator in der Falle.

Je nach momentanem Bewegungszustand des Atoms sind verschiedene Pulslängen nötig um das Atom erfolgreich aus der Falle zu entfernen. Diejenigen Atome, die sich parallel zur Ausbreitungsrichtung des Projektionslasers bewegen, werden schon durch sehr kurze Pulse von ca.  $4 \mu\text{s}$  aus der Falle gestoßen. Um auch antiparallel zum Projektionslaser schwingende Atome zu entfernen, sind dagegen 4-5 mal so lange Pulse notwendig.

Die Abhängigkeit der Nachweiseffizienz von der Frequenz des Projektionslasers ist in Abb. 4.10 zu sehen. Dazu wurde bewusst eine kurze Pulsdauer von  $t_{pr} = 10 \mu\text{s}$  und eine niedrige Intensität von  $I_{pr} = 78,9 \text{ mW/cm}^2$  gewählt, so dass die Effizienz Werte deutlich

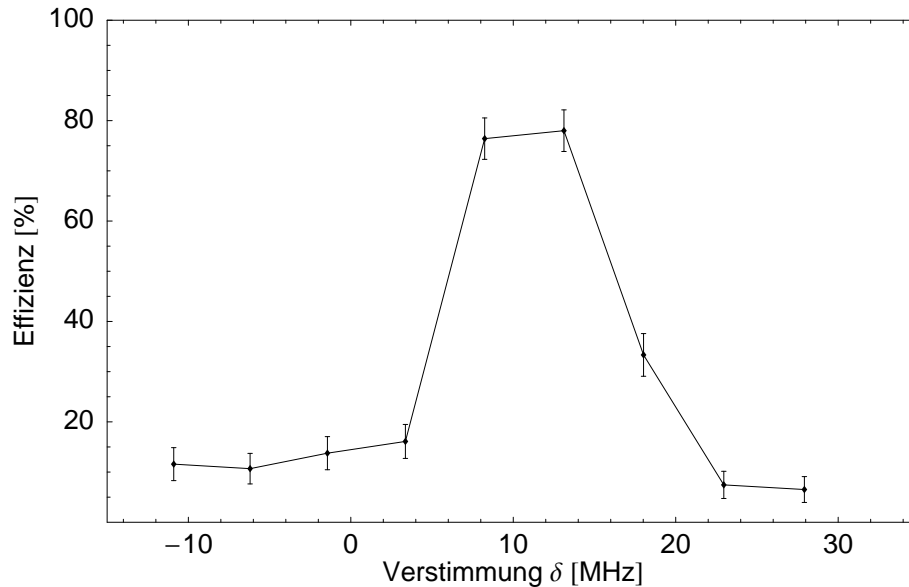


Abbildung 4.10.: Effizienz in Abhängigkeit von der Verstimmung  $\delta_{pr}$  des Projektionslasers im Vergleich zur Übergangsfrequenz des freien Atoms. Feste Parameter waren  $I_{pr} = 4,9 \text{ mW/cm}^2$  und  $t_{pr} = 10 \mu\text{s}$ .

unter 100 Prozent annimmt, um die frequenzabhängigen Änderungen möglichst deutlich sehen zu können. Die Frequenz ist relativ zur Übergangsfrequenz des "freien" Atoms angegeben. Da das Atom im Fokus des Dipolfallenlasers sich in einem starken elektrischen Wechselfeld hoher Frequenz befindet, tritt der sogenannte "AC Stark-Effekt" auf (siehe z.B. [46, 34]). Dieser bewirkt eine Änderung der atomaren Übergangsfrequenz, was gut aus der Messkurve abzulesen ist. Die maximalen Effizienzen liegen bei einer relativen Frequenz von etwa  $(11,7 \pm 1,0) \text{ MHz}$ . Die Übergangsfrequenz hat sich im Vergleich zum freien Atom also in der Dipolfalle um diesen Wert geändert hat.

Die Effizienz des Projektionslasers hängt stark von den drei erwähnten Parametern ab. Die maximal gemessene Effizienz betrug unter Verwendung der Parameter  $I_{pr} = 48 \cdot I_{sat}$ ,  $t_{pr} = 10 \mu\text{s}$  und  $\delta_{pr} = 11,1 \text{ MHz}$  ca.  $\epsilon = (98,7 \pm 0,5) \text{ Prozent}$  (bei einer Integrationszeit zur Redetektion des Atoms von 100 ms).

### 4.3.2. Pumpen in den $F=1$ Hyperfeinzustand

Nun soll das Atom in den  $5^2S_{1/2}, F = 1$  Grundzustand gepumpt und überprüft werden, ob die Effizienz des Projektionslasers in diesem Fall tatsächlich abnimmt. Wir definieren dazu die *Redetektionswahrscheinlichkeit*  $p = 1 - \epsilon$  des Atoms, die, wie der Name schon sagt, angibt mit welcher Wahrscheinlichkeit das Atom auch nach dem Projektionspuls noch nachgewiesen werden kann. Zwei verschiedene Methoden des Pumpens wurden getestet. Zunächst das Pumpen nur über nichtresonante Anregung des Kühllasers und anschließend durch resonante Anregung mithilfe des Pump lasers 1.

#### Pumpen durch nichtresonante Anregung

Wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben funktioniert die MOT nur, wenn zusätzlich zum Kühllaser auch ein Rückpumplaser verwendet wird. Der Grund ist, dass der Kühllaser das Atom nichtresonant in den  $F' = 2$  Zustand anregen kann und dieser mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den  $F = 1$  Grundzustand zerfällt. Dort kann das Atom vom Kühllaser nicht mehr angeregt werden und befindet sich so in einem Dunkelzustand. Dieser Umstand soll nun ausgenutzt werden um das Atom in den  $F = 1$  Grundzustand zu pumpen. Zu diesem Zweck wird der Kühllaser zwischen 0 und 2 ms nach dem Rückpumplaser abgeschaltet und anschließend wie im vorigen Abschnitt ein kurzer Projektionspuls eingestrahlt. Danach erfolgt der übliche Nachweis des Atoms mithilfe der Fluoreszenzdetektion (Abb. 4.11).

In Tabelle 4.1 ist die Redetektionswahrscheinlichkeit des Atoms abhängig von der Präpa-

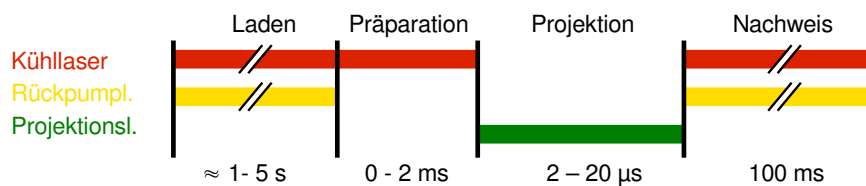


Abbildung 4.11.: Präparation und Nachweis des Atoms im  $F=1$  Zustand durch nichtresonante Anregung des Zustandes  $F' = 2$  durch den Kühllaser.

rationszeit dargestellt. Wie man sieht nimmt diese mit länger werdenden Präparationszeiten zu, das Atom kann also tatsächlich durch den Prozess der nichtresonanten Anregung in den

$F = 1$  Grundzustand gepumpt werden, allerdings nur bei relativ langen Präparationszeiten. Deshalb ist eine andere, schnellere Methode der Präparation zu bevorzugen, die im Folgenden beschriebene Präparation mit dem resonanten Pumplaser 1.

Präparationszeit in $\mu s$	0.0	500	2000
Redetektionswahrscheinlichkeit [%]	$5,1 \pm 1,8$	$36,5 \pm 1,7$	$75,4 \pm 1,9$

Tabelle 4.1.: Effizienz der Präparation im  $F=1$  Grundzustand bei einer Gesamtintensität des Kühllaser von ca.  $10 \cdot I_{sat}$ .

