

Simulation eines Zeeman-Abbremsers für
Krypton-Isotope und Weiterentwicklung des
Laser-Systems zur Detektion von Krypton-83
für die Atom Trap Trace Analysis
-Masterarbeit-

vorgelegt von
Niko Maximilian Lehmkuhl

Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum
für Naturwissenschaft und Friedensforschung
Department Physik
Universität Hamburg

9. August 2017

Zusammenfassung

Im Atom Trap Trace Analysis (ATTA)-Experiment am Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF) der Universität Hamburg soll die Konzentration seltener Krypton-Isotope in Proben bestimmt werden. Hierzu werden die Atome in einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen und via Fluoreszenzmessung gezählt.

Diese Masterarbeit untergliedert sich in zwei Teile. Im Rahmen des ersten Teils wurde die Eignung der Implementierung eines Zeeman-Abbremsers zur Effizienzsteigerung der Anlage evaluiert. Dafür wurden mittels Modellierung der atomaren Bewegung im Zeeman-Abbremsers Simulationen unter verschiedenen Randbedingungen durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass durch Implementierung eines Zeeman-Abbremsers der Anteil einfangbarer Krypton-Atome und somit die Nachweiseffizienz deutlich gesteigert werden kann.

Im Zweiten Teil der Arbeit wurde ein Laser-System implementiert, mit dem es mittels eines weiterentwickelten, schnellen und schwingungsarmen optischen Shutter-Systems möglich ist, die Atome in der 3D-MOT mit wohldefinierten Laserpulsen zu quenchen, um so die Anzahl der gefangenen Krypton-83-Atome zu bestimmen. Dabei wurde ein besonderer Schwerpunkt auf die Entwicklung des optischen Shutters gelegt.

Außerdem wurde eine Echtzeit-Temperaturüberwachung für Komponenten des Laser-Systems aufgebaut.

Abstract

The aim of the Atom Trap Trace Analysis (ATTA) experiment at the Carl Friedrich von Weizsäcker-Center for Science and Peace Research (ZNF) at the University of Hamburg is to determine the concentration of rare krypton isotopes. Therefor the atoms are trapped within a magneto-optical trap and then counted employing a fluorescence measurement.

This master thesis is devided into two parts. The first part evaluates the applicability of the implementation of a Zeeman-slower for the purpose of an efficiency enhancement of the apparatus. Hence the atomic motion inside the Zeeman-slower was simulated by use of convenient modelling. It was shown that the ratio of trappable krypton atoms can be increased significantly by implementing a Zeeman-Slower.

In the second part of this master thesis a laser system was implemented making it possible to count trapped krypton-83 atoms by quenching them with well-defined laser pulses by using a rapid low-vibration optical shutter. Hence there is a focus on the development of an optical shutter.

Moreover a real time temperature monitoring for components of the laser system was built up.

Gutachter:

Erstgutachter:

Prof. Dr. Gerald Kirchner
Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum
für Naturwissenschaft und Friedensforschung
der Universität Hamburg

Zweitgutachter:

Prof. Dr. Klaus Sengstock
Institut für Laser-Physik
Universität Hamburg

Erklärung:

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Niko Lehmkuhl
Hamburg, den 9. August 2017

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 4 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 8 |
| 2.1 | Kraft auf neutrale Atome | 8 |
| 2.2 | Zeeman-Effekt | 11 |
| 2.3 | Resonanzbedingung | 12 |
| 2.4 | Laserkühlung von Krypton | 13 |
| 2.4.1 | Masseneffekt | 14 |
| 2.4.2 | Volumeneffekt | 15 |
| 2.4.3 | Hyperfeinstruktur | 16 |
| 3 | Simulation eines Zeeman-Abbremsers für Krypton-Isotope | 18 |
| 3.1 | Funktionsprinzip | 19 |
| 3.2 | Ideales Magnetfeld | 20 |
| 3.2.1 | Steigung des Magnetfelds | 23 |
| 3.3 | Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremser | 24 |
| 3.3.1 | Longitudinale Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremser | 24 |
| 3.3.2 | Transversale Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremser | 25 |
| 3.4 | Vorkühlen mit flüssigem Stickstoff | 26 |
| 3.5 | Simulation des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment | 27 |
| 3.5.1 | Ergebnisse der Simulation | 29 |
| 3.5.1.1 | Maximale Einfanggeschwindigkeit | 29 |
| 3.5.1.2 | Berechnung des Magnetfelds | 30 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.5.1.3 | Anteil abbrembarer Atome | 31 |
| 3.5.1.4 | Ergebnisse für die Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsler | 31 |
| 3.6 | Fazit - Zeeman-Abbremsler | 35 |
| 4 | Lasersystem zur Detektion von Krypton-83 | 38 |
| 4.1 | Krypton-83 Messung mittels Quenchen | 40 |
| 4.2 | Weiterentwicklung des optischen Shutter | 43 |
| 4.2.1 | Steuerung des Shutter | 44 |
| 4.2.2 | Konstruktion des Shutter | 47 |
| 4.2.3 | Minimierung der vom Shutter verursachten Erschütter- ungen | 49 |
| 4.2.3.1 | Messung zur Identifikation der Parameter für die Shutter-Ansteuerung | 52 |
| 4.2.4 | Bestimmung der Öffnungs- und Verschlusszeit | 56 |
| 4.3 | Temperaturüberwachung | 61 |
| 4.4 | Aufbau des Lasersystems | 66 |
| 4.5 | Fazit - Lasersystem zur Detektion von Krypton-83 | 70 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 72 |
| A | Skripte | 75 |
| A.1 | Mathematica-Skript: Geschwindigkeitstrajektorien | 76 |
| A.2 | Mathematica-Skript: Öffnungs- und Verschlusszeit | 78 |
| A.3 | Python-Skript: Temperaturmessung | 79 |
| A.4 | Python-Skript: Beschleunigungsmessung | 81 |
| A.5 | Arduino-Skript: Shutter-Steuerung | 82 |
| A.6 | Arduino-Skript: Beschleunigungsmessung | 83 |
| B | Messergebnisse | 85 |
| B.1 | Messergebnisse für Δt_{schalt} | 85 |
| | Literaturverzeichnis | 92 |

Kapitel 1

Einleitung

Diese Masterarbeit wurde im Kontext des Aufbaus einer Atom Trap Trace Analysis (ATTA) am Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung (ZNF) der Universität Hamburg verfasst. Ziel des ATTA-Experiments ist es, Krypton-Atome mittels magneto-optischer Falle isotopenselektiv zu fangen, um den Anteil verschiedener Krypton-Isotope einer Probe via Fluoreszenznachweis in vergleichender Messung zu bestimmen. Das Prinzip neutrale Atome mit Hilfe von Laserstrahlen abzubremesen wurde im Jahr 1975 von T. W. Hänsch und A. L. Schawlow [13] und von D. Wineland und H. Demelt vorgeschlagen [32]. Die erste Umsetzung einer magneto-optischen Falle für das Element Natrium erfolgte im Jahr 1987 [26]. Im Rahmen des ATTA-Experiments stehen vor allem die Isotope ^{81}Kr , ^{83}Kr und ^{85}Kr im Fokus des Interesses. Dabei soll das Isotop ^{85}Kr in erster Linie als Tracer für die (klandestine) Wiederaufarbeitung von Plutonium aus Reaktorbrandstücken fungieren. Krypton-85 entsteht in Kernreaktoren bei der neutroneninduzierten Spaltung von ^{235}U unter anderem in der Reaktion $^{235}\text{U} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^{85}\text{Kr} + ^{148}\text{Ba} + 3 \cdot ^1_0\text{n}$. Parallel zu dieser Reaktion wird über die Reaktion $^{238}\text{U} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}\text{Np} + \text{e}^- + \bar{\nu}_e \xrightarrow{\beta^-} ^{239}\text{Pu} + 2 \cdot \text{e}^- + 2 \cdot \bar{\nu}_e$ Plutonium-239 erbrütet. Sowohl das entstandene Krypton-85 als auch das Plutonium-239 bleiben nach der Reaktion in den Kernbrennstäben eingeschlossen und werden erst bei der chemischen Auflösung der Brennstäbe im Wiederaufarbeitungsprozess frei. Da Krypton als Edelgas chemisch in-

ert ist, kann es nur sehr schwer zurückgehalten werden und gelangt über die Abluft in die Atmosphäre. Weil die natürlichen Quellen von Krypton-85 gegenüber der anthropogenen Emission in die Atmosphäre um Größenordnungen kleiner sind, eignet sich der β -Strahler mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2, Kr-85} = 10,76$ a folglich als Tracer für die Wiederaufarbeitung von Plutonium aus Reaktorbrandstaben. Die mittlere Aktivität von Krypton-85 in der Luft beträgt circa $1,55 \text{ Bq/m}^3$ [10] und entstammt nahezu ausschließlich aus der Abluft von zivilen und militärischen Wiederaufarbeitungsanlagen. Die dabei entstehenden Abluftfahnen weisen eine signifikant erhöhte Konzentration von Krypton-85 auf und können nach meteorologischen Ausbreitungsrechnungen von Ole Roß [27] auch noch 48 Stunden nach der Emission in einer Entfernung von 500 km nachgewiesen werden. Eine besondere Schwierigkeit beim Nachweis von Krypton-85 ist der äußerst geringe Isotopenanteil von etwa $2,7 \cdot 10^{-11}$ [2]. Daher sind für die Bestimmung des Anteils von ^{85}Kr in einer Luftprobe mittels β -Messtechnik Probevolumina von mindestens 30 Litern bei einer Messdauer von einer Woche nötig. In der ATTA-Anlage hingegen sollen Krypton-Isotope mit einer magneto-optischen Falle gefangen und über ihr Fluoreszenzlicht detektiert werden. Dadurch ist der Nachweis von einzelnen Krypton-Isotopen [5] bei einer wesentlich kürzeren Messdauer von etwa zwei Stunden [2] möglich. Somit lassen sich Luftprobevolumina von einem Liter erreichen. Unter Verwendung von Rechenmodellen für die atmosphärische Ausbreitung, kann so bei der Messung einer erhöhten Krypton-85-Konzentration der Ursprungsort der Emission ermittelt werden.

Diese Technik könnte beispielsweise bei der Verifikation des nuklearen Nichtverbreitungsvertrags (NVV) eingesetzt werden. Dieser verbietet es beigetretenen Nicht-Kernwaffenstaaten militärische Nuklearprogramme zu betreiben. Das Zusatzprotokoll des NVV erlaubt es, dass Inspektoren bei einer Vor-Ort-Besichtigung einer (vermeintlichen) Nuklearanlage Wisch- oder ggf. Luftproben nehmen. Würde dabei ein erhöhter Anteil von Krypton-85 festgestellt, wäre dies ein starker Hinweis für die Wiederaufarbeitung von Plutonium. Eine Luftprobennahme ist bei aktuellen Routineinspektionen im Rahmen des NVV-Zusatzprotokolls bis jetzt nicht vorgesehen, könnte allerdings vom *Board of Governors* der Internationalen Atom-Energie Organisa-

tion (IAEO) in das Zusatzprotokoll aufgenommen werden.

Weiterhin eignet sich Krypton-85 zur Datierung junger Grundwasservorkommen (bis etwa 50 Jahre) und Krypton-81 mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2, Kr-81} = 229000$ a zur Datierung alter Grundwasservorkommen (bis etwa 3 000 000 Jahre).

Das grundlegende Konzept der ATTA wurde am *Argonne National Laboratory* (ANL) entwickelt. Ungünstig für die Laserkühlung von Krypton ist die Tatsache, dass die Übergangswellenlänge zwischen Grundzustand $4p^6$ und erstem angeregten Zustand $4p^5 5s [3/2]_1$ im Vakuumultravioletten Bereich ($\lambda \approx 124$ nm) liegt und es keine konventionellen Laserlichtquellen für diesen Wellenlängenbereich gibt. Daher muss Krypton erst in den metastabilen Zustand $4p^5 5s [3/2]_2$ (Lebensdauer $\tau \approx 40$ s) angeregt werden, von wo es mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 811$ nm gekühlt werden kann. Die Anregung in den metastabilen Zustand $4p^5 5s [3/2]_2$ erfolgt bei der ATTA-Anlage des ANL via Elektronenstoßanregung in einem Plasma. Problematisch hierbei ist, dass die Proben eine gewisse Mindestdichte aufweisen müssen und es zu Probenkreuzkontaminationen durch Implementierung von Krypton-Atomen in die Wände des Plasmabehältnisses kommen kann. Daher muss der Plasmabehälter mindestens vier Stunden mit Xenon-Gas gespült werden [4], was das zeitliche Probendurchsatzvermögen der Anlage entsprechend limitiert. Um diese Probleme zu vermeiden, beinhaltet die ATTA-Anlage an der Universität Hamburg als einzige ATTA-Anlage weltweit eine rein optische Anregung mittels Vakuumultraviolet-Lampe [16].

Weiter wird für die Bestimmung der Konzentration eines Krypton-Isotops in einer Probe mit der ATTA-Anlage ein Referenzisotop benötigt, da die Konzentrationsbestimmung über eine vergleichende Messung bewerkstelligt wird (Vgl. [15]). Für die Konzentrationsbestimmung von Krypton-85 wird in der bisherigen Konzeption der Anlage Krypton-81 als Referenzisotop verwendet. Mit einem Isotopenanteil von etwa $5,2 \cdot 10^{-13}$ [2] kann Krypton-81 genauso wie Krypton-85 über das beim Kühlübergang emittierte Fluoreszenzlicht einzelner Atome detektiert werden. Nachteilhaft hierbei ist, dass Krypton-81 einen etwa vierzigmal kleineren Isotopenanteil als Krypton-85 aufweist, was zu einer entsprechend längeren Messdauer führt. Daher könnte die Messzeit

durch Verwendung des stabilen Isotops Krypton-83 mit einem Isotopenanteil von etwa 11,5% als Referenzisotop verringert werden. Außerdem wird für die Konzentrationsbestimmung von Krypton-81 in alten Grundwasservorkommen ein stabiles Referenzisotop benötigt. Nach [11] bildet sich aufgrund des um viele Größenordnungen höheren Isotopenanteils allerdings eine Atomwolke von $\sim 10^6$ Krypton-83-Atomen in der magneto-optischen Falle aus. Nach [3] verhält sich das Fluoreszenzsignal allerdings nur bis zu einer Anzahl von etwa 1000 Atomen in der magneto-optischen Falle linear zur Anzahl der Atome. Über einen Umweg lässt sich dennoch die Anzahl der gefangenen Krypton-83-Atome bestimmen. Hierfür wird die Atomwolke mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda_Q = 810,5 \text{ nm}$ bestrahlt und dadurch in einen Dunkelzustand bezüglich des Kühlübergangs der magneto-optischen Falle gepumpt. Pro Abregungsprozess wird genau ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 877,7 \text{ nm}$ emittiert und so ein Signal erzeugt, welches sich linear zur Anzahl der gefangenen Krypton-83-Atome verhält (Vgl. Abschnitt 4.1). Dieser als *Quenchen* bezeichnete Abregungsprozess wurde zuerst in [9] vorgeschlagen und soll nun auch Anwendung in der ATTA-Anlage an der Universität Hamburg finden. Dafür wurde in [11] die Detektionsoptik des ATTA-Experiments erweitert.

In dieser Masterarbeit wird der Aufbau des zum Quenchen von Krypton-83 erforderlichen Lasersystems beschrieben und weiterentwickelt. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf der Weiterentwicklung eines optischen Shutters und der Einführung einer Echtzeit-Temperaturüberwachung.

Ferner erfolgt die Simulation eines Zeeman-Abbremsers. Dieser funktioniert ähnlich wie eine magneto-optische Falle nach dem Prinzip der Dopplerkühlung. Allerdings können mit einem Zeeman-Abbremsers, abhängig von seiner Länge, Atome von wesentlich höherer Geschwindigkeit gebremst werden als mit einer magneto-optischen Falle. Die mittlere Geschwindigkeit von Krypton-Atomen bei Raumtemperatur beträgt etwa $\bar{v} \approx 273 \text{ m/s}$, die maximale Einfanggeschwindigkeit der im ATTA-Experiment verwendeten $2D^+$ -MOT beträgt jedoch nur $v_{max,2D} \approx 30 \text{ m/s}$. Durch Einsatz eines Zeeman-Abbremsers könnte also die Einfangeffizienz der verwendeten magneto-optischen Falle erhöht, die Nachweiseffizienz für Krypton-Isotope gesteigert und somit die benötigte Messzeit verkürzt werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit essentiellen theoretischen Grundlagen diskutiert werden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Laserkühlung von Atomen mittels magneto-optischer Falle und Zeeman-Abbremsers.

2.1 Kraft auf neutrale Atome

Die Laserkühlung neutraler Atome basiert auf der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie oder, genauer, auf der Wechselwirkung von Licht mit freien atomaren (bzw. molekularen) Ensembles. Der Begriff „Kühlung“ bezieht sich dabei auf das Abbremsen von Atomen, da die mittlere Geschwindigkeit von Atomen eines Gases proportional zu dessen Temperatur ist; verringert man die Geschwindigkeit der Atome, so sinkt die mittlere Temperatur des Gases. Zur Abbremsung der Atome ist es folglich notwendig, eine Kraft auf diese auszuüben. Dies kann entweder durch die sogenannte *Spontankraft* oder die *Dipolkraft* erfolgen. Die folgende Darstellung beschränkt sich auf die Spontankraft, da diese die wesentliche Größe für das Verständnis einer magneto-optischen Falle bzw. eines Zeeman-Abbremsers ist. Für das Verständnis der Spontankraft ist es essentiell, ein geschlossenes atomares Zwei-Niveau-System in Wechselwirkung mit monochromatischem (Laser-) Licht zu betrachten. Der Grundzustand des Zwei-Niveau-Systems sei hierbei mit $|g\rangle$ und der angeregte Zustand mit $|e\rangle$ bezeichnet. Beide Zustände be-

sitzen jeweils die Energieeigenwerte E_g und E_e . Da Elektronen in der Hülle von Atomen nur diskrete Energiezustände annehmen können, kann ein Elektron gezielt vom Grundzustand in den angeregten Zustand überführt werden, wenn es ein Photon absorbiert, dessen Energie $E_\gamma = \hbar\omega$ der Energiedifferenz $\Delta E = E_e - E_g$ zwischen den beiden Zuständen entspricht. Hierbei spricht man von *stimulierter Absorption*, wobei die Frequenz eines Photons, dessen Energie mit ΔE übereinstimmt als atomare Übergangsfrequenz ω_0 bezeichnet wird. Man spricht hierbei von Resonanz des eingestrahnten Lichts mit dem atomaren Übergang. Die Resonanzbedingung lautet:

$$\delta_0 = \omega_L - \omega_0 \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.1)$$

Hierbei ist ω_L die Frequenz des eingestrahnten Lichts. Da der angeregte Zustand nur eine endliche Lebensdauer aufweist, zerfällt er nach einiger Zeit wieder in den Grundzustand unter Aussendung eines Photons der Frequenz ω_0 ; man spricht hier von *spontaner Emission*. Weil Photonen einen Impuls $\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}$ aufweisen, wird bei jedem Absorptions- bzw. Emissionsprozess eine Kraft auf das betreffende Atom ausgeübt. Diese Eigenschaft kann nun gezielt ausgenutzt werden, um Atome abzubremesen. Da sich die Atome mit einer Geschwindigkeit v bewegen, darf dabei der geschwindigkeitsabhängige Doppler-Effekt nicht vernachlässigt werden. Bewegt sich ein Atom relativ zu einem (monochromatischen) Lichtfeld, ist das Lichtfeld im Ruhesystem des Atoms um

$$\delta_D = \pm \vec{v}_A \cdot \vec{k}_L \quad (2.2)$$

verschoben, wobei \vec{v}_A der Geschwindigkeitsvektor des Atoms und \vec{k}_L der Wellenvektor des Lichts ist. Bewegt sich ein Atom entgegen der Ausbreitungsrichtung eines (monochromatischen) Lichtfelds, erscheint dieses in seinem Ruhesystem *blauverschoben* ($\delta_D(z) = +v_A \cdot k_L$), bewegt es sich in Ausbreitungsrichtung des Lichtfelds erscheint dieses in seinem Ruhesystem *rotverschoben* ($\delta_D(z) = -v_A \cdot k_L$). Unter Einbeziehung des Dopplereffekts erhält man folgende Resonanzbedingung:

$$\delta_0 + \delta_D \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.3)$$

Wird ein Atom entgegen seiner Ausbreitungsrichtung mit resonantem Licht bestrahlt, so ergibt sich ein Impulsübertrag entgegen der Bewegungsrichtung des Atoms. Nach einiger Zeit zerfällt der angeregte Zustand unter spontaner Emission eines Photons in zufälliger Richtung, was zu einem Rückstoß in zufälliger Richtung führt. Nach vielen Absorptions- und Emissionszyklen ergibt sich somit ein Nettoimpulsübertrag entgegen der Bewegungsrichtung des Atoms, da sich der Impulsübertrag der spontanen Emission zu Null mittelt; das Atom wird abgebremst bzw. gekühlt. Die Kraft, die dabei im zeitlichen Mittel auf das Atom ausgeübt wird, bezeichnet man als Spontankraft

$$\overline{\vec{F}}_{sp} = \hbar \vec{k}_{Laser} \cdot \gamma_{Streu}, \quad (2.4)$$

wobei γ_{Streu} die spontane Photonenstreurate ist.

Die spontane Photonenstreurate γ_{Streu} kann aus den optischen Blochgleichungen, welche die Zeitentwicklung eines Zwei-Niveau-Systems in Wechselwirkung mit einem elektro-magnetischen (Licht-) Feld beschreiben, hergeleitet werden (für eine detaillierte Herleitung siehe z.B. [30]):

$$\gamma_{Streu} = \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta(\vec{r}, \vec{v})}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.5)$$

Dabei ist s_0 die Sättigung des atomaren Übergangs und $\delta(\vec{r}, \vec{v}) = \omega_L - \omega_0 \pm \vec{v}_A \cdot \vec{k}_L$ die Verstimmung der Laserfrequenz inklusive Dopplerterm. Γ bezeichnet die Breite des atomaren Übergangs.

Durch Einwirken der Spontankraft auf ein Atom ändert dieses seine Geschwindigkeit und ist dann aufgrund der Dopplerverschiebung δ_D nicht mehr in Resonanz zum eingestrahlten Lichtfeld. Möchte man Atome kontinuierlich abbremsen, muss die Änderung der Dopplerverschiebung ausgeglichen werden. Dies wird im Falle einer magneto-optischen Falle (MOT) und auch beim Zeeman-Abbremsen über den Zeeman-Effekt erreicht.

2.2 Zeeman-Effekt

Innerhalb eines externen Magnetfelds \vec{B} können die verschiedenen Drehimpulse eines Atoms an \vec{B} koppeln. Dieser erstmals 1896 von Pieter Zeeman nachgewiesene Effekt führt zu einer Aufhebung der Entartung der magnetischen Quantenzahlen, und somit zur Aufspaltung der Energie-Niveaus der Elektronenorbitale des Atoms. Befindet sich das Atom in einem äußeren Magnetfeld, muss der Hamiltonoperator des Atoms \hat{H}_A um eine Störung durch das Magnetfeld \hat{H}_{Zeeman} erweitert werden, wobei die Form von \hat{H}_{Zeeman} analog zur klassischen Beschreibung der potentiellen Energie $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ eines klassischen Dipols im Magnetfeld ist [33, 20]:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{Zeeman} = \hat{H}_A - \hat{\mu}\hat{B} \quad (2.6)$$

Das magnetische Moment $\hat{\mu}$ des Atoms wird durch die Bahndrehimpulse \hat{l}_i bzw. Spins \hat{s}_i und den Kernspin \hat{I}_i des Atoms hervorgerufen, wobei es von entscheidender Bedeutung ist, welche Art von Drehimpulskopplung vorliegt. Allgemein lässt sich schreiben:

$$\hat{\mu} = \sum_i (\hat{\mu}_{l_i} + \hat{\mu}_{s_i} + \hat{\mu}_{I_i}) = \frac{\mu_B}{\hbar} \sum_i (g_l \hat{l}_i + g_s \hat{s}_i + g_I \hat{I}_i) \quad (2.7)$$

Dabei sind g_l , g_s und g_I die Landé-Faktoren des Bahndrehimpulses, des Spins und des Kernspins. Mit $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$ gilt oBdA:

$$\hat{H}_{Zeeman} = -\mu_B \cdot B \cdot (g_s \hat{S}_z + g_l \hat{L}_z + g_I \hat{I}_z)$$

Im Paschen-Back-Regime ist die Zeeman-Aufspaltung größer als die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung, aber klein im Vergleich zur Feinstruktur-Aufspaltung. Somit entkoppeln der Kernspin I und der Gesamtdrehimpuls j . Der Gesamtdrehimpuls j ist dann eine „gute“ Quantenzahl und für den Energieeigenwert von \hat{H}_{Zeeman} gilt:

$$E_{Zeeman}(m_j) = \mu_B g_j m_j B, \quad (2.8)$$

mit dem Landé-Faktor

$$g_j \approx 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)}. \quad (2.9)$$

Die magnetische Quantenzahl m_j kann dabei $2j + 1$ verschiedene Werte annehmen. Das bedeutet, dass die Entartung der Energiezustände bezüglich m_j aufgehoben wird und sich diese nach m_j aufspalten. Für die Aufspaltung der Energiezustände gilt:

$$\Delta E_{Zeeman}(m_j) = \mu_B B [g_{je} m_{je} - g_{jg} m_{jg}] \quad (2.10)$$

Die Indizes e und g stehen dabei für den angeregten bzw. den Grundzustand.