### Pumpen durch resonante Anregung

Wesentlich effizienter sollte das Pumpen nach  $F=1$  natürlich mit dem Pumplaser 1 funktionieren. Dazu wurde ähnlich wie im obigen Abschnitt das Atom durch den Kühllaser und Pumplaser 1 präpariert und nach einem Projektionspuls die Fluoreszenzdetektion durchgeführt (Abb. 4.12). In Abbildung 4.13 ist die Redetektionswahrscheinlichkeit des Atoms in Abhängigkeit von der Intensität des Pumplasers zu sehen. Ab einer Intensität von ca.  $1 \text{ mW/cm}^2$  geht diese gegen einen konstant hohen Wert von ca.  $(96,0 \pm 0,3)\%$ . Die Integrationszeit des Fluoreszenzsignals während der Redetektion des Atoms betrug wie bei allen Messungen 100 ms.

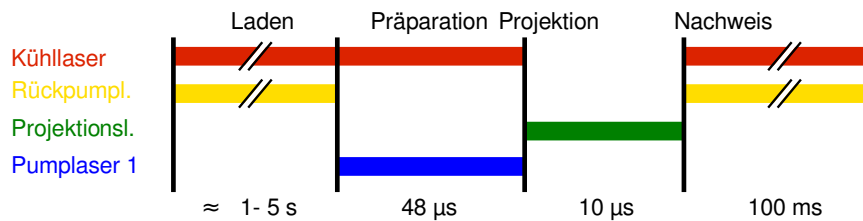


Abbildung 4.12.: Präparation und Nachweis des Atoms im  $F=1$  Zustand

### 4.3.3. Zuverlässigkeit des Hyperfeinzustandsnachweises

Mit der vorgestellten Methode ist es leider nicht möglich, die Effizienzen der Zustandspräparation und des Hyperfeinzustandsnachweises getrennt anzugeben.

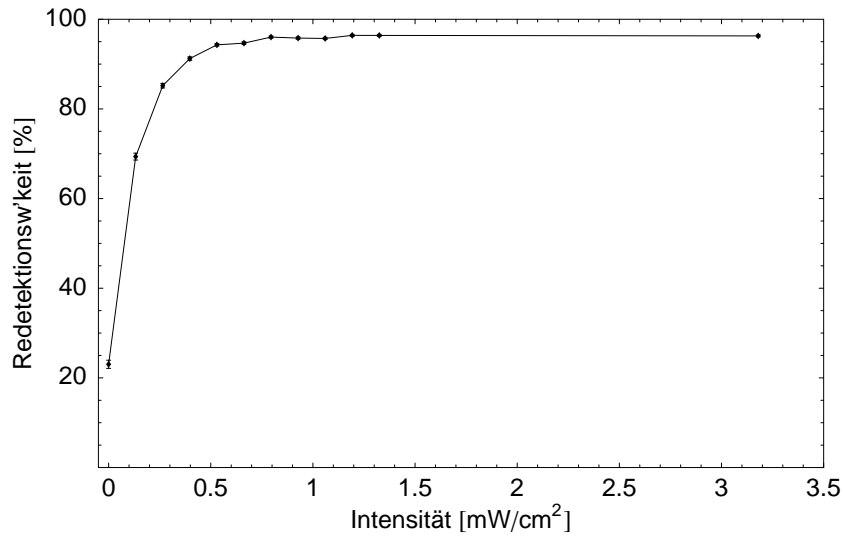


Abbildung 4.13.: Redetektwahrscheinlichkeit des Atoms in Abhängigkeit von der Intensität des Pumplasers 1

Es ist aber möglich eine untere Grenze für die Wahrscheinlichkeiten  $p_{F=1}$  und  $p_{F=2}$  dass die Zustände  $F=1$  bzw.  $F=2$  richtig erkannt wurden anzugeben. Dazu muss zusätzlich die Redetektwahrscheinlichkeit  $p_{VM}$  in einer Vergleichsmessung ohne eingestrahlt Pump- und Projektionslaser bestimmt werden. Denn während des Hyperfeinzustandsnachweises kann es aufgrund von Stößen des gefangenen Atoms mit dem Hintergrundgas mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zum Verlust des Atoms aus der Falle ohne Wechselwirkung mit dem Projektionslaser kommen. Diese Messungen wurden jeweils mit der gleichen Lasersequenz, aber geblockten Präparationslasern durchgeführt.

Der Redetektwahrscheinlichkeit  $p_{VM}$  ist von der mittleren Lebensdauer der Atome in der Falle (und diese wiederum von der Stoßrate des Atoms mit dem Hintergrundgas, der Fallentiefe, etc.) abhängig, und unterliegt somit einem systematischen Fehler von ca 2,0 Prozent. Da die Präparationsmessungen an verschiedenen Tagen unter verschiedenen Vakuumbedingungen durchgeführt wurden, wurde jeweils eine eigene Vergleichsmessung gemacht.

Nun interessiert uns für die folgenden Messungen besonders, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Atom tatsächlich im Zustand  $F = 1$  war, wenn wir nach dem Projektionspuls das Ergebnis "Atom in der Falle", bzw. im Zustand  $F = 2$  war, wenn wir nach dem Projekti-



Messung	Redetektionswahrscheinlichkeit in Prozent
Präparation im Zustand $F=1$ , Projektion	$p_{F=1} = 96,3 \pm 0,2$
Vergleichsmessung	$p_{VM} = 98,0 \pm 1,3$
Präparation im Zustand $F=2$ , Projektion	$p_{F=2} = 1,3 \pm 0,5$
Vergleichsmessung	$p_{VM} = 94,8 \pm 0,9$

onspuls das Ergebnis "kein Atom in der Falle" erhalten. Um diese zu bestimmen müssen wir die gemessenen Wahrscheinlichkeiten auf den Anteil der durch Stöße aus der Falle entfernten Atome  $1 - p_{VM}$  korrigieren (siehe [47]):

- Wahrscheinlichkeit, das Atom korrekt im Zustand  $F = 1$  nachzuweisen:

$$\frac{p_{F=1}}{p_{VM}} = \mathbf{98,3 \pm 1,3 \text{ Prozent.}} \quad (4.1)$$

- Wahrscheinlichkeit, das Atom korrekt im Zustand  $F = 2$  nachzuweisen:

$$p_{VM} - p_{F=2} = \mathbf{93,5 \pm 1,0 \text{ Prozent.}} \quad (4.2)$$

Der Nachweis der Hyperfeinzustände mit der Projektionsmethode ist also äußerst zuverlässig. Man kann mit einer Wahrscheinlichkeit von über 92 Prozent davon ausgehen, dass der Hyperfeinzustand korrekt bestimmt wurde.

#### 4.3.4. Anregeeffizienz

Der nächste Schritt in Richtung Atom-Photon Verschränkung ist es die Effizienz zu messen, mit der der angeregte Zustand  $5^2P_{3/2}, F' = 0, m_F = 0$  präpariert werden kann. Diese Messung konnte noch nicht durchgeführt werden, trotzdem möchte ich hier kurz aufzeigen wie diese Messung ablaufen kann.

Die Präparation des angeregten Zustandes erfolgt mithilfe der Pumplaser 1 und 2 und dem Anregungslaser, siehe Abb. 4,14. Zuerst wird wie bereits beschrieben das Atom in den Dunkelzustand  $5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0$  gepumpt. Darauf folgt ein kurzer Anregungspuls, der das Atom in den Zustand  $5^2P_{3/2}, F' = 0, m_F = 0$  transferiert. Wird nun im Anschluss an diesen Puls innerhalb eines extrem kleinen Zeitfensters von etwa 150 ns ein Photon durch die APD registriert, so kann man mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgehen, dass dieses aus dem spontanen Zerfall des angeregten Zustandes stammt. Bei einer

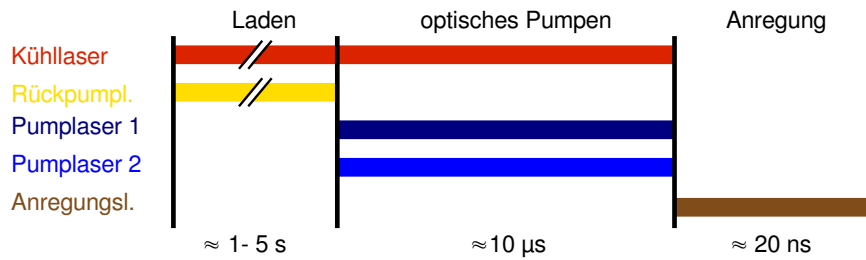


Abbildung 4.14.: Messung der Anregeeffizienz

Untergrundzählrate von  $500 \text{ s}^{-1}$  sollte in einem Zeitfenster von  $150 \text{ ns}$  nur mit einer Wahrscheinlichkeit von  $0,0075$  Prozent ein Untergrundereignis auftreten.

Selbstverständlich wird, selbst wenn das Atom erfolgreich in den angeregten Zustand transferiert wurde, nur mit einer sehr kleinen Wahrscheinlichkeit anschließend das emittierte Photon detektiert. Die Detektionseffizienz beträgt schätzungsweise nur ca.  $0,1$  Prozent. Ursachen sind die Reflexionsverluste an optischen Komponenten, der begrenzte Raumwinkel, mit dem das Mikroskopobjektiv Photonen aufammelt, die Kopplungseffizienz in die Einmodenglasfaser und die Detektionseffizienz der APD. Deshalb muss die Zustandspräparation mit einer hohen Repetitionsrate durchgeführt werden. Ziel ist es dann, die Zahl der in dem definierten Zeitfenster detektierten Photonen zu maximieren.

Folgende Parameter müssen optimiert werden: Intensität und Frequenz der Pumplaser, Dauer des Pumpvorgangs, Intensität des Anregungslasers und Dauer des Anregungspulses.

#### 4.3.5. Zusammenfassung

Die vorliegenden Messungen haben gezeigt, dass es möglich ist einzelne Atome gezielt in den Hyperfeinzuständen  $5^2S_{1/2}, F = 1$  bzw.  $F = 2$  zu präparieren. Zwei verschiedene Methoden wurden demonstriert, erstens Präparation mithilfe von nichtresonanter Anregung durch den Kühllaser und zweitens Präparation mithilfe resonanter Anregung durch den Pumplaser 1. Letztere Methode hat sich wie erwartet als wesentlich schneller und effizienter erwiesen.

Der Nachweis der Hyperfeinzustände mit dem Projektionslaser und anschließender Redetektion ergab eine hohe Sicherheit für einen korrekten Nachweis des jeweiligen Zustandes.

Diese beträgt für den  $F = 1$  Grundzustand  $(98,3 \pm 1,0)$  Prozent und für den  $F = 2$  Grundzustand  $(93,5 \pm 1,0)$  Prozent.

Eine noch höhere Detektionseffizienz und vor allem wesentlich kürzere Detektionszeit von Hyperfeinzuständen ist mit einem Ionisationsnachweis möglich. Dieser soll durch zustandsselektive Anregung des Atoms in das Niveau  $5^2P_{3/2}, F' = 3$  und eine anschließende Ionisation des Atoms mit einem Laserpuls der Wellenlänge 473 nm erfolgen (siehe [26]). Mit dieser Technik wird es voraussichtlich möglich sein atomare Zustände in weniger als  $1 \mu s$  mit einer Effizienz von über 95 % nachzuweisen.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

Zum Abschluss möchte ich noch einmal die erreichten Ergebnisse zusammenfassen und einen Ausblick auf die weiteren Schritte zur Durchführung eines schlupflochfreien Tests der Bellschen Ungleichung geben.

Der erste Teil der vorliegenden Arbeit bestand darin, eine optische Dipolfalle für den Einfang einzelner  $^{87}\text{Rb}$  Atome aufzubauen, zu charakterisieren und das Einfangverhalten zu optimieren. Wir konnten durch Analyse des detektierten Fluoreszenzlichtes zeigen, dass aufgrund eines Blockadefektes sich nur einzelne Atome in der Falle aufhalten können. Die  $1/e$ -Lebenszeit der Atome erreichte Werte von bis zu 3,1 Sekunden, bei einem maximalen Tastverhältnis von ca. 70 Prozent. Mithilfe einer aktiv gequenchten Photodiode konnten ca.  $2000\text{ s}^{-1}$  vom Einzelatom emittierte Photonen detektiert werden.

Eine Analyse der  $g^{(2)}$ -Korrelationsfunktion des Fluoreszenzlichtes zeigte deutliche Korrelationen auf der  $ns$ - und  $\mu s$ -Zeitskala. Für Zeitdifferenzen  $\tau = 0$  konnte starkes Photonen-Antibunching nachgewiesen werden, die  $g^{(2)}$ -Funktion wurde zu  $g^{(2)}(0) = 0,31 \pm 0,36$  bestimmt. Des Weiteren wurde gezeigt, dass sich die Oszillationen der  $g^{(2)}$ -Funktion mit einem 4-Niveau Modell unter Berücksichtigung von Kühl- und Rückpumpplaser erklären lassen.

Die Erzeugung eines verschränkten Atom-Photon Zustandes wurde erläutert und erste Schritte zur Präparation dieses Zustandes wurden durchgeführt. Das Atom konnte erfolgreich in die Hyperfeinzustände  $5^2S_{1/2}, F = 1$  bzw.  $F = 2$  gepumpt werden und durch den Projektionslaser mit einer Sicherheit von über 92 Prozent im richtigen Zustand nachgewiesen werden.

Da das zur Präparation notwendige Lasersystem implementiert und getestet wurde, sollte in Kürze der verschränkte Atom-Photon Zustand erfolgreich präpariert werden können. Der nächste Schritt ist daraufhin der Nachweis der Verschränkung zwischen dem Polarisationszustand des Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms nach der Emission des Photons.

Die Polarisationsanalyse des Photons ist relativ einfach durchzuführen. Dazu wird ein po-

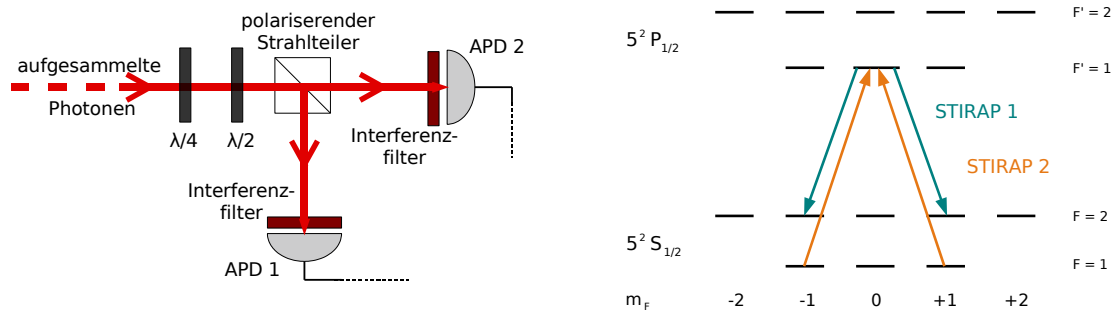


Abbildung 5.1.: Nachweis der Atom-Photon Verschränkung. *links*: Analyse der Polarisati-  
on des Photons, *rechts*: STIRAP-Prozess zum zustandsselektiven Transfer  
atomarer Überlagerungszustände

larisierender Strahlteiler verwendet, hinter dem in jedem Arm eine Avalanche-Photodiode angebracht wird. Um die Messbasis wechseln zu können benötigt man ein  $\lambda/4$ - bzw.  $\lambda/2$ -Wellenplättchen, die durch Schrittmotoren gedreht werden können, so dass der Messvorgang automatisierbar ist. Mit diesem Aufbau kann man die Polarisation des Photons in jeder beliebigen Basis messen (siehe Abb. 5.1).

Etwas aufwendiger durchzuführen ist die Analyse des Zeeman-Zustandes des Atoms. Dazu ist es notwendig unterschiedliche Überlagerungen der Zustände  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  und  $|F = 1, m_F = +1\rangle$  als Messbasis wählen zu können. Diese Messung wird mit einem sogenannten STIRAP-Prozess ("stimulated Raman adiabatic passage") durchgeführt werden, der es erlaubt selektiv bestimmte Überlagerungszustände in den  $F=2$  Grundzustand zu transferieren, wo diese dann mit dem Projektionslaser nachgewiesen werden können (für Details siehe z.B. [48, 49, 45, 34]). Die STIRAP-Technik wurde bereits im existierenden Experiment zum Nachweis der Atom-Photon Verschränkung erfolgreich eingesetzt (siehe [11]).