Im Zeeman-Regime ist die Zeeman-Aufspaltung klein im Vergleich zur Hyperfeinstruktur-Aufspaltung und die Kopplung von I und j bleibt bestehen. Die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Atoms $F = I + j$ ist dann eine „gute“ Quantenzahl und es gilt:

$$E_{Zeeman}(m_F) = \mu_B g_F m_F B, \quad (2.11)$$

mit dem Landé-Faktor

$$g_F \approx g_j \cdot \frac{F(F+1) - I(I+1) + j(j+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.12)$$

Hierbei kann die magnetische Quantenzahl m_F $2F + 1$ verschiedene Werte annehmen. Das heißt, dass die Entartung der Energiezustände in diesem Fall bezüglich m_F aufgehoben wird und sich diese nach m_F aufspalten. Für die Aufspaltung der Energiezustände gilt dann:

$$\Delta E_{Zeeman}(m_F) = \mu_B B [g_{Fe} m_{Fe} - g_{Fg} m_{Fg}] \quad (2.13)$$

2.3 Resonanzbedingung

Wie in Abschnitt 2.1 bereits erläutert wurde, benötigt man zum Laserkühlen von Atomen einen Laserstrahl, dessen Frequenz ω_L mit der der ato-

maren Übergangsfrequenz ω_0 des Kühlübergangs (nahezu) übereinstimmt ($\delta_0 = \omega_L - \omega_0 \approx 0$). Allerdings ist der Laserstrahl für sich bewegende Atome in deren Ruhesystem dopplerverschoben. Das bedeutet, dass die geschwindigkeitsabhängige Dopplerverschiebung $\delta_D(v) = k_L \cdot v_A$ ebenfalls ausgeglichen werden muss, damit sich der Laserstrahl weiterhin in Resonanz mit dem atomaren Kühlübergang der gebremsten Atome befindet; es muss also $\delta = \delta_0 + \delta_D = 0$ gelten. Um diesen Effekt auszugleichen, kann der Zeeman-Effekt genutzt werden. Dabei kann durch Anlegen eines externen örtlich variierenden Magnetfelds die relative Lage der Kühlniveaus zueinander entsprechend verschoben werden. Die ortsabhängige Zeeman-Verschiebung (im Paschen-Back-Regime) lässt sich schreiben als

$$\delta_z(z) = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}] \cdot B(z), \quad (2.14)$$

wobei $m_{je} = -j_e \dots j_e$ und g_{je} die magnetische Quantenzahl bzw. der Landé-Faktor des angeregten Niveaus und $m_{jg} = -j_g \dots j_g$ und g_{jg} die entsprechenden Parameter des Grundzustands sind. Durch Aufaddieren der drei Verschiebungen δ_0 , δ_D und δ_Z erhält man die Resonanzbedingung:

$$\begin{aligned} \delta(\vec{r}, \vec{v}) &= \delta_0 + \delta_D(v) \mp \delta_Z(z) \\ &= \omega_L - \omega_0 \pm k_L \cdot v_A \mp \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}] \cdot B(z) \stackrel{!}{=} 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

In die Resonanzbedingung des Zeeman-Abbremsers geht δ_Z mit negativem Vorzeichen ein [17].

2.4 Laserkühlung von Krypton

Im ATTA-Experiment sollen Krypton-Isotope in einer magneto-optischen Falle gefangen und mittels Fluoreszenznachweis detektiert werden. Eine magneto-optische Falle funktioniert nach dem in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Prinzip der Doppler-Kühlung. Für eine detaillierte Beschrei-

bung der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle sei an dieser Stelle beispielsweise auf [30] verwiesen.

Im Falle von Krypton liegt eine besondere Schwierigkeit darin, dass die Wellenlänge des Übergangs zwischen Grundzustand $4p^6$ und erstem angeregtem Zustand $4p^55s [3/2]_1$ im vakuumultravioletten Bereich liegt (siehe Abb. 2.1). Da es für diesen Wellenlängenbereich keine konventionellen Laserlichtquellen gibt, muss das Krypton erst in den metastabilen Zustand $4p^55s [3/2]_2$ (Lebensdauer $\tau \approx 40$ s) angeregt werden, um mit Laserlicht gekühlt werden zu können. Dafür wird das Krypton im ATTA-Experiment mit einer Vakuumultraviolett(VUV)-Lampe vom Grundzustand in den Zustand $4p^55s [3/2]_1$ angeregt (siehe [16]). Von dort wird es mit einem 819 nm-Umpumplaserstrahl in den Zustand $4p^55p [3/2]_2$ angeregt. Dieser Zustand zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 25 % zurück in den Zustand $4p^55s [3/2]_1$ und mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 75 % in den metastabilen Zustand $4p^55s [3/2]_2$. Dieser Zustand dient dann als Grundzustand für die Laserkühlung. Durch Einstrahlung von Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 811$ nm kann das Krypton dann vom metastabilen Zustand in den Zustand $4p^55p [5/2]_3$ angeregt werden, welcher nur zurück in den metastabilen Zustand zerfallen kann.

Ziel des ATTA-Experiments ist es, Krypton-Isotope über ihr Fluoreszenzlicht nachzuweisen. Um Krypton isotopelektiv fangen und nachweisen zu können, werden die unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften, die Auswirkungen auf das Spektrum eines Atoms haben, genutzt. Hierzu zählen die Massen m_A , Kernradien r_c und Kernspins I der Isotope.

2.4.1 Masseneffekt

Der Masseneffekt kann über die Betrachtung der kinetischen Energie des abgeschlossenen Systems eines Atoms, welche von der gravitativen Anziehung der Teilchen untereinander abhängt, erklärt werden. Abhängig von der Masse eines Teilchens ändert sich die gravitative Anziehung, was eine Änderung der Eigenenergie des Systems zur Folge hat. Für die reduzierte Masse ${}^k\mu_A$ eines Isotops k gilt nach [18]:

$${}^k\mu_A = \frac{m_e \cdot m_k}{m_e + m_k} \quad (2.16)$$

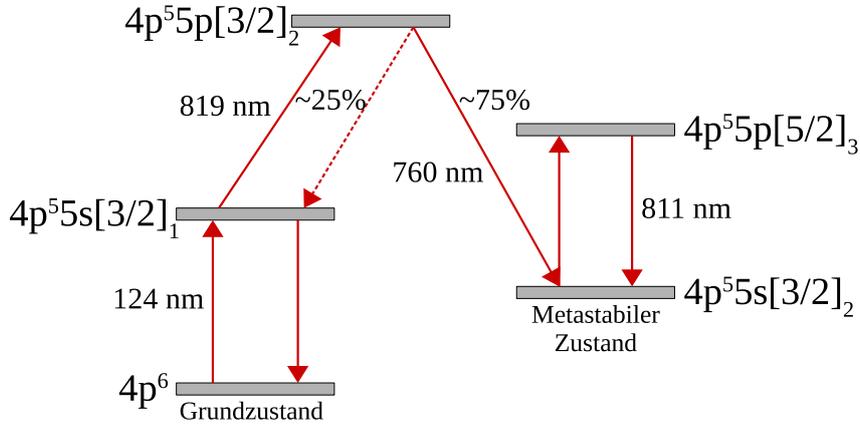


Abbildung 2.1: Termschema: Optische Anregung von Krypton in den metastabilen Zustand $4p^5 5s [3/2]_2$ (links) und der im ATTA-Experiment verwendete Kühlübergang (rechts).

Dabei ist m_e die Masse eines Elektrons und m_k die Kern-Masse des Isotops k . Durch Einsetzen der reduzierten Masse ${}^k\mu_A$ eines Isotops k und ${}^{k'}\mu_A$ eines Isotops k' in den kinetischen Teil der Schrödingergleichung erhält man (unter der Bedingung, dass sich nur die Masse der Kerne unterscheidet) für die Differenz der Energieeigenwerte [20]:

$$\Delta E^{k,k'} \sim \frac{m_k - m_{k'}}{m_k \cdot m_{k'}} \quad (2.17)$$

2.4.2 Volumeneffekt

Verschiedene Isotope haben dieselbe Ordnungszahl, aber unterschiedliche Massenzahlen. In Abhängigkeit von der Neutronenzahl können sich die (positiven) Ladungen im Kern somit unterschiedlich anordnen, was zu verschiedenen Coulomb-Potentialen führt. Somit bewegen sich die Hüllenelektronen unterschiedlicher Isotope in verschiedenen Coulomb-Potentialen. Dies bezeichnet man als Volumeneffekt. Die Energieverschiebung zwischen zwei Isotopen

k und k' lässt sich nach [20] schreiben als:

$$\Delta E^{k,k'} = \int (\phi_k(r) \cdot \rho_k(r) - \phi_{k'}(r) \cdot \rho_{k'}(r)) d\tau \quad (2.18)$$

Dabei sind $\phi_k(r)$ und $\rho_k(r)$ das elektrostatische Potential und die Ladungsdichte des Isotops k und $\phi_{k'}(r)$ und $\rho_{k'}(r)$ die entsprechenden Größen des Isotops k' .

2.4.3 Hyperfeinstruktur

Neben den vorgenannten Effekten können Isotope auch einen unterschiedlichen Kernspin I besitzen. Für Krypton kommt dieser Unterschied allerdings nur für Isotope mit ungerader Massenzahl zum Tragen, da die anderen Isotope keinen Kernspin aufweisen. Bedingt durch den Kernspin, hat der Atomkern ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_I$. Dieses lässt sich nach [33] schreiben als:

$$\vec{\mu}_I = g_I \frac{\mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (2.19)$$

Dabei ist g_I der Landé-Faktor des Kerns und μ_K das Kernmagneton. Die hieraus resultierende Energieänderung ΔE_{HFS} kann näherungsweise als Wechselwirkung des magnetischen Kernmoments $\vec{\mu}_I$ mit dem von den Elektronen der Atomhülle erzeugten Magnetfeld am Ort des Kerns verstanden werden. Die Energieänderung kann nach [33] geschrieben werden als:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} (F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)) \quad (2.20)$$

F ist hierbei der Gesamtdrehimpuls des Atoms, j der Gesamtbahndrehimpuls der Elektronenhülle und I der Kernspin. Für die Hyperfeinkonstante A gilt:

$$A = \frac{g_I \mu_K B_j}{\sqrt{j(j+1)}} \quad (2.21)$$

Dabei ist B_j die magnetische Flussdichte am Ort des Kerns.

Alle drei vorgenannten Effekte haben einen Einfluss auf die spektroskopischen Eigenschaften der Isotope Kr-81, Kr-83 und Kr-85. Die Abweichungen

| Isotop | ^{81}Kr | ^{83}Kr | ^{85}Kr |
|-------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| Hyperfeinübergang | $13/2 \leftrightarrow 11/2$ | $15/2 \leftrightarrow 13/2$ | $15/2 \leftrightarrow 13/2$ |
| $\Delta\nu$ [MHz] | 656 | 738 | 870 |

Tabelle 2.1: Frequenzdifferenzen der Isotope ^{81}Kr , ^{83}Kr , ^{85}Kr bzgl ^{84}Kr für den Kühlübergang $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_3$ für die verwendeten Hyperfeinübergänge aus [16].

der Resonanzfrequenzen des Kühlübergangs $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_3$ bezüglich Kr-84 sind in Tabelle 2.1 für die im ATTA-Experiment genutzten Hyperfeinübergänge aufgelistet.

Kapitel 3

Simulation eines Zeeman-Abbremsers für Krypton-Isotope

Zur Verbesserung bzw. Effizienzsteigerung der ATTA-Anlage wurde unter anderem erogen, der verwendeten $2D^+$ -MOT einen Zeeman-Abbremsers voranzusetzen. Hierdurch soll die Einfangeffizienz – vor allem für die sehr seltenen Krypton-Isotope Kr-81 und Kr-85 – gesteigert werden. Die Idee dabei ist, die Krypton-Atome zunächst mit flüssigem Stickstoff und im Anschluss daran mit Hilfe eines Zeeman-Abbremsers so weit vorzukühlen, dass eine größere Anzahl von Atomen in eine Geschwindigkeitsklasse gebracht wird, die unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit der $2D^+$ -MOT liegt. Somit stünde potentiell eine größere Zahl von Atomen zum Fangen bereit, wodurch die Einfangeffizienz gesteigert würde. Daher werden nun zunächst die konzeptionellen Grundlagen des Zeeman-Abbremsers beschrieben und der schematische Aufbau eines Zeeman-Abbremsers für Krypton dargestellt. Im Anschluss folgt die Simulationen eines Zeeman-Abbremsers unter verschiedenen Randbedingungen.

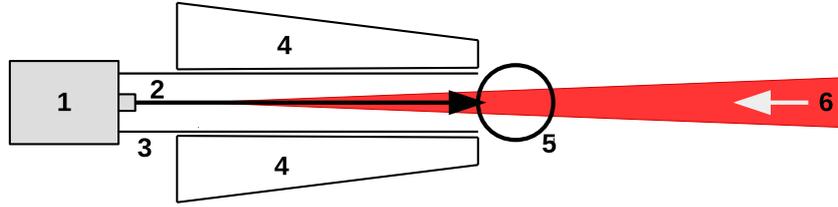


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Zeeman-Abbremsers: 1. Atomquelle, 2. Atomstrahl, 3. UHV-Rohr, 4. Magnetfeld-Spulen des Zeeman-Abbremsers, 5. Experimentier-Region, 6. Fokussierter Laserstrahl. Der schwarze Pfeil zeigt die Flugrichtung der Atome und der weiße Pfeil die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls.

3.1 Funktionsprinzip

Der schematische Aufbau eines Zeeman-Abbremsers ist in Abb. 3.1 dargestellt. Alle Atome, die unterhalb einer maximalen Einfanggeschwindigkeit v_{max} in den Zeeman-Abbremsers eintreten, geraten, abhängig von ihrer initialen Geschwindigkeit, nach einiger Zeit in Resonanz mit dem gegenläufigen Laserstrahl und werden abgebremst. Die Spulen des Zeeman-Abbremsers sind dabei so konfiguriert, dass das durch sie hervorgerufene Magnetfeld die durch die Laserkühlung veränderte Dopplerverschiebung $\delta_D(v)$ gerade wieder ausgleicht. So werden die Atome kontinuierlich bis auf eine gewünschte Endgeschwindigkeit v_{end} abgebremst. Damit der Atomstrahl währenddessen frei propagieren kann, findet der Abbremsungsprozess in einem Ultrahochvakuum-Rohr (UHV-Rohr) statt.

Mit der Resonanzbedingung (Gleichung 2.15) lässt sich nun das für den Zeeman-Abbremsers benötigte Magnetfeld $B(z)$ herleiten. Dafür muss allerdings noch die unbekannte Geschwindigkeit der Atome v_A aus der Gleichung eliminiert werden. Hierzu wird die angenommen, dass die Atome mit konstanter Beschleunigung a gebremst werden. Dabei gilt für die Beschleunigung a unter Verwendung von Gleichung 2.4:

$$a = \xi \cdot a_{max} = \xi \cdot \frac{2\pi\hbar}{m_A\lambda_L} \cdot \frac{\Gamma}{2} \quad (3.1)$$

Dabei ist m_A die Masse der gekühlten Atome und λ_L die Wellenlänge des

verwendeten Laserlichts. Über den dimensionslosen Parameter $\xi \in [0, 1)$ wird berücksichtigt, dass die maximale Beschleunigung a_{max} aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Spulenherstellung und der endlichen Sättigung des atomaren Übergangs ($s_0 < \infty$) nie erreicht wird. Nach Gleichung 2.5 skaliert ξ dabei mit $s_0 / (1 + s_0)$. Durch Einsetzen der effektiven Beschleunigung a des Zeeman-Abbremsers in die Bewegungsgleichungen für gleichmäßig beschleunigte Bewegungen kann eine Formulierung für den Weg erhalten werden, der erforderlich ist, um ein Atom von der maximalen Einfanggeschwindigkeit v_{max} auf die gewünschte Endgeschwindigkeit v_{end} der Atome zu bringen:

$$L(a) = L(\xi \cdot a_{max}) = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{v_{max}^2 - v_{end}^2}{2 \cdot a_{max}} \quad (3.2)$$

Die maximale Einfanggeschwindigkeit des Zeeman-Abbremsers hängt also maßgeblich von seiner Länge ab. Darüber hinaus haben auch die Masse m_a der Atome, die abgebremst werden sollen, die eingestrahlte Laserwellenlänge λ_L und die Breite des Kühlübergangs Γ eine Auswirkung auf die maximale Einfanggeschwindigkeit. Mit Ausnahme von λ_L sind diese Parameter jedoch isotopenspezifisch konstant.

Für $v_{end} \equiv 0$ lassen sich die Bewegungsgleichungen nach der Geschwindigkeit der Atome $v_a(z)$ auflösen:

$$v_a(z) = v_{max} \cdot \sqrt{1 - \frac{z}{L_s}}, \quad (3.3)$$

wobei $L_s = L(\xi \cdot a_{max})$ die Länge des Zeeman-Abbremsers ist.

3.2 Ideales Magnetfeld

Durch Einsetzen des in Gleichung 3.3 bestimmten Ausdrucks $v_a(z)$ in die in Gleichung 2.15 hergeleitete Resonanzbedingung, lässt sich nun ein Ausdruck für das ideale Magnetfeld im Zeeman-Abbremsers herleiten:

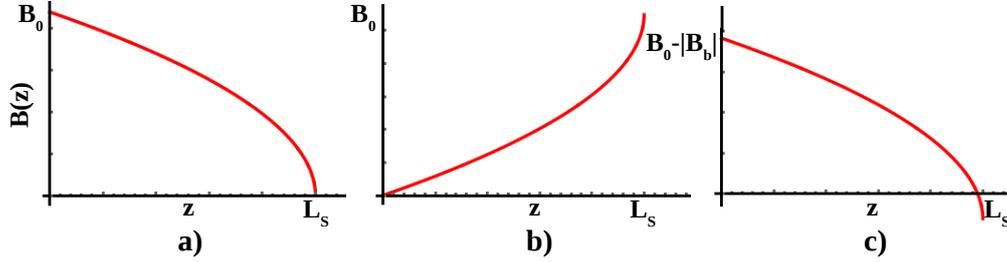


Abbildung 3.2: Magnetfeld $B(z)$ für a) Zeeman-Abbremsers mit abfallendem B-Feld, b) Zeeman-Abbremsers mit ansteigendem B-Feld, c) Spin-Flip-Abbremsers.

$$B(z) = B_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{z}{L_s}} + B_b, \quad (3.4)$$

mit

$$B_0 = \frac{\hbar k_L \cdot v_{max}}{\mu_B \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}]} \quad (3.5)$$

und

$$B_b = \frac{\hbar \delta_0}{\mu_B \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}]} \quad (3.6)$$

Da das ortsabhängige Magnetfeld $B(z)$ groß genug ist, um die Hyperfeinstruktur-Kopplung aufzuheben (Vgl. 2.2), wird an dieser Stelle die Feinstruktur betrachtet. Somit hat das ideale Magnetfeld im Zeeman-Abbremsers drei freie Parameter B_0 , B_b und L_s . Man unterscheidet für gewöhnlich zwischen drei verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen. Diese sind in Abb. 3.2 dargestellt und werden im Folgenden näher erläutert.

1. Zeeman-Abbremsers mit abfallendem B-Feld [29]:

In dieser Konfiguration ist $B_b = 0$, falls $\delta_0 = 0$ ist. Das Magnetfeld fällt dann von seinem Maximalwert B_0 auf $B(L_s) = 0$ ab (siehe Abb. 3.2 a). Über kleine Laserstimmungen δ_0 kann folglich die Endgeschwindigkeit des Zeeman-Abbremsers eingestellt werden; es gilt $v_{end} = \delta_0/k_L$. Weiter gilt beim abfallenden B-Feld $\delta_z(z) > 0$ (also $\Delta m_j > 0$). Zum Bremsen der Atome muss nach den Auswahlregeln der Quantenmechanik also σ^+ -polarisiertes Licht verwendet werden. In dieser Konfi-

guration besteht der Vorteil darin, dass am Ende der Apparatur kein bzw. nur ein zu vernachlässigendes Magnetfeld vorliegt, welches die im ATTA-Experiment nachfolgende magneto-optische Falle (MOT) stören könnte. Potentiell nachteilig ist aber, dass die Atome, die den Zeeman-Abbremsen verlassen, weiterhin (nahezu) in Resonanz mit dem eingestrahnten Laserstrahl sind, was unter Umständen dazu führen könnte, dass sie in den Abbremsen zurückgetrieben werden.

2. Zeeman-Abbremsen mit ansteigendem B-Feld [8]:

In dieser Parameterkombination gilt $B_b = -B_0$ und das Magnetfeld steigt von $B(0) = 0$ bis zu seinem Maximalwert $B(L_s) = B_0$ an (siehe Abb. 3.2 b). Ergo hängt die maximale Einfanggeschwindigkeit v_{max} hierbei nur von der Verstimmung des Lasers δ_0 ab. Man hat also $\delta_0 = k_L \cdot v_{max}$, was allerdings zu recht hohen Verstimmungen führt. Für das abfallende B-Feld gilt $\delta_z(z) < 0$ (also $\Delta m_j < 0$). Daher muss zum Bremsen der Atome σ^- -polarisiertes Licht verwendet werden. Von allgemeinem Vorteil erweist sich in dieser Konfiguration die Tatsache, dass das Licht meist stark verstimmt ist und somit eine nachfolgende magneto-optische Falle weniger stark gestört würde als bei nah rot-verstimmtem Licht. Nachteilhaft (vor allem im Rahmen des ATTA-Experiments) ist dabei, dass das mitunter sehr starke Magnetfeld am Ende des Zeeman-Abbremsers die nachfolgende 2D⁺-MOT stört.

3. Spin-Flip-Abbremsen [17]:

In der Spin-Flip-Konfiguration gilt $-B_0 \leq B_b \leq 0$. Diese zeichnet sich dadurch aus, dass das Magnetfeld einen Nulldurchgang aufweist (siehe Abb. 3.2 c), woraus sich auch der Name Spin-Flip-Abbremsen herleitet. Am Nulldurchgang wechselt bezüglich des Ruhesystems der Atome die Quantisierungsachse (Spin-Flip). Dafür vereint diese Konfiguration die Vorteile beider vorgenannter Konfigurationen. So hat man am Ende des Abbremsers ein verhältnismäßig schwaches Magnetfeld und gleichzeitig eine relativ hohe Verstimmung δ_0 . Des Weiteren ist

das initiale Magnetfeld $B_0 - |B|$ kleiner und somit leichter zu erzeugen als bei den vorherigen Konfigurationen. Allerdings muss zum Bremsen der Atome vor dem Nulldurchgang σ^+ -polarisiertes Licht und nach dem Nulldurchgang σ^- -polarisiertes Licht verwendet werden.

Nach Abwägung der Vor- und Nachteile der oben genannten Abbremsertypen fiel die Entscheidung auf einen Zeeman-Abbremsers mit abfallendem B-Feld. So muss am Ende des Abbremsers nur ein schwaches Magnetfeld kompensiert werden. Weiter sind im Rahmen des ATTA-Experiments keine großen Verstimmungen notwendig.

3.2.1 Steigung des Magnetfelds

Bedingt durch die Begrenztheit der maximalen Beschleunigung a_{max} , darf auch die Steigung des Magnetfeldes $|\frac{dB}{dz}|$ nicht zu groß werden (Vgl. [7, 6]). Durch Umformen der Bedingung $a_{max} \geq a$ erhält man folgenden Ausdruck:

$$a_{max} \geq a = \frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{dv}{dz} \quad (3.7)$$

Nach dem Umstellen der Resonanzbedingung 2.15 nach $v(z)$ und Einsetzen in die obige Ungleichung 3.7 lässt sich eine Bedingung für die maximale Steigung des Magnetfelds herleiten:

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| \leq \frac{\hbar k_L a_{max}}{\mu_B [m_{je} g_{je} - m_{jg} g_{jg}]} \cdot \frac{1}{v(z)} \quad (3.8)$$

Wird diese Bedingung verletzt, so verlassen die Atome die Resonanz, da sie mit zu hoher Geschwindigkeit in Bereiche niedrigerer Magnetfeldstärke übergehen, und können folglich nicht weiter gebremst werden. Daher muss beim Entwurf des Zeeman-Abbremsers genau darauf geachtet werden, dass diese Bedingung eingehalten wird. In Abb. 3.3 ist exemplarisch der Verlauf von $|\frac{dB}{dz}|$ für ein ideales Magnetfeld im Zeeman-Abbremsers in Abhängigkeit von der Position z dargestellt. Man erkennt leicht, dass die Atome am Ende des Abbremsers die Resonanz verlassen.

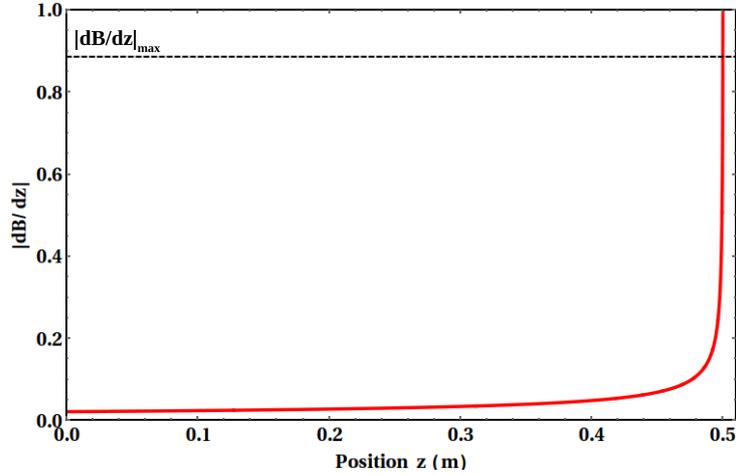


Abbildung 3.3: Steigung $|dB/dz|$ des idealen Magnetfelds im Zeeman-Abbremsers. Die gestrichelte Linie zeigt $|dB/dz|_{max}$. Am Ende des Abbremsers ($L_s = 0,5$ m) divergiert $|dB/dz|$ und die Atome verlassen die Resonanz.

3.3 Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers

In den vorangegangenen Abschnitten wurde zunächst eine idealisierte Trajektorie $v(z)$ der Atome im Zeeman-Abbremsers angenommen. In diesem Abschnitt wird nun ein realistisches Modell für die Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers erläutert.

3.3.1 Longitudinale Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers

Ausgangspunkt für ein realistisches Modell der longitudinalen Bewegung der Atome innerhalb des Zeeman-Abbremsers ist die sogenannte Differentialgleichung des Zeeman-Abbremsers [17]. Diese Differentialgleichung 2. Ordnung lässt sich aus der Spontankraft nach Gleichung 2.4 wie folgt herleiten:

$$m_A \cdot a = m_A \cdot \ddot{z} = F_{sp}(z, \dot{z}), \quad (3.9)$$

wobei m_A die Masse des Isotops ist, welches abgebremst werden soll. Zur Berechnung der longitudinalen Bewegung der Atome kann die Differential-

gleichung des Zeeman-Abbremsers in ein System von Differentialgleichungen 1. Ordnung überführt werden:

$$\dot{z} = v$$

$$\dot{v} = \frac{\hbar k_L \Gamma}{2m_A} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + \left[\frac{\delta_0 + k_L \cdot v - \mu_B \cdot B(z) \cdot (m_{je} g_{je} - m_{jg} g_{jg}) / \hbar}{\Gamma/2} \right]^2} \quad (3.10)$$

Nach Einsetzen eines beliebigen Magnetfelds $B(z)$ lässt sich dieses System von Differentialgleichungen, beispielsweise mit einem Runge-Kutta-Integrator, numerisch lösen.