Sobald die Polarisationsanalyse des Photons und das STIRAP-System implementiert sind, kann die Verschränkung zwischen dem Polarisationszustand des Photons und dem Zeeman-Zustand des Atoms nachgewiesen werden.

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

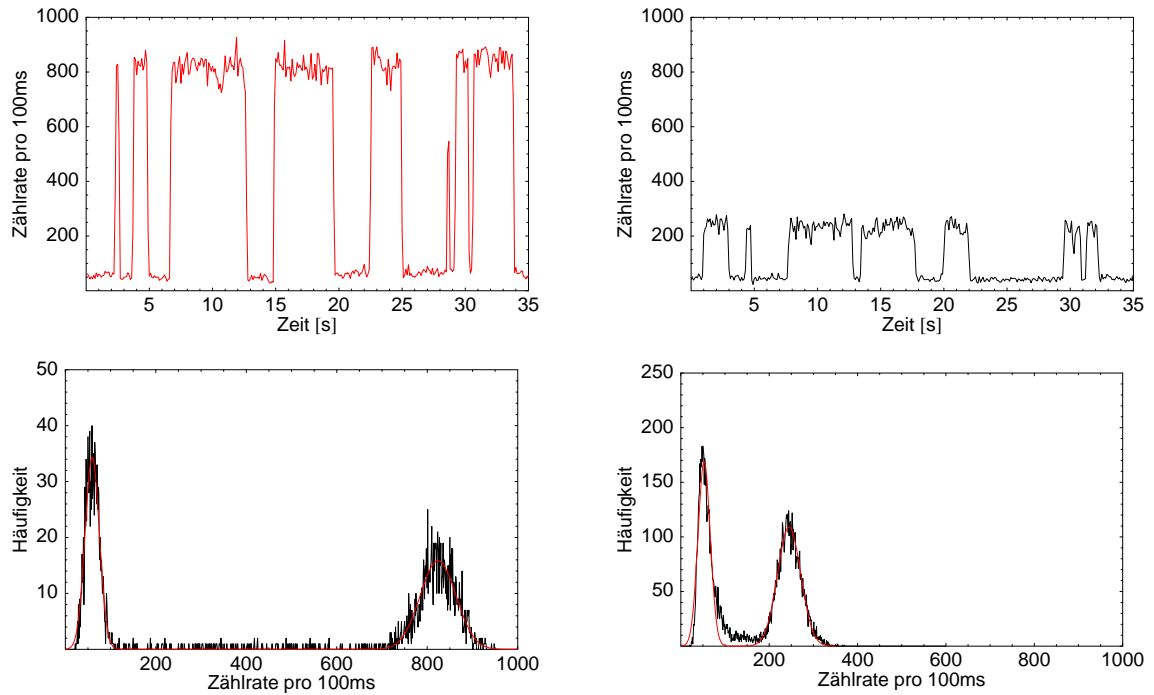


Abbildung 5.2.: *oben*: zeitlicher Verlauf der APD-Zählrate während dem Laden einzelner Atome in die Dipolfalle, *links* nach, *rechts* vor dem Umbau des Aufbaus. *unten*: Histogramm der APD-Zählrate, *links* nach, *rechts* vor dem Umbau des Aufbaus. Schwarz sind die Messdaten und rot gaussförmige Fits an die beobachteten Verteilungen der Zählrate dargestellt.

### Aktuelle Verbesserungen des Aufbaus

In jüngster Zeit wurden dank einer aufwendigen Neujustage der magneto-optischen Falle und dem Neubau eines optimierten konfokalen Mikroskops deutliche Verbesserungen des Aufbaus erreicht.

Bei der Neujustage der MOT wurde besonders auf eine Verbesserung der Strahlprofile und eine Optimierung der Polarisierungen der Kühlstrahlen geachtet. Des Weiteren wurde das Hintergrund-Magnetfeld in der Experimentierkammer mittels eines Kompensationsmagnetfeldes minimiert. Dank dieses Umbaus konnte die Langzeitstabilität und Größe der MOT wesentlich verbessert werden.

Beim Neubau des konfokalen Mikroskops wurde ein noch besser geeignetes Objektiv in den Aufbau integriert, dessen Strahlengang auf den Durchgang durch die Glaswand der

---

Experimentierkammer korrigiert ist. Außerdem wurde darauf geachtet die Stabilität des Aufbaus zu erhöhen und so die Anfälligkeit der Justage gegenüber thermischen Drifts zu reduzieren.

Mit dieser verbesserten Dipolfalle konnten vor kurzem ebenfalls einzelne Atome nachgewiesen werden, mit einer Aufsammeleffizienz von ca. 7500 Photonen/s des Fluoreszenzlichtes (siehe Abb5.2). Das bedeutet eine Steigerung im Vergleich zum bisherigen Signal um fast 400 Prozent! Wie man im abgebildeten Histogramm des Fluoreszenzsignals erkennen kann, konnte auch das Problem der schwankenden Untergrundzählrate deutlich reduziert werden. Die Verteilung der Untergrundzählrate entspricht nun annähernd einer Gaussfunktion. Die Falle wurde bereits charakterisiert und ermöglicht den Einfang von Einzelatomen mit einer Lebensdauer von mehreren Sekunden, einer Laderate von bis zu 10 Atomen/s und einem Tastverhältnis von bis zu 80 Prozent.

Die Unterscheidung der Ereignisse "Atom in der Falle" und "kein Atom in der Falle" ist nun noch wesentlich klarer und der Zustandsnachweis des Atoms mit der Redetektionsmethode kann somit wesentlich schneller durchgeführt werden. Denn selbst sehr kurze Integrationszeiten von 10 ms erlauben noch eine gute Unterscheidung zwischen dem Untergrund und einem gefangenen Atom.

Außerdem wird die erwartete Aufsammeleffizienz der verschränkten Photonen ebenfalls etwa um einen Faktor 4 steigen, was eine erhebliche Verkürzung der Gesamtmesszeit zur Folge hat.

## **Ausblick**

Um die Zustandsdetektion des Atoms zu beschleunigen wird noch ein System zur Ionisationsdetektion einzelner Atome in die Experimentierkammer eingebaut werden [26]. Dieses sollte es ermöglichen die Dauer der gesamten Zustandsanalyse auf ca. 400 ns zu reduzieren. Der extrem schnelle Nachweis ist notwendig, um die Detektionszeit des Atomzustandes zu verkürzen.

Der vorgestellte STIRAP-Transfer atomarer Überlagerungszustände funktioniert bereits extrem schnell, da Zustände innerhalb von weniger als 100 ns von  $F = 1$  nach  $F = 2$  transferiert werden können. Der sich an die Projektion anschließende Nachweis des Atoms durch die Redetektionsmethode erfordert bisher eine Integrationszeit des Fluoreszenzsignals von etwa 50-100 ms. Wird dieser Nachweis durch die Ionisationsdetektion ersetzt, so

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

---

kann der gesamte Detektionsprozess des atomaren Zustandes in weniger als  $1 \mu\text{s}$  durchgeführt werden.

Die Ionisationsdetektion wird momentan getestet. Bisher konnten Ionen mit einer Effizienz von 55 % und Elektronen mit einer Effizienz von 80 % nachgewiesen werden, was einer Wahrscheinlichkeit von 91 % entspricht mindestens eines der beiden Ionisationsfragmente zu detektieren.

Das vorgestellte Experiment wird also in Kürze Atom-Photon Verschränkung nachweisen können und in Verbindung mit den vorgestellten Verbesserungen einen schlupflochfreien Test der Bellschen Ungleichung ermöglichen.