3.3.2 Transversale Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers

Wie in Kapitel 2 beschrieben, werden die Atome durch stimulierte Absorption und anschließende spontane Emission in einen Raumwinkel von 4π gebremst. Dabei ergibt sich über viele Streuvorgänge eine gemittelte Kraft entgegen der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls. Währenddessen vollführen die Atome jedoch eine Zufallsbewegung (auch Irrfahrt, engl. *random walk*) in transversaler Richtung zum Laserstrahl. Die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung ändert sich dabei nach [25] mit

$$\sigma_{v\perp} = \frac{\hbar k_L}{m_A} \cdot \sqrt{\frac{N(t)}{3}}, \quad (3.11)$$

wobei $N(t) = \int_0^t \gamma_{Streu}(\tau) d\tau$ die Anzahl der Streuvorgänge nach der Zeit t ist. Die Anzahl von Streuungen N , die mindestens notwendig ist, um ein Atom von seiner initialen Geschwindigkeit v_i auf die Endgeschwindigkeit v_{end} abzubremsen, bestimmt sich über:

$$N = \frac{m_A \cdot (v_i - v_{end})}{\hbar k_L} \quad (3.12)$$

Bei bekannter initialer transversaler Orts- und Geschwindigkeitsverteilung kann die transversale Zufallsbewegung entlang der Strahlachse unter Verwendung von Gleichung 3.11 auch mit Monte-Carlo-Methoden simuliert werden.

Dafür muss für viele Atome die komplette Transversalgeschwindigkeitstrajektorie und damit jeder einzelne Streuvorgang explizit simuliert werden (Vgl. [17]).

Nach dem Austreten des Atomstrahls aus dem Zeeman-Abbremsers weitet sich dieser mit konstantem Divergenzwinkel α auf [25]:

$$\alpha = \frac{2v_{\perp}}{v_{end}} \quad (3.13)$$

Dabei sind v_{\perp} bzw. v_{end} die transversale bzw. longitudinale Geschwindigkeit der Atome beim Austritt aus dem Zeeman-Abbremsers. Das bedeutet, dass sich der Kühlbereich der nachfolgenden 2D⁺-MOT möglichst dicht am Ende des Zeeman-Abbremsers befinden sollte.

3.4 Vorkühlen mit flüssigem Stickstoff

Die Geschwindigkeitsverteilung von Gasen bei gegebener Temperatur T kann näherungsweise über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden:

$$p(v) = 4\pi \left(\frac{m_A}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot \exp \left(-\frac{m_A v^2}{2k_B T} \right) \quad (3.14)$$

Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante und m_A die Masse der betreffenden Atome. Wie man aus Gleichung 3.14 leicht erkennen kann, hängt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome maßgeblich von der Temperatur ab. Sinkt die Temperatur, so steigt die Wahrscheinlichkeit, die Atome bei niedrigerer Geschwindigkeit anzutreffen. Das bedeutet wiederum, dass sich bei einer geringeren Temperatur mehr Atome mit einer Geschwindigkeit bewegen, die unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit v_{max} des Zeeman-Abbremsers liegt. Folglich kann durch Kühlung der Atome vor Eintritt in den Zeeman-Abbremsers der Anteil der Atome, die für eine Abbremsung zugänglich sind, erhöht werden. Dies kann beispielsweise mit flüssigem Stickstoff geschehen, dessen Siedepunkt bei $T = 77$ K liegt. So kann die Temperatur der Atome im Vergleich zur Raumtemperatur ($T_R \approx 293$ K) deutlich abgesenkt werden. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass der Siedepunkt von Kryp-

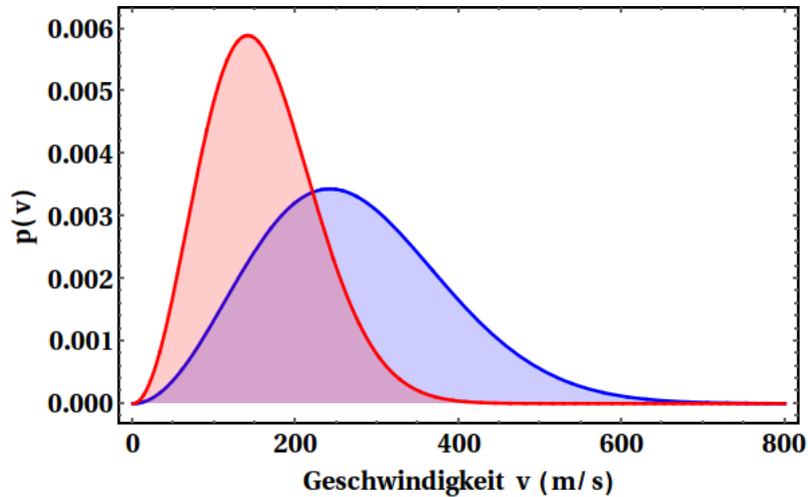


Abbildung 3.4: Maxwell-Boltzmann-Verteilungen für Krypton bei $T_1 = 294$ K (blau) und $T_2 = 100$ K (rot).

ton bei $T = 121$ K, also 44 K über dem Siedepunkt von Stickstoff liegt. So müsste entweder eine Gegenheizung implementiert werden oder der Druck im Krypton-Reservoir entsprechend reguliert werden. In Abb. 3.4 sind die Maxwell-Boltzmann-Verteilungen für Krypton bei $T_1 = 294$ K (blau) und $T_2 = 100$ K (rot) eingezeichnet. Der Anteil X von Atomen, die sich bei gegebener Temperatur T mit $v < v_{max}$ bewegen, bestimmt sich dabei über:

$$X = \int_0^{v_{max}} p(v) dv \quad (3.15)$$

3.5 Simulation des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde eine Simulation des Zeeman-Abbremsers für Krypton durchgeführt. Da das ATTA-Experiment in Form einer Kombination aus $2D^+$ -MOT und 3D-MOT bereits aufgebaut ist, darf die Länge des Zeeman-Abbremsers aus Machbarkeitsgründen einen halben Meter nicht überschreiten. Weiter wurde entschieden, einen Zeeman-Abbremsers mit abfallendem B-Feld zu verwenden (Vgl. Abschnitt 3.2). Darüber hin-

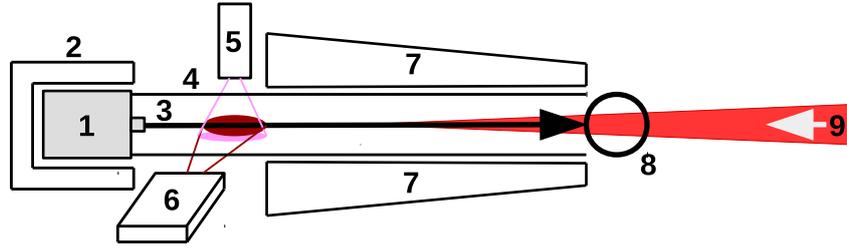


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment, mit 1. Krypton-Quelle, 2. Kühleinheit mit flüssigem Stickstoff, 3. Krypton-Strahl, 4. UHV-Rohr mit Flanschen, 5. VUV-Lampe, 6. 819 nm-Umpumpplaser, 7. Magnetfeld-Spulen, 8. 2D-MOT Einfangbereich, 9. fokussierter σ^+ -polarisierter Kühlaserstrahl ($\lambda_L = 811,290$ nm). Die Pfeile zeigen die Ausbreitungsrichtung des Krypton-Strahls (schwarz) bzw. des Laserstrahls (weiß).

aus sollen die Atome vor Eintritt in den Zeeman-Abbremsers mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt werden, um den Anteil abbremsbarer Atome zu erhöhen. Näherungsweise wird hierbei davon ausgegangen, dass die Temperatur des Krypton-Gases durch das Vorkühlen auf $T = 100$ K abgesenkt wird. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, gibt es derzeit allerdings keine geeignete Laserlichtquelle, um Krypton im Grundzustand ($4p^6$) zu kühlen. Daher müssen die Krypton-Atome bereits vor dem Zeeman-Abbremsers mittels VUV-Lampe [16] und 819 nm-Umpumpplaserstrahl in den metastabilen Zustand ($4p^5 5s[3/2]_2$) verbracht werden. Die Krypton-Atome können dann mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda_L = 811,290$ nm gekühlt werden (siehe Abb. 2.1). Eine schematische Skizze des Zeeman-Abbremsers mit vorhergehender Stickstoffkühlung und Anregung in den metastabilen Zustand ist in Abb. 3.5 dargestellt. Damit das Licht der VUV-Lampe und des Umpumpplasers in das UHV-Rohr eintreten kann, ist dieses mit entsprechenden Flansch-Zugängen versehen (Vgl. [16]). Nachfolgend werden die Ergebnisse der Simulation aufgeführt.

3.5.1 Ergebnisse der Simulation

Wie zuvor erläutert, soll die Länge des Zeeman-Abbremsers einen halben Meter nicht überschreiten. Um einen möglichst großen Anteil der Atome abbremsen zu können, ist es wiederum von Vorteil einen möglichst langen Abbremsers zu verwenden. Daher wurde eine Länge von $L_s = 0,5$ m gewählt. Weiter soll, konservativ abgeschätzt, die Endgeschwindigkeit des Abbremsers gleich der maximalen Einfanggeschwindigkeit der 3D-MOT des ATTA-Experiments $v_{end} = v_{max,3D-MOT} = 8$ m/s sein. Die Wellenlänge des Kühlübergangs zwischen dem metastabilen Zustand $4p^55s[3/2]_2$ und dem zugehörigen angeregten Zustand $4p^55p[5/2]_3$ beträgt in Luft $\lambda_0 = 811,290$ nm. Da der Zeeman-Slower für das ATTA-Experiment mit abfallendem Magnetfeld realisiert werden soll, ergibt sich über $v_{end} = \delta_0/k_L$ eine Frequenzverstimmung zur atomaren Übergangsfrequenz von $\delta_0 = 61,957$ MHz (Vgl. Abschnitt 3.2). Unter Verwendung der Gleichungen 3.1 und 3.2 kann nun die maximale Einfanggeschwindigkeit v_{max} des Zeeman-Abbremsers bestimmt werden.

3.5.1.1 Maximale Einfanggeschwindigkeit

Zur Bestimmung der maximalen Einfanggeschwindigkeit muss allerdings zunächst eine Annahme für den Parameter ξ getroffen werden. Dieser skaliert, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, mit $s_0/(s_0 + 1)$. Daher wird ξ im Folgenden konservativ, realistisch und idealisiert abgeschätzt. Im idealisierten Fall wird die Annahme getroffen, dass die Spulen ein ideales Magnetfeld erzeugen. In diesem Fall gilt $\xi = s_0/(s_0 + 1)$. Mit der Sättigungsintensität des Kühlübergangs $I_{sat} = 1,36$ mW \cdot cm $^{-2}$ und einer Laserintensität von $I_L = 39,79$ mW \cdot cm $^{-2}$ ergibt sich $\xi_{ideal} = 0,9669$. Somit betrüge die maximale Einfanggeschwindigkeit nach Gleichung 3.2 $v_{max,ideal} = 312$ m/s. Im realistischen Fall wird $\xi_{real} = 2/3$ geschätzt, da diese Größenordnung des Parameters auch in anderen Experimenten üblich ist (siehe z.B. [12]). Dies führte dann zu einer maximalen Einfanggeschwindigkeit $v_{max,real} = 259$ m/s. In der konservativen Abschätzung ist $\xi_{kons} = 1/2$, was eine maximale Einfanggeschwindigkeit $v_{max,kons} = 224$ m/s ergäbe.

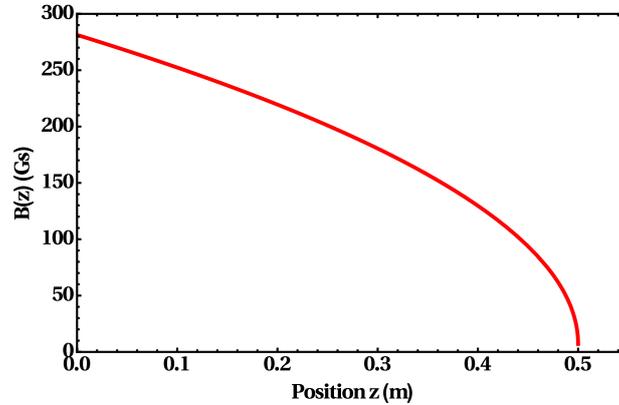


Abbildung 3.6: Ideales Magnetfeld des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment, mit $B_0 = 273,7$ Gs, $B_b = 7,0$ Gs und $L_s = 0,5$ m.

3.5.1.2 Berechnung des Magnetfelds

Mit den magnetischen Quantenzahlen $m_{jg} = 2$ und $m_{je} = 3$ und den zugehörigen Landé-Faktoren $g_{jg} = 1,502$ und $g_{je} = 1,336$ [2] lässt sich nun unter Zuhilfenahme der Gleichung 3.6 das erforderliche Magnetfeld bestimmen. Dabei ergibt sich für den Magnetfeldparameter $B_b = 7,0$ Gs. Da der Magnetfeldparameter B_0 von v_{max} und somit von ξ abhängt, ergeben sich folgende Werte:

| $B_0(\xi)$ | Wert [Gs] |
|--------------------|-----------|
| $B_0(\xi_{ideal})$ | 273,7 |
| $B_0(\xi_{real})$ | 227,2 |
| $B_0(\xi_{kons})$ | 196,5 |

Tabelle 3.1: Werte für B_0 in Abhängigkeit von Parameter ξ für die verschiedenen Szenarien.

Zudem ist für alle Werte von B_0 die Bedingung an die Steigung des Magnetfelds (Gleichung 3.8) erfüllt. Der Verlauf des Magnetfelds $B(z)$ (für $\xi = \xi_{ideal}$) ist in Abb. 3.6 dargestellt. Da mit den hier verwendeten magnetischen Quantenzahlen $\Delta m_j = +1$ gilt, muss der Laserstrahl zur Abbremsung der Atome nach den Auswahlregeln der Quantenmechanik also σ^+ -Polarisation aufweisen. Weiter kann mit v_{max} der Anteil X abbremsbarer Atome bestimmt werden.

| T [K] | $\xi = 0,9669$ | $\xi = 2/3$ | $\xi = 1/2$ |
|----------|----------------|-------------|--------------|
| 294 | 0,661 | 0,490 | 0,371 |
| 100 | 0,980 | 0,921 | 0,835 |
| Erhöhung | $\sim 48\%$ | $\sim 88\%$ | $\sim 125\%$ |

Tabelle 3.2: Anteil X abbremsbarer Krypton-Atome in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Parameter ξ und prozentuale Erhöhung von X durch die Vorkühlung.

3.5.1.3 Anteil abbremsbarer Atome

Der Anteil X abbremsbarer Atome ist nach Gleichung 3.15 abhängig von v_{max} und somit implizit auch von ξ . Der Anteil X ist in Tab. 3.2 in Abhängigkeit von der Temperatur und ξ aufgeführt. Ebenfalls eingetragen ist die prozentuale Erhöhung des Anteils durch Vorkühlung. Man sieht, dass im Idealfall - bei Vorkühlung auf $T = 100$ K - 98% aller Krypton-Atome abgebremst werden können (siehe auch Abb. 3.4). In der konservativen Abschätzung liegt dieser Anteil immer noch bei 83%. Man erkennt außerdem, dass die Erhöhung des Anteils abbremsbarer Krypton-Atome durch Vorkühlung hin zu kleineren Werten von ξ deutlich anwächst. Im Vergleich dazu liegt der Anteil einfangbarer Atome mit der 2D-MOT des ATTA-Experiments mit einer maximalen Einfangesgeschwindigkeit von $v_{max,2D-MOT} = 30$ m/s bei Raumtemperatur lediglich bei ca. 0,14%. Durch Implementierung eines Zeeman-Abbremsers und Vorkühlen des Kryptons mit flüssigem Stickstoff, kann der Anteil einfangbarer Atome im ATTA-Experiment also um mehr als zwei Größenordnungen gesteigert werden. In Tabelle 3.3 sind noch einmal alle Parameter der Simulation aufgelistet.

3.5.1.4 Ergebnisse für die Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers

Zur Lösung der Differentialgleichung des Zeeman-Abbremsers 3.9 wurde diese in ein System von Differentialgleichungen 1. Ordnung überführt (siehe Gleichungen 3.10). Dieses Differentialgleichungssystem konnte mit einem Runge-Kutta-Integrator numerisch gelöst werden. Hierzu wurde, unter Verwendung des Mathematik-Programms *Wolfram Mathematica 10.0* der Firma *Wolfram*

| Name | Symbol | Einheit | Wert |
|------------------------------------|--------------------|----------------------------------|----------------------------|
| Lichtgeschwindigkeit | c | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 299792458 |
| Bohrsches Magneton | μ_B | $\text{J} \cdot \text{T}^{-1}$ | $9,2740099 \cdot 10^{-24}$ |
| red. Plancksches Wirkungsquantum | \hbar | $\text{J} \cdot \text{s}$ | $1,0545718 \cdot 10^{-34}$ |
| Atomare Masseneinheit | u | kg | $1,6605390 \cdot 10^{-27}$ |
| Atommasse | m_A | kg | $1,4114582 \cdot 10^{-25}$ |
| Wellenlänge des Kühlübergangs | λ_0 | m | $811,290 \cdot 10^{-9}$ |
| Frequenz des Kühlübergangs | ω_0 | s^{-1} | $2,3217980 \cdot 10^{15}$ |
| Breite des Kühlübergangs | Γ | s^{-1} | $3,4934510 \cdot 10^7$ |
| Laserfrequenz | ω_L | s^{-1} | $2,3217981 \cdot 10^{15}$ |
| Wellenzahl des Laserstrahls | k_L | m^{-1} | $7,7446850 \cdot 10^6$ |
| Verstimmung | δ_0 | s^{-1} | $6,1957480 \cdot 10^7$ |
| Intensität des Laserstrahls | I_L | $\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ | 39,79 |
| Sättigungsintensität des Übergangs | I_{sat} | $\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ | 1,36 |
| Sättigung | s_0 | 1 | 29,26 |
| Magnetquantenzahl (anger. Zust.) | m_{je} | 1 | 3 |
| Magnetquantenzahl (Grundzust.) | m_{jg} | 1 | 2 |
| Landé-Faktor (anger. Zust.) | g_{je} | 1 | 1,336 |
| Landé-Faktor (Grundzust.) | g_{jg} | 1 | 1,502 |
| Länge des Abbremsers | L_s | m | 0,5 |
| max. Einfanggeschwindigkeit | $v_{max,ideal}$ | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 312 |
| max. Einfanggeschwindigkeit | $v_{max,real}$ | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 259 |
| max. Einfanggeschwindigkeit | $v_{max,kons}$ | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 224 |
| Endgeschwindigkeit | v_{end} | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ | 8 |
| Magnetfeld | B_b | Gs | 7,0 |
| Magnetfeld | $B_0(\xi_{ideal})$ | Gs | 273,7 |
| Magnetfeld | $B_0(\xi_{real})$ | Gs | 227,2 |
| Magnetfeld | $B_0(\xi_{kons})$ | Gs | 196,5 |

Tabelle 3.3: Parameter für die Simulation des Zeeman-Abbremsers.

Research, ein *Mathematica*-Skript geschrieben, welches in Anhang A.1 aufgeführt ist. Mit Hilfe dieses Programmskripts konnten die Geschwindigkeitstrajektorien für die longitudinale Bewegung der Krypton-Atome im Zeeman-Abbremsers berechnet werden. Diese sind in Abb. 3.7 jeweils für die drei verschiedenen Werte von ξ dargestellt. Man kann leicht erkennen, dass alle Atome, deren Geschwindigkeit kleiner ist als die maximale Einfanggeschwindigkeit, auf die gewünschte Endgeschwindigkeit $v_{end} = 8 \text{ m/s}$ abgebremst werden. Konzeptionsgemäß treten dabei Atome mit höherer Geschwindigkeit früher in Resonanz zum Laserstrahl und werden abgebremst als solche niedrigerer Geschwindigkeit. Weiterhin fällt auf, dass die Atome hin zu kleineren Werten von ξ und niedrigeren Geschwindigkeiten früher die Endgeschwindigkeit des Zeeman-Abbremsers erreichen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer Verringerung von ξ die maximale Einfanggeschwindigkeit v_{max} sinkt. Dabei sind jedoch nur der Parameter B_0 und damit implizit \dot{v} von v_{max} abhängig (siehe Gleichungen 3.4 und 3.10). Die Endgeschwindigkeit v_{end} hingegen hängt allein von der Verstimmung δ_0 und der Wellenzahl des Lasers k_L ab, welche jeweils unabhängig von v_{max} sind (Vgl. Abschnitt 3.2). Über das transversale Geschwindigkeitsverhalten kann an dieser Stelle keine quantifizierbare Aussage getroffen werden, da die Charakteristik der Austrittsdüse des Atomstrahls, und somit die initiale Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der Atome in Transversalrichtung zur Strahlachse unbekannt sind. Es ist allerdings davon auszugehen, dass das transversale Geschwindigkeitsverhalten der Atome eine nicht zu vernachlässigende Auswirkung darauf hat, wie viele Atome das Ende des Abbremsers erreichen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Krypton-Atome, die einmal an die Wand des UHV-Rohres des Zeeman-Abbremsers stoßen, mit hoher Wahrscheinlichkeit über Stoßab- bzw. anregung das Zwei-Niveau-System des Kühlübergangs verlassen. Da die Krypton-Atome aber bereits vor dem Abbremsers in den metastabilen Zustand $4p^5 5s[3/2]_2$ angeregt werden müssen, damit sie überhaupt mit konventionellen Laserlichtquellen abgebremst werden können, können sie, nach Verlassen des Zwei-Niveau-Systems des Kühlübergangs innerhalb des Abbremsers, nicht weiter gebremst werden. Bei bekannter initialer transversaler Orts- und Geschwindigkeitsverteilung kann die transversale Zufallsbewegung

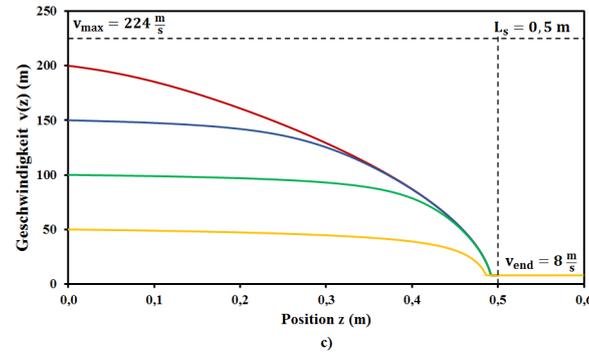
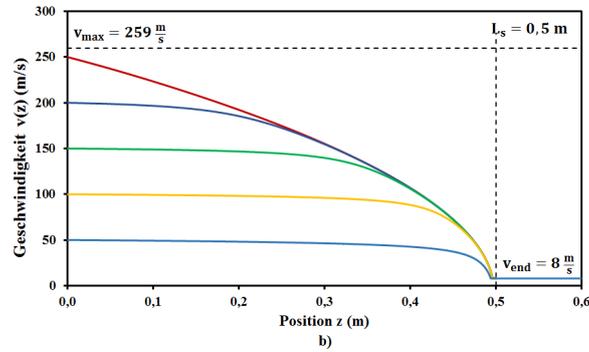
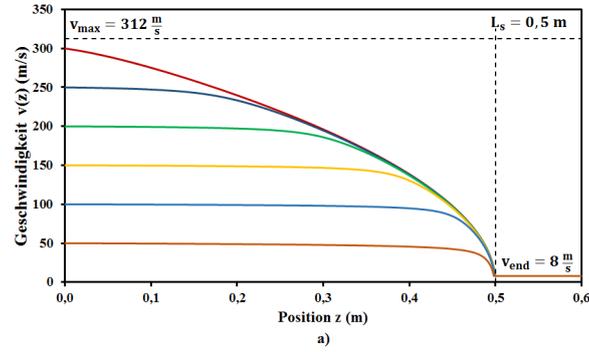


Abbildung 3.7: Numerisch berechnete Geschwindigkeitstrajektorien der longitudinalen Bewegung von Krypton-85 im Zeeman-Abbremsers für verschiedene maximale Einfanggeschwindigkeiten $v_{max,a} = 312$ m/s, $v_{max,b} = 259$ m/s und $v_{max,c} = 224$ m/s. Die horizontale bzw. die vertikale gestrichelte Linie zeigen jeweils die maximale Einfanggeschwindigkeit v_{max} bzw. die Länge L_s des Zeeman-Abbremsers. v_{end} ist die longitudinale Geschwindigkeit der Atome beim Austritt aus dem Zeeman-Abbremsers. Der Parameter ξ beträgt für a: $\xi_{ideal} = 0,9669$, für b: $\xi_{real} = 2/3$ und für c: $\xi_{kons} = 1/2$.

entlang der Strahlachse jedoch mit Monte-Carlo-Methoden simuliert werden (Vgl. Abschnitt 3.3.2). Aus vorgenannten Gründen muss beim konkreten Entwurf der Atomstrahlröhre bzw. des Durchmessers des UHV-Rohrs darauf geachtet werden, dass durch transversales Aufheizen entlang der Strahlachse möglichst wenige Atome verloren gehen.

Ferner konnte die Aufweitung des Atomstrahls nach Austritt aus dem Zeeman-Abbremsers abgeschätzt werden. Die mittlere Geschwindigkeit der Krypton-Atome bei $T = 100\text{ K}$ beträgt $\bar{v} \approx 159\text{ m/s}$. Wählt man diese als initiale Geschwindigkeit, so ergibt sich über Gleichung 3.12 eine mindestens notwendige Anzahl von Streuungen von $N = 26088$, um die Atome auf v_{end} abzubremsen. Durch Einsetzen in die Gleichungen 3.11 und 3.13 erhält man damit einen Divergenzwinkel von $\alpha \approx 0,135$. Das heißt, dass sich der Atomstrahl pro Zentimeter Flugstrecke um ca. $1,35\text{ mm}$ aufweitet. Bei einem Durchmesser des Kühlbereichs der 2D^+ -MOT des ATTA-Experiments von etwa 20 mm darf sich das Ende des Zeeman-Abbremsers also höchstens wenige Zentimeter vom Fallenzentrum entfernt befinden.

3.6 Fazit - Zeeman-Abbremsers

Im Rahmen des ersten Teils dieser Arbeit wurden die konzeptionellen Grundlagen zum Bau eines Zeeman-Abbremsers für Krypton-Isotope für das ATTA-Experiment gelegt. Dazu wurden die zum Verständnis des Zeeman-Abbremsers essentiellen theoretischen Grundlagen beschrieben. Dabei konnten aus der Resonanzbedingung ein Ausdruck für das ideale Magnetfeld des Zeeman-Abbremsers hergeleitet und hieraus drei verschiedene mögliche Magnetfeldkonfigurationen abgeleitet werden. Nach Abwägung der Vor- und Nachteile der jeweiligen Konfiguration konnte gezeigt werden, dass für die Zwecke des ATTA-Experiments ein Zeeman-Abbremsers mit abfallendem Magnetfeld am besten geeignet ist.

Weiter wurde ein Modell eingeführt, um die Geschwindigkeitstrajektorien der longitudinalen Bewegung der Krypton-Atome aus der Differentialgleichung des Zeeman-Abbremsers numerisch zu berechnen. Außerdem wurde diskutiert, wie durch Vorkühlen mit flüssigem Stickstoff ein deutlich größerer

Teil der Atome in eine Geschwindigkeitsklasse verbracht werden kann, welche unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit des Zeeman-Abbremsers liegt, und so folglich der Anteil abbremsbarer Atome maximiert werden kann. Im Anschluss daran wurden unter der Prämisse, dass die Länge des Abbremsers einen halben Meter nicht überschreiten darf, die konkreten Parameter für einen Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment austariert. Hierbei wurde eine Fallunterscheidung für verschiedene Suffizienzen des zu implementierenden Magnetfelds bzw. für die Sättigung des verwendeten atomaren Kühlübergangs vorgenommen. Es konnte gezeigt werden, dass bei Vorkühlung des Kryptons mit flüssigem Stickstoff im Idealfall etwa 98 %, im schlechtesten angenommenen Fall jedoch immer noch circa 83 % der Atome potentiell abgebremst werden können. Im Vergleich dazu liegt der Anteil einfangbarer Krypton-Atome mit der 2D-MOT des ATTA-Experiments bei Raumtemperatur lediglich bei rund 0,14 %. Das bedeutet, dass der Anteil potentiell einfangbarer Krypton-Atome durch die Implementierung eines Zeeman-Abbremsers und Vorkühlen um bis zu drei Größenordnungen gesteigert werden kann.

Schließlich wurden die Bewegungstrajektorien der Krypton-Atome im Abbremsers für alle drei Fallunterscheidungen berechnet. Hierbei konnte allerdings keine abschließende Aussage über die Transversalbewegung der Atome getroffen werden, da die initiale Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der Atome nach Austritt aus dem Kryptonreservoir nicht bekannt war. Dies wäre bei einem konkreten Entwurf des Abbremsers noch zu berücksichtigen, da ein nicht zu vernachlässigender Teil der Atome durch transversales Aufheizen entlang der Strahlachse gegen die Wand des Abbremsers-Rohres prallen und somit für die anschließende Messung verloren gehen könnte. Ferner konnte dargelegt werden, dass das Ende des Abbremsers möglichst nah am Kühlbereich der anschließenden magneto-optischen Falle liegen muss, da der Krypton-Strahl nach dem Austritt aus dem Zeeman-Abbremsers divergiert; würde der Durchmesser des Krypton-Strahls am Ort des Kühlbereichs größer als das Fallenzentrum selbst, so gingen wiederum Atome für die Messung verloren.

Abschließend lässt sich also sagen, dass durch das Einbringen eines Zeeman-Abbremsers und eine Vorkühlung der Krypton-Atome mit flüssigem Stickstoff die Nachweiseffizienz des ATTA-Experiments für die seltenen Krypton-Isotope Kr-81 und Kr-85 deutlich gesteigert werden könnte. Dadurch könnte die benötigte Zeit, um eine Krypton-Probe zu vermessen, deutlich verkürzt werden.

Kapitel 4

Lasersystem zur Detektion von Krypton-83

In diesem Kapitel wird das Lasersystem zur Detektion von Krypton-83 mittels Fluoreszenz-Nachweis in der magneto-optischen Falle des ATTA-Experiments vorgestellt. Die Motivation hierfür beruht vor allem auf zwei Gründen: Einerseits könnte Kr-81 als Referenzisotop zur Bestimmung der Kr-85-Konzentration einer Krypton-Probe durch Kr-83 mit seinem um viele Größenordnungen höheren Isotopenanteil von etwa 11,5% ersetzt und so die benötigte Messzeit für eine Probe deutlich gesenkt werden. Andererseits eignet es sich als Referenzisotop für die Bestimmung der Kr-81-Konzentration und die damit durchführbare Altersbestimmung von alten Grundwassern¹.

Die Detektionsoptik des ATTA-Experiments ist auf den Einzelatomnachweis der sehr seltenen² Krypton-Isotope Kr-81 und Kr-85 via Resonanzfluoreszenz-Detektion ausgelegt (siehe Kapitel 2). Hierbei geschieht der Nachweis der seltenen Krypton-Isotope in der magneto-optischen Falle über die Detektion des Fluoreszenzlichts des Kühlübergangs ($\lambda_0 = 811,290$ nm). Bis zu einer Anzahl von etwa 1000 Atomen in der MOT können Atome mittels Resonanzfluoreszenz-Detektion gezählt werden. Bei einer größeren Anzahl von Atomen in der MOT wird die Atomwolke optisch dicht und es gibt keinen linearen Zusammenhang zwischen der Anzahl von detektierten Fluoreszenz-

¹Halbwertszeiten: $T_{1/2, Kr-81} = 229.000$ a, $T_{1/2, Kr-85} = 10,76$ a, Kr-83 ist stabil

²Der Isotopenanteil von Kr-85 beträgt ca. $2,7 \cdot 10^{-11}$, der von Kr-81 ca. $5,2 \cdot 10^{-13}$ [2]

photonen und der Anzahl der Atome mehr (Vgl. [3]). Bei einem Isotopenanteil von 11,5% ergibt sich nach [11] allerdings eine Anzahl von etwa 10^6 Kr-83-Atomen in der MOT. Daher wird für die Bestimmung der Anzahl von Kr-83-Atomen in der MOT eine andere Detektions-Methodik notwendig.

Über einen Umweg lässt sich ein Signal erzeugen, welches proportional zur Anzahl von Kr-83-Atomen in der MOT ist. Bestrahlt man Kr-83 im metastabilen Zustand $4p^55s [3/2]_2$ mit Licht der Wellenlänge $\lambda_Q = 810,5 \text{ nm}$, wird es in den Zustand $4p^55p [5/2]_2$ angeregt. Von dort aus kann es unter Aussendung eines Photons der Wellenlänge $877,7 \text{ nm}$ über den Zustand $4p^55s [3/2]_1$ und Emission eines weiteren Photons der Wellenlänge $123,6 \text{ nm}$ in den Grundzustand $4p^6$ zerfallen (siehe Abb. 4.1). Dabei verhält sich das Signal der $877,7 \text{ nm}$ -Photonen linear zur Anzahl der Kr-83-Atome in der magneto-optischen Falle. Diesen Vorgang bezeichnet man auch als *Quenchen*. Da für den Quenchvorgang pro Atom nur ein einziges Quenchphoton absorbiert werden muss, ist die benötigte Intensität sehr gering. Daher könnten so auch alle anderen Krypton-Isotope gequencht werden. Dies würde im Falle von Kr-85- bzw. Kr-81-Atomen schnell zu einem großen Messfehler bei ihrer Konzentrationsbestimmung in einer Probe führen und ist daher möglichst zu vermeiden. Infolgedessen ist es essentiell, dass der Laserstrahl des Quenchlasers nur so kurz wie unbedingt notwendig in die magneto-optische Falle eingelassen wird. Daher sollte der Ein- bzw. Ausschaltvorgang des Quenchlasers möglichst schnell erfolgen, damit das Quenchlicht möglichst schnell die gewünschte Intensität erreicht bzw. komplett ausgeblendet wird und so die Einstrahlungszeit des Quenchlasers nicht unnötig erhöht wird. Außerdem darf der Quenchvorgang nur zu definierten Zeitpunkten stattfinden, damit das Detektions-Signal korrekt aufgenommen werden kann. Hierfür muss unter anderem ein Bandpassfilter vor die zur Fluoreszenzdetektion eingesetzte Avalanche-Photodiode geklappt werden (Vgl [11]). Deshalb wird in diesem Kapitel ein besonderer Fokus auf die Entwicklung eines sogenannten Laserstrahl-Shutters gelegt. Hiermit lässt sich ein Laserstrahl innerhalb eines Zeitraums von unterhalb einer Millisekunde komplett abblocken.

Ferner wird aus dem Grund, dass die Lüfter der Temperatur-Controller (TEC) der im Experiment verwendeten Littrow-Laser in unregelmäßigen Ab-

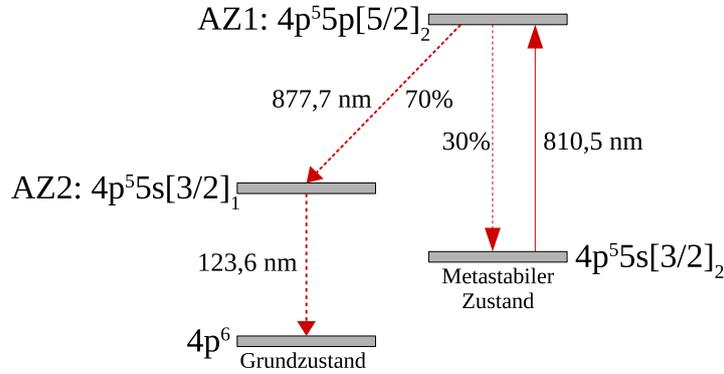


Abbildung 4.1: Termschema des Quench-Prozesses mit den entsprechenden Wellenlängen. Die Prozentwerte geben die jeweilige Zerfallswahrscheinlichkeit an.

ständen ausfallen, eine Methode zur Temperaturüberwachung der TECs entwickelt. Im Übrigen werden die Grundlagen des Quenchens von Kr-83 erläutert und der Aufbau des verwendeten Lasersystems dargestellt.

4.1 Krypton-83 Messung mittels Quenchen

Wie in Kapitel 2 erläutert, müssen die Krypton-Atome zunächst in den metastabilen Zustand $4p^5 5s [3/2]_2$ transferiert werden, um mit konventionellen Laserlichtquellen gekühlt werden zu können. Unter Absorption eines Photons der Wellenlänge $\lambda_Q = 810,5 \text{ nm}$ können die Krypton-Atome dann vom metastabilen Zustand in den Zustand $4p^5 5p [5/2]_2$ (AZ1) angeregt werden (siehe Abb. 4.1). Von hier zerfallen sie mit einer Wahrscheinlichkeit von 30% zurück in den metastabilen Zustand und mit einer Wahrscheinlichkeit von 70% in den Zustand $4p^5 5s [3/2]_1$ (AZ2), wobei ein Photon der Wellenlänge $\lambda_{AZ1} = 877,7 \text{ nm}$ emittiert wird. Befinden sich die Krypton-Atome einmal im Zustand AZ2, können sie ausschließlich in den Grundzustand $4p^6$ zerfallen, wobei ein Photon der Wellenlänge $\lambda_{AZ2} = 123,6 \text{ nm}$ emittiert wird. Der Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass pro Kr-83-Atom, das in den Zustand AZ2 (und anschließend in den Grundzustand) zerfällt, genau

| Hyperfeinübergang | Differenz [MHz] |
|---------------------|-----------------|
| 11/2 \mapsto 13/2 | 2123, 5 (3) |
| 11/2 \mapsto 11/2 | 292, 6 (3) |
| 11/2 \mapsto 9/2 | -1049, 0 (1) |
| 9/2 \mapsto 11/2 | 1153, 3 (4) |
| 9/2 \mapsto 9/2 | -188, 3 (1) |
| 9/2 \mapsto 7/2 | -1144, 5 (1) |
| 7/2 \mapsto 9/2 | 388, 5 (4) |
| 7/2 \mapsto 7/2 | -567, 7 (4) |
| 7/2 \mapsto 5/2 | -1223, 3 (6) |

Tabelle 4.1: Frequenzdifferenzen dv für den Quenchübergang $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_2$ von Kr-83 bezüglich Kr-84 aus [15].

ein Photon der Wellenlänge λ_{AZ1} emittiert wird. Sobald die Kr-83-Atome in den Zustand AZ2 bzw. den Grundzustand zerfallen sind, können sie in der magneto-optischen Falle nicht mehr gekühlt werden und emittieren dementsprechend auch kein Fluoreszenzlicht mehr. Somit verhält sich das Signal der emittierten 877,7 nm-Photonen linear zur Anzahl der Kr-83-Atome in der MOT.

Dieses am *Argonne National Laboratory* (ANL) entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Anzahl von Kr-83-Atomen in einer magneto-optischen Falle [9] soll nun auch im ATTA-Experiment des ZNF Anwendung finden. Problematisch ist, dass bei kontinuierlicher Einstrahlung des Quenchlaserstrahls in die magneto-optische Falle auch andere Krypton-Isotope in einen Dunkelzustand überführt werden. Auf Grund der Isotopieverschiebung (Vgl. Abschnitt 2.4) unterscheidet sich die Quenchwellenlänge $\lambda_{Q,Kr-83} = 810,5$ nm für Kr-83 gegenüber anderen Krypton-Isotopen, allerdings besteht eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass auch andere Krypton-Isotope gequenchet werden. In Tab. 4.1 sind die Frequenzdifferenzen dv für den Quenchübergang $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_2$ von Kr-83 bezüglich Kr-84 eingetragen. Man sieht, dass die Differenzen zum Teil nur einige Hundert Megahertz betragen. Daher muss die Einstrahlungszeit des Quenchlasers so kurz wie möglich gehalten werden. Hierfür muss auch der Ein- bzw. Ausschaltvorgang des Quenchlasers möglichst schnell vonstattengehen, damit das Quenchlicht möglichst

schnell die gewünschte Intensität erreicht bzw. vollständig ausgeblendet wird. Weiter würde ein zu langsamer Anstieg der Intensität des Quenchlaserstrahls das Signal der 877,7 nm-Photonen ggf. so stark verbreitern bzw. abflachen, dass es nicht mehr vom Untergrund der Messung unterschieden werden kann.

Nach [11] sollte das Messintervall zur Detektion der 877,7 nm-Photonen $\Delta t_{mess} = 1$ ms betragen. Daher soll der Ein- bzw. Ausschaltvorgang in $\Delta t \ll 1$ ms ablaufen. Hierfür wird im Folgenden der in [15] vorgestellte optische Shutter weiterentwickelt. Dabei ist die Öffnungs- bzw. Verschlusszeit des Shutters der ausschlaggebende Parameter. Es wird also ein Bauteil benötigt, das sich schnell bewegen und möglichst schnell beschleunigt werden kann. Diese Voraussetzungen erfüllt zum Beispiel der Aktorarm bzw. genauer die Aktoreinheit einer handelsüblichen Festplatte (HDD) (siehe Abb. 4.2). Diese besteht aus einem Aktorarm mit Lesekopf und einem über einen Regelkreis steuerbaren Tauchspulensystem mit einem über der Spule befindlichen und einem unter der Spule befindlichen Permanentmagneten. Dabei kann die Richtung der Auslenkung des Aktorarms direkt über die Polung der an die Spule angelegten Spannung bestimmt werden. Sobald ein Strom durch die Spule fließt, wird ein Magnetfeld induziert und der Aktorarm richtet sich entsprechend der Polung der Permanentmagnete und des induzierten Magnetfelds aus. Kommt es dabei zu keiner vorherigen Bremsung des Aktorarms, schlägt dieser gegen die Halterung der Permanentmagnete, was zu Erschütterungen führt.

Für viele optische Aufbauten ist eine exakte Positionierung der Komponenten von entscheidender Bedeutung. Möchte man den Shutter auf einem optischen Tisch betreiben, ist es daher essentiell, dass dieser keine zu starken Erschütterungen auf dem Tisch erzeugt. Ansonsten können die Komponenten zu mechanischen Schwingungen angeregt werden und somit ihre Position variieren. Bei den im ATTA-Experiment eingesetzten Littrow-Lasern können Schwingungen der Gitterhalterung beispielsweise dazu führen, dass die Länge des externen Resonators und folglich die emittierte Wellenlänge variiert. Infolgedessen müssen die durch die Anschläge des Aktorarms verursachten Erschütterungen soweit abgedämpft werden, dass sie die anderen Komponenten des Experiments nicht stören. Dafür wird in Abschnitt 4.2.3 eine Methode

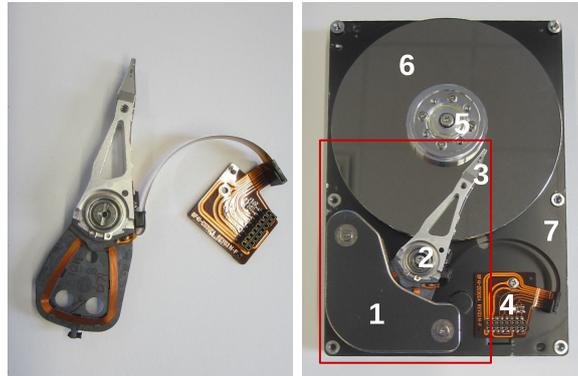


Abbildung 4.2: Links: Aktorarm mit Spule und Steuerungselektronik. Rechts: Aufbau einer Festplatte mit 1. Permanentmagnete und Magnetfeld-Spule, 2. Aktorarm, 3. Lesekopf, 4. Elektronik, 5. Spindel, 6. Teller, 7. Halterung/Gehäuse. Die Aktoreinheit ist rot umrandet.

entwickelt, um die durch die Anschläge des Aktorarms verursachten Erschütterungen des Shutters zu quantifizieren und zu dämpfen.

Da zur Detektion des Quenchsignals im ATTA-Experiment ein Bandpassfilter vor die Avalanche Photodiode geklappt wird, müssen die Zeitpunkte, zu denen sich der Shutter öffnet bzw. schließt exakt mit den Ein- bzw. Ausklappvorgängen des Bandpassfilters abgestimmt sein. Um dies zu gewährleisten, muss die Verzögerung Δt_{schalt} zwischen elektronischer Initiation des Öffnungs- bzw. Verschlussvorgangs und tatsächlicher Ein- bzw. Ausblendung des Quenchlaserstrahls möglichst konstant sein. Daher ist Δt_{schalt} der dritte wichtige Parameter des Shutters.

4.2 Weiterentwicklung des optischen Shutters

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde der optische Shutter für den Quenchlaserstrahl fortentwickelt. Der Aufbau des Shutters basiert auf den in [15] vorgestellten Vorarbeiten und musste im Hinblick auf die oben genannten Anforderungen eines schnellen Öffnungs- bzw. Verschlussvorgangs, Dämpfung der Erschütterungen und Konstanz von Δt_{schalt} angepasst werden.

4.2.1 Steuerung des Shutter

Zur Ansteuerung der Aktoreinheit wurde in [15] ein Schaltplan (siehe Abb. 4.3) entworfen und eine entsprechende Platine konstruiert (siehe Abb. 4.5). Als Hauptkomponente der Schaltung fungiert der Motortreiber A4973 der Firma *Allegro*. Der Schaltplan des Motortreibers in Abb. 4.4 dargestellt. Dieser besteht zum einen aus einer Logik-Schaltung und zum anderen aus einer H-Brücke. Diese ist aus vier Halbleiterschaltern (Transistoren) zusammengesetzt. Je nach Ansteuerung der Transistoren wird die Stromrichtung durch die H-Brücke und somit die Auslenkung des Aktorarms bestimmt.

Die Ansteuerung der Schaltung erfolgt über einen 9-poligen D-Sub Stecker und vier Jumper (JP1 bis JP4) (siehe Abb. 4.3). Dabei können über die verschiedenen Pins des D-Sub Steckers (DSP) die Steuersignale *Brake* (JP1, DSP6), *Phase* (JP2, DSP8), *Enable* (JP3, DSP9) und *Mode* (JP4, DSP1) des Motortreibers bedient bzw. mit den jeweiligen Jumpfern auf 0 V gesetzt werden. Über den Brake-Pin kann die Aktorspule kurzgeschlossen und somit der Aktorarm gebremst werden. Mit dem Phase-Pin kann die Richtung der Auslenkung des Aktorarms bestimmt werden. Legt man eine Spannung von +5 V an den Pin, so wird der Arm in die eine Richtung ausgelenkt, legt man eine Spannung von 0 V an, wird er in die andere Richtung ausgelenkt. Bei Anlegen von 0 V an den Enable-Pin werden alle Transistoren der H-Brücke abgeschaltet. Durch Anlegen einer pulsbreiten-modulierten (PWM, engl. *pulse width modulation*) Rechteckspannung mit Minimum von 0 V und Maximum von +5 V an den Enable-Pin, lässt sich die mittlere Stromstärke in der Aktorspule einstellen und damit die Beschleunigung des Aktorarms kontrollieren. Die mittlere Stromstärke in der Spule bestimmt sich dabei über das Verhältnis des Zeitintervalls T_{an} in dem +5 V anliegen zur gesamten Periodendauer T der Rechteckspannung; man spricht auch vom Tastgrad $d = T_{an}/T$ (engl. *Duty-Cycle*). Für die mittlere Stromstärke in der Aktorspule erhält man damit unter Vernachlässigung der Transistoren-Innenwiderstände $\bar{I} = (U_{an}/R_a) \cdot d + (U_{aus}/R_a) \cdot (1 - d)$. Bei Pulsbreiten-Modulation über den Enable-Pin ist $U_{an} = 12\text{ V}$ und $U_{aus} = 0\text{ V}$, so dass $\bar{I}_{enable} = (12\text{ V}/R_a) \cdot d$. Außerdem kann über ein Potentiometer in der Schal-

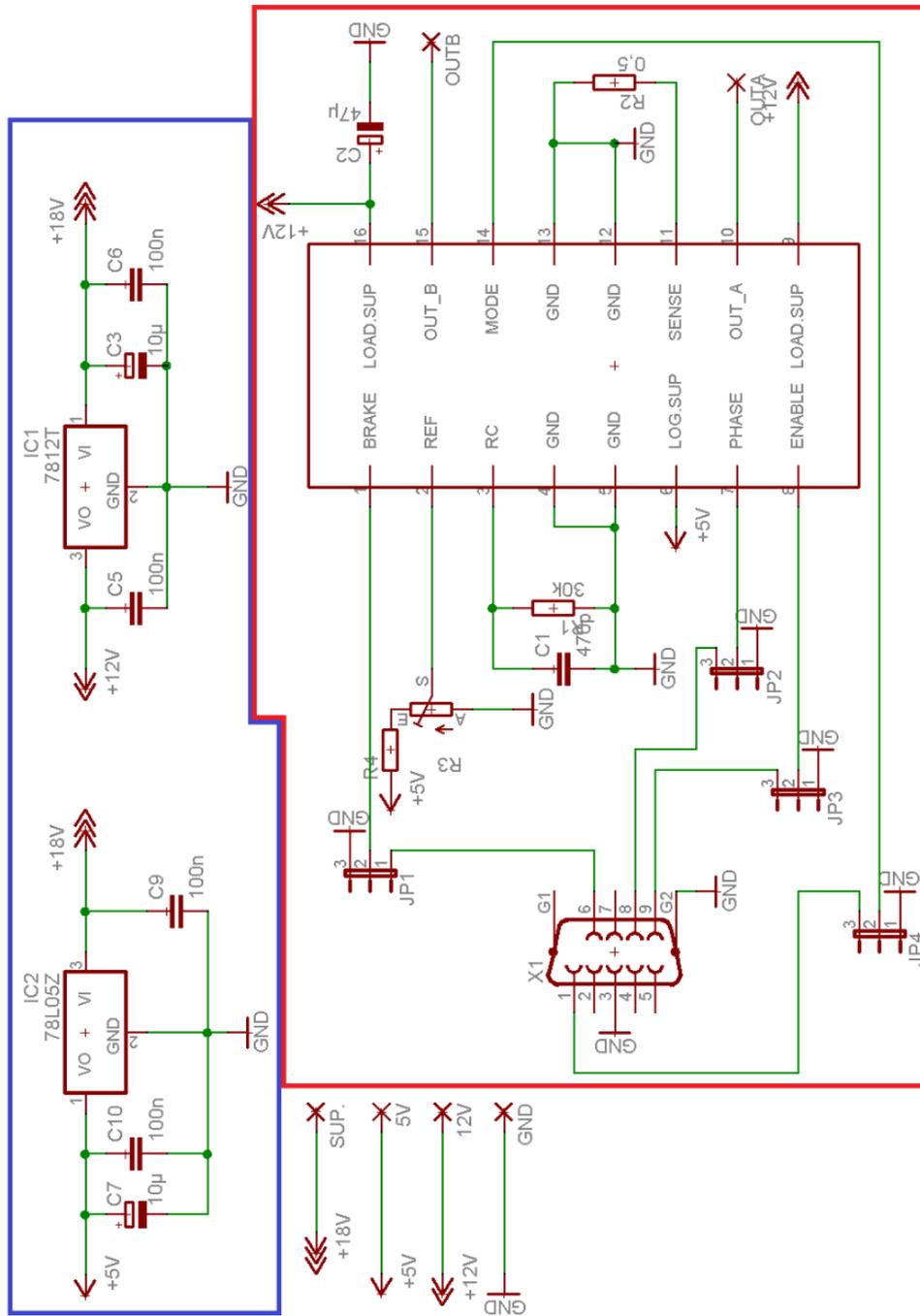


Abbildung 4.3: Schaltplan der Shutter-Steuerung aus [15].