# A. Anhang

## A.1. $^{87}\text{Rb}$ Daten

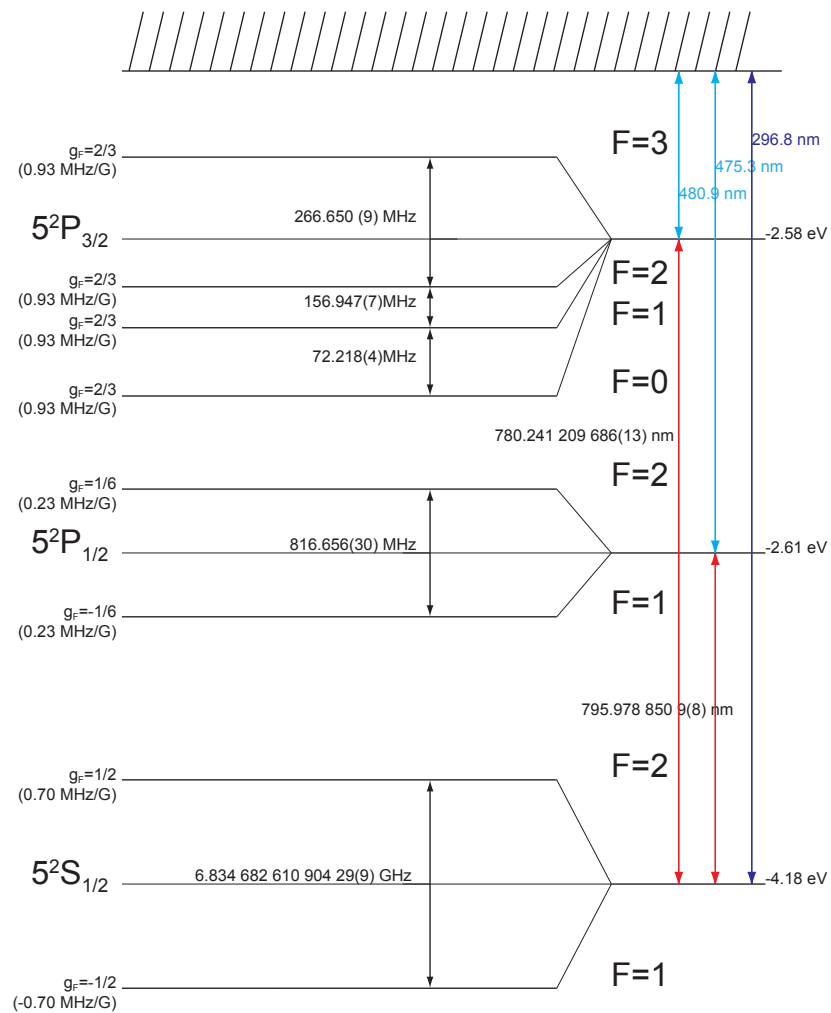


Abbildung A.1.: Termschema von  $^{87}\text{Rb}$

A. Anhang

Kernladungszahl	Z	37
Nukleonenzahl	Z+N	87
Masse	m	86,909 u
Kernspin	I	3/2
Wellenlänge der $D_1$ -Linie im Vakuum	$\lambda_{D_1}$	794.979 nm
Wellenlänge der $D_2$ -Linie im Vakuum	$\lambda_{D_2}$	780.246 nm
Natürliche Linienbreite des $D_1$ -Übergangs	$\Gamma_{D_1}$	$2\pi \times 5,747$ MHz
Natürliche Linienbreite des $D_2$ -Übergangs	$\Gamma_{D_2}$	$2\pi \times 6.066$ MHz
Lebensdauer des $5^2P_{1/2}$ Zustandes	$\tau_{D_1}$	27.70 ns
Lebensdauer des $5^2P_{3/2}$ Zustandes	$\tau_{D_2}$	26.24 ns
Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes $5S_{1/2}$	$\nu_{HFS}$	6,835 MHz
Sättigungsintensität des Übergangs ( $\sigma - Pol.$ ) $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3, m_F = \pm 3$	$I_{sat}$	1,67 mW/cm <sup>2</sup>
Sättigungsintensität des Übergangs ( <i>isotrope Pol.</i> ) $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$	$I_{sat}^{23}$	3,58 mW/cm <sup>2</sup>
Sättigungsintensität des Übergangs ( <i>isotrope Pol.</i> ) $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 2$	$I_{sat}^{22}$	10,01 mW/cm <sup>2</sup>
Sättigungsintensität des Übergangs ( <i>isotrope Pol.</i> ) $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 2$	$I_{sat}^{12}$	6,01 mW/cm <sup>2</sup>
$A_{hfs}$ für den Zustand $5^2S_{1/2}$	$A_{5^2S_{1/2}}$	$h \cdot 3417,3$ MHz
$A_{hfs}$ für den Zustand $5^2P_{1/2}$	$A_{5^2P_{1/2}}$	$h \cdot 408,3$ MHz
$A_{hfs}$ für den Zustand $5^2P_{3/2}$	$A_{5^2P_{3/2}}$	$h \cdot 84,7$ MHz
$B_{hfs}$ für den Zustand $5^2P_{3/2}$	$B_{5^2P_{3/2}}$	$h \cdot 12,50$ MHz

Tabelle A.1.: Physikalische Eigenschaften von  $^{87}\text{Rb}$  nach [20]

## A.2. Konfokales Mikroskop

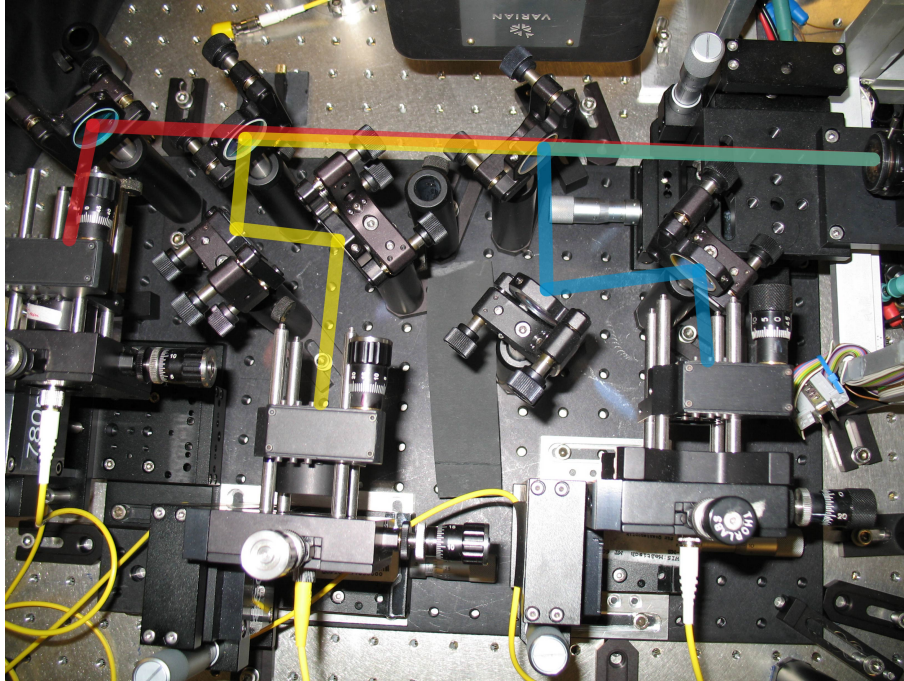


Abbildung A.2.: Konfokales Mikroskop, rot ist der Strahlengang der 780nm-Aufsammeloptik eingezeichnet, gelb der Strahlengang des 856nm-Dipolfallen Lasers, blau der Strahlengang des 473nm-Ionisations Lasers

### A.3. Lasersystem

Zur Realisierung des Experiments sind 10 schnell schaltbare Laser unterschiedlicher Frequenzen notwendig. Diese Aufgabe wurde in einem sehr kompakt gebauten Lasersystem umgesetzt, das mithilfe von AOMs das schnelle Schalten, die Leistungsstabilisierung und die Verstimmung der Laser erlaubt (siehe [26, 27]).