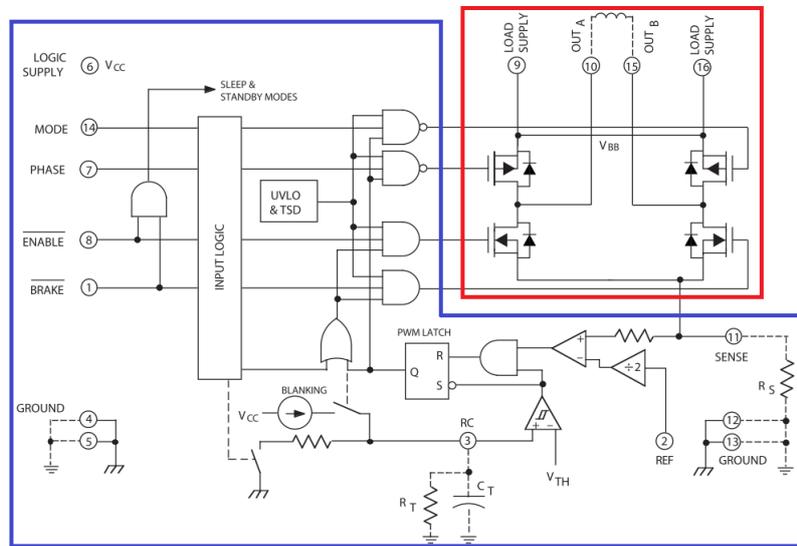


Abbildung 4.4: Schaltplan des Motortreibers A4973 der Firma Allegro mit H-Brücke (rot umrandet) und Logik-Schaltung (blau umrandet) aus [21].

tung (siehe R_3 in Abb. 4.3) der maximale Strom mittels motortreiberchip-
 interner Pulsbreiten-Modulation eingestellt werden. Über den Mode-Pin kann
 für die Strombegrenzung zwischen den Modi „fast current decay“ und „slow
 current decay“ gewählt werden (siehe Abb 4.5). Dabei erfolgt Abbau des Spu-
 lenstroms entweder über je einen oberen und einen unteren Transistor (grüner
 Pfeil, „fast current decay“), wodurch $U_{aus} = -12\text{ V}$ gesetzt wird und diese sehr
 schnell erfolgt, oder über die beiden unteren Transistoren (roter Pfeil, „slow
 current decay“) mit $U_{aus} = 0\text{ V}$. Hierbei erfolgt die Entladung langsamer; man
 hat jedoch eine geringere Variation des Stroms als im „fast-current-decay“-
 Modus. Daher wird der Shutter im „slow-current-decay“-Modus betrieben.
 Die gesamte Steuerungsschaltung wird dabei mit einer Versorgungsspannung
 von $+15\text{ V}$ betrieben, woraus mittels integrierter Spannungsregler 12 V für
 die Aktorspule und 5 V für den Steuerungsteil des Motortreibers erzeugt wer-
 den.

Die Ansteuerung der Motortreiberpins wird mit einem *Arduino Nano* Mi-
 nicomputer [22] umgesetzt. Dieser lässt sich mittels einer an C angelehnten
 Programmiersprache programmieren. Dafür werden die benötigten Anschlüsse
 des D-Sub Steckers mit den Digital-Pins des Arduinos verbunden (möchte

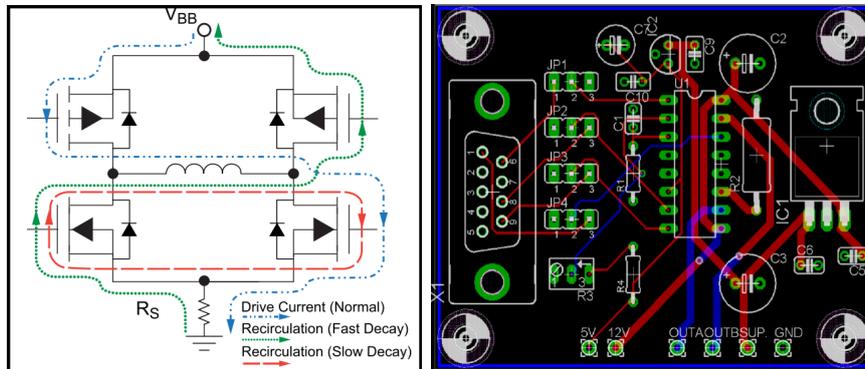


Abbildung 4.5: Links: Schema der H-Brücke des Motortreibers A4973 aus [21]. Rechts: Schema der Steuerungsplatine aus [15].

man Pulsweiten-Modulation anwenden, ist auf PWM-Fähigkeit des entsprechenden Digital-Pins zu achten). DSP3 wird mit 0 V verbunden. Die so mit den Digital-Pins des Arduinos verbundenen Motortreiberpins können nun über ein entsprechendes Software-Skript gezielt angesprochen werden.

4.2.2 Konstruktion des Shutters

Die Konstruktion des Shutters, bestehend aus der Aktoreinheit, der Steuerungselektronik und der Halterung erfolgte in zwei Phasen. Zunächst wurde eine Testversion (Shutter A) in Anlehnung an den in [15] konstruierten Shutter und im Anschluss eine finale Version des Shutters (Shutter B) gebaut. In Abb. 4.6 ist sowohl die Vorder- als auch die Rückseite von Shutter A dargestellt. Als Halterung wurde eine Metallplatte mit rechtem Winkel an der Unterseite verwendet. Darin eingelassen befindet sich ein Loch zur Durchführung des Laserstrahls und eines zur Durchführung der Spulenstromversorgung (inklusive Zugentlastung). Auf der Vorderseite rechts unten wurde die Steuerungsplatine montiert und im linken oberen Bereich der Rückseite die Aktoreinheit angebracht. Da diese auf der Festplattenhalterung bereits gut montiert war, wurde sie samt dieser auf die Shutterhalterung geschraubt. Auf den Aktorarm wurde eine Blende (Shutter-Fahne) mit rundem Strahldurchlass geklebt. Ergänzend wurde ein Beschleunigungssensor des Typs MPU-6050 zur Erschütterungsmessung an der Oberkante der Shutterhalterung befestigt. Außerdem

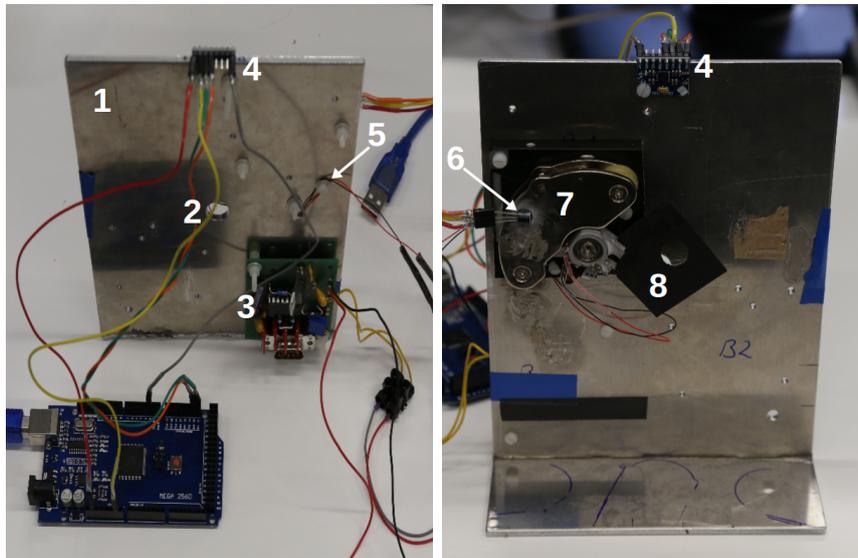


Abbildung 4.6: Shutter A (links: Vorderseite, rechts: Rückseite): 1. Shutter-Halterung, 2. Aussparung für Laserstrahl, 3. Steuerungs-Platine, 4. Beschleunigungssensor, 5. Zugentlastung für Spulenstromversorgung, 6. Temperatursensor, 7. Aktoreinheit inkl. Aktorarm, 8. Shutter-Fahne

wurde ein Temperatursensor des Typs DS18B20 an der Aktoreinheit angebracht, um die zeitliche Entwicklung der Temperatur der Aktoreinheit aufnehmen zu können. Dies war erforderlich, da die Erschütterungsmessungen im Dauerbetrieb des Shutters vorgenommen wurden. Während des Dauerbetriebs heizt sich die Spule der Aktoreinheit auf und ändert dabei ihren elektrischen Widerstand R gemäß $\Delta R = \alpha \cdot \Delta T \cdot R_0$, wobei α der materialabhängige Temperaturkoeffizient, ΔT die Temperaturänderung in K und R_0 der elektrische Widerstand bei Beginn der Messung ist. Da der Shutter im ATTA-Experiment allerdings nicht im Dauerbetrieb genutzt wird, konnte so vor jeder Messung verifiziert werden, dass die Spule wieder auf die gewünschte Betriebstemperatur $T_B \approx 18^\circ \text{C}$ abgekühlt war und der Widerstand somit wieder seinen ursprünglichen Wert von $R_0 = 10,5 \Omega$ angenommen hatte. In Abb. 4.7 ist die finale Version des Shutters (Shutter B) dargestellt. Dabei wurde die Shutter-Halterung in Höhe und Breite um einige Zentimeter verkleinert. Die Maße der vertikalen Halterungsplatte betragen 135 mm in der Höhe und 100 mm in der Breite. Die horizontale Halterungsplatte ist 55 mm

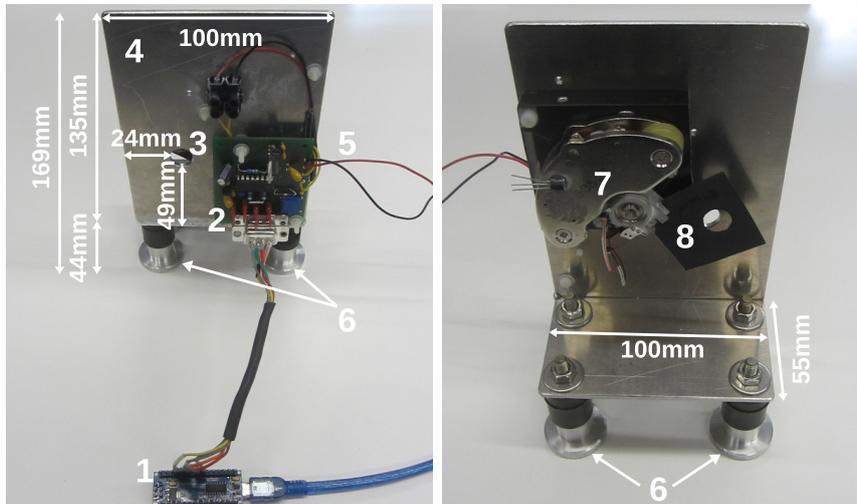


Abbildung 4.7: Shutter B (links: Vorderseite, rechts: Rückseite): 1. Arduino Nano zur Steuerung, 2. Steuerungsplatine, 3. Strahldurchlass ($\varnothing = 1,2 \text{ cm}$), 4. Shutter-Halterung, 5. Anschlüsse für Spannungsversorgung, 6. 4 mal passiver Gewindestoßdämpfer ($\varnothing = 1,0 \text{ cm}$), 7. Aktoreinheit mit Aktorarm, 8. Shutter-Fahne

lang und 100 mm breit. Zur Steuerung und Anschlagdämpfung wird ein Arduino Nano verwendet. Zur zusätzlichen Dämpfung der durch den Shutter verursachten Erschütterungen wurden vier passive Gewindestoßdämpfer mit einem Durchmesser von 2 cm unter die Shutterhalterung geschraubt. Die Höhe der passiven Gewindestoßdämpfer inklusive Bratzenhalterung beträgt jeweils 44 mm. Steuerplatine, Aktoreinheit und Shutter-Fahne sind dieselben wie bei Shutter A.

4.2.3 Minimierung der vom Shutter verursachten Erschütterungen

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, müssen die Anschläge des Aktorarms gedämpft werden, damit die Erschütterungen des Shutters auf dem optischen Tisch die anderen Komponenten nicht stören. Daher wurde eine Methodik entwickelt, die Anschläge des Aktorarms mittels Bedienung der Steuersignale des Motortreiberchips zu dämpfen. Hierfür wurde der Shutter über einen Arduino Nano angesteuert (Pinbelegung siehe Tabelle 4.2). Dabei

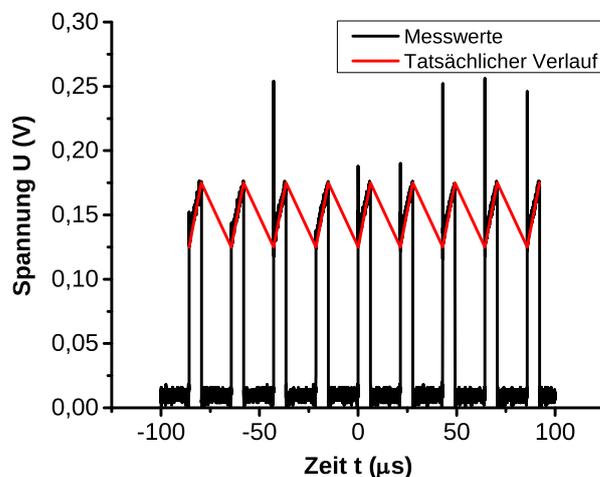


Abbildung 4.8: Spannung am Stromföhlwiderstand bei motortreiberchip-interner Pulsbreiten-Modulation (schwarz) und skizzierter Spannungsverlauf der Spule (rot). Bei der Abklingphase fließt der Spulenstrom nicht über den Stromföhlwiderstand und wird daher als Spannung von 0 V gemessen.

| D-Sub-Pin | Arduino-Pin | PWM-fähig | Motor-Treiber-Pin |
|-----------|-------------|-----------|-------------------|
| 3 | GND | - | - |
| 1 | D2 | Nein | Mode |
| 6 | D6 | Ja | Brake |
| 8 | D5 | Ja | Phase |
| 9 | D3 | Ja | Enable |

Tabelle 4.2: Pinbelegung zur Shutteransteuerung.

hängt die Stärke der Aktorarm-Anschläge zunächst von der Beschleunigung des Aktorarms durch das in der Spule erzeugte Magnetfeld ab. Somit kann die Beschleunigung des Aktorarms über die Einstellung des Spulenstroms reguliert werden. Die Einstellung des Spulenstroms kann auf zwei Arten erfolgen: Entweder durch Anlegen eines pulsbreiten-modulierten Rechtecksignals an den Enable-Pin oder über die motortreiberchip-interne Pulsbreiten-Modulation via Potentiometer. Bei Nutzung des Enable-Signals, wäre es (bei Periodendauern im Mikrosekundenbereich (Vgl. Abb. 4.8)) notwendig, die Zeiten T_{an} und T_{aus} auf Sub-Mikrosekunden-Genauigkeit einstellen zu kön-

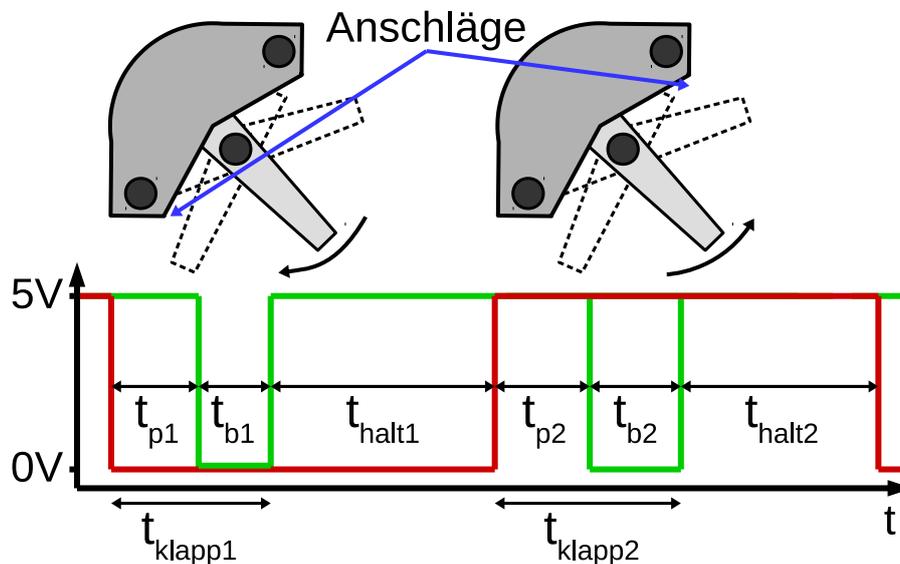


Abbildung 4.9: Schema zur Dämpfung der Aktorarm-Anschläge via Modulation des Phase- und Brake-Signals.

nen. Jedoch beträgt das kleinste einstellbare Zeitintervall des Arduinos $1 \mu\text{s}$. Daher wurde stattdessen die motortreiberchip-interne Pulsbreiten-Modulation via Potentiometer verwendet. Eine zum Strom proportionale Spannung bei motortreiberchip-interner Pulsbreiten-Modulation lässt sich über den Widerstand R_2 (siehe Abb. 4.3) abgreifen und ist in Abb. 4.8 mit der verwendeten Einstellung der Strombegrenzung dargestellt. Allerdings lässt sich auf diese Weise nur der Strom während der An-Phase messen, da der abklingende Strom in der Aus-Phase im „slow-current-decay“-Modus nicht über den Messwiderstand fließt (siehe Abb. 4.5). Daher wurde der tatsächliche, zum Stromverlauf proportionale Spannungsverlauf miteingezeichnet. Da jedoch auch die Öffnungs- und Verschlusszeiten des Shutters von der Beschleunigung des Aktorarms abhängen, darf diese nicht zu klein werden. Somit können die Aktorarm-Anschläge nicht allein über die Einstellung des mittleren Spulenstroms gedämpft werden. Zur weiteren Dämpfung der Aktorarm-Anschläge wurde folgende Methodik entwickelt (siehe Abb. 4.9): Die Zeit t_{klapp} , die der Aktorarm benötigt, um sich von der einen Anschlagposition zur entgegengesetzten Anschlagposition zu bewegen, wird in zwei Zeitintervalle t_p und t_b

unterteilt. Dabei wird bei Umkehrung des Phase-Signals zwischen 0 V und 5 V ein Ausschlag des Aktorarms in die jeweils andere Richtung initiiert. Zu einer gewissen Zeit t_p nach Umkehrung des Phase-Signals wird durch Setzen des Brake-Signals auf 0 V die Spule kurzgeschlossen und ein Bremsvorgang eingeleitet. Nach der Zeit t_b wird das Brake-Signal dann wieder auf 5 V gesetzt. Dabei sollen die Zeiten t_b und t_s so eingestellt werden, dass der Aktorarm bereits vor einem Anschlag so weit abgebremst wird, dass die hiervon erzeugten Erschütterungen auf dem optischen Tisch die restlichen Komponenten in ihrer Funktionstüchtigkeit nicht mehr beeinträchtigen. Die in Abb. 4.9 eingetragene Zeit t_{halt} ist die Verweildauer des Aktorarms in der jeweiligen Anschlagposition vor erneuter Umkehrung des Phase-Signals. Da sich im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt hat, dass sich die Zeiten t_p und t_b für Öffnungs- und Verschlussvorgang unterscheiden, müssen diese für beide Vorgänge bestimmt werden. Zur Umsetzung dieses Schemas wurde ein Ansteuerungs-Skript (siehe Anhang A.5) geschrieben und auf den Arduino geladen. Über Vergleichsmessungen mit einem Beschleunigungssensor konnten dann die Zeiten t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} und t_{b2} ermittelt werden.

4.2.3.1 Messung zur Identifikation der Parameter für die Shutter-Ansteuerung

Das in Anhang A.5 dargestellte Ansteuerungs-Skript zur Anschlag-Dämpfung hat vier freie Parameter t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} und t_{b2} . Diese Parameter wurden wie folgt bestimmt: Zur Messung der Stärke der durch die Aktorarm-Anschläge verursachten Erschütterungen wurde ein Beschleunigungssensor des Typs MPU-6050 der Firma *InvenSense* [14] an der Shutter-Halterung montiert (siehe Abb. 4.6). Mit diesem Sensor können Beschleunigungen in allen drei Raumrichtungen aufgenommen werden. Das Auslesen des Beschleunigungssensors MPU-6050 erfolgte mit Hilfe eines Arduino Megas. Mittels des in Anhang A.6 dargestellten Arduino-Skripts konnten dann die Messwerte der Beschleunigung in x-, y- und z-Richtung ausgelesen werden. Unter Anwendung des in Anhang A.4 aufgeführten Python-Skripts konnte der Messvorgang von einem PC aus gestartet und die Messdaten an diesen übermittelt werden. Um ei-

ne möglichst hohe zeitliche Auflösung der Daten des Beschleunigungssensors zu erreichen, wurde dabei folgendermaßen vorgegangen: Zunächst sammelt der Arduino Mega für ein Messintervall von 0,5 s Daten in höchstmöglicher Zeitauflösung (1 Messwert pro $1,706 \pm 0,002$ ms) vom Beschleunigungssensor und hält diese im Arbeitsspeicher. Die Länge des Messintervalls von 0,5 s begründet sich dabei mit der Kapazität des Arbeitsspeichers des Arduino Mega, welche bei der gewählten Zeitauflösung nicht für längere Messintervalle ausreicht. Eine Echtzeit-Übertragung der Daten hingegen hätte die zeitliche Auflösung stark eingeschränkt, da mit jeder Übertragung eine Totzeit τ verbunden ist. Daher wurde auch das Ansteuerungs-Skript so eingestellt, dass der Aktorarm alle 0,5 s in die jeweils entgegengesetzte Richtung beschleunigt wird. So konnte sichergestellt werden, dass in jedem Messintervall genau ein Aktorarm-Anschlag lag. Daraufhin wurde eine Messung über fünf Messintervalle vorgenommen. Zur Auswertung wurden jeweils für alle Raumrichtungen die Minima und Maxima der Messwerte pro 0,5 s-Intervall bestimmt und deren Betrag berechnet. Im Anschluss wurden die Mittelwerte der Beträge für alle drei Raumrichtungen über die fünf Messintervalle bestimmt. Ein Nachteil dieser Methode war, dass nicht ohne Weiteres beurteilt werden konnte, ob das jeweilige Messintervall einen oberen oder einen unteren Anschlag des Aktorarms abbildet. Es hatte sich allerdings im Laufe der Messungen gezeigt, dass die optimalen Zeiten t_{p1}, t_{b1} für eine Dämpfung des unteren Anschlags andere waren als die Zeiten t_{p2}, t_{b2} für eine optimale Dämpfung des oberen Anschlags. Nichtsdestotrotz konnte durch die Übertragungsdauer von $3,76 \pm 0,02$ s bei einer Schaltfrequenz des Shutters von $f = 2$ Hz sichergestellt werden, dass nicht ausschließlich obere oder untere Anschläge aufgenommen wurden.

In nächsten Schritt wurden dann die Grenzwerte der Beschleunigung für alle drei Raumrichtungen ermittelt, bei denen die weiteren Komponenten des Experiments durch die Erschütterungen nicht mehr beeinträchtigt wurden. Dafür wurden die im Experiment eingesetzten Master-Laser mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie frequenzstabilisiert und die Slave-Laser über Schwebungsstabilisierung an die Master-Laser gekoppelt (Vgl. [23]). Dazu wurde das Signal des Fabry-Pérot-Interferometers (Vgl. [1]) eines schwebungsstabilisierten Slave-Lasers auf einem Oszilloskop beobachtet. Bei relativ

| | | | |
|-------|-----------|-------|-----------|
| x_S | 2432 A.U. | \pm | 707 A.U. |
| y_S | 4766 A.U. | \pm | 1308 A.U. |
| z_S | 3072 A.U. | \pm | 768 A.U. |

Tabelle 4.3: Schwellenwerte der maximalen Beschleunigung in x-, y- und z-Richtung, bei der die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie nicht gestört wird.

| | |
|----------|---------------|
| t_{p1} | 8470 μ s |
| t_{b1} | 7750 μ s |
| t_{p2} | 7750 μ s |
| t_{b2} | 11800 μ s |

Tabelle 4.4: Beste ermittelte Parameter t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} , t_{b2} für die Anschlag-Dämpfung.

leichten Erschütterungen beginnt das Signal zu zittern, bei stärkeren Erschütterungen verschwindet es vom Monitor. Dann wurde mit dem Potentiometer der mittlere Spulenstrom und damit die Beschleunigung des Aktorarms soweit heruntergefahren, dass die Anschläge des Aktorarms gerade kein Zittern des Signals mehr hervorriefen. Die in dieser Konfiguration aufgenommenen Schwellenwerte der Beschleunigung sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Um dann den vierdimensionalen Parameterraum systematisch abzutasten und einen möglichst optimierten Parametersatz zu ermitteln, wurde nach dem Prinzip der Intervallschachtelung vorgegangen: Zunächst wurden beliebige Werte für die Parameter t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} und t_{b2} eingesetzt und die Messwerte der Beschleunigung aufgenommen. Im nächsten Schritt wurde dann einer der Parameter erhöht, eine erneute Beschleunigungsmessung vorgenommen und die Messergebnisse verglichen. Hatten sich die Messwerte verringert, so wurde der Parameter weiter erhöht, hatten sich die Messwerte jedoch erhöht, wurde der Parameter herabgesetzt, dann erneut gemessen und abermals verglichen. Dieses Verfahren wurde sukzessive für alle vier Parameter durchgeführt. So konnten die besten Parameter für die Dämpfung bis zur maximalen zeitlichen Genauigkeit des Arduinos von 1 μ s bestimmt werden. Die Parameter t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} und t_{b2} , bei denen die besten Ergebnisse für die Dämpfung erreicht wurden, sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Weiter ist in Abb. 4.10 eine Messung des Beschleunigungssensors ohne Anschlags-Dämpfung und in Abb. 4.11 ei-

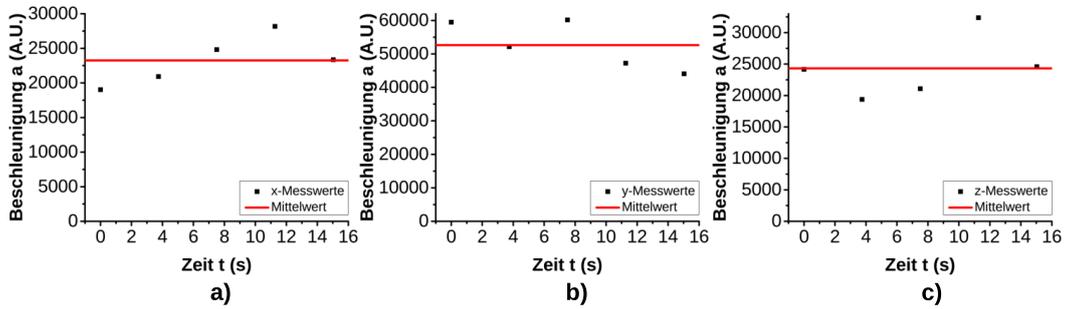


Abbildung 4.10: Messwerte des Beschleunigungssensors ohne Anschlag-Dämpfung a) x-Komponente, b) y-Komponente, c) z-Komponente.

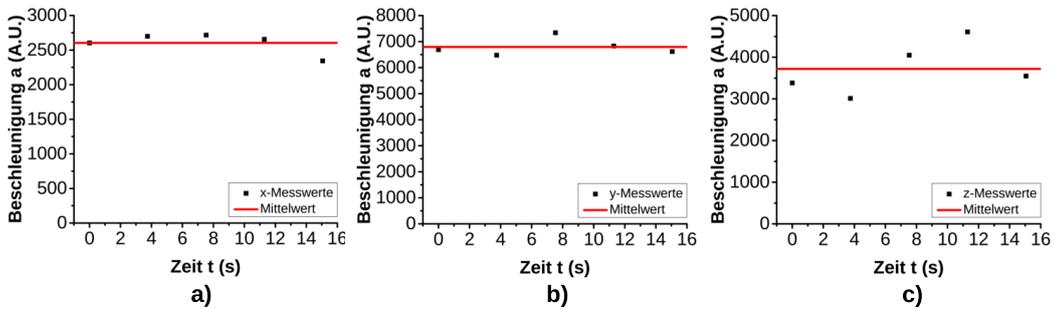


Abbildung 4.11: Messwerte des Beschleunigungssensors Anschlag-Dämpfung a) x-Komponente, b) y-Komponente, c) z-Komponente.

ne Messung mit den besten ermittelten Parametern t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} und t_{b2} zur Anschlags-Dämpfung dargestellt. Die zugehörigen Messwerte sind in Tabelle 4.5 eingetragen. Außerdem eingetragen sind die absolute und die relative Absenkung der Messwerte durch die Dämpfung der Aktorarm-Anschläge. Man sieht, dass die Messwerte der Beschleunigung für alle drei Komponenten im Mittel um 87% reduziert werden konnten. Allerdings konnten die Anschläge mittels Software-Dämpfung nicht komplett auf das erforderliche Niveau (siehe Tabelle 4.3) abgesenkt werden. Daher wurde noch eine mechanische Dämpfung in Form von vier Anschlagpuffern, die unter die Shutter-Halterung montiert wurden, implementiert (siehe Abb. 4.7). Hiermit konnten die vom Shutter verursachten Erschütterungen auf dem optischen Tisch soweit reduziert werden, dass die Funktionstüchtigkeit der anderen Komponenten hiervon nicht mehr beeinträchtigt wurde.

| | |
|-------------------------|----------------------------|
| $x_{unged\ddot{a}mpft}$ | 23260 A.U. \pm 3537 A.U. |
| $x_{ged\ddot{a}mpft}$ | 2604 A.U. \pm 152 A.U. |
| $x_u - x_g$ | 20656 A.U. $\hat{=}$ 89 % |
| $y_{unged\ddot{a}mpft}$ | 52617 A.U. \pm 7188 A.U. |
| $y_{ged\ddot{a}mpft}$ | 6792 A.U. \pm 332 A.U. |
| $y_u - y_g$ | 45825 A.U. $\hat{=}$ 87 % |
| $z_{unged\ddot{a}mpft}$ | 24315 A.U. \pm 4993 A.U. |
| $z_{ged\ddot{a}mpft}$ | 3720 A.U. \pm 620 A.U. |
| $z_u - z_g$ | 20595 A.U. $\hat{=}$ 85 % |

Tabelle 4.5: Messwerte der Beschleunigung im gedämpften und im ungedämpften Fall. (siehe Abb. 4.10/4.11) und Reduktion der Messwerte $x_u - x_g$ durch die Anschlag-Dämpfung.

4.2.4 Bestimmung der Öffnungs- und Verschlusszeit

Nachdem die durch den Shutter verursachten Erschütterungen so weit reduziert werden konnten, dass die anderen Komponenten auf dem optischen Tisch des ATTA-Experiments davon nicht mehr beeinträchtigt wurden, wurden die Öffnungs- bzw. Verschlusszeiten des Shutters für die im vorangegangenen Abschnitt ermittelten Parameter bestimmt. Dazu wurde zunächst der Strahl des im Experiment verwendeten 810,5 nm-Lasers einmal im nahezu kollimierten und einmal im fokussierten Zustand vermessen. Zur Fokussierung wurde dabei eine Linse der Brennweite $f = 50$ mm verwendet. Dabei wurden im nahezu kollimierten Zustand folgende Strahlradien ermittelt:

| | |
|---------------------------|-----------------------|
| $\omega_{koll,\parallel}$ | 0,54 mm \pm 0,01 mm |
| $\omega_{koll,\perp}$ | 0,56 mm \pm 0,01 mm |

Tabelle 4.6: Ermittelte Strahlradien des nahezu kollimierten 810,5 nm-Laserstrahls.

Für den fokussierten Strahl wurden die nachfolgenden Strahltaillen bestimmt:

| | |
|--------------------------|--------------------------------------|
| $\omega_{fok,\parallel}$ | 0,0169 mm \pm $3 \cdot 10^{-4}$ mm |
| $\omega_{fok,\perp}$ | 0,0169 mm \pm $3 \cdot 10^{-4}$ mm |

Tabelle 4.7: Ermittelte Strahltaillen des fokussierten 810,5 nm-Laserstrahls.

Im Anschluss daran wurden die Öffnungs- und Verschlusszeiten des Shutters für den nahezu kollimierten Strahl und für den fokussierten Strahl am Ort der Strahltaile gemessen. Dazu wurde das Intensitätsprofil des Laserstrahls beim Öffnungs- bzw. Verschlussvorgang mit einer Photodiode ($R_{PD} = 4,7 \text{ k}\Omega$) aufgenommen. Im Anschluss daran wurde mit dem Programm *Origin 9* ein Fit der Gaußschen Fehlerfunktion im *Levenberg-Marquardt-Verfahren* an die Messwerte vorgenommen (siehe Abb. 4.12 und Abb. 4.13). Hierbei wurde folgende Fit-Funktion verwendet:

$$f(x) = A \cdot \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{(B \cdot (x+x_0))} e^{-\tau^2} d\tau \right] + y_0 \quad (4.1)$$

Damit konnten die Fit-Parameter A , B , x_0 und y_0 berechnet werden. Nachfolgend wurde die Fit-Funktion mit Hilfe eines Mathematica Skripts (siehe Anhang A.2) so verschoben, dass ihr Minimalwert auf der x-Achse lag, dann auf ihren Maximalwert normiert und im Anschluss die Öffnungs- bzw. Verschlusszeit bestimmt. Dabei wurde die Öffnungszeit (Verschlusszeit) als die Zeit definiert, in der die Intensität von 1% (99%) auf 99% (1%) ihres Maximalwerts angestiegen (abgefallen) war (siehe Abb. 4.14/Abb. 4.15). Die Parameter der Fits und die berechneten Zeiten Δt_{open} für den Öffnungsvorgang beim fokussierten bzw. beim kollimierten Strahl sind in Tabelle 4.8 aufgelistet. Man sieht, dass der Öffnungs- bzw. der Verschlussvorgang beim fokussierten Strahl lediglich $\Delta t_{open, fok} = 37,2 \mu\text{s}$ ($\frac{1}{27}$ Millisekunde) bzw. $\Delta t_{close, fok} = 41,4 \mu\text{s}$ ($\frac{1}{24}$ Millisekunde) dauert. Beim kollimierten Strahl dauert der Öffnungs- bzw. der Verschlussvorgang $\Delta t_{open, koll} = 558,7 \mu\text{s}$ bzw. $\Delta t_{close, koll} = 503,5 \mu\text{s}$. Die leicht unterschiedlichen Werte für die Öffnungs- und Verschlusszeiten sind unter anderem durch eine Umpositionierung des Shutters zwischen den Messungen zu erklären. Je weiter entfernt vom Rotationspunkt des Actorarms der Strahl durch den Strahldurchlass geht, desto schneller ist der Öffnungs- bzw. Verschlussvorgang. Außerdem könnte der Shutter bei der Messung der Öffnungs- bzw. Verschlusszeit für den fokussierten Strahl nicht exakt am Ort der Strahltaile platziert worden sein. Dies kann schnell zu Messfehlern führen, da sich der Strahl bereits in einer Entfernung von 1,9 mm von der

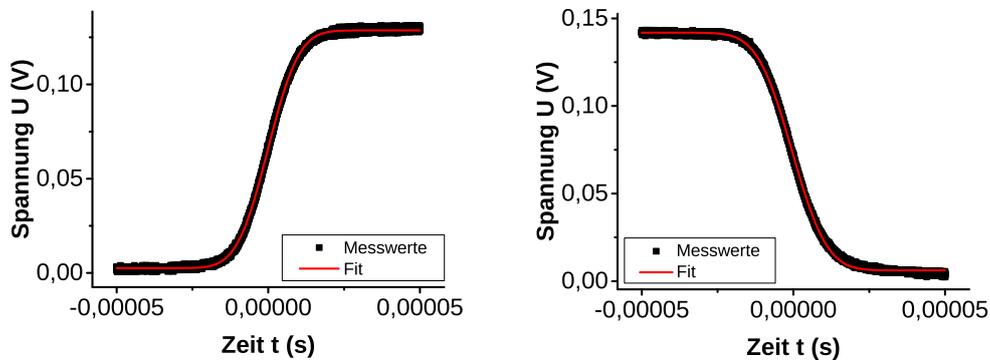


Abbildung 4.12: Aufgenommenes Intensitätsprofil und Fit für den fokussierten Strahl (Shutter am Ort der Strahltaile) - Links: Öffnungs- Rechts: Verschlussvorgang.

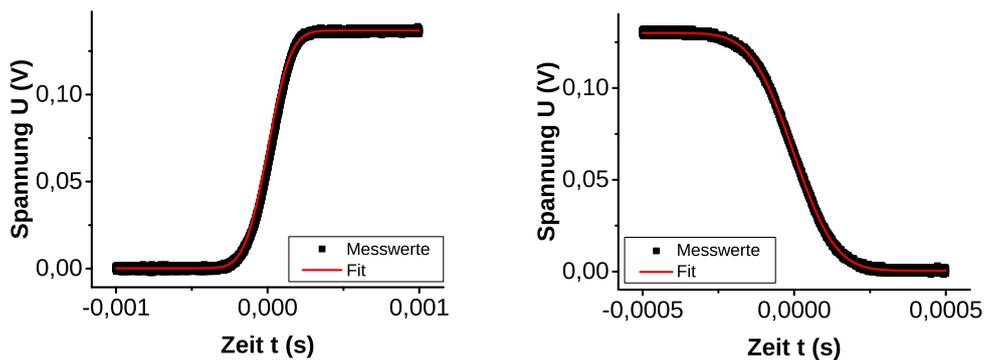


Abbildung 4.13: Aufgenommenes Intensitätsprofil und Fit für den kollimierten Strahl - Links: Öffnungs- Rechts: Verschlussvorgang.

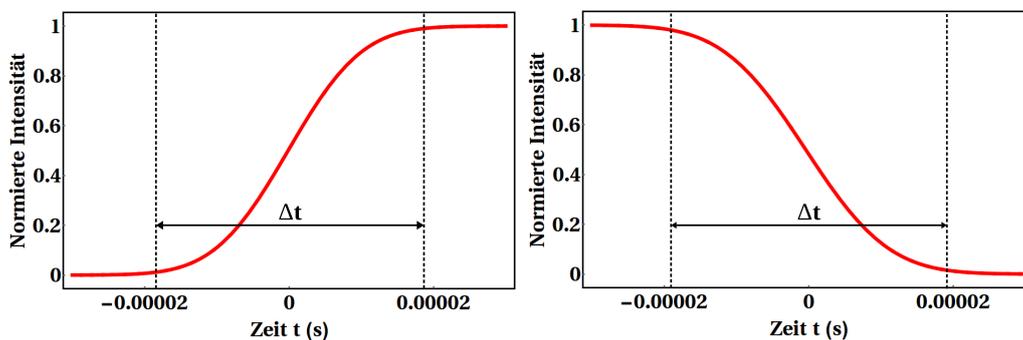


Abbildung 4.14: Normierte Fitfunktionen zur Berechnung der Öffnungs- und Verschlusszeit des Shutters für den fokussierten Strahl.

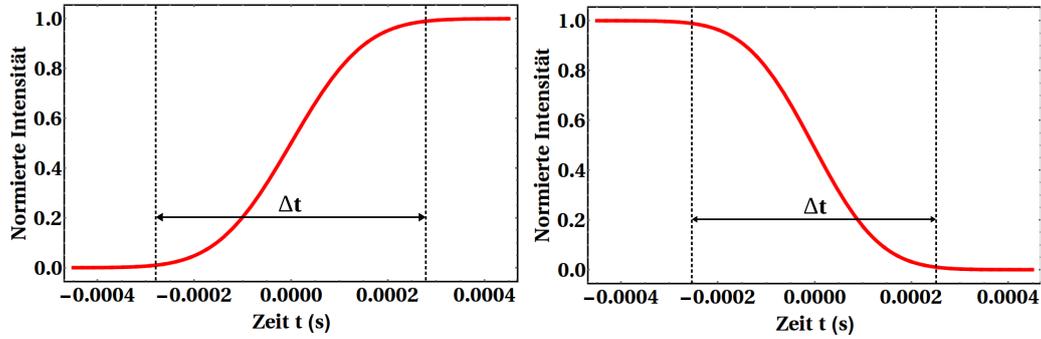


Abbildung 4.15: Normierte Fitfunktionen zur Berechnung der Öffnungs- und Verschlusszeit des Shutters für den kollimierten Strahl.

| Öffnungsvorgang | | Verschlussvorgang | |
|------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| A_{fok} | 0,06303 | A_{fok} | 0,06784 |
| A_{koll} | 0,06830 | A_{koll} | 0,06478 |
| B_{fok} | 87747,29758 | B_{fok} | -77965,69648 |
| B_{koll} | 5889,10247 | B_{koll} | -6455,86771 |
| $x_{0,fok}$ | $1,25058 \cdot 10^{-7}$ | $x_{0,fok}$ | $4,05759 \cdot 10^{-7}$ |
| $x_{0,koll}$ | 0,00000 | $x_{0,koll}$ | $3,07317 \cdot 10^{-6}$ |
| $y_{0,fok}$ | 0,06561 | $y_{0,fok}$ | 0,07402 |
| $y_{0,koll}$ | 0,06850 | $y_{0,koll}$ | 0,06527 |
| $\Delta t_{open,fok}$ | 37,2 μ s | $\Delta t_{close,fok}$ | 41,4 μ s |
| $\Delta t_{open,koll}$ | 558,7 μ s | $\Delta t_{close,koll}$ | 503,5 μ s |

Tabelle 4.8: Parameter A , B , x_0 , y_0 der Fitfunktionen und berechnete Zeiten Δt für den Öffnungs- und Verschlussvorgang beim fokussierten und beim kollimierten Strahl.

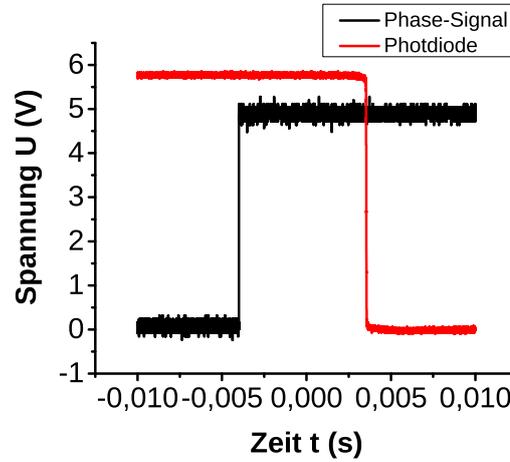


Abbildung 4.16: Messung der Schaltzeit $\Delta t_{Schalt,zu}$ beim Verschlussvorgang. Zur Veranschaulichung wurde das Signal der Photodiode um den Faktor 40 vergrößert.

Strahltaile um das Doppelte aufweitet.

Des Weiteren ist von Interesse, wie groß die Verzögerung zwischen Auslösung des Öffnungsvorgangs und der tatsächlichen Öffnung des Shutters Δt_{schalt} ist, und ob diese konstant ist. Dies ist vor allem deshalb wichtig, weil zur Detektion des 877,7 nm-Quenchlichts ein Bandpassfilter vor die Avalanche Photodiode geklappt werden muss, damit der Messvorgang nicht von gestreuten Photonen der im Experiment eingesetzten Laserstrahlen bzw. Fluoreszenzphotonen des Kühlübergangs verfälscht wird (Vgl. [11]). Daher müssen der Einklappvorgang des Filters und der Öffnungsvorgang des Shutters exakt aufeinander abgestimmt sein. Um eine effiziente Abstimmung zwischen den Schaltvorgängen des Filters und des Shutters zu erreichen, muss Δt_{schalt} außerdem möglichst konstant sein. Daher wurde Δt_{schalt} je zehnmal für den Öffnungs- und Verschlussvorgang gemessen. Eine beispielhafte Messung von Δt_{schalt} ist in Abb. 4.16 dargestellt. Die Ergebnisse der Messung von Δt_{schalt} beim Öffnungs- und Verschlussvorgang des Shutters sind in Tabelle B.1 aufgeführt. Dabei wurde $\Delta t_{schalt,auf}$ als die Zeit definiert, die zwischen Auslösung des Schaltvorgangs durch das Phase-Signal und Beginn des tatsächlichen Öffnungsvorgangs (Anstieg auf 1% der maximalen Intensität) verstrichen ist. Analog ist $\Delta t_{schalt,zu}$ die Zeit zwischen Auslösung des Phase-

Signals und Abfall der Intensität auf 99% des Maximalwerts. Somit ergibt sich $\Delta t_{schalt,auf} = 8,550 \pm 0,002$ ms und $\Delta t_{schalt,zu} = 7,520 \pm 0,002$ ms. Die mittlere Schwankung von Δt_{schalt} beträgt in beiden Fällen also nur $2 \mu\text{s}$. Allerdings hängt Δt_{schalt} natürlich auch von der Positionierung des Shutters ab. Geht der Laserstrahl an einer anderen Stelle durch den Strahldurchlass des Shutters, als bei dieser Messung, so können die Schaltzeiten im Vergleich zu dieser Messung variieren. Die mittlere Schwankung der Schaltzeiten hingegen bleibt konstant. Daher sollten die Schaltzeiten nach der finalen Positionierung des Shutters im Experiment noch einmal gemessen werden.

4.3 Temperaturüberwachung

Wie bereits erwähnt, fallen die Lüfter der Temperaturcontroller (TEC) für die im Experiment eingesetzten Littrow-Laser in unregelmäßigen Abständen aus. Bleibt ein solcher Ausfall unentdeckt, überhitzen die Halbleiter-Bauelemente, was einen Totalausfall der TECs zur Folge hat. Für das Einstellen der Littrow-Laser auf die gewünschte Wellenlänge ist eine Temperaturstabilisierung zwingend notwendig (Vgl. [1]). Daher wird im Folgenden eine Echtzeit-Temperaturüberwachung für die TECs vorgestellt, die im Rahmen dieser Masterarbeit implementiert wurde. So kann zeitnah auf einen Lüfterausfall reagiert und das Problem behoben werden.

Hierfür wurden Temperatursensoren des Typs DS18B20 der Firma *maxim integrated* [19] auf die mit den Lüftern versehenen Kühlkörper der TECs geklebt und diese mit einem *Raspberry Pi 2* (Modell B) Minicomputer via *1-wire*-Schnittstelle verbunden. Der Raspberry Pi dient hierbei sowohl als Datenbank für die Sensordaten als auch als Server für die Echtzeit-Darstellung der Messwerte. Bei Anwahl der Serveradresse können die Temperaturdaten so mit Hilfe eines beliebigen Webbrowsers abgefragt werden. Der schematische Aufbau der Echtzeit-Temperaturüberwachung ist in Abb. 4.17 dargestellt. Hierfür werden die Temperatursensoren zunächst via *1-wire*-Schnittstelle mit dem Raspberry Pi verbunden (Vgl. [24]). Der Temperatursensor verfügt dabei über einen Masse-Pin (GND), einen Pin für die Versorgungsspannung von $3,3\text{ V}$ (VDD) und einen Pin zur Datenübertragung (DQ). Diese werden

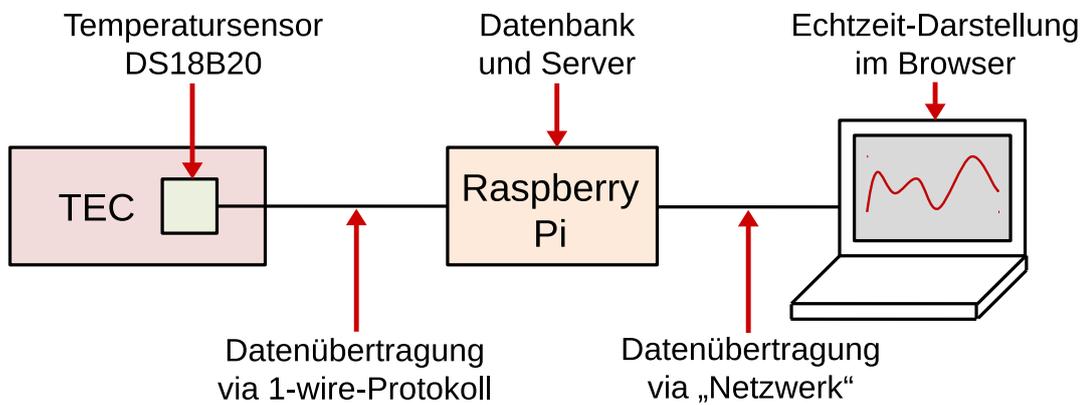


Abbildung 4.17: Schematischer Aufbau der Echtzeit-Temperaturüberwachung der TECs.

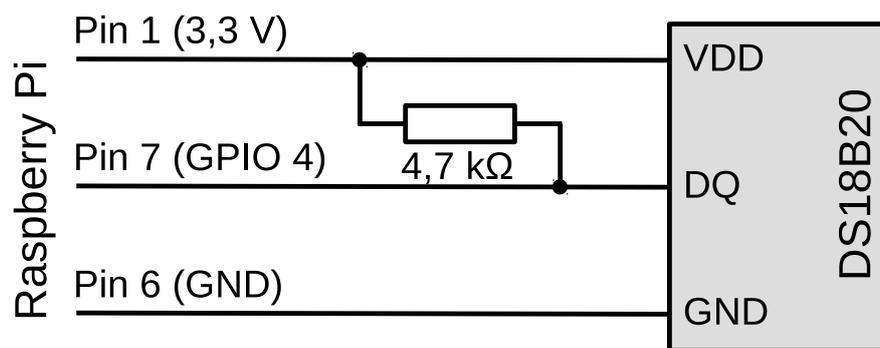


Abbildung 4.18: Schaltskizze der 1-wire-Schnittstelle zwischen Temperatursensor und Raspberry Pi.

mit den entsprechenden Pins des Raspberry Pi gemäß Abb. 4.18 verbunden und zwischen Spannungsversorgungsleitung und Datenleitung ein Pull-Up-Widerstand von $4,7\text{k}\Omega$ geschaltet (da die Sensoren über eine individuelle Identifikationsnummer adressiert werden, können nahezu beliebig viele Sensoren an den 1-wire-Bus angeschlossen werden). Im nächsten Schritt muss dann der Raspberry Pi als Datenbank und Server präpariert werden. Im verwendeten Betriebssystem *Raspian* sind die zum Auslesen des Sensors benötigten 1-wire Kernel-Module bereits integriert, müssen gegebenenfalls aber noch aktiviert werden. Dies erfolgt durch Eingabe folgender Befehle (als root-Benutzer):

```
modprobe w1-gpio pullup=1
modprobe w1-therm
```

Dabei wird durch den ersten Befehl der 1-wire-Bus im Allgemeinen aktiviert und durch Setzen des Parameters „pullup=1“ angegeben, dass ein Pull-Up-Widerstand vorliegt. Die Aktivierung des zweiten Moduls ist notwendig, um den Temperatursensor DS18B20 verwenden zu können. Diese Befehle laden die Module allerdings nur bis zum nächsten Neustart. Sollen sie bei jedem Programmstart automatisch aktiviert werden, müssen in der Datei `/etc/modules` die folgenden zwei Zeilen hinzugefügt werden:

```
w1-gpio pullup=1
w1-therm
```

Nach Aktivierung der Module werden im Verzeichnis `/sys/bus/w1/devices` Unterordner für jeden angeschlossenen Sensor angelegt. Der Name der Verzeichnisse setzt sich dabei aus dem Familiencode und der eindeutigen Identifikationsnummer des Sensors zusammen. Für den Temperatursensor DS18B20 lautet der Familiencode 28. Im Ordner jedes Temperatursensors wird dann eine Datei namens „w1_slave“ angelegt, in welcher der jeweils aktuelle Messwert abgelegt wird. Nachdem der Raspberry Pi für die Nutzung der 1-wire-Schnittstelle konfiguriert wurde, wird im nächsten Schritt eine Datenbank für die Sensordaten angelegt. Hierfür wurde im Folgenden das GPL-lizenzierte Programm *RRDtool* verwendet. Nach Installation des Programms kann mit

dem nachfolgenden Befehl eine Datenbank für die Sensordaten angelegt werden:

```
rrdtool create temperature.rrd --step 10
DS:temp0:GAUGE:10:-55:125
DS:temp1:GAUGE:10:-55:125
RRA:AVERAGE:0.5:1:1
```