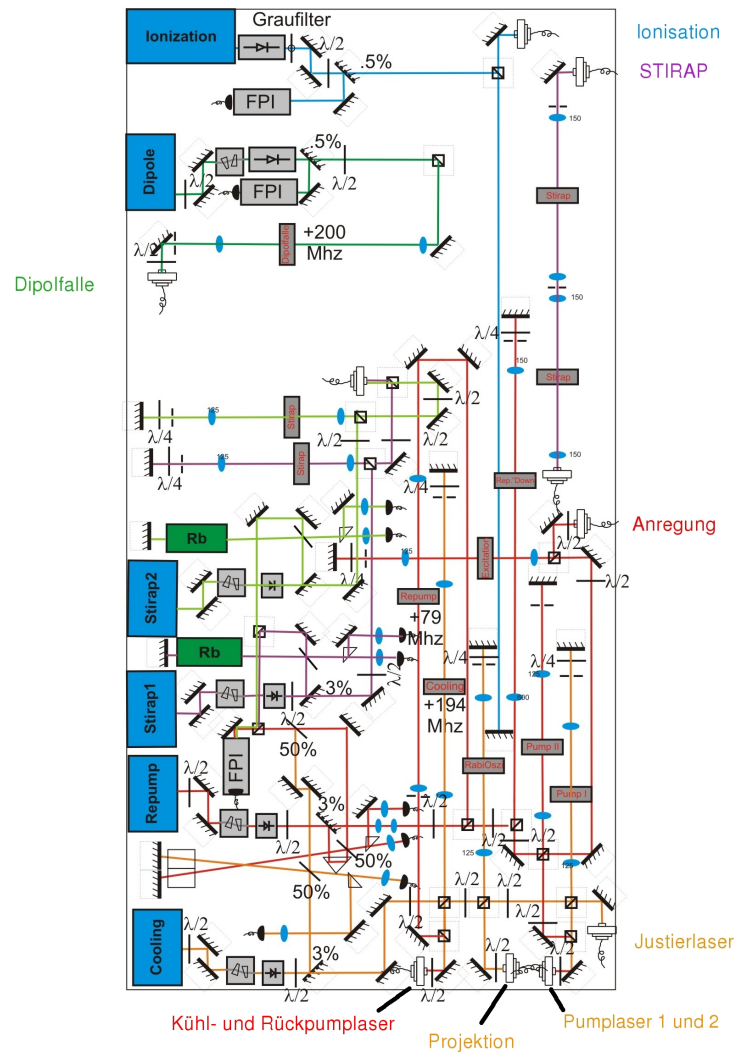


Abbildung A.3.: Übersichtsplan des Lasersystems. Beschriftet sind die jeweiligen Einkoppler in die Einmoden-Glasfasern der verschiedenen Laser.

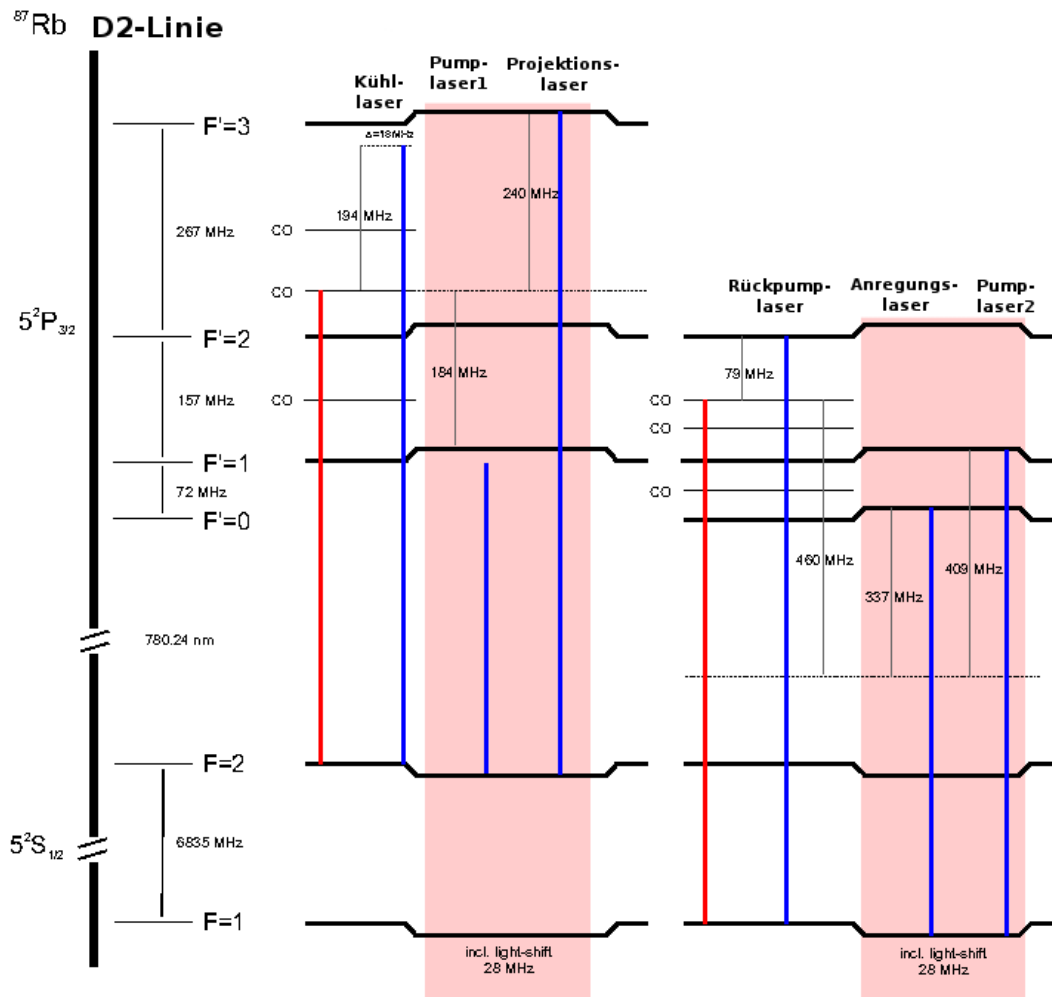


Abbildung A.4.: Erzeugung der verschiedenen zur Zustandspräparation notwendigen Laserfrequenzen. Zwei gitterstabilisierte Laserdioden werden durch dopplerrfreie Sättigungsspektroskopie auf Cross-Over Linien gelockt und dann mithilfe von akkusto-optischen Modulatoren verstimmt.

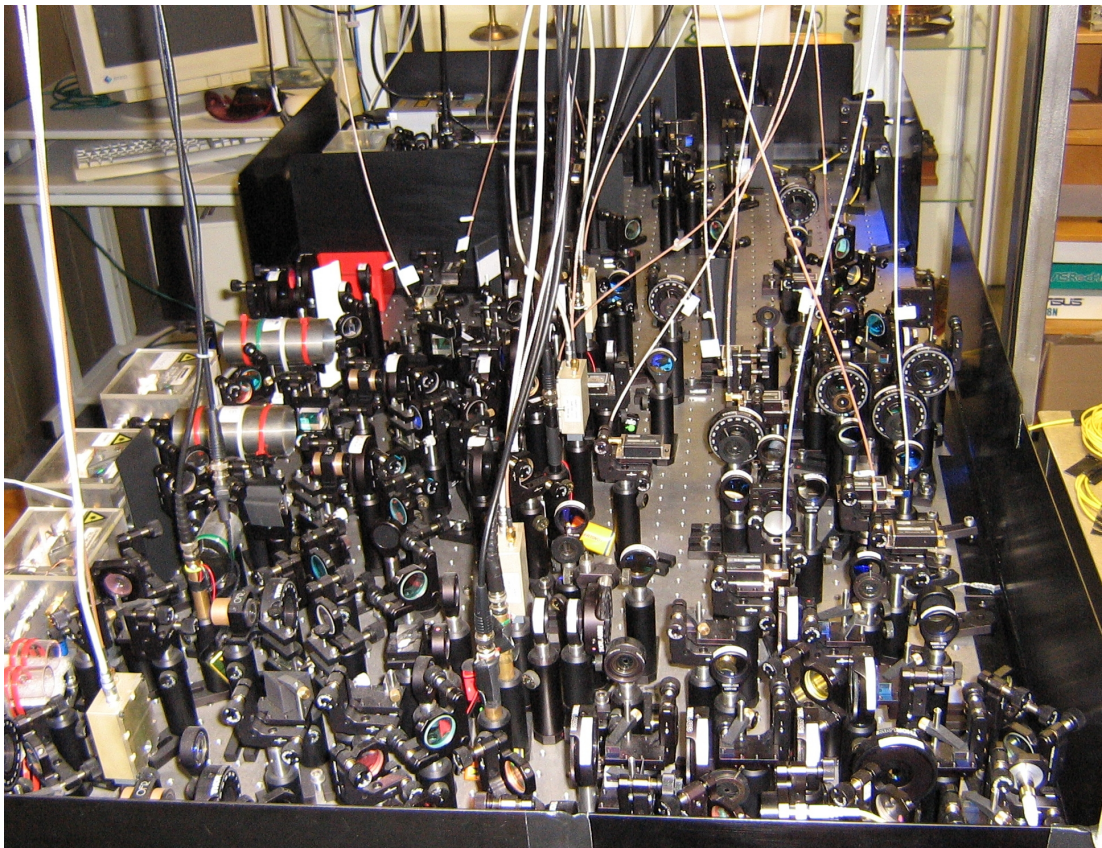


Abbildung A.5.: Foto des Lasersystems. Das Lasersystem wurde sehr kompakt und fahrbar gebaut, um den Transport in ein anderes Labor möglich zu machen.