Damit werden in der ersten Zeile der Name der Datenbank (hier: `temperature.rrd`) und das Zeitintervall in Sekunden bis zur Speicherung des nächsten Messwerts (hier: `-step 10`) festgelegt. In den darauffolgenden Zeilen werden die Temperatursensoren eingetragen, die verwendet werden sollen (pro Sensor ist jeweils eine neue Zeile zu verwenden). Dazu werden diese im ersten Schritt benannt (hier: `temp0`, `temp1`). Der Befehl „GAUGE“ bewirkt dabei, dass die Temperatur vom entsprechenden Sensor gemessen wird. Die dann folgende Zahl gibt den sogenannten „Herzschlag“ in Sekunden an (hier 10). Kommen nach dieser Zeit keine neuen Messwerte vom Sensor, werden für die entsprechenden Zeitpunkte „Unbekannt“-Messwerte angelegt. Die letzten beiden Zahlen geben in Grad Celsius an, in welchem Intervall die Messwerte liegen können. Beim DS18B20 können diese zwischen -55 °C und 125 °C liegen. In der letzten Zeile wird mit dem Befehl „RRA“ ein Daten-Archiv angelegt. Über „AVERAGE“ wird dann festgelegt, nach welcher Zeit und für welchen Zeitraum ein Mittelwert über die Daten gebildet werden soll, um diese auszudünnen. In diesem Fall sollen alle Messwerte ohne Mittelwertbildung archiviert werden. Das Holen und Ablegen der Sensordaten in der Datenbank wird dann, mit dem in Anhang A.3 aufgeführten, *Python*-Skript „`gettemp.py`“ bewerkstelligt. Dabei müssen in Zeile 24 des Programms die Pfade zur Datei „`w1_slave`“ für jeden verwendeten Sensor und in Zeile 36 der Pfad zur Datenbank angegeben werden. Damit das Skript automatisch ausgeführt wird, muss es noch in das Hintergrundprogramm *systemd* des Betriebssystems eingetragen werden. Schließlich sollen die Daten via Broweranzeige dargestellt werden können. Dazu muss der Raspberry Pi zunächst als Webserver konfiguriert werden. Hierfür wurde das BSD-lizenzierte Programm *lighttpd* in-

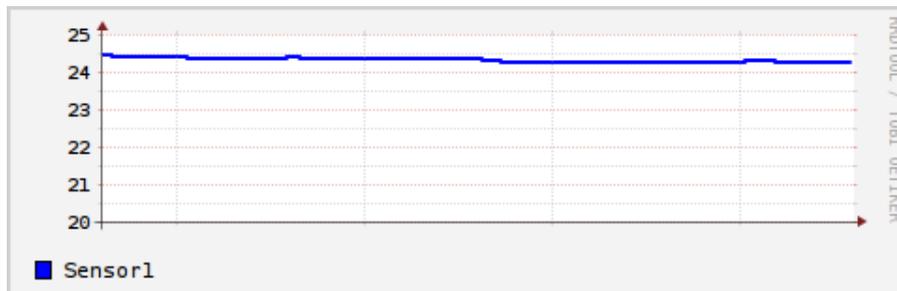


Abbildung 4.19: Beispielhafte Temperaturkurve eines Temperatursensors.

stalliert. Nach der Installation befindet sich das Webserver-Verzeichnis unter `/var/www/html`. Nun müssen noch Berechtigungen gesetzt werden. Hierzu werden folgende Befehle in die Kommandozeile eingegeben:

```
sudo groupadd www-data
sudo usermod -G www-data -a pi
sudo chown -R www-data:www-data /var/www/html
sudo chmod -R 775 /var/www/html
```

Sollte der Benutzername anders als „pi“ lauten, so muss stattdessen der entsprechende Benutzername in der zweiten Zeile eingetragen werden. Nun kann mit einem beliebigen Editor ein html-Dokument erstellt und im Webserver-Verzeichnis abgelegt werden. Dafür wird zunächst mit dem Befehl

```
rrdtool graph tempmin.png
-s 'now - 2 min' -e 'now'
DEF:temp0=temperature.rrd:temp0:AVERAGE
LINE2:temp0#0000FF:Sensor1
```

ein Graph aus den in der Datenbank gespeicherten Sensordaten erstellt. In der ersten Zeile wird der Name der Grafik (hier: `tempmin.png`) festgelegt. In der zweiten Zeile werden Beginn und Ende der Grafik gesetzt. In diesem Fall sind das die Temperaturdaten der letzten zwei Minuten. In der dritten Zeile wird auf die Datenbank verwiesen und einer der dort eingetragenen Temperatursensoren ausgewählt. Mit Hilfe der letzten Zeile werden der Graph des ausgewählten Temperatursensors erzeugt, seine Farbe im Hexadezimal-Format (hier: `#0000FF`) festgelegt und ein Legendeneintrag (hier: `Sensor1`)

kreiert. Um den Graphen eines weiteren Temperatursensors in die Grafik hinzuzufügen, müssen zwei weitere Zeilen analog zu Zeile drei und vier ergänzt werden. Die so erstellte Grafik lässt sich dann in ein html-Dokument einbinden. In diesem Fall wurde folgendes html-Dokument erstellt:

```
<html>
<head><title>Test-Seite </title ></head>
<body>
<h1>Temperaturüberwachung der TECs</h1>
<figure >

<meta http-equiv="refresh" content="10; URL=[IP-Adresse]>
<figure >
</body>
</html>
```

Dabei wird in Zeile vier der Titel und in Zeile sechs die Grafik mit den Temperaturkurven eingefügt. Mit den Befehlen „width“ und „height“ in Zeile sechs kann außerdem die Größe der Grafik eingestellt werden. Schließlich wird das Dokument im Webserver-Verzeichnis abgelegt. Von nun an kann die Webseite mit den Graphen der Temperatursensoren über die IP-Adresse des Raspberry Pi angewählt werden. Eine beispielhafte Temperaturkurve ist in Abb. 4.19 dargestellt.

4.4 Aufbau des Lasersystems

In diesem Abschnitt wird der Aufbau des Lasersystems zum Quenchen von Krypton-83 beschrieben (Vgl. [15]). Eine schematische Skizze des Aufbaus des Lasersystems ist in Abb. 4.20 dargestellt. Zur Erzeugung des Laserstrahls wird ein Diodenlaser mit externem Resonator in Littrow-Konfiguration (auch Littrow-Laser) verwendet. Dieser ist mit einer Laserdiode des Typs *L820P100* der Firma *THORLABS* [28] ausgestattet. Die Laserdiode emittiert bei einer Betriebstemperatur von $T = 40^\circ\text{C}$ Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 820\text{ nm}$, wobei die Wellenlänge mit der Betriebstemperatur in gewis-

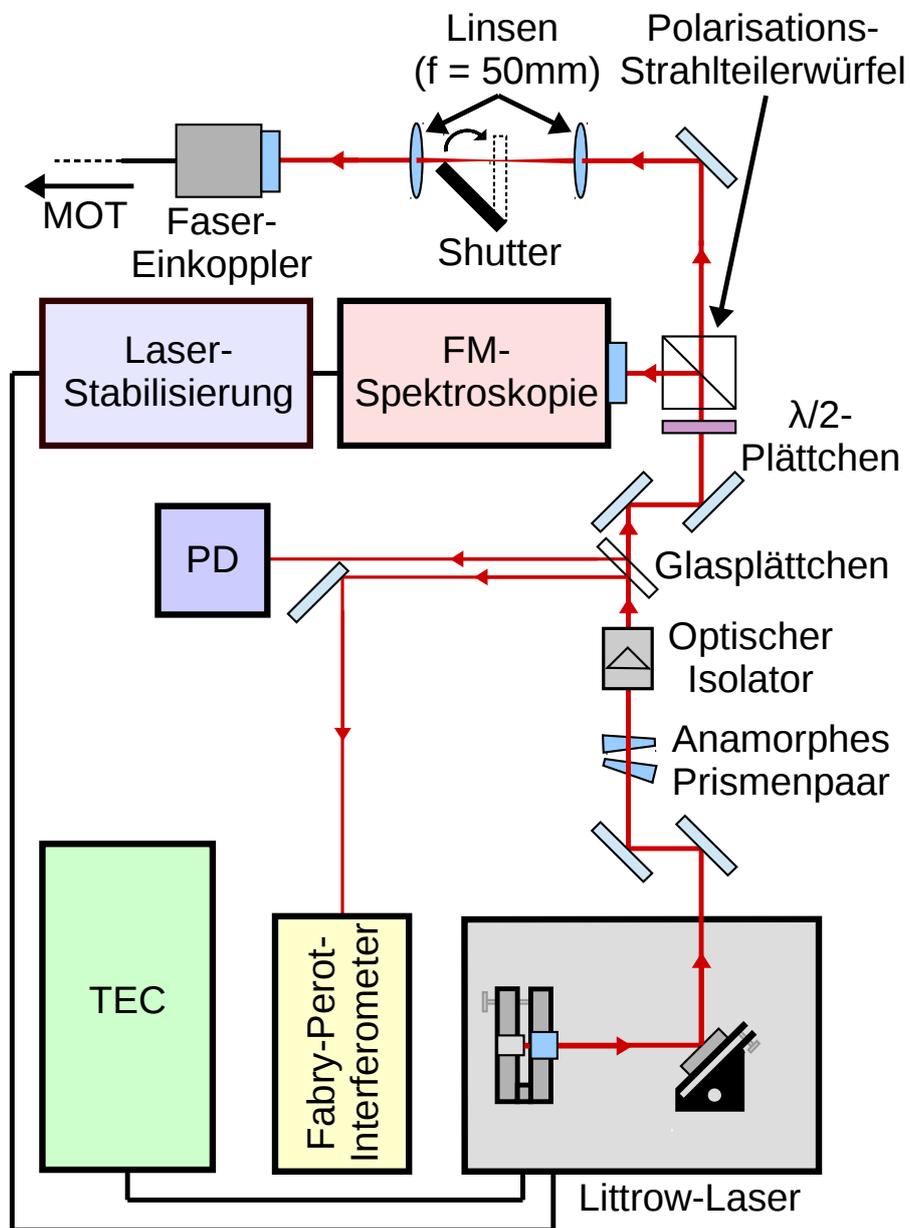


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung des Lasersystems zum Quenchen von Krypton-83 mit den Abkürzungen - PD: Photodiode und TEC: Temperaturcontroller.

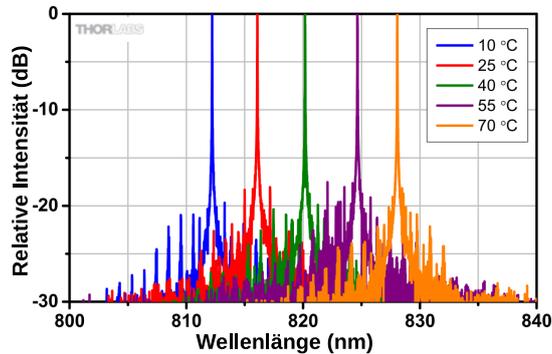


Abbildung 4.21: Emissions-Spektrum der Laserdiode aus [28].

sen Grenzen variiert werden kann (siehe Abb. 4.21). Ihre nominelle Maximalleistung beträgt $P = 100 \text{ mW}$. Zur Temperaturstabilisierung befindet sich der Littrow-Laser in einem abgeschlossenen Gehäuse, unterhalb dessen ein Peltier-Element angebracht ist, welches mit einem Temperaturcontroller (TEC) bedient wird. Kurz hinter der Laserdiode befindet sich eine Linse zur Kollimation des Laserstrahls. Danach trifft der Laserstrahl auf ein Blazegitter und es bildet sich ein externer Resonator zwischen hinterer Facette der Laserdiode und dem Gitter aus. Hierbei wird die 1. Beugungsordnung des Gitters zurück in die Diode reflektiert und die 0. Beugungsordnung als Nutzstrahl ausgekoppelt. Über den Winkel des Gitters relativ zur Strahlachse des aus der Diode emittierten Laserstrahls kann mit Hilfe einer Stellschraube zur Grob-Justage und eines Piezos zur Fein-Justage die emittierte Laserwellenlänge eingestellt werden. Für eine genauere Beschreibung des Funktionsprinzips und des Aufbaus der hier verwendeten Littrow-Laser sei auf [1] verwiesen. Zur Verifikation der Wellenlänge wird ein sogenanntes Michelson-Wellenlängenmessgerät unter Verwendung eines Helium-Neon-Lasers ($\lambda_{HeNe} = 632,8 \text{ nm}$) als Referenzstrahl genutzt (siehe [23]). So konnte die Wellenlänge des emittierten Laserstrahls auf $\lambda_{Quench,Kr-83} = 810,5 \text{ nm}$ eingestellt werden. Nach Austritt aus dem Littrow-Laser trifft der Laserstrahl auf zwei 45° -Justage-Spiegel und wird von dort durch ein anamorphes Prismenpaar gelenkt. Hiermit kann der elliptische Strahl der Laserdiode in einen mit rundem Strahlprofil umgewandelt und der Astigmatismus der Laserdiode ausgeglichen werden. Von dort wird der Strahl durch einen

optischen Isolator geleitet, welcher Licht nur in einer Ausbreitungsrichtung hindurchlässt. Dies ist notwendig, da der Laserstrahl ansonsten an glatten Flächen senkrecht zur Strahlachse, wie beispielsweise an der Eintrittsfacette des Fabry-Pérot-Interferometers, zurück in die Laserdiode reflektiert werden könnte, was zu Instabilitäten der emittierten Wellenlänge führt. Im Anschluss trifft der Laserstrahl dann auf ein Glasplättchen. An dessen Vorder- und Rückseite wird jeweils ein kleiner Teil der Strahlintensität reflektiert. Der Großteil der Intensität transmittiert durch das Glasplättchen. Der erste reflektierte Strahl verläuft dann über einen 45°-Spiegel in ein Fabry-Pérot-Interferometer und der zweite auf eine Photodiode (PD). Dabei dient die Photodiode als Hilfsmittel zum Einstellen der Laser-Schwelle des Littrow-Lasers, während mit dem Fabry-Pérot-Interferometer der Ein-Moden-Betrieb des Littrow-Lasers überprüft werden kann. Die Methodik zum Einstellen der Laser-Schwelle und Überprüfung des Ein-Moden-Betriebs kann [31] entnommen werden. Nach dem Glasplättchen wird der Laserstrahl dann über zwei weitere 45°-Justage-Spiegel auf ein $\lambda/2$ -Plättchen geleitet, mithilfe dessen der Polarisationswinkel des eingestrahnten linear polarisierten Lichts eingestellt werden kann. Von dort aus verläuft der Laserstrahl auf einen Polarisations-Strahlteilerwürfel. An dessen diagonaler Grenzfläche wird ein Teil des Laserstrahls unter einem Winkel von 90° zur Ausbreitungsrichtung des Strahls reflektiert, während der andere Teil in Ausbreitungsrichtung transmittiert wird. Über die Einstellung des Polarisationswinkels mit dem $\lambda/2$ -Plättchen kann dabei festgelegt werden, welcher Anteil des Lichts reflektiert bzw. transmittiert wird. Der reflektierte Teil des Strahls gelangt anschließend zur doppelreinen FM-Spektroskopie, mithilfe derer die Laserstrahlung frequenzstabilisiert wird (eine ausführliche Beschreibung kann [23] entnommen werden). Der transmittierte Teil des Strahls wiederum wird über einen 45°-Spiegel auf eine plankonvexe Linse der Brennweite $f = 50$ mm gelenkt und so fokussiert. Am Ort der Strahltaile befindet sich dann der Shutter. Dabei wird die Verringerung des Strahlquerschnitts durch die Fokussierung genutzt, um die Öffnungs- bzw. Verschlusszeiten des Shutters zu minimieren. In einem Abstand von weiteren 50 mm trifft der Strahl auf eine zweite um 180° gedrehte plankonvexe Linse der Brennweite $f = 50$ mm und wird somit wieder

kollimiert. Im weiteren Verlauf wird der Strahl über einen Faser-Einkoppler in eine optische Faser geleitet. Hierüber kann der Strahl dann entweder ins Michelson-Wellenlängenmessgerät oder in die 3D-MOT eingekoppelt werden.

4.5 Fazit - Lasersystem zur Detektion von Krypton-83

Im zweiten Teil dieser Masterarbeit wurde das Lasersystem des ATTA-Experiments zur Detektion von Krypton-83 vorgestellt und weiterentwickelt. Hierfür wurden zunächst die Grundlagen des Quenchens von Krypton-Isotopen erläutert. Im weiteren Verlauf wurde ein besonderer Fokus auf die Weiterentwicklung eines optischen Shutters und den Aufbau einer Temperaturüberwachung gelegt.

Dabei wurde der in [15] vorgestellte optische Shutter so modifiziert, dass er den Anforderungen des Experiments genüge. Zum einen sollten Öffnungs- bzw. Verschlussvorgänge in $\Delta t \ll 1$ ms ermöglicht werden. Zum anderen durften die durch die Anschläge des Aktorarms verursachten Erschütterungen des Shutters auf dem optischen Tisch die weiteren Komponenten des ATTA-Experiments in ihrer Funktionstüchtigkeit nicht beeinträchtigen. Da die Öffnungs- bzw. Verschlussvorgänge des Shutters mit dem Ein- bzw. Ausklappen eines Bandpassfilters vor die Detektionsoptik des ATTA-Experiments synchronisiert werden sollen (Vgl. [11]), durfte die Zeit Δt_{schalt} zwischen Auslösung eines Öffnungs- bzw. Verschlussvorgangs und tatsächlicher Ausführung des Vorgangs nicht zu stark variieren. Daher wurde zunächst eine Methodik entwickelt, die Anschläge des Aktorarms durch Ansteuerung des verwendeten Motortreiberchips mittels Arduino zu dämpfen. Hierdurch konnten die Anschläge des Aktorarms im Mittel zwar um 87 % reduziert werden, jedoch nicht gänzlich auf das erforderliche Niveau reduziert werden. Daher wurde der Shutter in der finalen Version mit vier passiven Gewindestoßdämpfern ausgestattet. Hiermit konnten die Erschütterungen so weit reduziert werden, dass die weiteren Komponenten des Experiments nicht mehr beeinträchtigt wurden. Im Anschluss daran wurden die Öffnungs- und Ver-

schlusszeiten Δt_{open} und Δt_{close} gemessen. Um die Zeiten weiter zu verkürzen, wurde der verwendete Laserstrahl fokussiert und der Shutter am Ort der Strahltaile des Laserstrahls positioniert. Hierbei konnte eine Öffnungszeit von $\Delta t_{open} = 37,2 \mu s$ und eine Verschlusszeit von $\Delta t_{close} = 41,4 \mu s$ erreicht werden. Schließlich wurde die mittlere Schwankung von Δt_{schalt} ermittelt. Dabei konnte gezeigt werden, dass die mittlere Schwankung sowohl für den Öffnungs- als auch für Verschlussvorgang nur $2 \mu s$ beträgt. Somit konnte allen Anforderungen Genüge getan und der optische Shutter so fortentwickelt werden, dass dieser ohne Einschränkungen im ATTA-Experiment verwendet werden kann.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde dann eine Temperaturüberwachung für die im Experiment eingesetzten Temperaturcontroller (TEC) eingerichtet. Dies war notwendig geworden, da die Lüfter der TECs in unregelmäßigen Abständen ausfielen. Wird ein solcher Ausfall nicht rechtzeitig bemerkt, überhitzen die Halbleiterkomponenten der TECs und werden zerstört. Zur Temperaturüberwachung wurden Temperatursensoren des Typs DS18B20 an den Kühlkörpern der TECs angebracht und mittels 1-wire-Bus mit einem Raspberry Pi 2 (Modell B) verbunden. Der Raspberry Pi diente dabei sowohl als Datenbank für die Sensordaten als auch als Server zum Aufrufen der Daten. Hierfür wurde eine entsprechende Datenbank eingerichtet und der Raspberry Pi als Server konfiguriert. Durch Anwahl der IP-Adresse des Raspberry Pi können nun die von den Sensoren gesammelten Temperaturdaten in Echtzeit abgerufen und grafisch dargestellt werden. So können Ausfälle der TEC-Lüfter frühzeitig bemerkt und rechtzeitig behoben werden. Außerdem kann die Temperaturüberwachung durch Hinzufügen weiterer Sensoren ohne großen Aufwand auf andere Komponenten des Experiments ausgeweitet werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Masterarbeit gliedert sich in zwei Hauptteile. Im Rahmen des ersten Teils wurde evaluiert, inwiefern ein Zeeman-Abbremsers zur Effizienzsteigerung des ATTA-Experiments geeignet ist. Im zweiten Teil wurde ein Lasersystem implementiert, mit dem es mittels eines weiterentwickelten, schnellen und schwingungsarmen optischen Shutter-Systems möglich ist, die Atome in der 3D-MOT mit wohldefinierten Laserpulsen zu quenchen. Zur Evaluierung der Eignung des Zeeman-Abbremsers wurden mithilfe einer Modellierung der Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers Simulationen durchgeführt. Hiermit wurde die longitudinale Bewegung der Atome im Zeeman-Abbremsers für verschiedene Suffizienzen des Magnetfelds mittels selbstgeschriebenem Programm-Skript, erfolgreich simuliert. Dabei wurde gezeigt, dass durch den Einsatz eines Zeeman-Abbremsers mit einer Stickstoffvorkühlung ein erheblich größerer Anteil von Atomen in der magneto-optischen Falle des ATTA-Experiments gefangen und somit Nachweiseffizienz für Krypton-Isotope gesteigert werden kann. Allerdings kann zu diesem Zeitpunkt noch keine konkrete Aussage über die Austrittscharakteristik des Atomstrahls aus dem Krypton-Reservoir getroffen werden. Daher müsste vor einer tatsächlichen Realisierung des Zeeman-Abbremsers das transversale Geschwindigkeitsverhalten der Atome überprüft werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden die Grundlagen des Quench-Prozesses für Krypton-83 erläutert und das Lasersystem zum Quenchen ausgebaut. Da

sich aufgrund des vergleichsweise hohen Isotopenverhältnisses von Krypton-83 eine Wolke von $\sim 10^6$ Atomen in der MOT ausbildet, kann die Anzahl von Krypton-83-Atomen nicht mehr über das Fluoreszenzlicht des Kühlübergangs bestimmt werden. Daher werden die Atome durch Einstrahlung eines Quenchlaserstrahls ($\lambda_Q = 810,5 \text{ nm}$) in einen Dunkelzustand bezüglich des Kühlübergangs gepumpt. Pro Abregungsprozess wird dabei genau ein Photon der Wellenlänge $\lambda = 877,7 \text{ nm}$ emittiert. So kann ein Signal erzeugt werden, welches sich linear zur Anzahl der gequenchten Atome verhält und mit der verwendeten Detektionsoptik aufgenommen werden kann. Hierfür war es nötig ein Lasersystem zu implementieren, mit dem es möglich ist wohldefinierte Quenchlaserpulse zu definierten Zeitpunkten in die MOT einzustrahlen. Ein besonderer Schwerpunkt lag daher auf der Entwicklung des dafür nötigen Shutter-Systems.

Der optische Shutter musste verschiedenen Anforderungen genügen. Der Quench-Prozess im ATTA-Experiment läuft in etwa 1 ms ab. Ein zu langsamer Anstieg der Intensität des Quenchlaserstrahls kann das Detektionssignal so stark abflachen, dass es nicht mehr vom Untergrund der Messung unterschieden werden kann. Außerdem steigt mit der Zeit die Wahrscheinlichkeit einer Abregung anderer Krypton-Isotope in einen Dunkelzustand. In Messungen konnte gezeigt werden, dass die Öffnungs- bzw. Verschlusszeit des Shutters mit rund $40 \mu\text{s}$ deutlich unter einer Millisekunde liegt.

Da andere Komponenten des Experiments von den Erschütterungen des Shutters gestört wurden, mussten diese entsprechend reduziert werden. Es konnte eine Methodik entwickelt werden, die Erschütterungen via Ansteuerung des Motortreiberchips mit einem Arduino um rund 90 % zu reduzieren. Außerdem wurde der Shutter mit einer mechanischen Dämpfung durch vier passive Gewindestoßdämpfer ausgestattet. So konnten die Erschütterungen so weit reduziert werden, dass ein ungestörter Betrieb der ATTA-Anlage möglich ist.

Zur Detektion des Quenchsignals ist es notwendig, die Schaltvorgänge des Shutters mit dem Ein- und Ausklappen eines Bandpassfilters vor die Detektionsoptik zu synchronisieren. Daher darf die Zeit Δt_{schalt} zwischen Auslösung und tatsächlicher Umsetzung eines Schaltvorgangs möglichst nicht schwan-

ken. Durch Messungen konnte gezeigt werden, dass die mittlere Schwankung von Δt_{schalt} nur $2 \mu\text{s}$ beträgt. Somit konnte der Shutter erfolgreich an die Anforderungen des Experiments angepasst werden.

Die Temperaturstabilisierung der Laserdioden wird mit einem Peltier-Element, dessen Temperatur über einen Temperaturcontroller (TEC) eingestellt werden kann, bewerkstelligt. Es hatte sich gezeigt, dass die Lüfter der TECs in unregelmäßigen Abständen ausfallen und die TECs in Folge dessen überhitzen. Daher wurde eine Echtzeit-Temperaturüberwachung für die TECs aufgebaut. Dafür wurden die Kühlkörper der TECs mit Temperatursensoren ausgestattet und einem Raspberry Pi verbunden. Dieser fungiert sowohl als Datenbank für die gesammelten Sensordaten als auch als Server für den Abruf der Daten. Hiermit können die Temperaturdaten der Sensoren mit einem beliebigen Webbrowser abgerufen und grafisch dargestellt werden. Durch Anschluss weiterer Sensoren kann die Echtzeit-Überwachung leicht auf andere Komponenten des Experiments erweitert werden.

Schließlich wurde das Lasersystem zur Detektion von Krypton-83 inklusive optischem Shutter aufgebaut und in den ATTA-Aufbau integriert. Bevor das Lasersystem zur Detektion von Krypton-83 letztendlich genutzt werden kann, muss allerdings noch eine Experimentsteuerung entwickelt werden, mit Hilfe derer die Schaltvorgänge des Shutters und des Bandpassfilters synchronisiert werden. Im nächsten Schritt müssen dann Einzelatommessungen von Krypton-81 bzw. Krypton-85 mit Krypton-83 als Referenzisotop vorgenommen werden, um die Funktionstüchtigkeit des Lasersystems zu verifizieren.

Anhang A

Skripte

A.1 Mathematica-Skript: Geschwindigkeitstrajektorien

```
Remove ["Global`*"]

λ0 := 811.29 * (10^-9) (*m *)
c := 299792458 (*m /s*)
Jl := 39.7887 (*mW /cm^2 *)
Jsat := 1.36 (*mW /cm^2 *)
Γ := 2 * Pi * 5.56 * 10^6 (*1/s*)
u := 1.66053904 * 10^-27 (*kg*)
μB := 9.274009994 * 10^-24 (*J/T*)
mje := 3
mjg := 2
gje := 1.336
gjg := 1.502
ω0 := ((2 * Pi * c) / λ0) (*1/s*)
ωL := (c * ω0) / (c - vend) (*1/s*)
λL := (c * 2 * Pi) / ωL (*m *)
kL := ((2 * Pi) / λL) (*1/m *)
δ0 := ωL - ω0 (*1/s*)
hq := (6.62607004 * 10^-34) / (2 * Pi) (*Js*)
s0 := Jl / Jsat
mA := 85 * u (*kg*)
vmax := 312.725 (*m /s*)
vend := 8 (*m /s*)
L1 := 0.5 (*m *)
B0 := (hq * kL * vmax) / (μB * (gje * mje - gjg * mjg)) (*T*)
Bb := (hq * δ0) / (μB * (gje * mje - gjg * mjg)) (*T*)
B1 := B0 * ((1 - (x1 / L1))^(1/2)) + Bb (*T*)
Plot[B1, {x1, 0, 0.5}]
```

```

f1[t_, x1_, x2_] := x2
f2[t_, x1_, x2_] := -(((hq*(kL)*Γ)/
(2*mA ))*(s0/(1+s0+((δ0+
kL*x2-μB*(B0*
((1-(x1/L1)
^(1/2))+Bb)
*(mje*gje-mjg*gjg)
/hq))/(Γ/2)^2)))

f[t_, x_] := {f1[t, x[[1]], x[[2]]], f2[t, x[[1]], x[[2]]]}

t0 = 0; (*Startzeitpunkt festlegen*)
x0 = {0, 300};
(*Startposition und -geschwindigkeit festlegen*)
tend = 0.00315;
(*tend muss je nach Startgeschwindigkeit angepasst werden*)
h = 0.00001;

L = {{t0, x0}}; (*Ausgabeliste initialisieren*)
eps = 10^-30;
(*Genauigkeit für Erreichen des Endpunkts*)
counter = 0; (*Schleifenzähler auf Null setzen*)
t = t0; (*Laufvariablen belegen*)
x = x0;

RK[t_, x_, h_] := Module[{k1, k2, k3, k4}, k1 = h*f[t, x];
k2 = h*f[t+h/2, x+k1/2];
k3 = h*f[t+h/2, x+k2/2];
k4 = h*f[t+h, x+k3];
{t+h, x+1/6 (k1+2k2+2k3+k4)}];

While[Abs[tend-t] > eps && counter < 100000, {counter = counter+1;
If[Sign[h]*(t+h) > Sign[h]*tend, h = tend-t];
{t, x} = RK[t, x, h];
AppendTo[L, {t, x}];}];

L // TableForm

x11 = Transpose[Transpose[L][[2]]][[1]];
x12 = Transpose[Transpose[L][[2]]][[2]];

g1 = ListPlot[{Transpose[L][[1]], x11} // Transpose,
PlotStyle->RGBColor[0, 0, 1], PlotRange->{{0, tend}, {0, 0.6}}]
g2 = ListLinePlot[{Transpose[L][[1]], x12} // Transpose,
PlotStyle->RGBColor[0, 1, 1], PlotRange->{{0, tend}, {0, 320}}]

```

A.2 Mathematica-Skript: Öffnungs- und Verschlusszeit

```
Remove ["Global`"]
A := 0.0683;
B := 5889.10247;
a := 0; (*=x_0*)
b := 0.0685; (*=y_0*)
(*Fitfunktion F (unbearbeitet)*)
F := A*Erf[B*(x+a)]+b;
(*Minimum und Maximum der
unbearbeiteten Fitfunktion *)
c1 := FindMinValue[F, {x, -1}]
d1 := FindMaxValue[F, {x, 1}]
c := Part[c1, 1];
d := Part[d1, 1];
(*Beim Schliessvorgang muessen bei c1 und d1
1 und -1 getauscht werden*)

(*Plot der unbearbeiteten Fitfunktion*)
Plot[F, {x, -0.0005, 0.0005}]
(*Minimum des Fits auf 0 setzen*)
G := F-c1;
(*Fitfunktion auf (reduzierten)
Maximalwert normieren *)
H := G/(d1-c1);
(*Plot des bearbeiteten Fits H*)
Q = Plot[H, {x, -0.00045, 0.00045},
PlotStyle -> {Red, Thickness -> 0.008}]
(*Fuer Schliessvorgang: Berechnung des x-Wertes,
bei dem der y-
Wert des normierten Fits H auf 0.01 gesunken ist
Fuer Oeffnungsvorgang: Berechnung des x-Wertes,
bei dem der y-
Wert des normierten Fits H auf 0.99 gestiegen ist*)
s = Solve[0.99 == H, x];
(*Aufgrund der Symmetrie der Fehlerfunktion,
ist die Oeffnungs- bzw. Schliesszeit  $\Delta t = s1 * 2$  *)
s1 = x /. s[[1]];
 $\Delta t = s1 * 2$ 
```

A.3 Python-Skript: Temperaturmessung

```
1  #!/usr/bin/python
2  # -*- coding: utf-8 -*-
3
4  import re, os, rrdtool, time
5
6  # function: read and parse sensor
  data file
7  def read_sensor(path):
8      value = "U"
9      try:
10         f = open(path, "r")
11         line = f.readline()
12         if re.match(r"([0-9a-f]{2} )
  {9}: crc=[0-9a-f]{2} YES", line):
13             line = f.readline()
14             m = re.match(r"([0-9a-f]{2}
  ){9}t=([+-]?[0-9]+)", line)
15             if m:
16                 value = str(float(m.group
  (2)) / 1000.0)
17             f.close()
18         except (IOError), e:
19             print time.strftime("%x %X"),
  "Error reading", path, ": ", e
20             return value
21
22  # define pathes to 1-wire sensor
  data
23  pathes = [
24      "/sys/bus/w1/
  devices/28-0416621b31ff/w1_slave"
25  ]
26
27  # read sensor data
28  data = 'N'
29  for path in pathes:
30      data += ':'
31      data += read_sensor(path)
32      time.sleep(1)
33
```

```
34 # insert data into round-robin-  
database  
35 rrdtool.update(  
36     "%s/temperature.rrd" %  
    (os.path.dirname(os.path.abspath  
    (__file__))),  
37     data)
```

A.4 Python-Skript: Beschleunigungsmessung

```
1 import serial
2 import time
3 import csv
4 import os
5
6 serial_port = "/dev/ttyUSB0"
7 ser = serial.Serial(serial_port, 115200,
8 timeout=1)
9 x, y, z, t = [], [], [], []
10 start_time = time.time()
11 timeout = 10
12
13 i = 0
14 date = time.strftime('%Y%m%d')
15 filename = date + "_" + str(i)
16 check = True
17 while check:
18     if os.path.exists(filename):
19         filename = date + "_" + str(i)
20         i = i + 1
21     else:
22         check = False
23
24 while len(x) < 1500:
25     ser.write("1".encode())
26     ser_line = ser.readline().decode()
27     A = ser_line.split(",")
28     if len(A) == 3:
29         x.append(A[0])
30         y.append(A[1])
31         z.append(A[2])
32         t.append(time.time())
33
34 with open(filename, "w") as f:
35     f.writelines(map("{} , {} , {} , {} ".format, t, x, y, z))
```

A.5 Arduino-Skript: Shutter-Steuerung

```
const int phase = 5;//
Nummer des Phase-Pin
const int brake = 6;//
Nummer des Brake Pin

void setup() {
  pinMode(phase, OUTPUT);
  pinMode(brake, OUTPUT);
}

void loop() {
  digitalWrite(phase, LOW);
  delayMicroseconds
(t_phase,1);
  digitalWrite(brake, LOW);
  delayMicroseconds
(t_brake,1);
  digitalWrite(brake, HIGH);
  digitalWrite(phase, LOW);
  delay(500-t_phase,1-
t_brake,1);
  digitalWrite(phase, HIGH);
  delayMicroseconds
(t_phase,2);
  digitalWrite(brake, LOW);
  delayMicroseconds
(t_brake,2);
  digitalWrite(brake, HIGH);
  digitalWrite(phase, HIGH);
  delay(500-2*_phase,1-
t_brake,2);
}
```

A.6 Arduino-Skript: Beschleunigungsmessung

```
1  const int L = 100;
2  int A_X[L];
3  int A_Y[L];
4  int A_Z[L];
5  unsigned long T[L];
6
7  char ch;
8  #include<Wire.h>
9  const int MPU_addr=0x68; // I2C
address of the MPU-6050
10 int16_t
AcX,AcY,AcZ,Tmp,GyX,GyY,GyZ;
11 void setup(){
12   Serial.begin(115200);
13   Wire.begin();
14   Wire.beginTransmission
(MPU_addr);
15   Wire.write(0x6B); //
PWR_MGMT_1 register
16   Wire.write(0); // set to
zero (wakes up the MPU-6050)
17   Wire.endTransmission(true);
18   Serial.println("Start");
19 }
20 void loop(){
21
22
23   for( int i=0; i<L; i++) {
24
25
26
27     Wire.beginTransmission
(MPU_addr);
28     Wire.write(0x3B); //
starting with register 0x3B
(ACCEL_XOUT_H)
29     Wire.endTransmission(false);
30     Wire.requestFrom
(MPU_addr,14,true); // request a
total of 14 registers
```

```

31     A_X[i]=Wire.read()<<8|
Wire.read(); // 0x3B
(ACCEL_XOUT_H) & 0x3C
(ACCEL_XOUT_L)
32     A_Y[i]=Wire.read()<<8|
Wire.read(); // 0x3D
(ACCEL_YOUT_H) & 0x3E
(ACCEL_YOUT_L)
33     A_Z[i]=Wire.read()<<8|
Wire.read(); // 0x3F
(ACCEL_ZOUT_H) & 0x40
(ACCEL_ZOUT_L)
34     T[i]=micros();
35
36     }
37
38
39     int i=0;
40
41     while(i<L) {
42         if (Serial.available())
43             { ch = Serial.read();
44             if ( ch == 'l' ) {
45                 String serialstring = String
(T[i]) + "," + String(A_X[i]) +
"," + String(A_Y[i]) + "," +
String(A_Z[i]);
46                 Serial.println
(serialstring);
47                 i++;
48             }}
49         delay(10);
50     }}

```

Anhang B

Messergebnisse

B.1 Messergebnisse für Δt_{schalt}

| Nr. | $\Delta t_{schalt,auf}$ (ms) | $\Delta t_{schalt,zu}$ (ms) |
|---------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 1 | 8,5488 | 7,5168 |
| 2 | 8,5504 | 7,5200 |
| 3 | 8,5488 | 7,5184 |
| 4 | 8,5504 | 7,5216 |
| 5 | 8,5488 | 7,5200 |
| 6 | 8,5520 | 7,5200 |
| 7 | 8,5488 | 7,5232 |
| 8 | 8,5536 | 7,5232 |
| 9 | 8,5488 | 7,5216 |
| 10 | 8,5520 | 7,5200 |
| Mittelwert | 8,5502 | 7,5204 |
| Mittlere Schwankung | 0,0017 | 0,0020 |

Tabelle B.1: Messergebnisse für Δt_{schalt} beim Öffnungs- und Verschlussvorgang.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Termschema: Optische Anregung von Krypton in den metastabilen Zustand $4p^55s [3/2]_2$ (links) und der im ATTA-Experiment verwendete Kühlübergang (rechts). | 15 |
| 3.1 | Schematischer Aufbau eines Zeeman-Abbremsers: 1. Atomquelle, 2. Atomstrahl, 3. UHV-Rohr, 4. Magnetfeld-Spulen des Zeeman-Abbremsers, 5. Experimentier-Region, 6. Fokussierter Laserstrahl. Der schwarze Pfeil zeigt die Flugrichtung der Atome und der weiße Pfeil die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls. | 19 |
| 3.2 | Magnetfeld $B(z)$ für a) Zeeman-Abbremsers mit abfallendem B-Feld, b) Zeeman-Abbremsers mit ansteigendem B-Feld, c) Spin-Flip-Abbremsers. | 21 |
| 3.3 | Steigung $ dB/dz $ des idealen Magnetfelds im Zeeman-Abbremsers. Die gestrichelte Linie zeigt $ dB/dz _{max}$. Am Ende des Abbremsers ($L_s = 0,5$ m) divergiert $ dB/dz $ und die Atome verlassen die Resonanz. | 24 |
| 3.4 | Maxwell-Boltzmann-Verteilungen für Krypton bei $T_1 = 294$ K (blau) und $T_2 = 100$ K (rot). | 27 |

| | | |
|-----|---|----|
| 3.5 | Schematischer Aufbau des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment, mit 1. Krypton-Quelle, 2. Kühleinheit mit flüssigem Stickstoff, 3. Krypton-Strahl, 4. UHV-Rohr mit Flanschen, 5. VUV-Lampe, 6. 819 nm-Umpumplaser, 7. Magnetfeld-Spulen, 8. 2D-MOT Einfangbereich, 9. fokussierter σ^+ -polarisierter Kühlaserstrahl ($\lambda_L = 811, 290$ nm). Die Pfeile zeigen die Ausbreitungsrichtung des Krypton-Strahls (schwarz) bzw. des Laserstrahls (weiß). | 28 |
| 3.6 | Ideales Magnetfeld des Zeeman-Abbremsers für das ATTA-Experiment, mit $B_0 = 273,7$ Gs, $B_b = 7,0$ Gs und $L_s = 0,5$ m. | 30 |
| 3.7 | Numerisch berechnete Geschwindigkeitstrajektorien der longitudinalen Bewegung von Krypton-85 im Zeeman-Abbremsers für verschiedene maximale Einfanggeschwindigkeiten $v_{max,a} = 312$ m/s, $v_{max,b} = 259$ m/s und $v_{max,c} = 224$ m/s. Die horizontale bzw. die vertikale gestrichelte Line zeigen jeweils die maximale Einfanggeschwindigkeit v_{max} bzw. die Länge L_s des Zeeman-Abbremsers. v_{end} ist die longitudinale Geschwindigkeit der Atome beim Austritt aus dem Zeeman-Abbremsers. Der Parameter ξ beträgt für a: $\xi_{ideal} = 0,9669$, für b: $\xi_{real} = 2/3$ und für c: $\xi_{kons} = 1/2$ | 34 |
| 4.1 | Termschema des Quench-Prozesses mit den entsprechenden Wellenlängen. Die Prozentwerte geben die jeweilige Zerfallswahrscheinlichkeit an. | 40 |
| 4.2 | Links: Aktorarm mit Spule und Steuerungselektronik. Rechts: Aufbau einer Festplatte mit 1. Permanentmagnete und Magnetfeld-Spule, 2. Aktorarm, 3. Lesekopf, 4. Elektronik, 5. Spindel, 6. Teller, 7. Halterung/Gehäuse. Die Aktoreinheit ist rot umrandet. | 43 |
| 4.3 | Schaltplan der Shutter-Steuerung aus [15]. | 45 |
| 4.4 | Schaltplan des Motortreibers A4973 der Firma Allegro mit H-Brücke (rot umrandet) und Logik-Schaltung (blau umrandet) aus [21]. | 46 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.5 | Links: Schema der H-Brücke des Motortreibers A4973 aus [21]. Rechts: Schema der Steuerungsplatine aus [15]. | 47 |
| 4.6 | Shutter A (links: Vorderseite, rechts: Rückseite): 1. Shutter-Halterung, 2. Aussparung für Laserstrahl, 3. Steuerungs-Platine, 4. Beschleunigungssensor, 5. Zugentlastung für Spulenstromversorgung, 6. Temperatursensor, 7. Aktoreinheit inkl. Aktorarm, 8. Shutter-Fahne | 48 |
| 4.7 | Shutter B (links: Vorderseite, rechts: Rückseite): 1. Arduino Nano zur Steuerung, 2. Steuerungsplatine, 3. Strahldurchlass ($\varnothing = 1,2 \text{ cm}$), 4. Schutter-Halterung, 5. Anschlüsse für Spannungsversorgung, 6. 4 mal passiver Gewindestoßdämpfer ($\varnothing = 1,0 \text{ cm}$), 7. Aktoreinheit mit Aktorarm, 8. Shutter-Fahne | 49 |
| 4.8 | Spannung am Stromföhlwiderstand bei motortreiberchip-interner Pulsbreiten-Modulation (schwarz) und skizzierter Spannungsverlauf der Spule (rot). Bei der Abklingphase fließt der Spulenstrom nicht über den Stromföhlwiderstand und wird daher als Spannung von 0 V gemessen. | 50 |
| 4.9 | Schema zur Dämpfung der Aktorarm-Anschläge via Modulation des Phase- und Brake-Signals. | 51 |
| 4.10 | Messwerte des Beschleunigungssensors ohne Anschlag-Dämpfung a) x-Komponente, b) y-Komponente, c) z-Komponente. | 55 |
| 4.11 | Messwerte des Beschleunigungssensors Anschlag-Dämpfung a) x-Komponente, b) y-Komponente, c) z-Komponente. | 55 |
| 4.12 | Aufgenommenes Intensitätsprofil und Fit für den fokussierten Strahl (Shutter am Ort der Strahltaile) - Links: Öffnungs-Rechts: Verschlussvorgang. | 58 |
| 4.13 | Aufgenommenes Intensitätsprofil und Fit für den kollimierten Strahl - Links: Öffnungs- Rechts: Verschlussvorgang. | 58 |
| 4.14 | Normierte Fitfunktionen zur Berechnung der Öffnungs- und Verschlusszeit des Shutters für den fokussierten Strahl. | 58 |
| 4.15 | Normierte Fitfunktionen zur Berechnung der Öffnungs- und Verschlusszeit des Shutters für den kollimierten Strahl. | 59 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.16 | Messung der Schaltzeit $\Delta t_{Schalt, zu}$ beim Verschlussvorgang. Zur Veranschaulichung wurde das Signal der Photodiode um den Faktor 40 vergrößert. | 60 |
| 4.17 | Schematischer Aufbau der Echtzeit-Temperaturüberwachung der TECs. | 62 |
| 4.18 | Schaltskizze der 1-wire-Schnittstelle zwischen Temperatursensor und Raspberry Pi. | 62 |
| 4.19 | Beispielhafte Temperaturkurve eines Temperatursensors. . . . | 65 |
| 4.20 | Schematische Darstellung des Lasersystems zum Quenchen von Krypton-83 mit den Abkürzungen - PD: Photodiode und TEC: Temperaturcontroller. | 67 |
| 4.21 | Emissions-Spektrum der Laserdiode aus [28]. | 68 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Frequenzdifferenzen der Isotope ^{81}Kr , ^{83}Kr , ^{85}Kr bzgl ^{84}Kr für den Kühlübergang $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_3$ für die verwendeten Hyperfeinübergänge aus [16]. | 17 |
| 3.1 | Werte für B_0 in Abhängigkeit von Parameter ξ für die verschiedenen Szenarien. | 30 |
| 3.2 | Anteil X abbrembarer Krypton-Atome in Abhängigkeit von der Temperatur T und dem Parameter ξ und prozentuale Erhöhung von X durch die Vorkühlung. | 31 |
| 3.3 | Parameter für die Simulation des Zeeman-Abbremsers. | 32 |
| 4.1 | Frequenzdifferenzen dv für den Quenchübergang $4p^55s [3/2]_2 \mapsto 4p^55p [5/2]_2$ von Kr-83 bezüglich Kr-84 aus [15]. | 41 |
| 4.2 | Pinbelegung zur Shutteransteuerung. | 50 |
| 4.3 | Schwellenwerte der maximalen Beschleunigung in x-, y- und z-Richtung, bei der die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie nicht gestört wird. | 54 |
| 4.4 | Beste ermittelte Parameter t_{p1} , t_{b1} , t_{p2} , t_{b2} für die Anschlag-Dämpfung. | 54 |
| 4.5 | Messwerte der Beschleunigung im gedämpften und im ungedämpften Fall. (siehe Abb. 4.10/4.11) und Reduktion der Messwerte $x_u - x_g$ durch die Anschlag-Dämpfung. | 56 |
| 4.6 | Ermittelte Strahlradien des nahezu kollimierten 810,5 nm-Laserstrahls. | 56 |
| 4.7 | Ermittelte Strahltaillen des fokussierten 810,5 nm-Laserstrahls. | 56 |

| | | |
|-----|--|----|
| 4.8 | Parameter A , B , x_0 , y_0 der Fitfunktionen und berechnete Zeiten Δt für den Öffnungs- und Verschlussvorgang beim fokussierten und beim kollimierten Strahl. | 59 |
| B.1 | Messergebnisse für Δt_{schalt} beim Öffnungs- und Verschlussvorgang. | 85 |

Literaturverzeichnis

- [1] C. Alwardt. Vorbereitungen zum Aufbau einer magneto-optischen Atomfalle zur Atom Trap Trace Analysis von Kryptonisotopen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2007.
- [2] H. Daerr. *Optische Systeme und Konzeptionen für die Ultrapurenanalyse von Krypton-Isotopen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2011.
- [3] D. B. Hume et al. Accurate atom counting in mesoscopic ensembles. *Physical Review Letters*, 111(253001), 2013.
- [4] J. C. Zappala et al. Rapid Processing of $^{85}\text{Kr}/\text{Kr}$ Ratios using Atom Trap Trace Analysis. *Water Resources Research*, 53(3):2553–2558, 2017.
- [5] M. Kohler et al. All-optical production and trapping of metastable noble gas atoms down to the single atom regime. *Europhysics Letters*, 108(1), 2014.
- [6] R. J. Napolitano et al. Adiabatic following conditions for the deceleration of atoms with the zeeman tuning technique. *Optics Communications*, 80(2):110–114, 1990.
- [7] S. Mayer et al. Zeeman-tuned slowing of rubidium using σ^+ and σ^- polarized light. *Optics Communications*, 2002(210):259–270, 2002.
- [8] T. E. Barret et al. Slowing light with σ^- -polarized light. *Physical Review Letters*, 67(25):3483–3486, 1991.
- [9] W. Jiang et al. An atom counter for measuring kr-81 and kr-85 in environmental samples. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 91:1–6, 2012.

- [10] Bundesamt für Strahlenschutz. Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung. Jahresbericht 2009, 2010.
- [11] F. Goering. Erweiterung der Detektionsoptik für die Messung des Quenchsignals von Krypton-83 und Charakterisierung und Neugestaltung des 819 nm - Umpumplasers. Masterarbeit, Universität Hamburg, 2017.
- [12] K. J. Guenter. Design and implementation of a zeeman slower for Rb-87. Technical report, Ecole Normale Supérieure, Paris, 2004.
- [13] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1):68–69, 1975.
- [14] InvenSense. MPU-6000 and MPU-6050 Product Specification, Datenblatt, Rev. 3.4, 2013.
- [15] N. Jerschabek. Messverfahren einer Atomfalle zur selektiven Detektion von Kryptonisotopen durch Verwendung von Kr-83. Masterarbeit, Universität Hamburg, 2014.
- [16] M. Kohler. *Vakuum-Ultra-Violette-Lichtquelle und Konzeptionen für die Ultrapurenanalyse von seltenen Kryptonisotopen*. Dissertation, Universität Hamburg, 2011.
- [17] J. Krieger. Zeeman-Slower und Experimentsteuerung für das NaLi-Experiment. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2008.
- [18] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Mechanik, Bd 1*. Verlag Harri Deutsch, 2007.
- [19] maxime intergrated. DS18B20 - Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer, Datenblatt, 2015.
- [20] T. Mayer-Kuckuck. *Atomphysik*. B. G. Teubner, 1997.
- [21] Allegro MicroSystems. A4973 Full-Bridge PWM Motor Driver. Datenblatt, 2013.

- [22] Arduino Nano. User Manual. Datenblatt, Rev 2.3, 2008.
- [23] E. Peters. Spurenanalyse von Kryptonisotopen: Frequenzstabilisierung eines Lasersystems für Atom Trap Trace Analysis und Edelgasprobenahme. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2008.
- [24] J. Plate. Raspberry Pi: 1-Wire Temperatursensor DS1820. Internetquelle: <http://www.netzmafia.de/skripten/hardware/RasPi/Projekt-Onewire/>, Abgerufen am 21.07.2017.
- [25] M.A. Joffe W. Ketterle A. Martin D.E. Pritchard. Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a zeeman slower. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(12):2257–2262, 1993.
- [26] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 59:2631–2634, 1987.
- [27] O. Roß. *Simulation of atmospheric krypton-85 transport to assess the detectability of clandestine nuclear reprocessing*. Dissertation, Universität Hamburg, 2010.
- [28] THORLABS. Laserdiode L820P100, Datenblatt, Rev. A, 2016.
- [29] W.D. Phillips und H. Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Physical Review Letters*, 48(9):596–599, 1982.
- [30] Harold J. Metcalf und Peter van der Straten. *Laser Cooling an Trapping*. Springer, 1999.
- [31] L. Wilhelm. Charakterisierung von Halbleiterlaserdioden für die Kryptonspurenanalyse mittels einer magneto-optischen Falle. Bachelorarbeit, Universität Hamburg, 2017.
- [32] D. Wineland and H. Dehmelt. Proposed $10^{15}\delta\nu/\nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion Oscillator. *Bulletin of the American Physical Society*, 20(637), 1975.

[33] H. Haken H.C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer-Verlag, 1993.

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich bei allen, die mich bei meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Gerald Kirchner dafür, dass er es mir ermöglicht hat diese Masterarbeit am ZNF zu schreiben und Herrn Prof. Klaus Sengstock für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Außerdem möchte ich mich bei Markus Kohler, Carsten Sieveke und Pablo Woelk für die zielführenden Gespräche während der Anfertigung dieser Masterarbeit bedanken.

Mein weiterer Dank gilt allen anderen Mitarbeitern des ATTA-Labors für die gute und fruchtbare Arbeitsatmosphäre.

Darüber hinaus möchte ich meiner Familie und Zarah meinen besonderen Dank für die bedingungslose Unterstützung während meines Studiums und der Anfertigung der Masterarbeit aussprechen.