## A.4. HBT-Aufbau

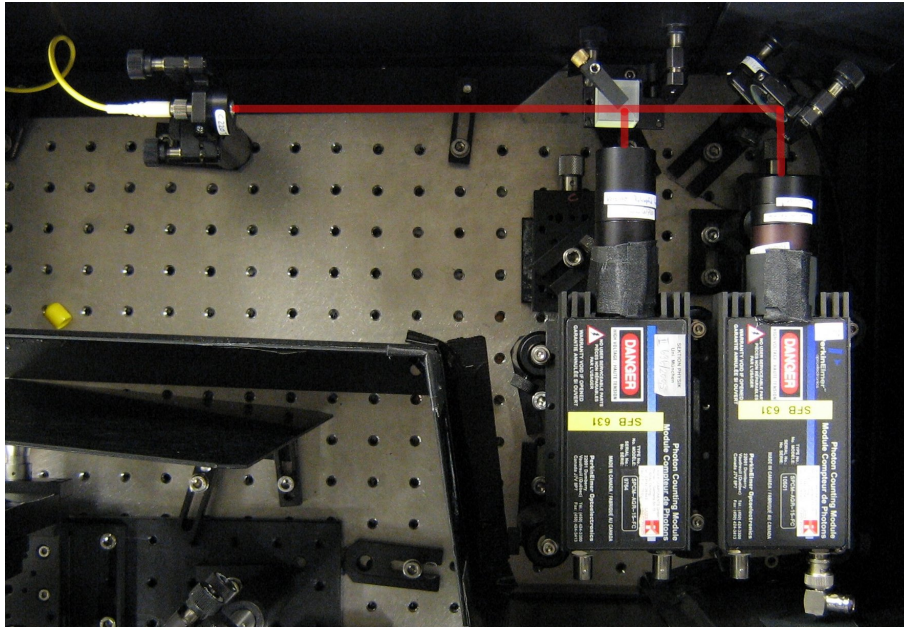


Abbildung A.6.: Aufbau nach Hanbury-Brown und Twiss zur Messung der  $g^{(2)}$ -Funktion des Fluoreszenzlichtes. Rot ist der Strahlengang des Fluoreszenzlichtes vom Auskoppeln aus der Einmoden-Glasfaser bis zum Auftreffen auf den aktiv gequenchten Photodioden dargestellt.

## A.5. Experimentierkammer und Optik

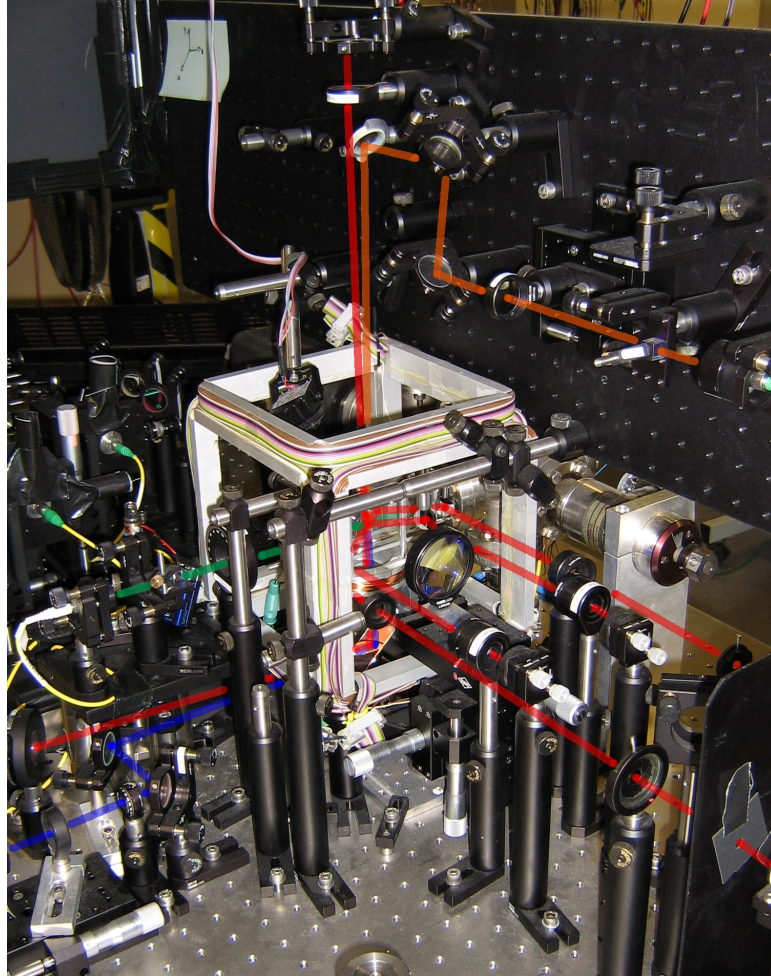


Abbildung A.7.: Foto des zentralen Teils des Experimentes. Der würfelförmige Teil in der Mitte des Bildes beinhaltet die Glaszelle mit der optischen Dipolfalle. Dargestellte Laser: *rot* = Kühl- und Rückpumplaser, *blau* = Pumplaser, *grün* = Projektionslaser, *orange* = Anregungslaser



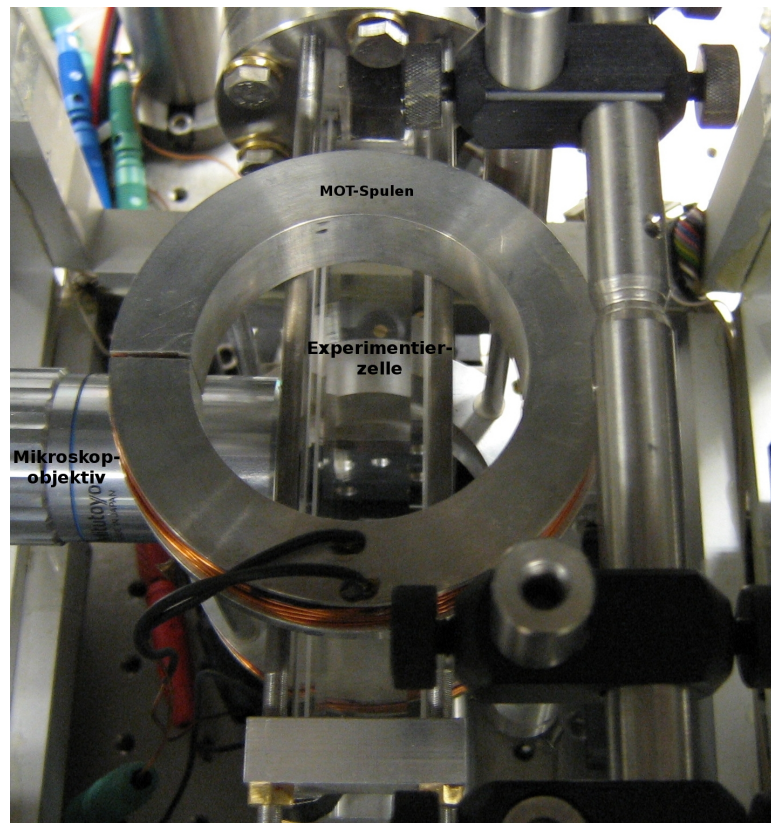


Abbildung A.8.: Detailansicht der Experimentierkammer aus Glas. An der Ober- und Unterseite der Kammer befindet sich je eine der beiden Spulen, die das MOT-Magnetfeld erzeugen. Links im Bild ist das Mikroskopobjektiv zu sehen, das den Fallenstrahl fokussiert und das Fluoreszenzlicht aufammelt.

## Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?*, Phys. Rev., 47:777780, 1935
- [2] J. S. Bell, *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*, Physics, 1:195, 1964.
- [3] S. J. Freedman, J. F. Clauser *Experimental test of local hidden-variable theories* Phys. Rev. Lett. 938-941 (1972)
- [4] J. F. Clauser, A. Shimony *Bell's theorem: experimental tests and implications* Rep. Prog. Phys. 41:1881-1927 (1978)
- [5] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, *Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem*, Phys. Rev. Lett. 47:460-463 (1981)
- [6] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, *Experimental realisation of Einstein-Podolski-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A new violation of Bell's inequality*, Phys. Rev. Lett. 49:91-94 (1982)
- [7] P. Pearle. Hidden-variable example based upon data rejection. *Phys. Rev. D*, 2:14181425, 1970.
- [8] E. Santos. Constraints for the violation of the Bell inequality in Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiments. *Phys. Lett. A*, 200:16, 1995.
- [9] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, A. Zeilinger *Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions* Phys. Rev. Lett., 81:5039-5043, 1998
- [10] M. A. Rowe, D. Kielpinsky, V. Meyer, C.A. Sacket, W. M. Itano, C. Monroe, D.J. Wineland, *Experimental violation of Bell's inequality with efficient detection* Nature, 409:791-794, 2001

- 
- [11] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer, H. Weinfurter, *Observation of Entanglement of a Single Photon with a Trapped Atom*. *Phys. Rev. Lett.* 96:030404 (2006)
- [12] F. Hocke *Long Distance Atom Photon Entanglement* Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007
- [13] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1993
- [14] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer Verlag, Berlin, 2005
- [15] S. L. Braunstein, A. Mann, and M. Revzen. Maximal violation of Bell inequalities for mixed states. *Phys. Rev. Lett.*, 68:32593261, 1992.
- [16] H. Haken, H. C. Wolf *Atom- und Quantenphysik* Springer Verlag, Heidelberg, 2000
- [17] T. Mayer-Kuckuk *Atomphysik* B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1997
- [18] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg *Atom-Photon interaction* Wiley-Interscience, 1998
- [19] H. J. Metcalf, P. van der Straten *Laser cooling and trapping* Springer Verlag, New York, 1999
- [20] Daniel A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, Theoretical Division (T-8), Los Alamos National Laboratory
- [21] Alan Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy*, Oxford, 1977.
- [22] E. L. Raab, E. L. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:26312634, 1987.
- [23] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman, and R. N. Watts. Light traps using spontaneous forces. *Phys. Rev. Lett.*, 57:310313, 1986.
- [24] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics* *Optics Communications* 117:541-549 (1995)
- [25] T. W. Hänsch, M. D. Levenson, and A. L. Schawlow. Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line. *Phys. Rev. Lett.*, 26:946, 1971.

- [26] M. Krug *Atomic traps for efficient state detection of a single atom* Diploma thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007
- [27] K. Saucke *Optische Dipolefalle für Einzelatome* Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002
- [28] Christopher Davis *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University press, Cambridge, 1996
- [29] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57:314317, 1986.
- [30] M.V. Klein, T.E. Furtak *Optik*, Springer Verlag, Berlin, 1988
- [31] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov *Optical dipole traps for neutral atoms*, arXiv:physics/9902072v1 , 1999
- [32] N. Schlosser, G. Reymond, P. Grangier *Collisional blockade in microscopic optical dipole traps* *Phys. Rev. Lett.* 89:230051-230055, 1998
- [33] Markus Weber, Jürgen Volz, Karen Saucke, Christian Kurtsiefer, and Harald Weinfurter. Analysis of a single-atom dipole trap. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 73(4):043406, 2006.
- [34] M. Weber *Quantum optical experiments towards atom-photon entanglement* Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2005
- [35] V. Gomer, B. Ueberholz, F. Knappe, F. Strauch, D. Frese, and D. Meschede. Decoding the dynamics of a single trapped atom from photon correlations *Appl. Phys. B*, 67:689697, 1998.
- [36] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. *Nature*, 177:27, 1956.
- [37] M. O. Scully and M. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [38] R. J. Glauber. Coherent and Incoherent States of the Radiation Field. *Phys. Rev.*, 131:2766, 1963.
- [39] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford Univ. Press, Oxford, 2001.

- [40] S. Reynaud. *Ann. Phys. (Paris)*, 8:351, 1983.
- [41] R. K. Wangsness and F. Bloch. The Dynamical Theory of Nuclear Induction. *Phys. Rev.*, 89:728, 1953.
- [42] B. W. Shore. *The theory of coherent atomic excitation*. Wiley, New York, 1990.
- [43] M. Lax. Quantum Noise. IV. Quantum Theory of Noise Sources. *Phys. Rev.*, 145:110, 1966.
- [44] C. Kurtsiefer. *A programmable pattern generator.*, 2002. unpublished.
- [45] J. Volz *Atom-photon entanglement* Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2006
- [46] B. W. Shore. *The theory of coherent atomic excitation*. Wiley, New York, 1990.
- [47] D. Schlenk. *Atom-Photon Verschränkung*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2004.
- [48] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann. Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A*, 40:67416744, 1989.
- [49] N. V. Vitanov and S. Stenholm. Analytic properties and effective two-level problems in stimulated Raman adiabatic passage. *Phys. Rev. A*, 55:648660, 1997.

# Danksagung

Am Ende möchte ich mich noch bei allen bedanken, die mich während meines Studiums an und außerhalb der Uni begleitet und unterstützt haben. In der AG Weinfurter möchte ich mich besonders bedanken bei:

- Prof. Harald Weinfurter für die unkomplizierte Aufnahme in seiner Gruppe, die Ermutigungen und für die Verbesserungsvorschläge zu dieser Arbeit.
- Markus Weber, für seine Begeisterung für unser Experiment, fürs Korrekturlesen und dafür am Boden geblieben zu sein und trotzdem manchmal zu Höhenflügen starten zu können.
- Jürgen Volz für die zahlreichen Erklärungen auf die zahllosen Fragen während der ersten Monate und seine unermüdliche Kuchenbeschaffung.
- Wenjamin Rosenfeld für seine ehrliche und ausdauernde Hilfsbereitschaft bei allen technischen und physikalischen Problemen.
- Florian Henkel für die gute Einführung in den Laboralltag am Anfang der Diplomarbeit.
- Andreas Deeg für die nette Diplomandengemeinschaft, die lustigen und ernsten Diskussionen und dafür immer noch eine Frage mehr parat zu haben.
- Michael Krug für seine Hilfsbereitschaft und seine Motivation für unser Experiment bis spät nachts im Labor zu stehen.
- Jan, Juliane, Daniel und dem "Garching" Daniel für die netten Gespräche und Diskussionen in den Pausen.
- Gabi, Nicole und Toni für ihre Hilfe bei allen bürokratischen und technischen Problemen.

Mindestens genauso herzlich bedanken möchte ich mich außerdem bei:

- meinen Eltern für die langjährige Unterstützung meines Studiums.
- Bernd für die super Korrektur und dafür, nicht zu glauben etwas zu sein ;-)
- Emmi, Anna, Moritz, Jan, Matthias, Chris, Nina, Raphael und vielen anderen für die schöne Studienzeit in Heidelberg!
- allen Freunden aus meiner anfänglichen Studienzeit in Augsburg.
- meinem ehemaligen Lehrer Leonhard Storz für die Motivation dieses Studium zu beginnen.
- Carolin, für deine Geduld und die vielen schönen gemeinsamen Momente, die das Leben lebenswert machen!





Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfaßt habe.

München, den 10. April 2008